



Masterarbeit

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DES TARGETS DES COMET $\mu - e$ KONVERSIONSEXPERIMENTES

Andreas Jansen
Mat.-Nr.: 3666321

Gutachter:
Prof. Dr. Kai Zuber

Zweitgutachter:
Prof. Dr. Arno Straessner

Eingereicht am 13. März 2017

KURZDARSTELLUNG

Eines der aktivsten Gebiete der Teilchenphysik ist die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Die Verletzung des Erhalts der Lepton-Flavour-Quantenzahlen spielt dabei eine der Schlüsselrollen. Mit dem Nachweis der Neutrinooszillation wurde bereits ein Beweis für neue Physik erbracht, jedoch konnte bisher noch nicht die Verletzung des Erhalts des geladenen Lepton-Flavours (eng.: Charged Lepton Flavour Violation, kurz: CLFV) beobachtet werden. Innerhalb des Standardmodells oder der minimalen Erweiterung sind CLFV Prozesse verboten oder besitzen unmessbar kleine Verzweungsverhältnisse, wohingegen diese in vielen Modellen für neue Physik signifikant erhöht sind. Ein Nachweis wäre damit ein klares Zeichen für neue Physik.

Ziel des am japanischen Forschungskomplex J-PARC im Aufbau befindlichen COMET-Experiments ist die Suche nach dem CLFV-Prozess der kohärenten Myon-Elektron Konversion innerhalb myonischer Atome. Phase-I soll dabei eine Einzelereignis-Empfindlichkeit von $3,1 \times 10^{-15}$ erreichen. Dies entspricht einer Verbesserung des aktuellen experimentellen Limits um einen Faktor 100. Erste Messungen sollen bereits im Jahr 2018 starten.

Neben der präzisen Messung möglicher Signal-Elektronen ist für eine exakte Bestimmung des Verzweungsverhältnisses zusätzlich das Wissen über die Anzahl an gestoppten Myonen im Myon-Target essentiell. Dazu wird die charakteristische Gammastrahlung der darin gebildeten myonischen Aluminiumatome mithilfe eines Germaniumdetektors gemessen. Um die Anzahl anhand der aufgezeichneten Spektren zu berechnen, ist es zwingend erforderlich, das absolute Vollenergiepeak-Ansprechvermögens (kurz: aVA) des Detektors für die genutzten Gammaenergien zu ermitteln. Eine direkte Messung ist jedoch durch räumliche Gegebenheiten im COMET-Experiment nicht möglich. Zusätzlich wird die Aufgabe durch die komplexe Struktur des Myon-Targets aus 17 einzelnen Aluminiumscheiben sowie einem großen Detektorabstand erschwert.

Das aVA des Detektors in COMET muss demzufolge entweder durch Simulation oder theoretische Berechnung bestimmt werden. Ziel dieser Masterarbeit ist es, die Genauigkeit beider Methoden sowie die daraus folgende Anwendbarkeit zu überprüfen.

Zum Erhalt eines Referenzwertes wurde dazu eine Nachbildung des Myon-Targets geplant und aufgebaut. Die charakteristische Gammastrahlung der myonischen Aluminiumatome wird darin durch eine Barium-133 Quelle nachgeahmt. Dies ermöglicht die direkte Messung des aVA in Abhängigkeit von einzelnen Aluminiumscheiben- beziehungsweise Quellpositionen. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein Vergleich zu der hergeleiteten theoretischen Berechnung sowie zu einer mittels Geant4 erstellten Simulation durchgeführt.

Die Resultate beider Methoden stimmen sehr gut mit den Werten der direkten Messung überein. Als Folge könnten beide innerhalb von COMET genutzt werden, um das aVA des Detektors und aufbauend darauf die Anzahl gestopppter Myonen im Myon-Target zu berechnen.

ABSTRACT

One of the most active areas of particle physics is the search for physics beyond the Standard Model. Lepton Flavour Violation is one of the key elements of that research. In 2001 first evidence for new physics was found because of the discovery of neutrino-oscillation but the process of Charged Lepton Flavour Violation (short: CLFV) is yet to be observed. Within the Standard Model and its minimal extension CLFV processes are prohibited or have branching ratios that are immeasurably small. However, in many new physics models such processes are strongly enhanced. Therefore, the measurement of CLFV would be a clear indication for new physics.

The COMET experiment is being built at the Japanese research complex J-PARC. Its objective is the search for the coherent muon-to-electron conversion within muonic atoms. Phase-I aims for a single event sensitivity of 3.1×10^{-15} which would represent an improvement by a factor of 100 with respect to the current experimental limit. In 2018 first measurements will take place.

The exact determination of the branching ratio requires a precise measurement of possible signal electrons as well as knowledge of the number of stopped muons in the muon stopping target. For the latter it is planned to use characteristic gamma-rays emitted during the formation of a muonic atom and the associated cascade down to the 1s state. To calculate the number of muons stopped from the measured spectrum one has to know the absolute full-energy peak efficiency (ger.: absolutes Vollenergiepeak-Ansprechvermögen, short: aVA) for the used gamma-energy. Due to the lack of space around the target it is not possible to measure this value directly. Additionally, the task becomes more complicated because of the large detector distance and the complex structure of the muon stopping target consisting of 17 single aluminum disks.

Thus, the aVA for the COMET detector has to be obtained either by simulation or by theoretical calculation. The aim of this master thesis is to test both methods with regard to their accuracy and their applicability for COMET.

In the first part of this thesis a replication of the muon stopping target was designed and built. For the purpose of planning as well as for later simulations regarding the aVA a Geant4 simulation was created. To mimic the characteristic gamma-rays from the muonic aluminum atoms a Ba-133 source was used. This enables direct measurement of the aVA with respect to specific disk or source positions. Thus, one can obtain a reference value for the aVA. Following this, the measured data were compared to the theoretically derived values as well as to the results from the simulation.

Both of the used methods are performing remarkably well and the results fit excellently to the measured data. In conclusion, both methods can be used to obtain the aVA of the COMET detector and to calculate the number of muons stopped in the target subsequently.

INHALTSVERZEICHNIS

Kurzdarstellung	i
Abstract	iii
1 Einführung	1
1.1 Physikalischer Hintergrund und Motivation	1
1.1.1 Kohärente μ -e Konversion	2
1.2 Das COMET-Experiment	4
1.2.1 Phase-I und Phase-II	4
1.2.2 Myon-Target	6
1.3 Gammaskopie	8
1.4 Umfang der Masterarbeit	9
1.4.1 Absolutes Vollenergiepeak-Ansprechvermögen	10
2 Monte-Carlo Simulation	13
2.1 Einführung in Geant4	13
2.2 Geometrien	15
2.3 Materialien	17
2.4 Primäre Events	18
2.5 Physikprozesse in Geant4	19
2.5.1 Teilchen in Geant4	19
2.5.2 „Tracking“	19
2.5.3 „PhysicsLists“ und Prozesse	20
2.6 Auslese	21

3 IKTP-Setup	23
3.1 Räumliche Gegebenheiten	23
3.2 Detektor und Ausleseelektronik	24
3.2.1 ORTEC n-Typ HPGe	24
3.2.2 CANBERRA p-Typ HPGe	25
3.2.3 Zusätzliche Untergrundabschirmung	27
3.2.4 Ausleseelektronik	28
3.3 Target	30
3.3.1 Aluminiumscheiben	30
3.3.2 ITEM-Stützstruktur	35
3.4 Quelle	42
3.5 Quellenhalter	44
4 Messung und Auswertung	49
4.1 Untergrundspektrum	49
4.2 Detektorcharakterisierung	50
4.2.1 Energiekalibration	50
4.2.2 Peakbreitenkalibration	53
4.3 Berechnung und Definition wichtiger Parameter	54
4.3.1 Peakfläche	54
4.3.2 Raumwinkel	56
4.3.3 Intrinsisches Ansprechvermögen	58
4.3.4 Korrekturfaktor	60
4.4 Ergebnisse des aVA	62
4.4.1 Direkte Messung	63
4.4.2 Simulation	64
4.4.3 Indirekte Berechnung	66
4.5 Ausblick für COMET	68
5 Zusammenfassung	73
Abbildungsverzeichnis	77
Tabellenverzeichnis	81
Literaturverzeichnis	83

1 EINFÜHRUNG

„Nur scheinbar hat ein Ding eine Farbe, nur scheinbar ist es süß oder bitter;
in Wirklichkeit gibt es nur Atome im leeren Raum.“ (Demokrit, um 400 v. Chr.)

Das erste Auftreten des Wortes „Atom“ reicht fast drei Jahrtausende zurück. Damals sollte es das kleinste existierende Teilchen beschreiben, aus welchem sogar die Seele zusammengesetzt ist. Gemäß dem heutigen Stand der Forschung wissen wir, dass diese Theorie falsch ist. Tatsächlich ist das Atom weit entfernt davon das kleinste, unteilbare Teilchen zu sein, jedoch ist es genau diese Idee, welche den heutigen Term „Elementarteilchen“ beschreibt.

Die Teilchenphysik ist das Teilgebiet der Physik, welches danach strebt, die Frage nach den kleinsten Teilchen sowie der zur Erklärung benötigten fundamentalen Kräfte beziehungsweise der Wechselwirkungen zwischen diesen zu lösen. Die am weitesten verbreitete Theorie hinsichtlich dieser Fragen ist das Standardmodell, in welchem die grundlegenden Erkenntnisse nach heutigem Stand zusammengefasst sind.

1.1 PHYSIKALISCHER HINTERGRUND UND MOTIVATION

Das Standardmodell (kurz: SM) wurde in der späteren Hälfte des 20. Jahrhundert in Form einer Gemeinschaftsarbeit von Physikern aus der ganzen Welt entwickelt. Es beschreibt die kleinsten Bausteine der Materie, welche unter dem Begriff Elementarteilchen zusammengefasst sind, sowie deren Wechselwirkungen untereinander. Konkret zählen zu den Elementarteilchen jeweils sechs Arten von Quarks und Leptonen, deren Antiteilchen, die verschiedenen Austauscheteilchen der Wechselwirkungen sowie das Higgs-Boson.

Leptonen werden zusätzlich unterteilt in geladene Leptonen und die dazugehörigen Neutrinos. Ersteres umfasst das Elektron e , das Myon μ sowie das Tau τ . Zur zweiten Kategorie zählen das Elektron-Neutrino ν_e , das Myon-Neutrino ν_μ und das Tau-Neutrino ν_τ . Den jeweiligen Paaren wird eine entsprechende Flavour-Quantenzahl zugeordnet, wobei konkret gilt: $(L_e, L_\mu, L_\tau) = (1, 1, 1)$ für Teilchen sowie $(L_{\bar{e}}, L_{\bar{\mu}}, L_{\bar{\tau}}) = (-1, -1, -1)$ für Antiteilchen. Prozesse, welche den Lepton-Flavour verändern würden, sind innerhalb des SM verboten und die Flavour-Quantenzahlen bleiben erhalten. Formel 1.1 veranschaulicht dieses Prinzip am Beispiel des Pion-Zerfalls:

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.1)$$

Da die linke Seite keine Leptonen enthält, beträgt die resultierende Lepton-Quantenzahl Null. Die rechte Seite setzt sich aus einem Myon ($L_\mu = 1$) sowie Anti-Myon-Neutrino ($L_{\bar{\nu}_\mu} = -1$) zusammen und ergibt damit ebenfalls Null.

Erste Hinweise für eine Verletzung des Erhalts des Lepton-Flavours im SM (eng.: Lepton Flavor Violation; kurz: LFV) lieferten bereits Messungen solarer Neutrinos in den 1960er Jahren. Der auf der Erde gemessene Fluss solarer Elektron-Neutrinos war demnach deutlich geringer als theoretisch vorhergesagt, was nur durch einen Fehler in den verwendeten Modellen der Sonne oder über einen Wechsel des Flavours durch sogenannte Neutrino-Oszillationen erklärbar war [1]. Jedoch konnte erst im Jahr 2001, im Rahmen der präsentierten Ergebnisse des Sudbury Neutrino Observatory (kurz: SNO), der entgültige Beweis für solche Neutrino-Oszillationen erbracht werden. Neben der dadurch bewiesenen LFV für ungeladene Neutrinos besitzt das SM noch weitere Defizite, wie etwa eine fehlende Erklärung der Materie-Antimaterie Asymmetrie oder einem fehlenden Kandidaten für dunkle Materie [2], welche die Notwendigkeit für Erweiterungen beziehungsweise für Physik außerhalb des Standardmodells (eng.: Physics Beyond the SM; kurz: BSM) hervorheben.

Viele dieser neuen BSM-Modelle sagen eine signifikant erhöhte Rate für Prozesse mit einer Verletzung des Flavour-Erhalts von geladenen Leptonen (eng.: Charged Lepton Flavor Violation; kurz: CLFV) voraus. Zum Beispiel liegt die Rate für CLFV von Myonen innerhalb von SUSY oder MSSM nur wenige Größenordnungen über dem aktuellen experimentellen Limit und damit in einem Bereich, welcher mit modernen Experimenten in naher Zukunft erreicht werden kann [3]. Im Gegensatz zur LFV durch Neutrino-Oszillation, bei welcher die Rate durch den Neutrino-Mischungswinkel beschränkt wird, ist das exakte Verzweungsverhältnis für CLFV zusätzlich stark modellabhängig. Die Untersuchung von CLFV bietet damit sowohl ein hohes Entdeckungspotential für BSM als auch ein starkes Hilfsmittel zum Ausschließen oder Verifizieren der verschiedenen Modelle.

1.1.1 Kohärente μ -e Konversion

Einer der vielversprechendsten Kandidaten zur Untersuchung von CLFV ist das Myon. Das Myon selbst ist ein Spin-1/2-Teilchen, welches wie das Elektron eine negative Elementarladung besitzt und der elektroschwachen Wechselwirkung unterliegt. Im Gegensatz zum Elektron ist seine Masse jedoch rund 200-mal größer und es zerfällt spontan mit einer mittleren Lebensdauer von nur rund $2,2 \mu\text{s}$. Im Rahmen des SM, also unter der Annahme, dass sowohl die Ladung als auch der Lepton-Flavour erhalten bleibt, zerfällt ein freies Myon primär über den „Michel-Zerfall“ [4]:

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad (1.2)$$

Tabelle 1.1 fasst die Zerfallsmodi innerhalb des SM sowie die gemessenen Verzweungsverhältnisse zusammen.

Zerfallsschema	Verzweungsverhältnis
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\sim 100 \%$
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$	$(1,4 \pm 0,4) \%$
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^- e^+$	$(3,4 \pm 0,4) \times 10^{-5}$

Tabelle 1.1: Zerfallsmodi des freien Myons innerhalb des SM [4].

Experimente zur Untersuchung von CLFV suchen dagegen zum Beispiel nach Zerfällen in Elektron und Gamma ($\mu \rightarrow e \gamma$), dem Myonzerfall in geladene Leptonen der 1. Generation ($\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$) oder dem Prozess der kohärenten Myon-Elektron Konversion. Für Letzteres wird das Myon in einem Target gestoppt, wobei es daraufhin von einem Atom eingefangen wird und sich ein myonisches Atom bildet. Nachdem es sich unter Aussendung von Gammaquanten auf den energetisch günstigsten 1s Grundzustand abregt, kann es im Rahmen des SM entweder nach Formel 1.2 im Orbit des Atoms zerfallen (eng.: Decay in Orbit; kurz: DIO) oder vom Atomkern mit Massenzahl A und Ordnungszahl Z eingefangen werden:

$$\mu^- + N(A, Z) \rightarrow \nu_\mu + N(A, Z - 1) \quad (1.3)$$

Innerhalb der verschiedenen BSM-Modelle wird nun zusätzlich der angesprochene Prozess der kohärenten μ -e Konversion vorhergesagt [5]:

$$\mu^- + N(A, Z) \rightarrow e^- + N(A, Z) \quad (1.4)$$

Hierbei wird der Lepton-Flavour L_e und L_μ um jeweils eins verletzt, die Gesamt-Leptonzahl L bleibt jedoch erhalten. Da der Ausgangs- sowie Endzustand des Atomkerns identisch ist, spricht man von einem „kohärenten“ Prozess. Das resultierende Elektron ist monoenergetisch, wobei sich seine Energie $E_{\mu e}$ nach Formel 1.5 berechnen lässt:

$$E_{\mu e} = m_\mu - E_b - E_{\text{Rückstoß}} \quad (1.5)$$

Darin steht m_μ für die Myonmasse, E_b für die Bindungsenergie des 1s Grundzustands des myonischen Atoms und $E_{\text{Rückstoß}}$ für die Rückstoßenergie des Atomkerns. Dies bietet den Vorteil eines klar definierten und vorher bestimmbarer Signals im Experiment, welches abhängig von dem verwendeten Targetmaterial in Bereichen von $E \approx 100$ MeV deutlich über der maximalen Elektronenenergie des freien Myonzerfalls ($E \approx 52,8$ MeV) liegt.

Das derzeit beste Limit für den Konversionsprozess stammt aus dem SINDRUM II Experiment am Paul-Scherrer Institut [6]. Als Material für das Target wurde Gold ($Z = 79$) gewählt. In Abbildung 1.1 ist die dort gemessene Impulsverteilung der Elektronen im Vergleich mit Simulationsergebnissen dargestellt. Es konnte kein Kandidat für ein Konversions-Event gefunden werden. Das Verzweigungsverhältnis für kohärente μ -e Konversion wurde jedoch beschränkt auf:

$$B(\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}) \leq 7 \times 10^{-13} \quad (1.6)$$

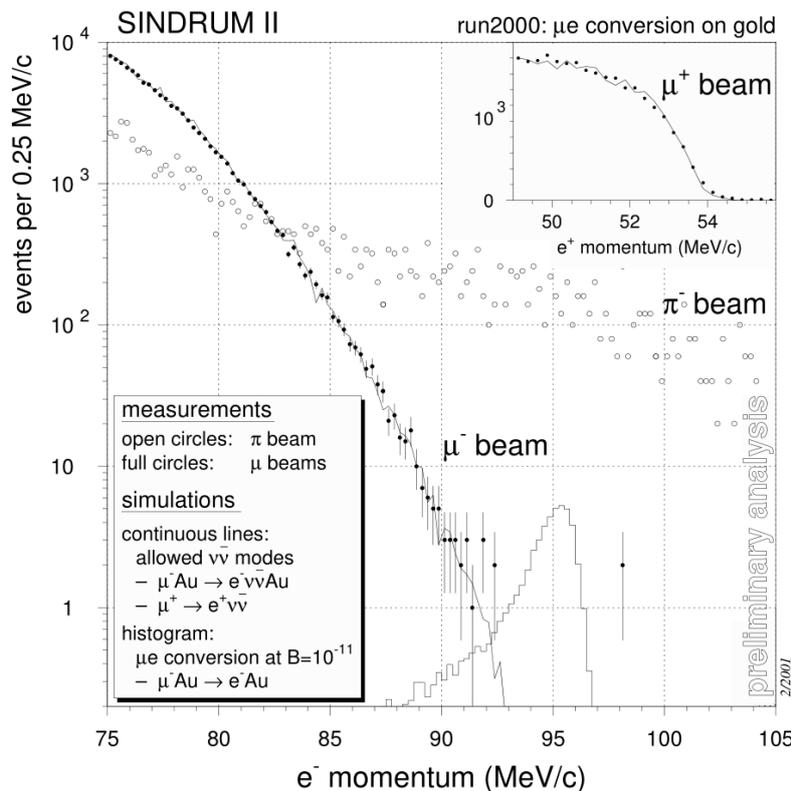


Abbildung 1.1: Ergebnisse des SINDRUM II Experiments. Dargestellt ist die gemessene Elektron-Impulsverteilung für drei verschiedene Strahltypen (siehe Legende). Es konnte kein Kandidat für kohärente μ -e Konversion gefunden werden. Die zwei Events bei $E \approx 98$ MeV/c wurden als Untergrundereignisse gewertet [6].

1.2 DAS COMET-EXPERIMENT

Im Rahmen des COMET-Experiments soll das aktuelle SINDRUM II Limit für μ -e Konversion um einen Faktor 10000 verbessert werden. Passend dazu steht COMET für „**CO**herent **M**uon to **E**lectron **T**ransition“. Das Experiment wird am „Japan Proton Accelerator Research Complex“ (kurz: J-PARC) in Tōkai aufgebaut. Zur Beobachtung des Konversionsprozesses werden niederenergetische, negativ geladene Myonen genutzt, welche in einem Myon-Target aus Aluminium (siehe nachfolgender Abschnitt 1.2.2) gestoppt werden. Die erwartete Energie der Konversionselektronen im COMET-Experiment liegt damit bei $E_{\mu e} \approx 104,97$ MeV. Die Myonen selbst stammen aus dem Zerfall von Pionen (siehe Formel 1.1), welche wiederum durch Beschuss eines Graphit- oder Wolfram-Blocks mit einem gepulsten 8 GeV Protonstrahl produziert werden. Durch supraleitende Magnetspulen werden die Myonen vor dem Auftreffen auf das Myon-Target nach Impuls und Ladung selektiert. Der komplette Aufbau ist im nachfolgenden Abschnitt in Abbildung 1.2 dargestellt [2]. Konkret soll dabei das Verzweigungsverhältnis des kohärenten μ -e Konversionsprozesses bestimmt werden, welches definiert ist als:

$$B(\mu^- N \rightarrow e^- N) \equiv \frac{\Gamma_{\mu e}(\mu^- N \rightarrow e^- N)}{\Gamma_{tot.}(\mu^- N \rightarrow alles)} \quad (1.7)$$

wobei $\Gamma_{\mu e}$ für den Zerfallskanal der kohärenten μ -e Konversion sowie $\Gamma_{tot.}$ für die totale Zerfallsbreite steht. Das gesetzte Ziel für die Einzelereignis-Empfindlichkeit (eng.: single event sensitivity, kurz: SES) ist dabei auf $2,7 \times 10^{-17}$ festgelegt. Um dies zu erreichen, müssen sowohl der Pionbeziehungswise Myon-Strahl, die verwendeten Detektoren sowie die komplexe Struktur der Magnetspulen und der vorhandene physikalische Untergrund sehr gut verstanden sein. Daher wurde COMET in zwei Etappen unterteilt: Phase-I und Phase-II.

1.2.1 Phase-I und Phase-II

Der Aufbau und Vergleich zwischen Phase-I und Phase-II des COMET-Experiments ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Der auffälligste Unterschied liegt in dem deutlich kürzeren Transportweg durch die Magnetspulen, welcher in Phase-I nur aus einem 90° Winkel besteht. Am Ende dieser Strahlröhre, also hinter dem Myon-Target (siehe nächster Abschnitt 1.2.2), ist ein speziell entworfener Detektor aus einem „Straw-Tube-Tracker“ sowie einem elektromagnetischen Kalorimeter aus segmentierten Kristallen platziert. Dadurch kann in Phase-I die exakte Strahlzusammensetzung untersucht werden, um zum Beispiel ungewollte Teilchen, wie Elektronen, Photonen oder Neutronen, zu identifizieren oder die Impulsverteilung der Myonen zu bestimmen. Der verwendete Detektor dient außerdem als Prototyp für den finalen Phase-II Detektor zur Messung der Konversionselektronen. Der Hauptdetektor in Phase-I ist ein um das Myon-Target angeordnetes zylindrisches Detektorsystem (eng.: cylindrical detector system, kurz: CyDet), bestehend aus einer zylindrischen Driftkammer (eng.: cylindrical drift chamber, kurz: CDC) sowie einem zylindrischen Trigger-Hodoskop (eng.: cylindrical trigger hodoscope, kurz: CTH). Der Aufbau von der Region um das Myon-Target sowie dem CyDet ist in Abbildung 1.3 dargestellt.

Neben der Analyse zur Strahlbeschaffenheit sowie des vorhandenen Untergrunds soll in Phase-I eine SES von 3×10^{-15} (Phase-II: $2,7 \times 10^{-17}$) erreicht werden. Dies entspricht einer Verbesserung des SINDRUM II Limits um einen Faktor 100 (Phase-II: 10000). Um das Verzweigungsverhältnis nach 1.7 zu berechnen, ist es essentiell die Anzahl gestopppter Myonen im Myon-Target zu bestimmen. In Phase-II soll dies voraussichtlich mithilfe des DIO-Spektrums der Myonen umgesetzt werden. Obwohl das Spektrum bereits theoretisch abgeschätzt wurde [7], wird dieses erst in Phase-I von COMET experimentell bestimmt. Für Phase-I soll zur Berechnung der Anzahl der gestoppten Myonen daher die charakteristische Gammastrahlung der myonischen Aluminiumatome genutzt werden.

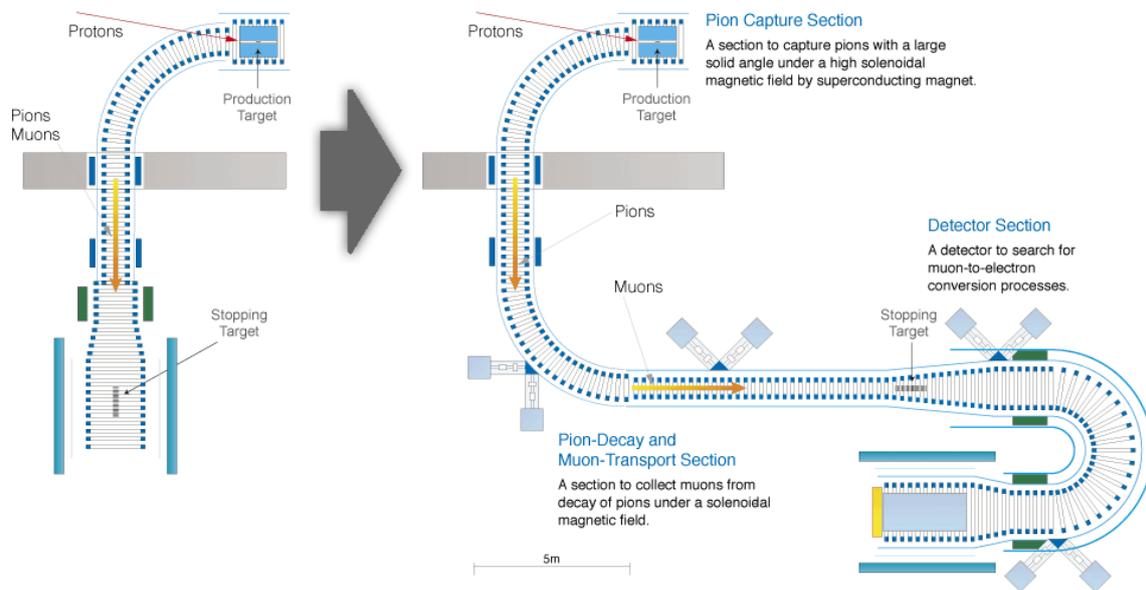


Abbildung 1.2: Schematischer Grundriss des COMET-Experimentes. Links der deutlich kleinere Aufbau von Phase-I, rechts der finale Aufbau für Phase-II [2].

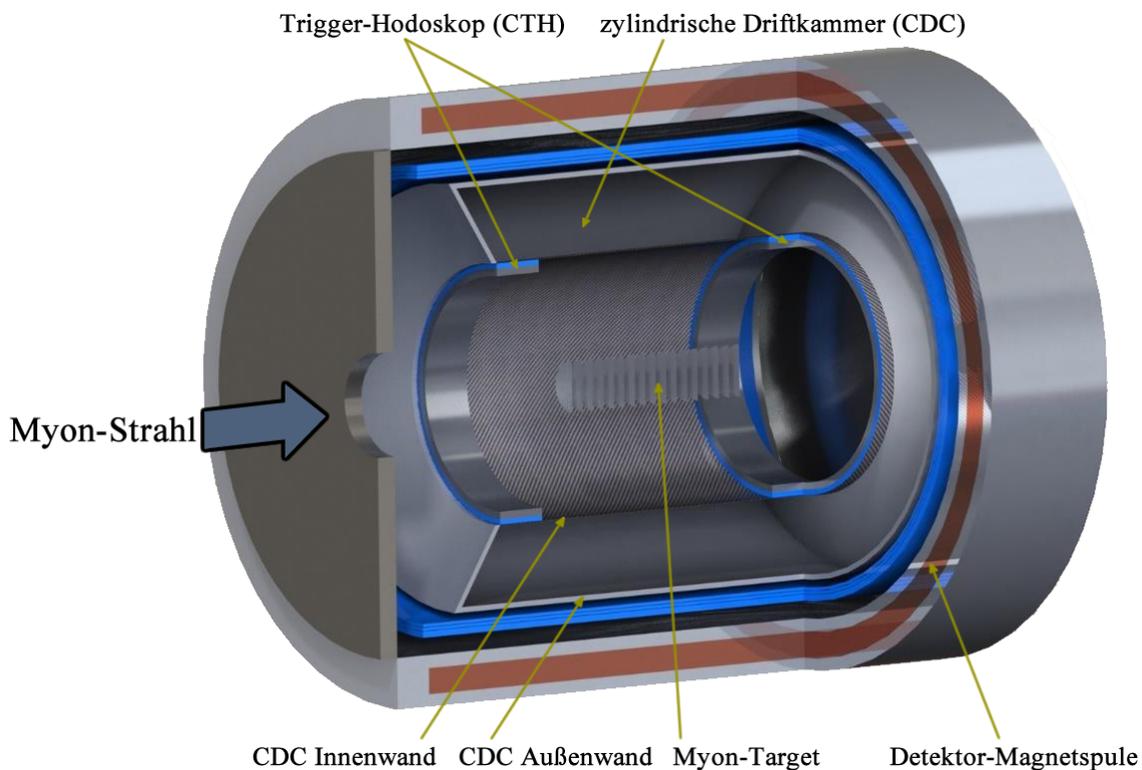


Abbildung 1.3: Dreidimensionale Darstellung des Target-Bereichs von COMET [2].

1.2.2 Myon-Target

Als „Myon-Target“ wird in COMET der Teil des Experimentes bezeichnet, in welchem die Myonen des Strahls gestoppt werden, um infolgedessen myonische Atome zu bilden und den möglichen kohärenten μ -e Konversionsprozess zu durchlaufen. Wie in Abbildung 1.3 sowie 1.4 dargestellt, ist es im Zentrum der Detektor-Magnetspulen beziehungsweise des CyDets platziert und besteht aus 17 dünnen, kreisrunden Aluminiumscheiben. Das langgezogene Myon-Target wurde dabei so entworfen, dass die Anzahl gestopppter Myonen des Strahls maximiert, sowie gleichzeitig das zu durchquerende Material für mögliche Konversionselektronen minimiert wird.

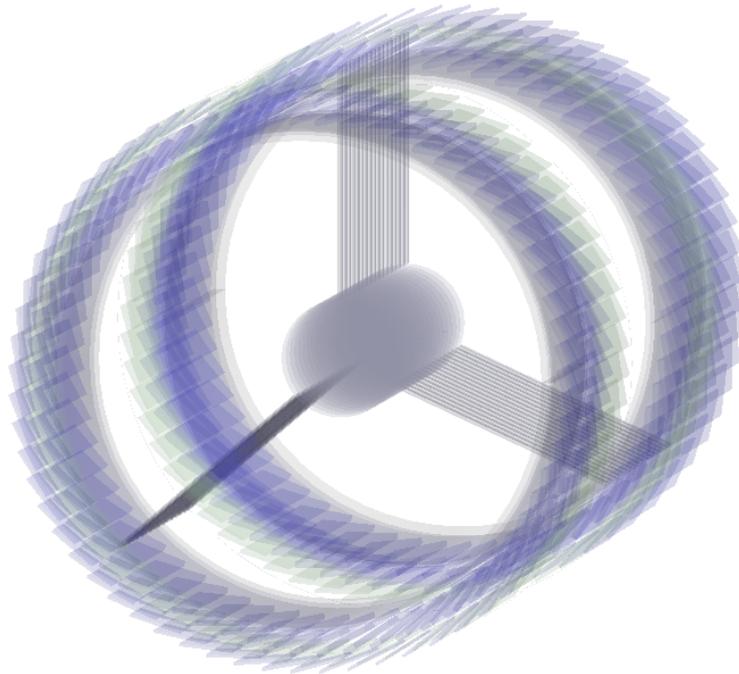


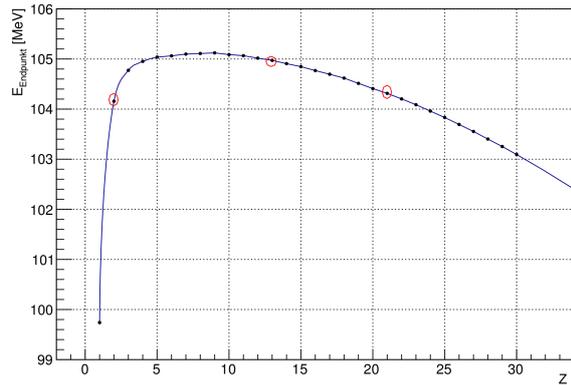
Abbildung 1.4: Schematisches Design des Myon-Targets. Eingezeichnet sind die Aluminiumscheiben (mittig), die Haltespeichen (graue Linien) sowie das CTH (blaue Blöcke).

Wie bereits diskutiert, liegt bei Verwendung von Aluminium die nach Formel 1.5 berechnete Energie der Konversionselektronen bei $E_{\mu e} \approx 104,97$ MeV. Ein gefährlicherer Untergrund für diese Energieregion stammt aus DIO-Prozessen der gestoppten Myonen. Wie in Abbildung 1.5b und Tabelle 1.5a aufgezeigt, ist sowohl die Endpunktsenergie der DIO-Elektronen, als auch die Lebensdauer myonischer Atome von der Massenzahl Z des jeweiligen Atomkerns abhängig. Die Fixierung der Scheiben ist daher über drei dünne Haltespeichen aus Wolfram ($Z = 74$) realisiert. Dadurch wird sowohl die Menge des umliegenden Materials gering gehalten, als auch eine Unterdrückung des Untergrunds durch Berücksichtigung der Zeitkomponente von Ereignissen ermöglicht [2] [3].

Die Anzahl gestopppter Myonen soll durch Messung der charakteristischen Gammastrahlung der myonischen Aluminiumatome bestimmt werden, welche beim Abregen der Myonen auf den 1s Grundzustand abgestrahlt wird. Die voraussichtlich verwendete Gammalinie stammt aus dem $2p \rightarrow 1s$ Übergang. Neben der größten relativen Intensität ist hier im Vergleich zur zweitintensivsten Gammalinie des $3d \rightarrow 2p$ Übergangs deutlich weniger Untergrund durch charakteristische Röntgenstrahlung anderer Materialien zu erwarten. In Tabelle 1.2 sind vier mögliche Kandidaten zusammengefasst. Wie darin abzulesen besitzen zwar sowohl der $3p \rightarrow 1s$, als auch der $4p \rightarrow 1s$ Übergang eine deutlich geringere relative Intensität, diese könnten aber möglicherweise als Gegenprobe oder zur Verringerung systematischer Unsicherheiten genutzt werden [2].

Element	Z	Lebensdauer [ns]
H	1	2195
C	6	2027
Al	13	880
Fe	26	200
Cu	29	164
W	74	78
Pb	82	74

(a) Lebensdauer myonischer Atome



(b) Endpunktsenergie der DIO-Elektronen

Abbildung 1.5: Abhängigkeit der Lebensdauer myonischer Atome sowie der Endpunktsenergie der DIO-Elektronen von der Ordnungszahl Z des jeweiligen Materials. Die roten Kreise in 1.5b repräsentieren He, Al und Ti (von links nach rechts). Um Untergrund auszuschließen, müssen Materialien mit einer DIO-Endpunktsenergie $\geq E_{\mu e} \approx 104,97$ MeV vermieden werden [2].

Übergang	Energie [keV]	Relative Intensität [%]
2p \rightarrow 1s	$346,828 \pm 0,002$	$79,8 \pm 0,8$
3d \rightarrow 2p	$66,11 \pm 0,02$	$67,6 \pm 1,7$
3p \rightarrow 1s	$412,87 \pm 0,05$	$7,62 \pm 0,15$
4p \rightarrow 1s	$435,96 \pm 0,10$	$4,87 \pm 0,10$

Tabelle 1.2: Energie sowie relative Intensität der Gammastrahlung myonischer Aluminiumatome.

Aufgrund der hervorragenden Energieauflösung soll zur Messung ein Germaniumdetektor verwendet werden. Problematisch ist dafür die erwartete Bremsstrahlung der noch im Strahl enthaltenen Elektronen beim Auftreffen auf das Myon-Target, welche eine sehr große Ereignisrate zur Folge hat. Um eine Sättigung des Detektors zu vermeiden, ist dieser 3,5 m vom Zentrum der Detektor-Magnetspulen sowie 15° nach oben verschoben (siehe Abbildung 1.6).

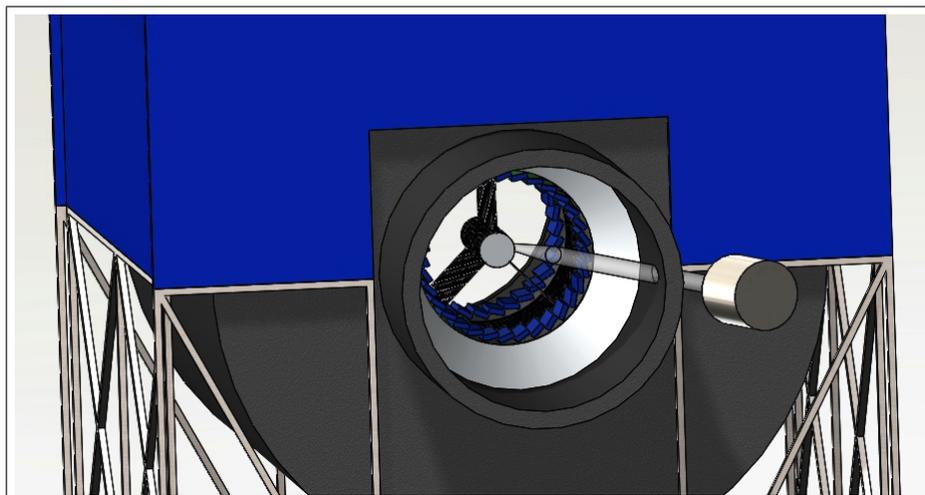


Abbildung 1.6: Schematische Position des verwendeten Germaniumdetektors. Der eingezeichnete Zylinder vom Detektor zum Myon-Target dient nur der Veranschaulichung und ist nicht physisch vorhanden.

1.3 GAMMASPEKTROSKOPIE

Zur Messung von Gammastrahlung wird die Wechselwirkung von Photonen mit Materie ausgenutzt. Durch inelastische Prozesse wird die Energie auf Elektronen oder Positronen übertragen, welche im Folgenden Sekundärladungsträger produzieren. Diese bilden wiederum die Basis für das zu messende Detektorsignal. Die dominierenden Prozesse sind:

- (Äußerer) photoelektrischer Effekt (eng.: photoelectric absorption, kurz: PE): Dabei wird das Gammaquant von einem gebundenen Elektron im Material absorbiert. Das energiereichere Elektron verlässt daraufhin den gebundenen Zustand.
- Inkohärente Streuung (Compton-Streuung, eng.: compton scattering, kurz: CS): Beschreibt die Wechselwirkung mit einem Elektron, wobei ein Teil der Photonenergie auf den Streupartner übertragen wird.
- Paarbildung (eng.: pair production, kurz: PP): Ab einer Energie $E_{\text{photon}} \geq 2m_e$ können sich Photonen innerhalb des Coulombfeldes eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln.

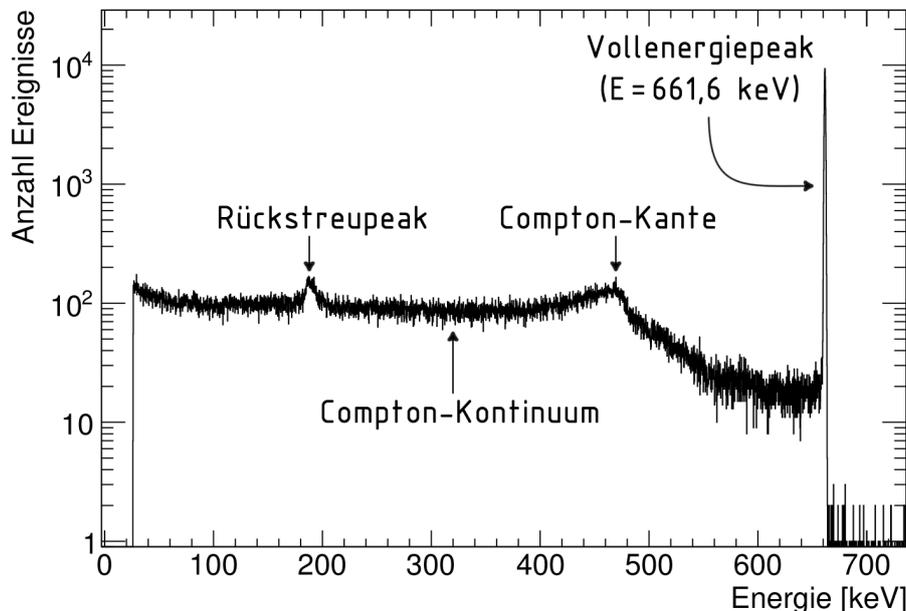


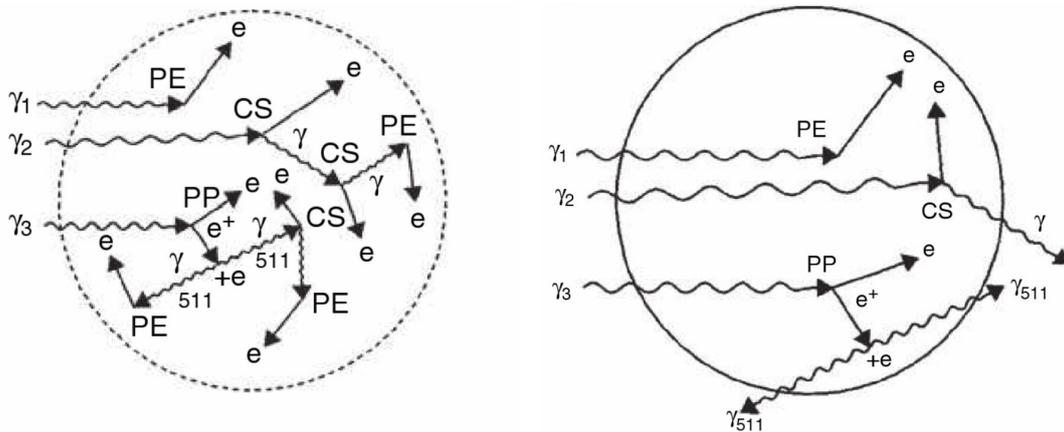
Abbildung 1.7: Gemessenes Beispielspektrum einer ^{137}Cs -Quelle.

In Abbildung 1.7 ist als Beispiel ein gemessenes Gammaspektrum einer ^{137}Cs -Quelle dargestellt. Als Folge der aufgezählten Prozesse sind darin verschiedene Merkmale zu erkennen. Das wichtigste ist der sogenannte Vollenergiepeak. Er entsteht bei einer kompletten Deposition der Photonenergie in der aktiven Detektorregion. Dies kann sowohl durch einen einzelnen, als auch durch Kombination der verschiedenen Prozesse erfolgen und ist in Abbildung 1.8a beispielhaft aufgezeigt. Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zu Peakposition oder -fläche beziehen sich immer auf den Vollenergiepeak der jeweiligen Gammalinie.

Bei inkohärenter Streuung nahe an den Detektorseiten kann es passieren, dass das gestreute Photon den Detektor ohne weitere Wechselwirkungen verlässt (siehe γ_2 in Abbildung 1.8b). Die verbleibende Energie des entkommenden Photons wird dadurch nicht gemessen. Das Signal entspricht der vorher auf das Elektron übertragenen Energie und ist eine kontinuierliche Funktion des Streuwinkels mit oberer Schranke bei Streuung um 180° . Daraus folgt das sogenannte Compton-Kontinuum und die meist als kleiner Peak erkennbare Compton-Kante. Analog dazu kann das Photon auch inkohärente Streuung außerhalb des Detektors durchführen und erst nach

diesem Streuprozess seine Energie in der aktiven Detektorregion deponieren. Dies äußert sich im Spektrum durch den sogenannten Rückstreupeak, welcher der Restenergie des Photons bei maximaler Streuung, also um 180° , entspricht.

An γ_3 in Abbildung 1.8b ist die Ursache für sogenannte Escapelinien verdeutlicht. Das bei der Paarbildung entstandene Positron zerstrahlt durch Annihilation mit einem Elektron in zwei Photonen der Energie $E_{\gamma, \text{Annihilation}} \approx 511 \text{ keV}$. Es bildet sich ein „Single Escapepeak“, wenn ein beziehungsweise „Double Escapepeak“, wenn beide Photonen den Detektor ohne weitere Wechselwirkungen verlassen. Diese liegen 511 keV sowie 1022 keV unter der Energie des Vollenergiepeaks. Da der Prozess der Paarbildung jedoch erst ab Photonenenergien $E_{\text{photon}} \geq 2m_e \approx 1022 \text{ keV}$ eine Rolle spielt, sind beide Peaks in dem gezeigten Beispielspektrum in Abbildung 1.7 nicht vorhanden.



(a) Photonen deponieren ihre komplette Energie in der aktiven Detektorregion.

(b) Signalverlust durch Photonen, welche die aktive Detektorregion verlassen.

Abbildung 1.8: Verschiedene Interaktionen innerhalb der aktiven Detektorregion. In 1.8a kann jeweils die komplette Photonenenergie deponiert werden. Das resultierende Signal tritt im Spektrum als Vollenergiepeak zutage. Dagegen verlassen in 1.8b für γ_2 und γ_3 jeweils Photonen die aktive Detektorregion. Daraus resultierend wird weniger Energie gemessen, was im Spektrum als Compton-Kontinuum und Compton-Kante für γ_2 sowie als Escapepeak für γ_3 sichtbar wird [8].

1.4 UMFANG DER MASTERARBEIT

Anhand des gemessenen Gammaskpektrums der myonischen Aluminiumatome soll im COMET-Experiment die Anzahl gestoppter Myonen berechnet werden. Der Zusammenhang ergibt sich mit Formel 1.8:

$$N_\mu = \frac{F_{i \rightarrow j}}{P_{i \rightarrow j} \cdot \varepsilon_T} \quad (1.8)$$

wobei $F_{i \rightarrow j}$ für die Anzahl an Events im entsprechenden Gammapeak sowie $P_{i \rightarrow j}$ für die Übergangswahrscheinlichkeit des myonischen Atoms vom Zustand i nach j steht. Ersteres lässt sich anhand des gemessenen Spektrums berechnen, letzteres kann der Literatur entnommen werden [2]. ε_T steht für das Ansprechvermögen des Detektors, welches im Zuge dieser Arbeit in Abhängigkeit von unterschiedlichen Scheiben- beziehungsweise Quellpositionen des Myon-Targets bestimmt werden soll. Es ist wichtig zwischen den verschiedenen Definitionen des Ansprechvermögens zu unterscheiden:

- Relatives Ansprechvermögen: ε_R
Das relative Ansprechvermögen ermöglicht den Vergleich verschiedener Detektortypen und -geometrien untereinander. Dabei wird Bezug zu den damals weit verbreiteten 3x3 NaI(Tl)-Detektoren genommen (3x3 zählt als Angabe für die Detektorgröße und bedeutet: (3 inch Durchmesser) \times (3 inch Höhe), wobei gilt: 3 inch = 76 mm). Zur Berechnung nutzt man den 1332,5 keV Peak einer ^{60}Co -Quelle bei einem Quell-Detektor-Abstand von 250 mm. Das relative Ansprechvermögen ist damit definiert als das Verhältnis der dafür gemessenen Zählrate des aktuellen Detektors zu der eines 3x3 NaI(Tl)-Detektors.
- Intrinsisches Ansprechvermögen: ε_I
Das intrinsische Ansprechvermögen (kurz: iA) gibt das Verhältnis der gemessenen Anzahl von Ereignissen im Spektrum zu den auf den Detektor einfallenden Gammaquanten an. Man unterscheidet zwischen Vollenergiepeak- und totalem intrinsischem Ansprechvermögen, wobei auf die jeweilige Energieregion Bezug genommen wird. Das iA ist ein Parameter des Detektors und unabhängig von der genutzten Quelle oder der dazugehörigen Geometrie.
- Absolutes Vollenergiepeak-Ansprechvermögen: ε_T
Das absolute Vollenergiepeak-Ansprechvermögen (auch: totales Vollenergiepeak-Ansprechvermögen, kurz: aVA) (siehe Abschnitt 1.4.1) ergibt sich aus dem Verhältnis der Peakfläche eines Vollenergiepeaks zur Anzahl der insgesamt von der Quelle für diese Energie ausgesandten Photonen. Darin enthalten sind alle Auswirkungen des konkreten Versuchsaufbaus, wie Abstand zwischen Detektor und Quelle, weshalb es die zentrale zu bestimmende Größe in dieser Arbeit darstellt.

1.4.1 Absolutes Vollenergiepeak-Ansprechvermögen

Wie bereits diskutiert, kann über Formel 1.8 nach Bestimmung des aVA die Anzahl gestoppter Myonen berechnet werden. Zu beachten ist dabei, dass im konkreten COMET-Versuchsaufbau die Peakfläche aus der Überlagerung aller Ereignisse aller Scheibenpositionen zusammengesetzt ist. Da zum Zeitpunkt der Arbeit noch keine exakten Angaben zum späteren Strahlprofil vorlagen, kann die konkrete Überlagerung und damit die direkte Beziehung zwischen Peakfläche und Anzahl gestoppter Myonen noch nicht bestimmt werden. Daher ist das Hauptziel dieser Arbeit die Bestimmung des aVA, welches einen essentiellen Bestandteil für die späteren Berechnungen darstellt.

Das aVA lässt sich prinzipiell über zwei Wege bestimmen:

- a) Direkte Messung:
Genutzt wird dazu die Abhängigkeit in Formel 1.9. Zu bestimmen ist die Peakfläche $F_{i \rightarrow j}$ aus dem gemessenen Spektrum. Die Anzahl der stattgefundenen Zerfälle N kann anhand der Quellaktivität und Messzeit berechnet werden. $P_{i \rightarrow j}$ steht hier für die Wahrscheinlichkeit, dass die gewünschte Gammalinie des zu untersuchenden Vollenergiepeaks von der Quelle emittiert wird und kann der Literatur entnommen werden.

$$\varepsilon_T = \frac{F_{i \rightarrow j}}{P_{i \rightarrow j} \cdot N} \quad (1.9)$$

- b) Berechnung aus iA und Raumwinkel:
Das aVA kann indirekt über Formel 1.10 berechnet werden. Die Detektorparameter sind innerhalb von ε_I , also dem iA des Detektors, zusammengefasst. $\Omega/4\pi$ steht für den Raumwinkelanteil in welchem die Gammastrahlung auf den Detektor treffen kann. Zusätzlich wird der später diskutierte Korrekturfaktor K eingeführt (siehe Abschnitt 4.3.4), welcher die Absorption oder Streuung der Gammaquanten an Materie zwischen Detektor und Quelle berücksichtigen soll.

$$\varepsilon_T = K \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon_I \quad (1.10)$$

Eine direkte Messung ist im COMET-Experiment durch das fest verbaute Myon-Target innerhalb des zylindrischen Detektors und der umgebenen Spulen nicht möglich, da hier keine benötigten Kalibrierquellen an den verschiedenen Positionen angebracht werden können. Das aVA muss also aus Raumwinkel, Korrekturfaktor sowie iA berechnet oder aus einer Simulation bestimmt werden.

Innerhalb dieser Arbeit werden beide Methoden auf ihre Anwendbarkeit untersucht. Dazu wird ein detailgetreuer Nachbau des COMET-Targets (siehe Kapitel 3) entworfen und am IKTP¹ der TU Dresden aufgebaut. Die später genutzte $2p \rightarrow 1s$ Gammalinie der myonischen Aluminiumatome wird durch Platzierung einer Bariumquelle (siehe Abschnitt 3.4) an verschiedenen Scheibenpositionen simuliert. Dadurch ist es möglich das aVA in Bezug zu jeder einzelnen Scheibe direkt zu messen. Die so erhaltenen Ergebnisse werden im Anschluss mit der dafür erstellten Simulation (siehe Kapitel 2) sowie den Werten aus der theoretischen Berechnung verglichen.

¹Institut für Kern- und Teilchenphysik

2 MONTE-CARLO SIMULATION

Nach dem Gesetz der großen Zahlen stabilisiert sich die relative Häufigkeit eines Zufallsereignisses um die theoretischen Vorhersage, wenn das zugrundeliegende Zufallsexperiment immer wieder unter identischen Bedingungen durchgeführt wird. Auf dieser Basis werden mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen (kurz: MCS) Zufallsexperimente in sehr großer Zahl durchgeführt, um Aussagen über komplizierte oder gar analytisch unlösbare Probleme zu erhalten.

Im Folgenden werden die Grundlagen der mit Geant4 erstellten MCS diskutiert. Das Kapitel erläutert dabei den prinzipiellen Ablauf sowie die wichtigsten Bestandteile der Simulation.

2.1 EINFÜHRUNG IN GEANT4

Das in der Teilchenphysik am häufigsten genutzte MCS-Framework ist Geant4¹ [9][10]. Es stellt eine Vielzahl verschiedener Physikmodelle bereit, um die ausführliche Simulation physikalischer Prozesse beim Teilchentransport durch Materie zu ermöglichen. Ein baukastenartiger Aufbau sorgt dafür, dass gewünschte Teile der Simulation auf die jeweiligen Ansprüche des Experiments angepasst werden können. Dadurch ist es mittels Geant4 möglich, alle bekannten Teilchenarten über entsprechende physikalische Gesetze mit nahezu beliebigen Geometrien oder elektromagnetischen Feldern wechselwirken zu lassen. Die Definition sensitiver Elemente ermöglicht die Simulation verschiedenster Detektorkonfigurationen, wobei die gewonnenen Daten zur späteren offline Analyse ausgegeben und abgespeichert werden.

Die verwendete Geant4-Version ist „geant4_10_patch02“. Dies entspricht der neuesten Version zum Zeitpunkt der Masterarbeit, wodurch gewährleistet wird, dass alle Datenbanken und physikalischen Modelle auf dem aktuellen Stand sind.

Ein kompletter Simulationsdurchlauf wird im Folgenden mit „Run“ bezeichnet. Dieser besteht aus einer vorher eingestellten Anzahl an „Events“. Ein Event beinhaltet das Platzen und Verfolgen eines primären Teilchens (siehe 2.4 und 2.5.2), sowie aller dadurch erzeugten Sekundärteilchen. Der grobe Ablauf eines gesamten Runs findet in folgenden Schritten statt:

- Definition genutzter Materialien
- Erzeugen der Geometrien
- Zuordnung von Materialien zu Geometrien
- Definition der verwendeten Teilchen
- Festlegen erlaubter Prozesse, an denen Teilchen teilnehmen können
- Definieren externer elektromagnetischer Felder

¹Geant4: **Geometry and tracking**

- Festlegen sensitiver Detektorkomponenten
- Modellierung der Detektorantwort
- Generierung primärer Events
- Teilchentransport durch das System und Produktion von Sekundärteilchen
- Abspeichern (z. B. als Histogramm) der Event-Daten zur offline Analyse

Zur weiteren Veranschaulichung des Ablaufs sei auf die Abbildungen 2.1 und 2.2, sowie auf die generelle Geant4-Dokumentation [11] verwiesen. Die folgenden Unterkapitel erläutern die für diese Arbeit wichtigsten Zwischenschritte.

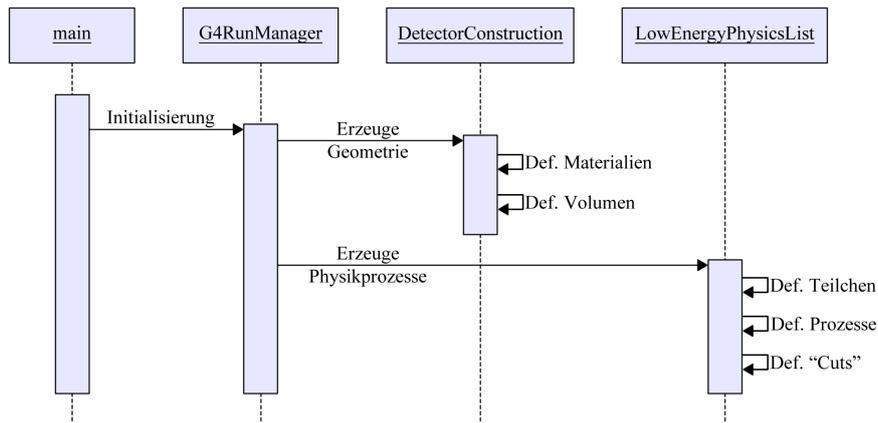


Abbildung 2.1: Initialisierung eines Geant4-Runs. Es werden Materialien, Geometrien, verwendete Teilchen sowie erlaubte physikalische Prozesse definiert.

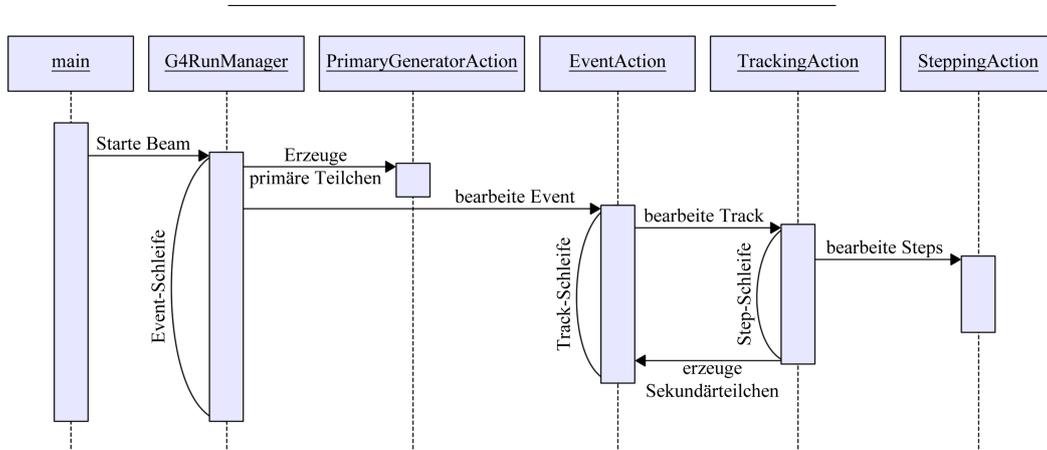


Abbildung 2.2: Fortsetzung des Geant4-Runs. Erzeugung primärer Events, Teilchen und Sekundärteilchen. Jedes Teilchen besitzt einen „Track“ sowie mehrere „Steps“ und wird bis zur Absorption in Geometrien oder dem Rand der Welt (siehe Kapitel 2.5.2) verfolgt.

2.2 GEOMETRIEN

Mit Hilfe von Geometrien wird der Nachbau eines Experimentes innerhalb der Simulation beschrieben. Eine Geant4-Geometrie besteht aus vielen einzelnen Volumina. Diese werden definiert durch die Festlegung einer Form, der physikalischen Eigenschaften sowie anschließender Platzierung. Das größte und übergeordnete Volumen wird „World“ genannt. Es enthält zwingend alle weiteren Volumina.

Zur Beschreibung der Form werden verschiedene Grundformen wie Box, Zylinder oder Kugel genutzt. Ein Volumen kann aus Kombination mehrerer einfacher Grundformen bestehen und wird im Folgenden „solidVolume“ genannt [12]. Durch Hinzufügen physikalischer Eigenschaften definiert man ein „logicalVolume“. Dabei wird festgelegt, ob sensitive Detektorelemente enthalten oder magnetische Eigenschaften vorhanden sind sowie welches solidVolume und Material genutzt wird. Im Anschluss erfolgt die Platzierung. Dazu definiert man ein „physicalVolume“, welches eine Kopie des logicalVolume innerhalb der „World“ oder eines anderen übergeordneten Volumens erzeugt.

In Abbildung 2.3 ist ein Gesamtüberblick der verwendeten Geant4-Geometrie dargestellt. Es existieren im Wesentlichen zwei Hauptvolumina: Das Detektorvolumen sowie das Targetvolumen. Die dargestellten Längenangaben sind von der Vorderseite des Detektorvolumens bis zum Mittelpunkt des Targetvolumens gemessen. Letzteres entspricht dem Zentrum der siebten Aluminiumscheibe. Aus Platzgründen ist das oben erwähnte Volumen „World“, welches in der Form eines Rechtecks mit einer Größe von $x = 996 \text{ mm}$, $y = 1475 \text{ mm}$, $z = 4125 \text{ mm}$ beide Komponenten mit einem Abstand von wenigen Millimetern umspannt, nicht eingezeichnet.

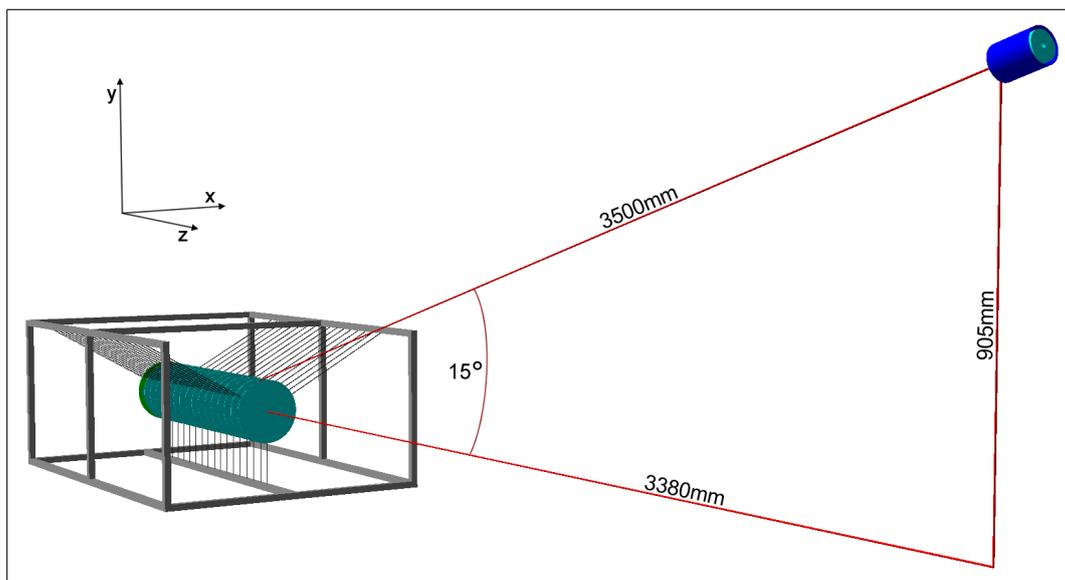


Abbildung 2.3: Gesamtüberblick des Simulationsaufbaus. Eingezeichnet ist das Detektorvolumen (blau, rechts oben), sowie das Targetvolumen (links unten) mit den eingehangenen Aluminiumscheiben (türkis), der Stützstruktur (grau) und den Nylonfäden (schwarz). Die eingezeichneten Abstände (rot) sind von der Vorderseite des Detektors bis zur Mitte der siebten Aluminiumscheibe gemessen.

In Tabelle 2.1 sind alle verwendeten Geometrien aufgelistet. Die Zahlen in den runden Klammern sind jeweils mit den Materialnummern in Tabelle 2.2 verknüpft. Tabellenrahmen verdeutlichen eine Platzierung innerhalb anderer, übergeordneter Mutter-Volumina. Eine so erzeugte Abhängigkeit von Koordinatensystemen ermöglicht das Verschieben aller untergeordneten Geometrieteile durch Verschieben des einzelnen Mutter-Volumens. In der Simulation ist es dadurch zum Beispiel möglich, den kompletten Detektor ohne größeren Aufwand um das Target zu bewegen. Eine genauere Diskussion zu Form und Größe der einzelnen Teile ist in Kapitel 3 zu finden.

World (1)

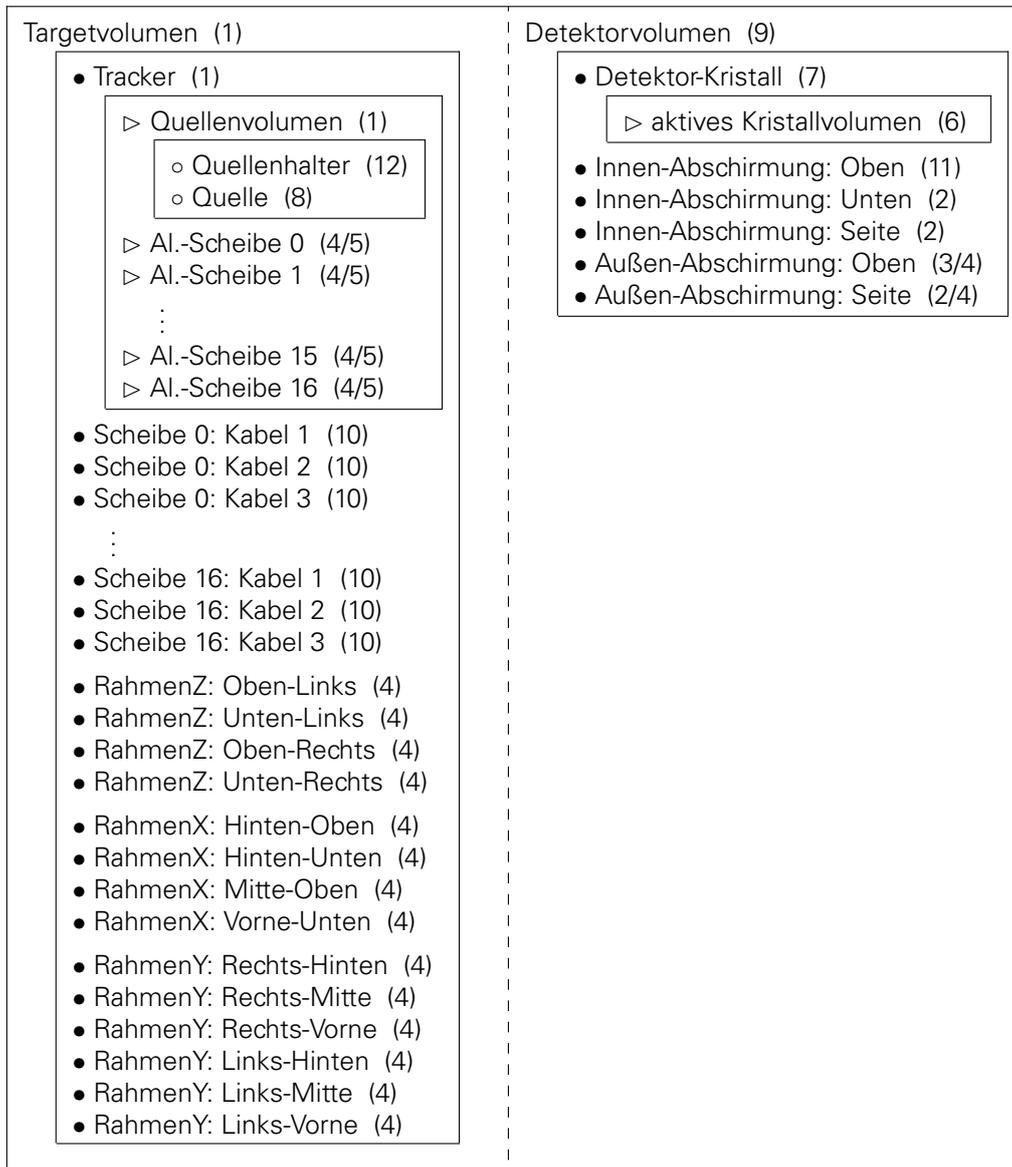


Tabelle 2.1: Übersicht aller standardmäßig platzierten Geometrien in der Simulation. Die Materialien der einzelnen Komponenten sind in Klammern angegeben und Tabelle 2.2 zu entnehmen. Es ist zu beachten, dass die Simulation es ermöglicht, einzelne Geometrieteile zu deaktivieren, wodurch diese in dem entsprechenden Run nicht platziert werden.

2.3 MATERIALIEN

In Geant4 bestehen Materialien, in Analogie zur realen Welt, aus einem oder mehreren Elementen, welche wiederum aus verschiedenen Isotopen zusammengesetzt sind. Es ist möglich, jedes dieser drei Teile separat zu definieren und zu kombinieren. Als Alternative dazu können reine Materialien oder einzelne Materialzusammensetzungen direkt aus der stetig aktuell gehaltenen NIST-Datenbank² [13] bezogen werden. Falls möglich wurde für eine optimale Genauigkeit diese Methode bevorzugt. Für selber erstellte Materialien stammen alle zugrunde liegenden Elemente aus der NIST-Datenbank. Eine Übersicht der Definition aller verwendeten Materialien ist in Tabelle 2.2 angegeben.

Nr.	Material	Eigenschaften	Elementzusammensetzung	
			Element	Massenanteil [%]
1	(Standard-)Luft*	$T = 293,15 \text{ K}$ $\rho = 0,001 \text{ g/cm}^3$ $p = 1 \text{ atm}$	C Ar O N	0,01 1,28 23,18 75,53
2	Kupfer*	$\rho = 8,960 \text{ g/cm}^3$	Cu	100
3	Beryllium*	$\rho = 1,848 \text{ g/cm}^3$	Be	100
4	reines Aluminium*	$\rho = 2,699 \text{ g/cm}^3$	Al	100
5	unreines Aluminium (0,5 % Pb)	$\rho = 2,700 \text{ g/cm}^3$	Al Pb	96,28 3,72
6	Germanium*	$\rho = 5,323 \text{ g/cm}^3$	Ge	100
7	Ge/Li Ge/B - Mischung	$\rho = 5,323 \text{ g/cm}^3$	Ge Li / B	99 1
8	Polycarbonat	$\rho = 1,200 \text{ g/cm}^3$	H O C	5,55 18,87 75,58
9	Vakuum**	$M = 14 \text{ g/mol}$ $\rho = 1 \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^3$	N	100
10	Nylon (PA-6) $((-\text{NH}-(\text{CH}_2)_5-\text{CO}-)_n)$	$\rho = 1,150 \text{ g/cm}^3$	H N O C	9,80 12,38 14,14 63,68
11	PET (Mylar)	$\rho = 1,370 \text{ g/cm}^3$	H O C	4,20 33,30 62,50
12	Polylactid (PLA) $(\text{C}_3\text{H}_4\text{O}_2)_n$	$\rho = 1,400 \text{ g/cm}^3$	H O C	5,59 44,41 50,00

Tabelle 2.2: Übersicht aller verwendeten Materialien. In der Eigenschaften-Spalte sind alle zur Definition benötigten Parameter angegeben. Ein * beim Materialnamen gibt an, dass das Material aus der NIST-Datenbank entnommen wurde. Für die Definition von Vakuum wurde die typische Geant4-Methode über eine extrem kleinen Dichte genutzt.

²NIST: National Institute of Standards and Technology

2.4 PRIMÄRE EVENTS

Durch das Definieren primärer Events oder Teilchen wird der Anfangszustand jeder Simulation festgelegt. Die einfachste Möglichkeit dafür bietet die Geant4-Klasse „ParticleGun“. Sie erfordert das Festlegen der Teilchenart, der Position sowie des Anfangsimpulses. Zur vereinfachten Auswertung wurden zwei verschiedene Typen implementiert:

1. Platzierung ruhender ^{133}Ba -Atome im Zentrum des Volumens „Quelle“, welche nach der Zeit t entsprechend dem Zerfallsschema (siehe Abschnitt 3.4) unter Bildung von Sekundärteilchen zerfallen.
2. Aussendung von Gammaquanten in direkte Richtung des Detektors. Jedes Gamma besitzt eine Energie von $E = 356,0129\text{ keV}$, was der zu untersuchenden Linie des Bariumzerfalls entspricht. Die Startplatzierung ist ebenfalls im Zentrum des Volumens „Quelle“.

Alle folgenden Simulationen zur Planung des IKTP-Aufbaus benutzten eine ParticleGun des ersten Typs. Da dies der tatsächlichen Messgegebenheit des IKTP-Aufbaus (siehe Kapitel 3) entspricht, bietet sie die höchste Genauigkeit für Vergleiche zu realen Messdaten. Der Nachteil folgt aus dem großen Quell- und Detektorabstand. Von allen produzierten Sekundärteilchen erreichen nur Einzelne die aktive Detektorregion, wodurch selbst unter Ausnutzung mehrerer Prozesskerne eine Simulationszeit von einigen Tagen für eine ausreichende Statistik benötigt wird.

Der zweite Typ wurde primär für die direkte Absorptionsuntersuchungen der Luft oder Aluminiumscheiben genutzt. Die exakte Richtung aller erzeugten Gammaquanten wird dabei zufällig gewählt, so dass sich eine homogene Verteilung auf der Vorderseite des Volumens des aktiven Detektorkristalls ergibt. Dies ermöglicht eine wesentlich höhere Statistik bei stark verringerter Simulationszeit. Mögliche Effekte durch den Zerfall des ^{133}Ba -Atoms oder Streuung an Teilen des Rahmens werden jedoch ausgeschlossen.

Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 2.4 den Vergleich beider ParticleGun-Typen. Simuliert wurde jeweils der Start beziehungsweise die Platzierung von 100 Teilchen im Zentrum der mittleren Scheibe. Für Typ-1 (2.4a) erreicht kein einziges der durch ^{133}Ba -Zerfall gebildeten Sekundärteilchen den Detektor, da im Durchschnitt nur einer von 200000 Zerfällen ein Detektorsignal zur Folge hat. Im Gegensatz dazu deponieren bei Typ-2 (2.4b) fast 91 % aller produzierten Gammaquanten Energie.

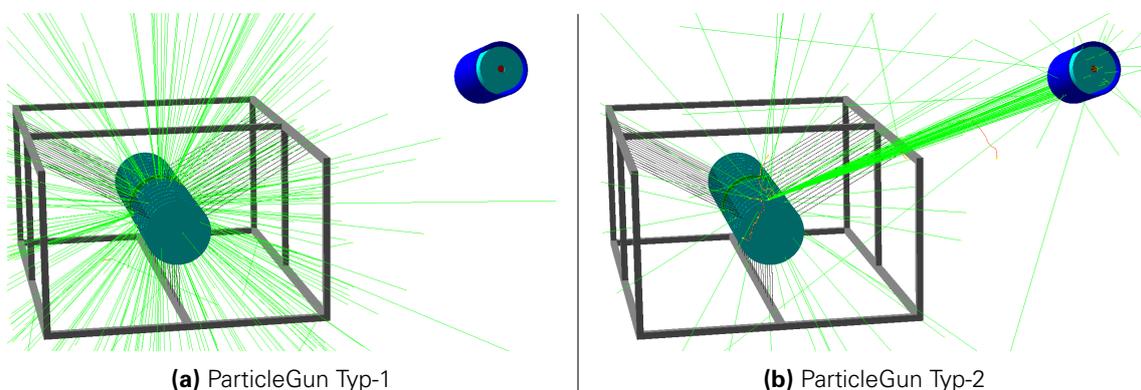


Abbildung 2.4: Vergleich der genutzten ParticleGuns zur Produktion primärer Events. Typ-1 (2.4a) platziert ruhende ^{133}Ba -Atome, welche unter Aussendung von Gammaquanten (grün) zerfallen. Typ-2 (2.4b) schießt die Gammaquanten (grün) mit $E \approx 356\text{ keV}$ in direkte Richtung des Detektors. Die hierfür gewählte Startposition ist jeweils das Zentrum der mittleren Aluminiumscheibe. Rote Linien entsprechen Elektronen, welche durch Wechselwirkung mit Materie entstehen.

2.5 PHYSIKPROZESSE IN GEANT4

2.5.1 Teilchen in Geant4

Wie bereits in der Einleitung diskutiert, ermöglicht Geant4 die Definition aller bekannten Teilchenarten, wobei Eigenschaften direkt aus dem PDG³-Standard [14] bezogen werden. Die in der Simulation genutzten Teilchendefinitionen sind in Tabelle 2.3 angegeben. Eine besondere Rolle spielen Ionen, welche aufgrund ihrer enormen Vielfältigkeit anfangs als generisches Ion-Teilchen erzeugt und erst bei konkreter Verwendung „on-the-fly“ definiert werden. Zusätzlich wird ein spezielles, virtuelles „Geantino“-Teilchen erstellt, welches für die Simulation von Transportprozessen genutzt wird.

Kategorie	Geant4-Konstruktor	definierte Teilchen
Lepton	G4LeptonConstructor	e^-, τ^-, μ^- (+Antiteilchen) ν_e, ν_τ, ν_μ
Boson	G4BosonConstructor	Gammaquanten optische Photonen Geantino
Meson	G4MesonConstructor	K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0 π^+, π^-, π^0 ...
Baryon	G4BaryonConstructor	$\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \Lambda^0$ p^+, p^-, n, \bar{n} ...
Ion	G4IonConstructor	α -Teilchen, ${}^3\text{He}$ (+Antiteilchen) Deuteron, Triton generisches Ion
Kurzlebig	G4ShortLivedConstructor	Quarks, Di-Quarks, Gluon angeregte Meson- / Baryonzustände

Tabelle 2.3: Übersicht der verwendeten Teilchendefinitionen, für welche die vorgefertigten Geant4-Kategorien und -Konstruktoren genutzt wurden. Elektronen (Lepton-), Gammaquanten (Boson-) und ${}^{133}\text{Ba}$ -Atome (Ion-Kategorie) werden direkt verwendet. Die Teilchen der Baryon-Kategorie müssen zur Simulation von Zerfallsprozessen definiert werden. Die Kurzlebig- und Meson-Kategorie, sowie die darin enthaltenen Teilchendefinitionen, sind zur Vollständigkeit mit aufgelistet, werden aber in der MCS nicht zwingend benötigt.

2.5.2 „Tracking“

Jedem Teilchen in Geant4 wird ein sogenannter „Track“ zugeordnet, welcher die Bewegung durch Raum und Zeit beschreibt. Er beinhaltet aktuelle Informationen wie Energie, Impuls oder Position sowie feste Eigenschaften des Teilchen wie Masse oder Ladung. Ein Track besteht dabei aus mehreren kleinen „Steps“. Diese regeln Übergänge zwischen zwei Volumina, Wechselwirkungen mit Materie oder Produktion sekundärer Teilchen, wobei sie die dafür benötigten Prozesse (siehe Abschnitt 2.5.3) auslösen und eventuell folgende Änderungen der Track-Informationen vornehmen. Innerhalb der hier erläuterten Simulation werden Teilchen solange beobachtet, bis ihre Energie eine vorher definierte Schwelle unterschreitet oder sie das Volumen „World“ verlassen. Zur weiteren Veranschaulichung zeigt Abbildung 2.5 den Track eines Gammaquants sowie die

³PDG: Particle Data Group

benötigten Steps beim Eintritt in das Detektorvolumen und der darauffolgenden Energiedeposition. Im letzten Step deponiert das Teilchen seine komplette Restenergie, wodurch der Track des Teilchens beendet wird. In jedem Zwischenschritt können Informationen herausgefiltert oder abgespeichert werden. So wird beispielsweise am Ende die innerhalb des aktiven Detektorkristalls deponierte Energie aufsummiert und für das Energiespektrum genutzt.

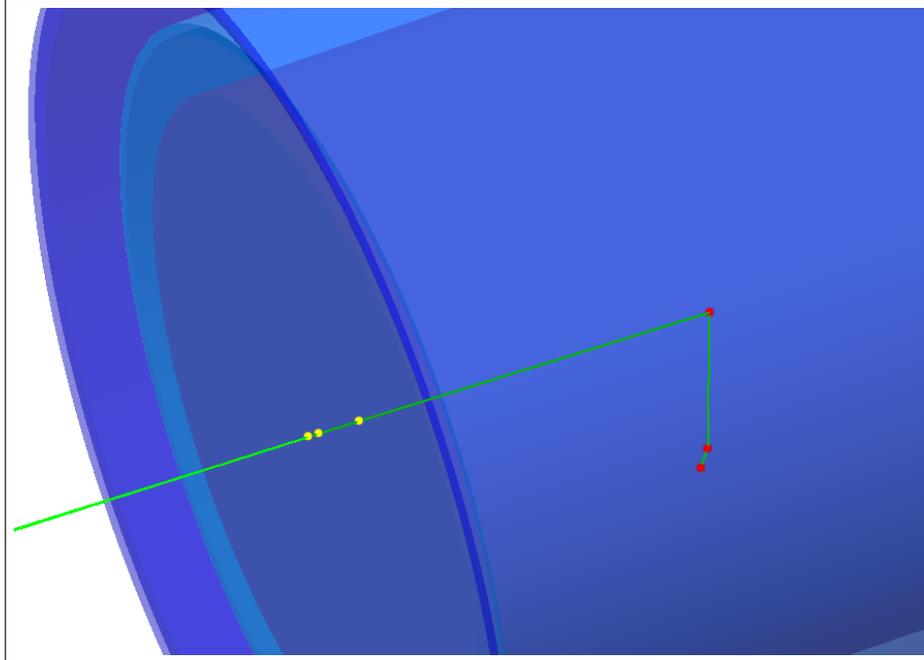


Abbildung 2.5: Beispiel für einen Track eines Gammaquanten (grüne Linie) beim Eintritt in das Detektorvolumen mit anschließender Energiedeposition. Gelbe Punkte repräsentieren die Steps der Übergänge zwischen zwei Volumina. Die Steps innerhalb des Detektorkristalls (rot) entsprechen Energiedepositionen im aktiven Detektor.

2.5.3 „PhysicsLists“ und Prozesse

Prozesse beschreiben die Interaktion von Teilchen mit Materie. Nur über sie können gespeicherte Informationen und Eigenschaften eines Tracks geändert oder beispielsweise sekundäre Teilchen produziert werden. Über sogenannte „PhysicsLists“ werden jeder Teilchenart die für sie erlaubten Prozesse zugeordnet. Aufgrund der Komplexität und der daraus folgenden Fehleranfälligkeit dieses Vorgangs bietet Geant4 eine Vielzahl vorgefertigter PhysicsLists.

Für die höchste Genauigkeit elektromagnetischer Prozesse im Energiebereich unter 1 MeV wurde „G4EmStandardPhysics_option4“ genutzt. Eine Übersicht der simulierten Prozesse für Elektronen, Positronen und Gammaquanten ist in Tabelle 2.4 angegeben. Für eine genauere Diskussion aller zugrunde liegender Modelle, sowie der erlaubten Prozesse nicht angegebener Teilchenarten wird aufgrund des Umfangs auf die Geant4-Dokumentation [15] verwiesen. Der radioaktive Zerfall wurde mittels „G4RadioactiveDecayPhysics“ implementiert. Das Simulationsmodell ist empirisch und nutzt das „Evaluated Nuclear Structure Data File“ [16] für aktuelle Daten zur Kernstruktur, Halbwertszeit, Verzweigungsverhältnis oder Energie der Zerfallsprodukte. Zusätzlich wurde für alle Teilchen der Prozess „Transport“ hinzugefügt, welcher die Teilchenbewegung innerhalb der Simulation ermöglicht.

Teilchen	Prozess	genutztes Modell
Gammaquanten	photoelektrischer Effekt	G4LivermorePhotoElectricModel
	Compton-Streuung	G4KleinNishinaModel G4LowEPComptonModel
	Paarbildung	G4PenelopeGammaConversionModel
	Rayleigh-Streuung	G4LivermoreRayleighModel
Elektronen / Positronen	Rutherford-Streuung	G4eCoulombScatteringModel
	Mehrfachstreuung	G4UrbanMscModel G4WentzelVIModel
	Ionisation	G4PenelopeIonisationModel
	Bremsstrahlung	G4SeltzerBergerModel G4eBremsstrahlungRelModel
	Positron-Annihilation	G4eeToTwoGammaModel

Tabelle 2.4: Übersicht über Zuordnung der Prozesse zu Elektronen, Positronen und Gammaquanten innerhalb der „G4EmStandardPhysics_option4“-PhysicsList [15].

2.6 AUSLESE

Zur offline Analyse werden benötigte Informationen am Ende eines Runs abgespeichert. Sie setzen sich im Wesentlichen aus drei Elementen zusammen:

- Der Simulations-Log:
Dieser umfasst alle internen Geant4-Ausgaben des jeweiligen Runs. Dazu gehören die zum Start genutzte Konfiguration, alle verwendeten Konsolen-Befehle und die dadurch genutzten Geometrien und Materialien. Am Ende des Runs wird hier ein Überblick über ausgewählte Simulationsergebnisse abgespeichert. Der Log beinhaltet außerdem eine Zwischenbestätigung von Geant4 nach einer vorher einstellbaren Anzahl an Events und eventuell aufgetretene Komplikationen im Simulationsablauf.
- Informationen des Zufallsgenerators:
Für jeden Run wird der genutzte Anfangswert des Zufallsgenerators zum Start und Ende der Simulation abgespeichert. Durch Einlesen dieser Daten ist es möglich eine stattgefundenene MCS exakt zu wiederholen, um zum Beispiel spezielle Effekte darin zu untersuchen.
- Die Ausgabe-Datei:
In Form einer „ROOT“-Datei sind hier innerhalb von Histogrammen alle erzeugten Spektren und die noch unverarbeiteten Information aller Events über „TTrees“ abgespeichert. Sie stellt damit das Kernstück der später durchgeführten Offline-Analyse dar. Die zwei wichtigsten Histogramme sind: „NofFullEHits“ (kurz für: Number of Full-Energie-Hits) sowie „DetEdep“ (kurz für: Detektor-Energiedeposition). Findet, wie in Kapitel 2.5.2 beschrieben, eine Energiedeposition von Teilchen innerhalb des Detektors statt, wird diese am Ende des Events in DetEdep abgespeichert. Abgesehen von der später noch zu berücksichtigenden Energieauflösung stellt es damit den Vergleich zu einem tatsächlich gemessenen Energiespektrum des Detektors dar. NofFullEHits beinhaltet die Anzahl der Gammaquanten, welche die Vorderseite des Detektorvolumens mit kompletter Anfangsenergie erreichen konnten. Damit lässt sich eine Aussage darüber treffen, wieviel Gammaquanten auf dem Weg zum Detektor absorbiert oder gestreut wurden, unabhängig davon wieviel Energie diese im Detektor deponieren.

3 IKTP-SETUP

Wie in Abschnitt 1.2.2 beschrieben, soll zur Bestimmung der Anzahl gestoppter Myonen die charakteristische Gammastrahlung myonischer Aluminiumatome gemessen werden. Ein wesentlicher Punkt ist dabei die Kalibrierung des Detektors, welche aufgrund des großen Detektorabstands sowie der komplexen Targetstruktur aus 17 einzelnen Aluminiumscheiben eine nicht-triviale Aufgabe darstellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für genauere Untersuchungen ein Testaufbau am IKTP der TU Dresden entworfen. Benötigte Informationen zur Planung stammen aus der in Kapitel 2 diskutierten MCS. Es werden die darin aufgeführten Definitionen der Teilchen und Materialien, sowie die jeweils angegebenen Physikprozesse verwendet. Die exakte Form und Definition einzelner Geometrieteile ist Inhalt dieses Kapitels und wird in den dafür vorgesehenen Abschnitten diskutiert. Zusätzlich wird in diesem Kapitel die Umsetzung des Testaufbaus dokumentiert und aufgetretene Probleme werden erläutert.

3.1 RÄUMLICHE GEGEBENHEITEN

Das Experiment wurde im Kellerraum K07 der Technischen Universität Dresden aufgebaut. Der Raumplan ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Im Gegensatz zur später geplanten Umsetzung in COMET, ist der Detektor im Bezug zur mittleren Aluminiumscheibe um 15° nach links anstatt oben gedreht. So kann umgangen werden, dass der Detektor angehoben und gekippt werden muss. Durch den rotationssymmetrischen Aufbau der Scheiben, des Quellenhalters, sowie des Detektors wird davon kein Einfluss auf die Messergebnisse erwartet. Da diese Änderung jedoch erst später fixiert wurde, sind alle in diesem Kapitel durchgeführten MCS noch mit der Geometrie des nach oben gedrehten Detektors durchgeführt.

Die Mittelpunkte der Aluminiumscheiben sowie des Detektorkristalls wurden mit dem *Laserliner AutoCross-Laser 3* Nivelliergerät auf gleiche Höhe gebracht. Die im späteren Abschnitt 3.3.2 erläuterte Stützstruktur steht dazu auf $h = 72,0$ cm hohen Tischen. Der Abstand zwischen Detektor und Stützstruktur wurde mithilfe von vorher ausgemessenen Seilen justiert. Die Messunsicherheiten ergeben sich aus den systematischen Abweichungen der genutzten Maßbänder, sowie den zufälligen Abweichungen der Messung. Letztere wurden insbesondere bei der Bestimmung des Abstandes von $d = 350$ cm als groß angenommen, um kleinere Probleme bei der manuellen Justierung zu berücksichtigen. Als maximale Abschätzung der Unsicherheiten folgt: $\Delta d = 2$ cm sowie $\Delta h = 1$ cm. Die relativen Unsicherheiten beider Größen liegen damit jedoch immer noch bei unter 1 %.

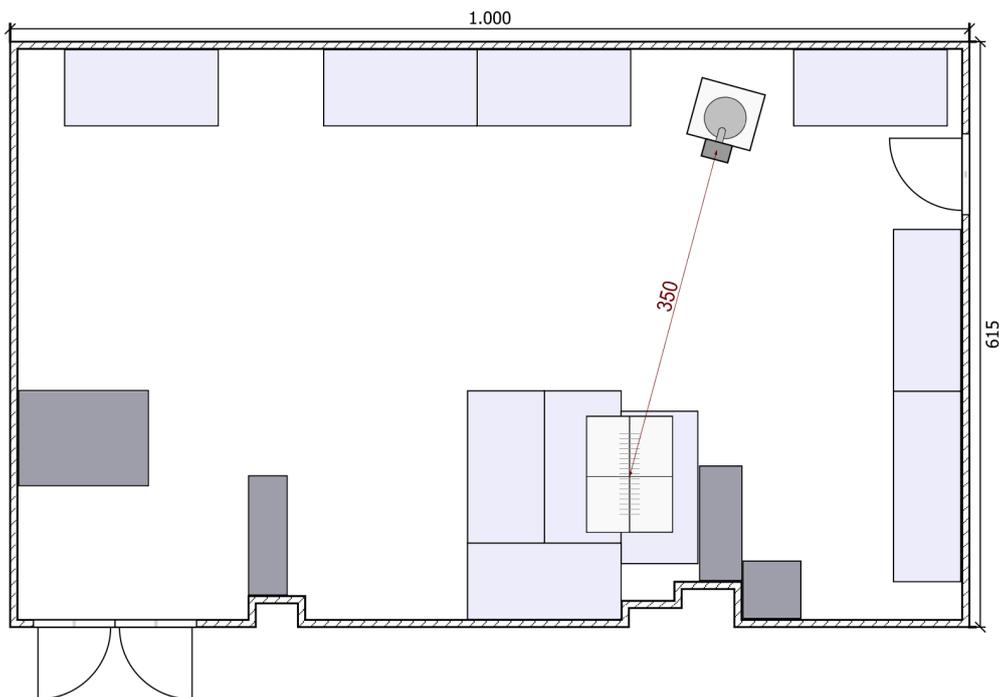


Abbildung 3.1: Raumplan des experimentellen Aufbaus am IKTP. Tische sind als hellgraue Rechtecke dargestellt. Dunkelgraue Rechtecke stehen für Schränke sowie andere Strukturen. Die Stützstruktur befindet sich im unteren Teil der Abbildung und ist, unter Berücksichtigung der Verschiebung, gegenüber des Detektors auf Tischen positioniert. Längenangaben sind in cm.

3.2 DETEKTOR UND AUSLESEELEKTRONIK

Zur Messung der Gammastrahlung wird ein coaxialer Halbleiterdetektor aus hochreinem Germanium (High Purity Germanium, kurz: HPGe) genutzt. Die Vorteile eines HPGe liegen in der hervorragenden Energieauflösung weniger keV und der Möglichkeit eines relativ großen Detektorvolumens. Ein Nachteil ist die zwingende Kühlung des Kristalls auf Temperaturen im Bereich von flüssigem Stickstoff. Üblicherweise besitzt ein HPGe einen durch Lithium-Diffusion erzeugten n^+ -, sowie durch Bor-Implantation erzeugten p^+ -Kontakt. Man unterscheidet zwischen n- und p-Typ HPGe, abhängig davon welcher Kontakt sich im inneren des Detektorbohrlochs befindet. Die Dicke dieser Kontakte bildet eine Totschicht um den aktiven Kristallbereich, in welchem Energiedepositionen kein Detektorsignal hervorrufen. Typische Werte liegen im Bereich von wenigen zehntel Mikrometern für p^+ , sowie mehrere hundert Mikrometer für den n^+ -Kontakt. Durch längere Lagerung des Detektors bei Raumtemperaturen vergrößert sich jedoch die Dicke dieser Kontakte, was das Ansprechvermögen des Detektors, besonders im niederen Energiebereich, beeinflusst [17]. Durch fehlende Informationen zu Alter und Lagerung des Detektors konnte dieser Effekt in der MCS nicht berücksichtigt werden. Der prinzipielle Aufbau ist in den Abbildungen 3.2 und 3.3 dargestellt.

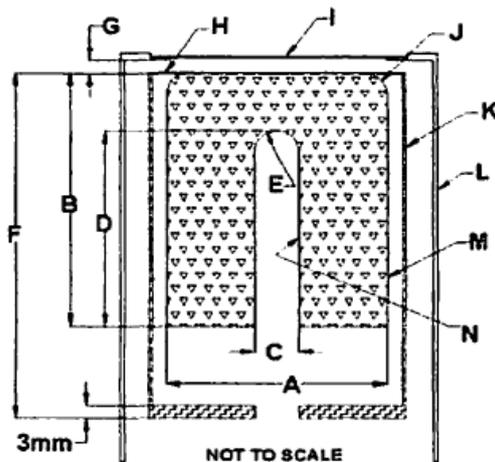
3.2.1 ORTEC n-Typ HPGe

Analog zu dem verwendeten Detektor in COMET [2], sollte in der ersten Planungsphase ein n-Typ HPGe (Modell-Nr.:GMX20P4-70-RB-B-PL) von ORTEC genutzt werden. Das relative Ansprechvermögen ist vom Hersteller mit 20% angegeben. Der Detektor besitzt den dünnen p^+ -Kontakt an der Außenseite des Detektorkristalls und ein besonders dünnes Eintrittsfenster aus 0,5 mm dickem Beryllium, welches ihn besonders für die Messung niederenergetischer Gamma- und

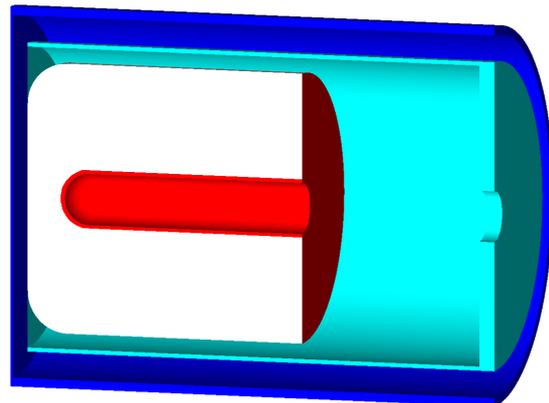
Röntgen-Quanten auszeichnet. Ein weiterer Vorteil ist die Angabe aller Detektormaße seitens *ORTEC*, was eine genaue Umsetzung in der MCS ermöglicht. Der im Datenblatt von *ORTEC* angegebene Querschnitt des Detektors sowie die erzeugte Geometrie in der MCS sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Maße des Kristalls sind in der dazugehörigen Tabelle 3.1 aufgelistet. Aufgrund technischer Probleme konnte dieser Detektor letztendlich nicht für die Messdurchführung verwendet werden. Jedoch stammen alle in diesem Abschnitt diskutierten Resultate noch aus Simulationen mit diesem Detektor und es wurde, da die Ergebnisse unabhängig von der verwendeten Detektorgeometrie sind, auf eine erneute Durchführung verzichtet.

Detektor-Parameter	MCS-Wert [mm]
Ge-Kristall Durchmesser (A)	52,5
Ge-Kristall Länge (B)	55,3
Radius der abgerundeten Ge-Kristall Ecken (J)	8,0
Bohrloch Durchmesser (C)	9,9
Bohrloch Tiefe (D)	47,8

Tabelle 3.1: Kristallmaße des *ORTEC* n-Typ HPGe. Aus Datenschutzgründen dürfen alle weiteren eingezeichnete Maße nicht angegeben werden.



(a) Detektorquerschnitt aus dem offiziellen Datenblatt von *ORTEC*. Die dazugehörigen Maße des Kristalls sind in Tabelle 3.1 angegeben. Alle eingezeichneten Größen wurden 1:1 in der MCS-Geometrie umgesetzt.



(b) Detektorquerschnitt der MCS.
Cyan: Innere-Abschirmung
(Oben: PET, Seite: Cu, Unten: Cu)
Blau: Außen-Abschirmung
(Oben: Be, Seite: Cu)
Rot: Totschicht um Kristall (Ge/Li)(Ge/B)
Weiß: aktives Kristallvolumen (Ge)

Abbildung 3.2: Aufbau des *ORTEC* n-Typ HPGe. Als Vergleich ist der Querschnitt des Datenblatts mit der Umsetzung in der MCS abgebildet. Nicht dargestellt sind der angebaute Vorverstärker, sowie Kühl- oder Halteelemente.

3.2.2 CANBERRA p-Typ HPGe

Als Alternative wurde ein durch *CANBERRA* produzierter p-Typ HPGe (Modell-Nr.: GC4018) genutzt. Zu dem Detektor gehören ein fest angebauter Vorverstärker (Modell-Nr.: 2002CSL) sowie ein zur Kühlung genutztes Kryostat (Modell-Nr.: 7600SL). Ein NIM-Modul (NHQ 205M) liefert die Betriebsspannung von 4 kV. Über Rückkopplung an den Detektor kann damit die Kühlung des

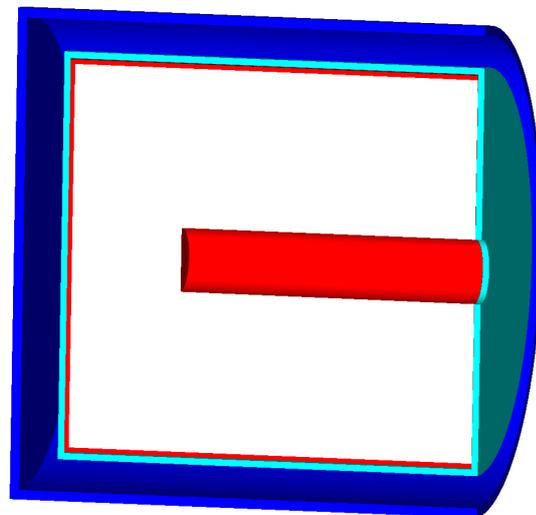
Kristalls überprüft und, im Falle einer zu starken Erwärmung, die Hochspannung automatisch heruntergefahren werden. Der Detektor steht auf einer höhenverstellbaren Halterung, wobei die Vorderseite in Richtung der Stützstruktur (siehe 3.3.2) gedreht ist. In Abbildung 3.3a ist ein Foto des kompletten Detektoraufbaus dargestellt. Die von *CANBERRA* zur Verfügung gestellten Abmessungen, sowie die Umsetzung der Geometrie in der Simulation können Tabelle 3.2 und Abbildung 3.3b entnommen werden. Leider fehlen bei diesem Detektor genauere Angaben zur Größe der äußeren und inneren Abschirmung. Alle fehlenden Geometriemaße wurden daher dem allgemeinen *CANBERRA*-Users-Manual [17] entnommen und können für den konkret verwendeten Detektor abweichen. Es konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine Überprüfung dieser Werte durchgeführt werden. Davon verursachte Fehler sind deshalb im späteren Vergleich von Messwerten und Simulation nicht auszuschließen. Durch den größeren Kristall besitzt der Detektor im Vergleich zum *ORTEC* n-Typ (3.2.1) ein höheres relatives Ansprechvermögen von 40 %.

Detektor-Parameter	MCS-Wert [mm]
Ge-Kristall Durchmesser	61,0
Ge-Kristall Länge	64,5
Bohrloch Durchmesser	10,0
Bohrloch Tiefe	46,5

Tabelle 3.2: Kristallmaße des *CANBERRA* p-Typ HPGe. Die Größe der Abschirmungen sowie Abstände und Totschichtdicke sind [17] entnommen.



(a) Foto des Detektors, der höhenverstellbaren Halterung, sowie der zur Kühlung benötigten Stickstoffkanne.



(b) Detektorquerschnitt des *CANBERRA* p-Typ HPGe in der MCS. Äußere Abschirmung (blau) sowie innere Abschirmung (Cyan) bestehen aus 1,5 mm sowie 1,0 mm dicken Aluminium. Die Werte stammen aus [17] und können von der tatsächlichen Geometrie abweichen. Für die Dicke der Totschicht (Rot) wurden die im ersten Abschnitt diskutierten Standardwerte verwendet. Weiß entspricht dem aktiven Kristallvolumen.

Abbildung 3.3: Aufbau des zur Messung verwendeten *CANBERRA* p-Typ HPGe, sowie die Umsetzung der Detektorgeometrie in der MCS.

3.2.3 Zusätzliche Untergrundabschirmung

Wie in Abbildung 3.3a zu erkennen ist, wurde der Detektor zunächst nur seitlich durch Bleiziegel sowie von oben und unten durch eine Metallplatte abgeschirmt. Erste Messungen zeigten, dass der im Abschnitt 4.1 genauer diskutierte Untergrund pro Kanal eine Zählrate von bis zu einem Ereignis pro Sekunde sowie $0,1 \frac{1}{s}$ im interessanten Energiebereich um $E \approx 356 \text{ keV}$ verursacht. Zur weiteren Abschirmung wurden daher in den freien Zwischenräumen zwischen Detektor und bereits vorhandener Bleiwand sowie unter- und oberhalb des Detektors weitere Bleiziegel deponiert. Insgesamt ergibt sich eine Bleidicke von $d_1 = 10 \text{ cm}$ an den Seiten, $d_2 = 10 \text{ cm}$ oberhalb und $d_3 = 5 \text{ cm}$ unterhalb des Detektors.

Ein Bild des finalen Aufbaus und der Effekt dieser zusätzlichen Abschirmung sind in Abbildung 3.4 und 3.5 dargestellt. Letztere zeigt den Vergleich der Zählraten beider Konfigurationen. Durch die zusätzlichen Bleiziegel sinkt die Untergrundzählrate um einen Faktor 2 über dem gesamten Energiebereich. Dies wird vor allem durch die Abschirmung der prominenten Gammalinien von ^{208}Tl bei $E = 2614 \text{ keV}$ und ^{40}K bei $E = 1460 \text{ keV}$ erreicht, welche um einen Faktor von 2,5 verringert werden. Das Spektrum weist zwei neue Peaks bei $E = 569,7 \text{ keV}$ und $E = 1063,6 \text{ keV}$ auf. Diese stammen aus dem Zerfall des angeregten Zustands $^{207*}\text{Pb}$, welcher zum Beispiel durch Wechselwirkung von ^{208}Pb mit kosmischen Myonen erzeugt und als Folge der zusätzlichen Bleiummantelung nun sichtbar wird. Die ^{137}Cs -Linie bei $E = 661,7 \text{ keV}$ ist immer noch genauso beziehungsweise sogar leicht stärker ausgeprägt. Die Ursache dafür liegt in den im Raum deponierten radioaktiven Proben, welche sich direkt im Schrank neben der Stützstruktur befinden und somit nicht durch die seitlich befindlichen Bleiziegel abgeschirmt werden können.



(a) Alte Abschirmung



(b) Neue Abschirmung

Abbildung 3.4: Abschirmung des HPGe. Die alte Konfiguration 3.4a besteht aus einer einfachen Lage Bleiziegeln an den Seiten sowie einer Metallplatte oben und unten. Im finalen Aufbau 3.4b sind zur besseren Untergrundunterdrückung weitere Lagen Bleiziegel (gelb) um den Detektor angeordnet. Die Höhe des Detektors wurde entsprechend angepasst.

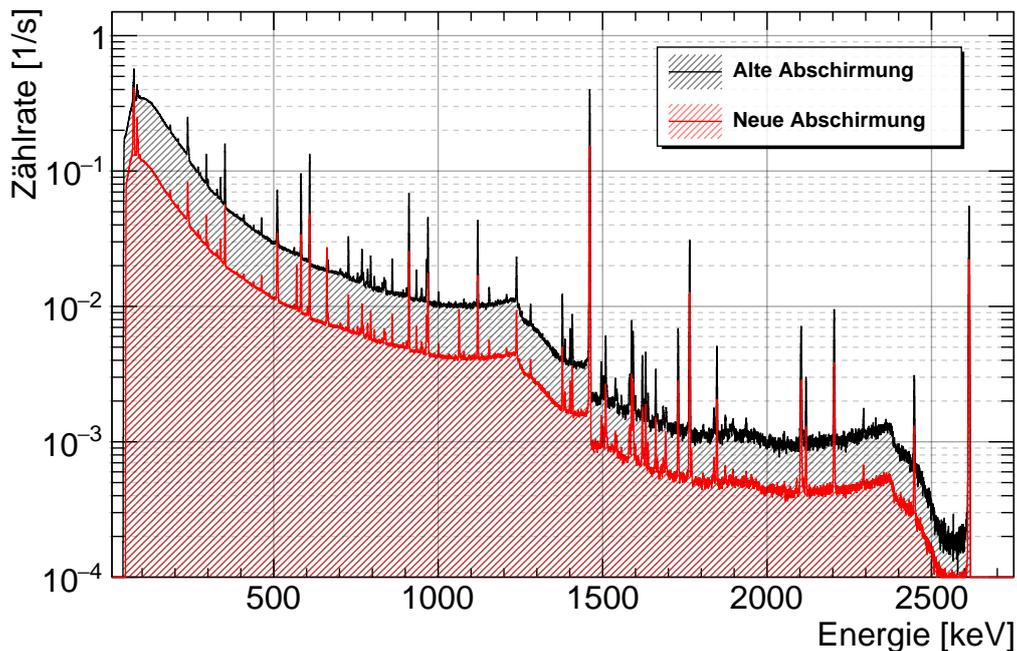


Abbildung 3.5: Vergleich der Zählraten des Untergrundspektrums zwischen der alten (schwarz) sowie neuen (rot) Detektorabschirmung. Durch zusätzliche Bleiziegel kann die Zählrate um einen Faktor 2 über dem gesamten Energiebereich verringert werden.

3.2.4 Ausleseelektronik

Das direkte Ausgangssignal eines HPGe eignet sich nicht zur Analyse und muss daher durch nachgeschaltete Elektronik an die jeweiligen Anforderungen angepasst werden. Die verwendeten Komponenten werden im folgenden kurz aufgelistet und erläutert. Die Hauptbestandteile der Elektronik sind in Abbildung 3.6 dargestellt.

Vorverstärker

Der erzeugte Signal eines HPGe ist selbst bei hochenergetischer Strahlung nur sehr klein. Um die Störanfälligkeit des Strompulses gegenüber elektronischem Rauschen zu minimieren wird dieser verstärkt und zu einem Spannungspuls umgewandelt. Dies sollte zur Vermeidung unnötiger Kabelwege möglichst detektornah umgesetzt werden. Im verwendeten Aufbau wird dafür der direkt angebaute Vorverstärker (Modell-Nr.: 2002CSL) des HPGe genutzt. Nach Verstärkung des Signals sind Kabelwege mehrerer Meter möglich. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers ist unverfälscht und stellt einen möglichst steil ansteigenden Puls mit flachem Abfall dar.

Spektroskopischer Verstärker

Der „spektroskopische Verstärker“ dient der Formung und weiteren Verstärkung des Vorverstärkersignals. Genutzt wurde der *AFT Research Amplifier - Model 2025* von *CANBERRA* [18]. Insgesamt erfüllt er im Aufbau folgende Aufgaben:

- Weitere, variabel einstellbare Verstärkung des Eingangssignals.

- Der eintreffende Puls wird über Differenzier- und Integrier-Schaltkreise umgeformt. Dabei werden meistens Gauß- oder Dreiecksformen genutzt. Letztere erlauben eine bessere Energieauflösung, erstere ermöglichen ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis. [19]
- Durch den flachen, exponentiellen Abfall des Vorverstärkersignals verursacht das Formen der Pulse über CR-RC Glieder einen sogenannten „undershoot“ nach der gewünschten Signalform. Bei hohen Zählraten können darauffolgende Signale in diesem Bereich liegen, wodurch die Signalhöhe verringert wird und eine Verbreiterung der Peaks im Spektrum auftritt [19]. Zum Ausgleich besitzt der Verstärker eine „Pole-Zero“-Korrektur, durch die das Nullniveau angepasst und der Undershoot vermieden wird.
- Der Verstärker besitzt eine „Pile-Up-Rejection“ (kurz: PUR), durch die automatisch Pulse herausgefiltert werden, welche zu Pile-Up führen könnten. Pile-Up bezeichnet die zufällige Koinzidenz zweier Signale, welche bei zu großen Zählraten auftreten kann und bei der zwei eigentlich einzelne Signale aufeinander aufaddiert werden. Dies führt zur Verformung der Signalform und wäre im Spektrum durch Peakausläufer zu höheren Energien sichtbar.
- Durch die Verstärkung führen kleine Offsets der Nulllinie am Anfang der Elektronik zu großen Schwankungen bei der Ausgabe. Der Verstärker nutzt einen „Baseline-Restorer“ um diesen Effekt zu vermeiden und die Pulshöhe, welche die ausschlaggebende Information zur deponierten Detektorenergie darstellt, fehlerfrei auszugeben.

Im Experiment ist das Ausgangssignal des Verstärkers auf eine Gaußform eingestellt. Die Höhe dieses Pulses ist proportional zur im Detektor deponierten Energie. Für die Einstellungen der Pole-Zero-Korrektur sowie der PUR wurde die integrierte automatische Optimierung des Verstärkers genutzt. Für die Integrationszeit der Pulsformung wurden $8\ \mu\text{s}$ gewählt.

MCA und ADC

Der „Vielkanalanalysator“ (eng.: Multi-Channel-Analyzer, kurz: MCA) wird genutzt, um das Signal zur Auswertung am Computer bereitzustellen. Das Eingangssignal des MCA stammt aus dem vorgeschalteten „Analog-Digital-Umsetzer“ (eng.: Analog-to-Digital Converter, kurz: ADC), welcher das noch analoge Gaußsignal des spektroskopischen Verstärkers auswertet. Dabei wird die Impulshöhe digitalisiert und der Impulsamplitude ein ganzzahliger Wert zugewiesen. Die Werte werden entsprechend der gewählten Konfiguration in Kanäle eingeordnet und an den Computer weitergeleitet. Hierbei ist jeder Kanal direkt proportional zur Impulsamplitude und damit zur deponierten Energie im Detektor. Die Auftragung der Anzahl von Ereignissen über den Kanälen repräsentiert das Impulshöhenspektrum des Detektors. Die Kanalanzahl ist zwischen 256 und 8192 wählbar. Mehr Kanäle bedeutet eine bessere Digitalisierung der Peaks, jedoch weniger Ereignisse pro Kanal und eine höhere statistische Unsicherheit. Es wurde der *Dual ADC - Model 7072* sowie der *MPA4: Multiparameter Multichannel Analyzer* von *ComTec* genutzt. Nach ersten Messungen wurde die Kanalzahl auf 8192 festgelegt. Die Halbwertsbreite eines Peaks entspricht dadurch im Durchschnitt 4 Kanälen. In den wichtigen Peakregionen wird mit der später festgelegten Messzeit eine Anzahl von mindestens 10000 Ereignissen erreicht, wodurch die relative Unsicherheit auf die Anzahl der Ereignisse bei unter einem Prozent liegt.



Abbildung 3.6: Foto der verwendeten Ausleseelektronik. Abgebildet ist das NIM-Modul (grün umrandet) zur Spannungsversorgung, der ADC (rot umrandet), der spektroskopische Verstärker (blau umrandet) sowie der MPA (gelb umrandet). Nicht dargestellt ist der Vorverstärker, welcher fest am hinteren Teil des Detektors verbaut ist.

3.3 TARGET

In Analogie zu COMET wird mit „Target“ der Teil des Aufbaus bezeichnet, welcher mit den Aluminiumscheiben sowie deren Aufhängung zusammenhängt. Im Folgenden wird die Planung, die dazu durchgeführten Simulationen und die letztendliche Umsetzung aller Komponenten des Nachbaus diskutiert.

3.3.1 Aluminiumscheiben

Das Kernstück des Nachbaus sind die mittig in der Stützstruktur aufgehängenen Aluminiumscheiben, welche das Myon-Target des COMET Experiments repräsentieren. Um eine möglichst hohe Effizienz zum Stoppen von Myonen zu erhalten und zeitgleich den Untergrund zu minimieren, wurde ein Design aus 17 kreisförmigen Scheiben festgelegt. Die genauen Abmaße für COMET sowie den Nachbau am IKTP sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Die Reinheit des Aluminiums für COMET war zum Zeitpunkt der Arbeit noch nicht festgelegt. Allgemein ist eine hohe Reinheit zur Vermeidung von Untergrund zu bevorzugen, jedoch muss beachtet werden, dass reines Aluminium sehr weich ist und eine geringe mechanische Festigkeit besitzt. Dies kann durch Zugabe geringer Mengen verschiedener Legierungselemente erheblich verbessert werden. Anfangs sollte daher für den Nachbau Aluminium der Reinheit 99,5% der Firma *Korff AG* verwendet werden. Die genauen Verunreinigungen beziehungsweise Anteile der Legierungselemente sind in Tabelle 3.4 angegeben und entsprechen der DIN-Norm „EN AW-1050A“. Das als Rolle gelieferte Aluminium wurde entsprechend der technischen Zeichnung (siehe Abbildung 3.7) mittels Laserstrahlschneidmaschine in die gewünschte Form geschnitten. Durch die

Detektor-Parameter	COMET-Design	Nachbau
Radius	100 mm	(100 ± 0,05) mm
Dicke	200 µm	(200 ± 0,1) µm
Scheibenzahl	17	17
Abstand der Scheiben	50 mm	(50 ± 2) mm

Tabelle 3.3: Design- und IKTP-Maße des Myon-Targets. Die Unsicherheiten der Scheibenmaße wurden den Werkstattangaben entnommen. Die Dicke wurde mittels Bügelmessschraube an jeweils sechs Positionen von fünf verschiedenen Scheiben überprüft und bestätigt. Der Abstand wird vom Scheibenzentrum aus gemessen. Die absolute Unsicherheit wird als hoch abgeschätzt, da diese von Hand in die Stützstruktur eingebaut werden mussten. Um Summation der einzelnen Unsicherheiten auf den Abstand zu vermeiden, wurde beim Einbau darauf geachtet, die Scheibenposition relativ zur Stützstruktur und nicht zu vorher eingebauten Scheiben zu bestimmen. Insgesamt liegt durch den großen Detektorabstand von 3,5 m die relative Unsicherheit bei unter 1 % und wurde daher für die weiteren Auswertungen vernachlässigt.

bei diesem Verfahren entstehende Hitze des Lasers, Halteelemente der Maschine und die geringe Robustheit des hochreinen Aluminiums, weisen die hergestellten Scheiben jedoch größere Unebenheiten und leichte Verzerrungen auf (siehe Abbildung 3.8a). Zusätzlich konnten durch technische Probleme mit diesem Material nicht alle 17 Scheiben fertiggestellt werden, weshalb auf stabileres, jedoch unreineres Aluminium zurückgegriffen werden musste (siehe Abbildung 3.8b). Da vom Hersteller keine Angaben zur genauen Verunreinigung vorlagen, wurden diese mittels Röntgenfluoreszenzanalyse (kurz: RFA) bestimmt (siehe Abbildung 3.9). Die gemessenen Werte lassen auf Aluminium der Reinheit 99,0 % nach der DIN-Norm „EN AW-1200A“ schließen. Es konnten Verunreinigungen mit schweren Elementen hoher Ordnungszahl, welche im Vergleich zu Aluminium einen deutlich größeren Absorptionskoeffizient für Photonen besitzen, ausgeschlossen werden.

chemisches Element	Ordnungszahl	Massenanteil [%]		Massenschwächungskoeffizient [cm^2/g]
		alt	neu	
Silicium (Si)	14	0,25	Si+Fe: 1,0	$1,009 \cdot 10^{-1}$
Eisen (Fe)	26	0,4		$9,988 \cdot 10^{-2}$
Kupfer (Cu)	29	0,05	0,1	$1,006 \cdot 10^{-1}$
Mangan (Mn)	25	0,05	0,3	$9,688 \cdot 10^{-2}$
Magnesium (Mg)	12	0,05	0,3	$9,951 \cdot 10^{-2}$
Chrom (Cr)	24	–	0,1	$9,758 \cdot 10^{-2}$
Zink (Zn)	30	0,07	0,1	$1,022 \cdot 10^{-1}$
Titan (Ti)	22	0,05	–	$9,594 \cdot 10^{-2}$
andere Beimengungen („einzeln“)	–	< 0,05	< 0,03	–
Aluminium (Al)	13	99,5	99,0	$9,730 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 3.4: Unreinheiten des Aluminiums gemäß der DIN-Norm „EN AW-1050A“ (alt) und „EN AW-1200A“ (neu). Der angegebene Massenanteil gilt für die Verunreinigungen als maximale beziehungsweise für Aluminium als minimale Grenze. Unter „andere Beimengungen“ werden Elemente zusammengefasst, deren einzelner Massenanteil jeweils unter dem angegebenen Grenzwert liegen muss. Der Massenabschwächungskoeffizient gilt für die Photonenenergie $E = 356 \text{ keV}$ und wurde der NIST-Datenbank [20] entnommen.

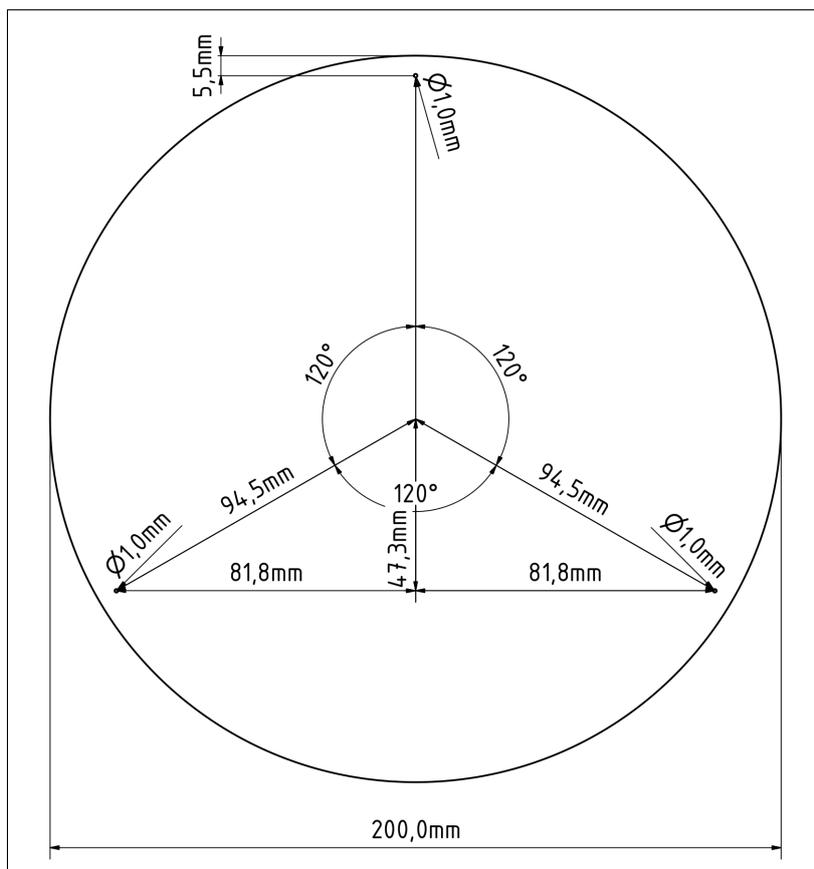
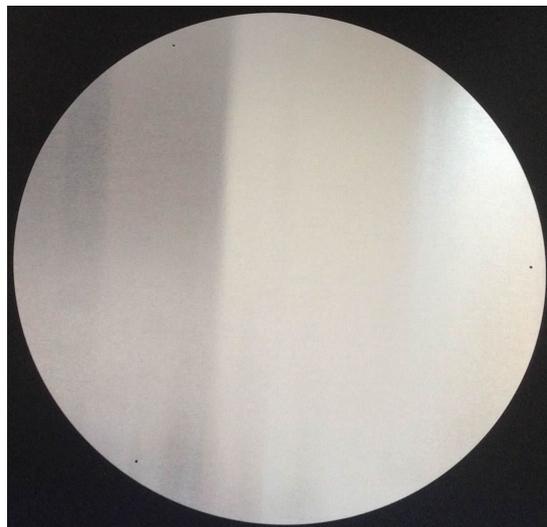


Abbildung 3.7: Technische Zeichnung mit allen Abmessungen der verwendeten Aluminiumscheiben. Die Dicke der Scheibe beträgt 200 μ m. Die um 120° zueinander verschobenen Löcher dienen der Befestigung der Haltespeichen (siehe Abschnitt 3.3.2).

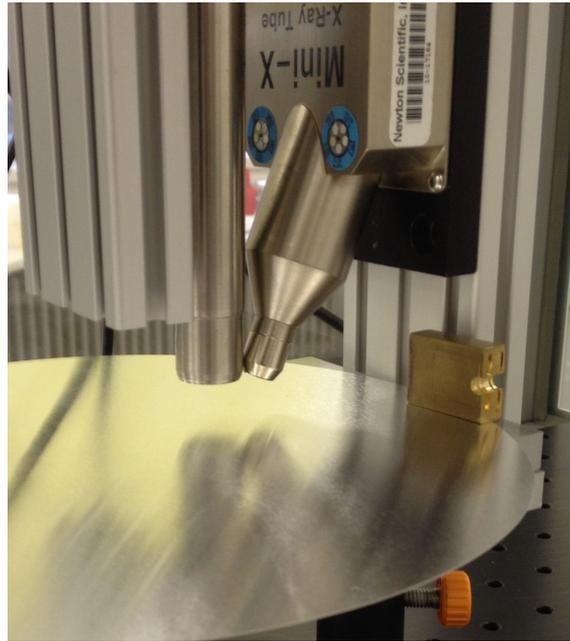


(a) altes Aluminium

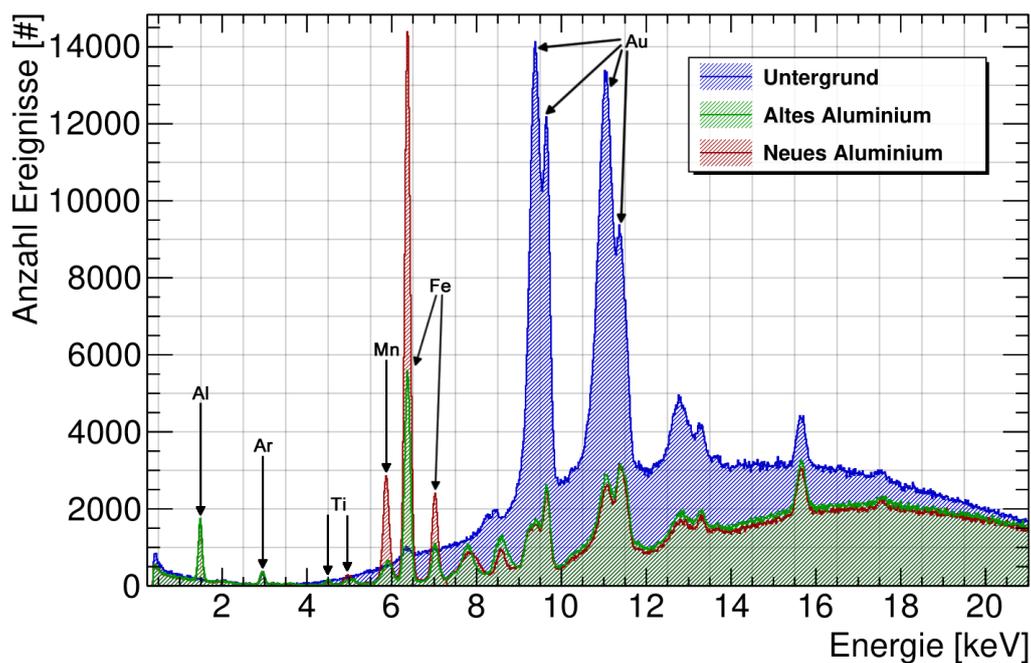


(b) neues Aluminium

Abbildung 3.8: Vergleich der gelaserten Aluminiumscheiben. Man erkennt deutlich die Unebenheiten des reineren Aluminiums (linke Seite), welche durch die maschinelle Verarbeitung beim Laserschneiden entstehen. Diese werden durch die erhöhte Robustheit des neuen, unreineren Aluminiums (rechte Seite) komplett vermieden.



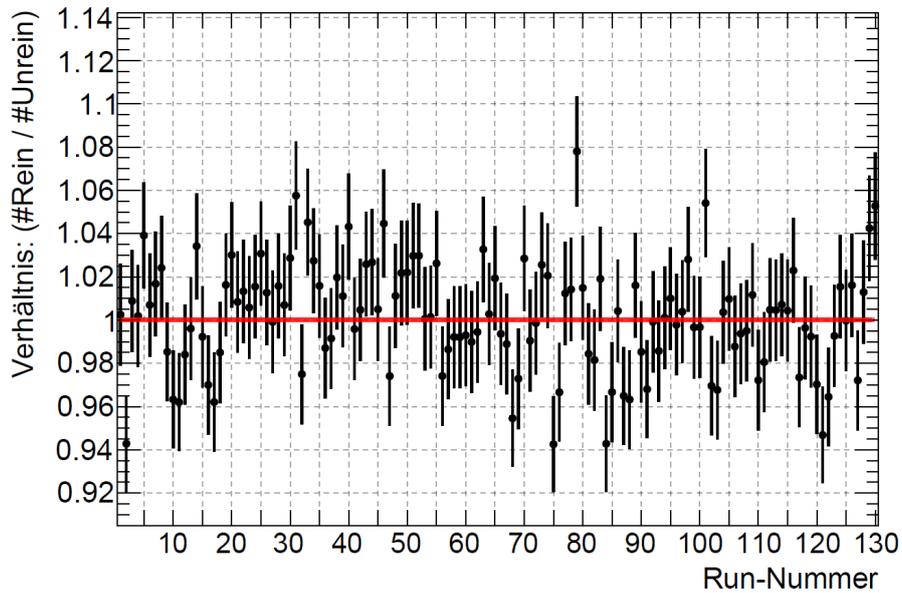
(a) Foto des RFA Aufbaus. Verwendet wurde ein *Mini-X* Röntgensystem von *AMPTEK* sowie ein Siliziumdrift-detektor der Firma *Bruker* mit 30 mm² empfindlicher Oberfläche.



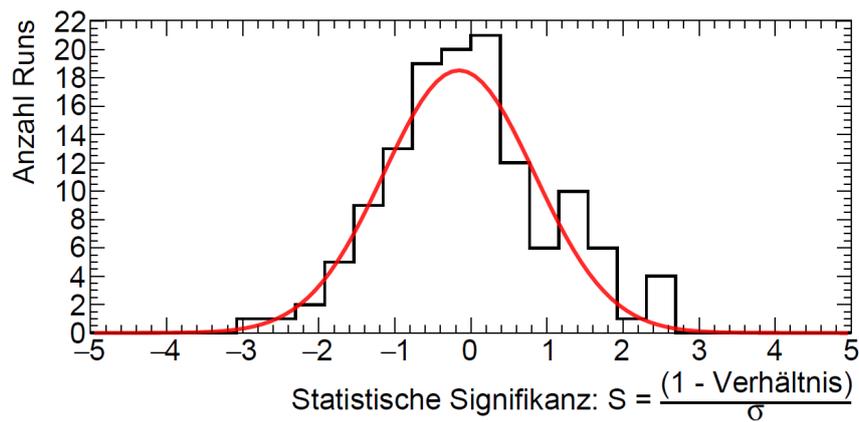
(b) Aufgenommene RFA Spektren der zwei Aluminiumtypen sowie des Untergrunds. Der qualitative Vergleich zeigt, dass die Verunreinigungen des neuen Materials durch Eisen 2,5 sowie Mangan 6 mal so hoch sind (siehe Tabelle 3.3). Das Spektrum schließt Verunreinigungen durch schwere Elemente wie Blei aus, welche einen signifikanten Effekt auf den Absorptionskoeffizient der Photonen mit den Scheiben hätten. Der große Goldpeak im Untergrund kommt durch den Versuchsaufbau und die im *Mini-X* verwendete Goldanode zustande.

Abbildung 3.9: RFA Messung zur qualitativen Bestimmung der Unreinheiten des neuen Aluminiums. Anhand der Werte im Spektrum wird angenommen, dass das neue Aluminium der DIN-Norm „EN AW-1200A“ entspricht und eine Reinheit von 99,0 % besitzt. Genaue Werte sind in Tabelle 3.4 angegeben.

Da die Verunreinigungen nur quantitativ bestimmt werden konnten, wurde zum Ausschluss von Fehlern der Einfluss auf die gemessene Anzahl Ereignisse im Vollenergiepeak bei $E \approx 356$ keV mittels MCS untersucht. Als Extrembeispiel dient dazu der Vergleich der „NofFullEHits“-Spektren von reinem sowie mit 0,5% Blei verunreinigtem Aluminiumscheiben. Verglichen mit Aluminium ist der lineare Abschwächungskoeffizient von Blei durch die hohe Dichte und Ordnungszahl von $\rho = 11,34 \text{ g/cm}^3$ und $Z = 82$ um einen Faktor 10 größer. Mit $\mu_{\text{Pb}} \approx 3,26 \text{ }^1/\text{cm}$ liegt er ebenso deutlich über den Werten der anderen ermittelten Verunreinigungen [20]. Zusätzlich wurde als Quellposition die untere Hälfte der hintersten Scheibe gewählt, wodurch sich die maximale Anzahl Aluminiumscheiben zwischen Quelle und Detektor befinden. Die Simulation bestand aus 130 Runs mit je 3×10^8 Events. Die Auswertung (siehe Abbildung 3.10) zeigt, dass selbst unter schlecht möglichst gewählten Umständen der Effekt durch die Verunreinigungen im Vergleich zu den statistischen Unsicherheiten vernachlässigbar ist. Mögliche Fehler durch die Verwendung des unreineren Aluminiums werden daher ausgeschlossen.



(a) Verhältnis der Anzahl von „NofFullEHits“ von reinem und unreinem Aluminium. Die Werte des konstanten Fits (rot) sind: $\gamma = 1,000 \pm 0,002$.



(b) Projektion des obigen Histogramms auf die y-Achse und Umrechnung auf die statistische Signifikanz. Der Mittelwert der Gaußverteilung (rot) liegt bei $\mu = -0,155 \pm 0,095$ mit einer Breite von $\sigma = 0,992 \pm 0,084$. Die Signifikanz der Abweichung des Mittelwerts liegt bei nur $S_{\bar{x}} \approx 1,63$.

Abbildung 3.10: Ergebnis der Simulation zum Vergleich von reinem und mit 0,5% Blei verunreinigtem Aluminium. Aus Abbildung 3.10b ist ersichtlich, dass selbst im Extremfall die Effekte der Verunreinigungen vernachlässigt werden können.

3.3.2 ITEM-Stützstruktur

In der ersten Planungsphase musste geklärt werden, welche Form die Halterung der Aluminiumscheiben besitzen soll. In COMET werden die Scheiben vom zylindrischen Detektorsystem sowie mehreren Kryostaten und supraleitenden Spulen umgeben und durch jeweils drei Haltesteigen in der Mitte fixiert (siehe Abbildung 1.3). Ein Aufbau innerhalb einer größeren Röhre wurde aus Praxisgründen ausgeschlossen. Die angestrebte Lösung ist ein einfacher und klein gehaltener Rahmen, in welchem alle Aluminiumscheiben in Analogie zu COMET durch drei Haltesteigen fixiert werden. Dies ermöglicht das Ausschließen von Einflüssen durch Halterungsteile in unmittelbarer Nähe der Scheiben.

Größe, Form und Material des Halterrahmens

Zur Festlegung der Größe des Rahmens wurden drei verschiedene Abmessungen untersucht. Die Simulation (siehe Abbildung 3.11) bestand aus $1,5 \times 10^9$ Events mit einer ParticleGun des ersten Typs (siehe Abschnitt 2.4).

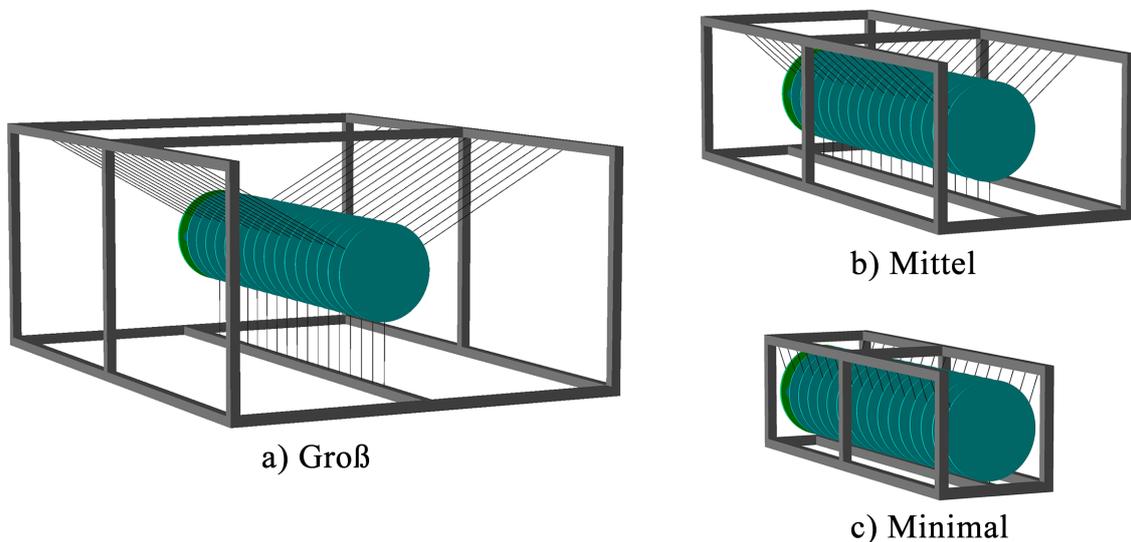


Abbildung 3.11: Darstellung der drei untersuchten Größen für die Stützstruktur. Die genauen Abmessungen sind: a) Groß: $x = 850$ mm, $y = 500$ mm, $z = 1200$ mm
b) Mittel: $x = 425$ mm, $y = 325$ mm, $z = 1200$ mm
c) Minimal: $x = 250$ mm, $y = 250$ mm, $z = 860$ mm

In Abbildung 3.12 ist die Anzahl von Gammaquanten, welche den Detektor mit einer Energie von $E \approx 356$ keV erreichen, über der dafür genutzten Geometrieconfiguration und zwei ausgewählten Positionen der Quelle dargestellt. Die Kodierung der Quellposition wird im Abschnitt 3.5 (siehe Abbildung 3.24a) erläutert und bedeutet hier: Zentrum der ersten Aluminiumscheibe (HPO_SP0) sowie oberer Teil der ersten Aluminiumscheibe (HPO_SP2). Die erste Quellposition bestätigt das im späteren Abschnitt diskutierte Ergebnis, dass ein Einfluss von Gegenständen um die Aluminiumscheiben herum vernachlässigbar ist, da für alle Rahmengrößen innerhalb der statistischen Unsicherheiten die gleiche Anzahl Gammaquanten den Detektor erreicht. Wird die Stützstruktur jedoch zu klein gewählt, befinden sich für bestimmte Quellpositionen einzelne Rahmenteile in der direkten Linie zwischen Detektor und Quelle. Erkennbar ist dieser Effekt in der zweiten Quellposition für die mittlere Rahmengröße, bei welcher die gezählte Anzahl Gammaquanten um 37 % sinkt. Die Größe der Stützstruktur wurde daher so berechnet, dass dieser Effekt für jede beliebige Quell- und Detektorposition (links oder oben) vermieden wird. Die dazu notwendige

minimale Breite und Höhe ergibt sich aus dem horizontalen Abstand der hintersten Quellposition und der vordersten Querstrebe sowie der Drehung des Detektors. Die minimale Länge der Stützstruktur resultiert aus der Anzahl und den Abmessungen der einzelnen Aluminiumscheiben (siehe Abschnitt 3.3.1):

Breite: $x_{min.} \approx 400$ mm
 Höhe: $y_{min.} \approx 400$ mm
 Länge: $z_{min.} \approx 840$ mm

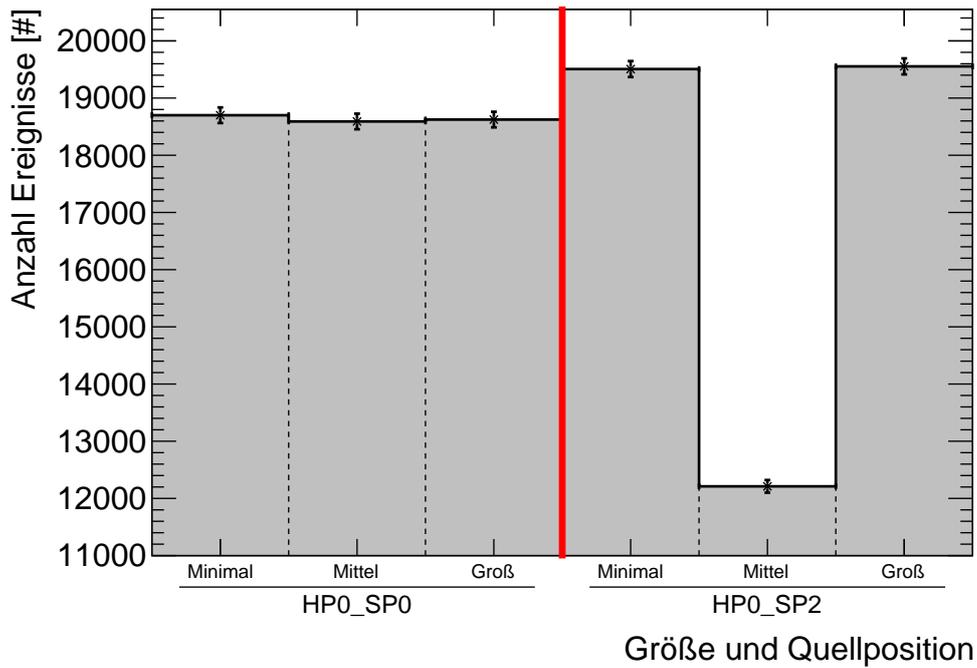


Abbildung 3.12: Anzahl an Gammaquanten, welche den Detektor bei einer bestimmten Quellposition und Stützstrukturgröße mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356$ keV erreichen. Im Rahmen statistischer Unsicherheiten ist die Anzahl von den Abmessungen unabhängig. Der Einbruch um 37 % bei der Anzahl von Ereignissen bei Quellposition HP0_SP2 und mittlerer Größe folgt daraus, dass eine Haltestrebe der Stützstruktur die direkte Linie zwischen Detektor und Quelle blockiert.

In der technischen Zeichnung (siehe Abbildung 3.13) sind die tatsächlich genutzten Maße der Stützstruktur angegeben. Abbildung 3.15 zeigt die Umsetzung innerhalb der Simulation. Für den Aufbau der Stützstruktur (siehe Abbildung 3.14) werden 20 mm dicke Aluminiumprofile von *ITEM* verwendet. Alle Streben sind über „Winkelprofile“ und „Standard-Verbindungsätze“ miteinander verschraubt. Die vier unten angebrachten „Teller-Stellfüße“ sorgen dafür, dass kleinere Neigungen und Unebenheiten ausgeglichen werden können.

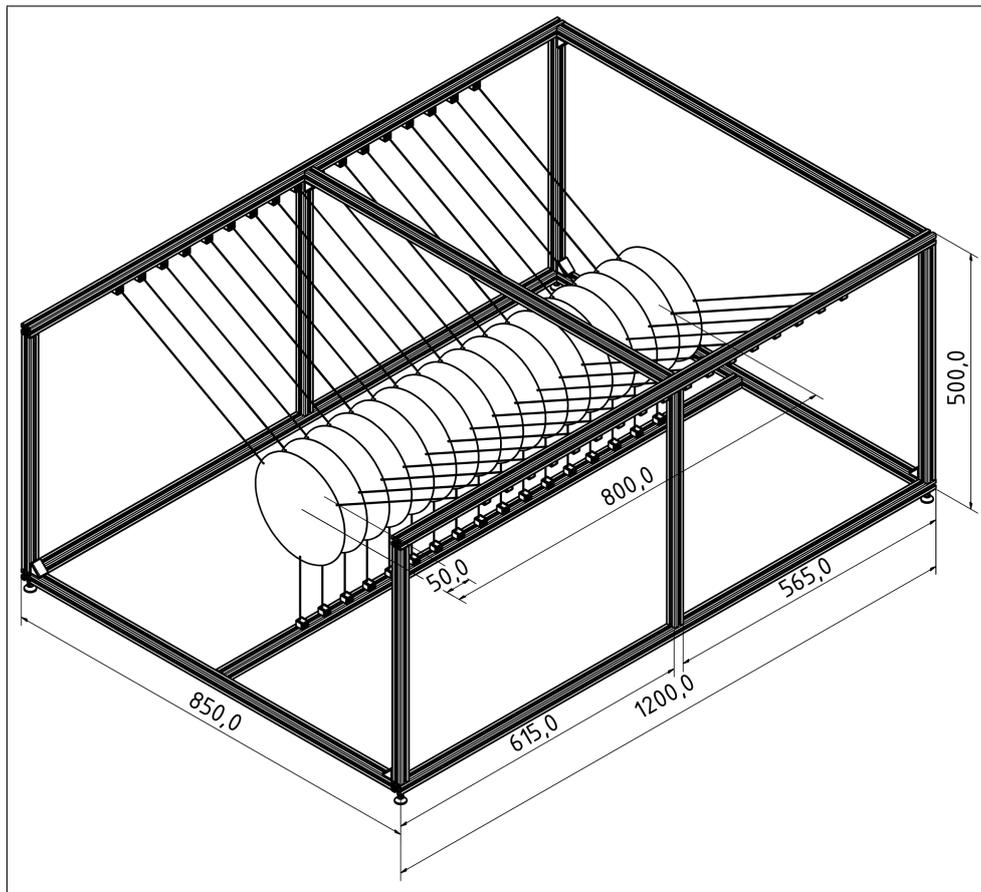


Abbildung 3.13: Technische Zeichnung der finalen Umsetzung der Stützstruktur. Alle Längenangaben sind in mm. Die vorderste Querstrebe ist in die Mitte verschoben. Dadurch kann die Höhe der Stützstruktur deutlich verringert werden, wodurch eine verbesserte Stabilität erreicht wird. Zur weiteren Stabilisierung sind in der Mitte zwei senkrechte Stützstreben eingebaut. Die horizontale Längsstrebe in der Mitte dient zur Befestigung der später angebrachten Haltespeichen.

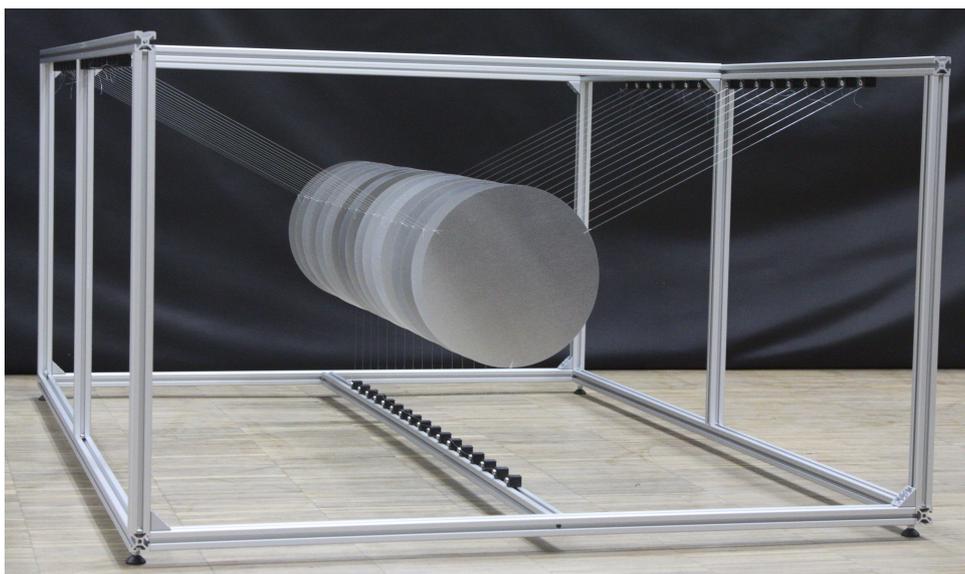
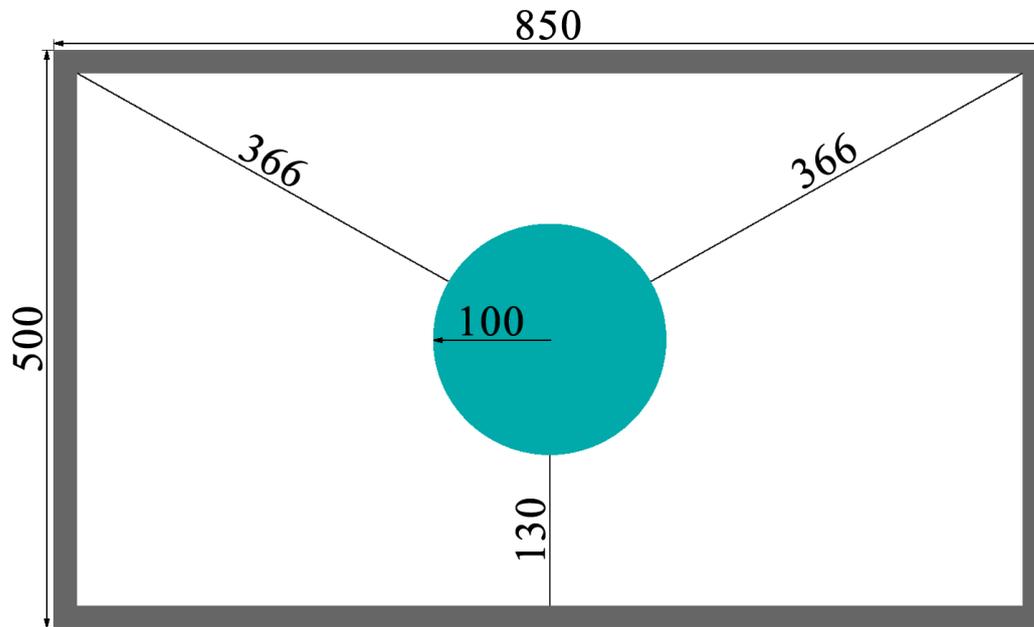
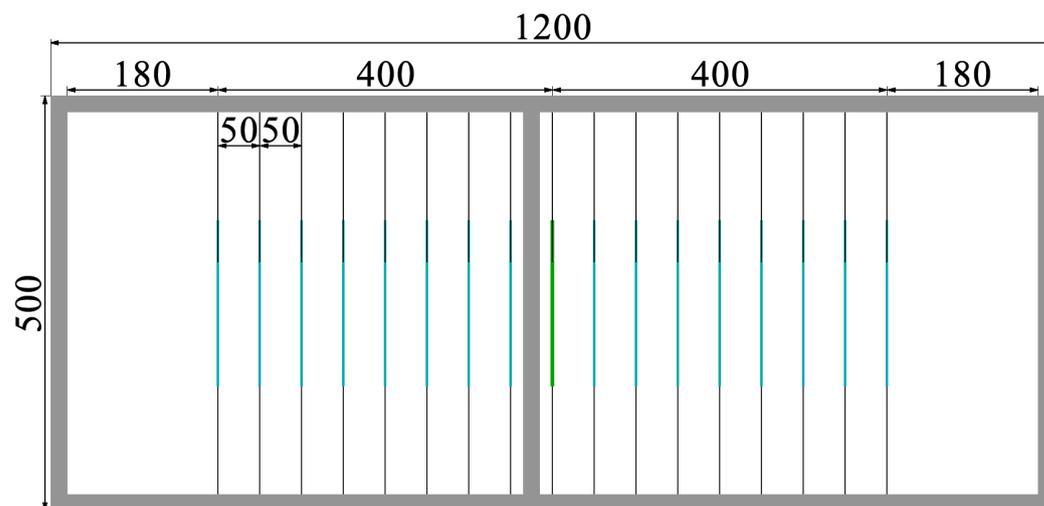


Abbildung 3.14: Foto der Stützstruktur mit eingehängenen Aluminiumscheiben. Die Maße entsprechen der simulierten Abmessung „Groß“ und können der technischen Zeichnung in Abbildung 3.13 entnommen werden.



(a) Frontalansicht



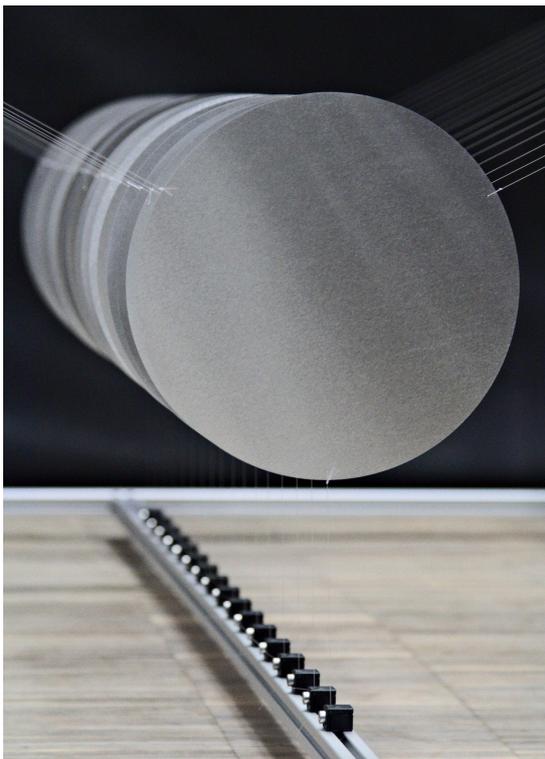
(b) Seitenansicht

Abbildung 3.15: Umsetzung der Stützstruktur innerhalb der MCS. Alle Längenangaben sind in mm und wurden so genau wie möglich den tatsächlichen Maßen (siehe Abbildung 3.13) angepasst. Die Dicke der Scheiben und Haltespeichen ist zur Veranschaulichung im Bild 10fach vergrößert.

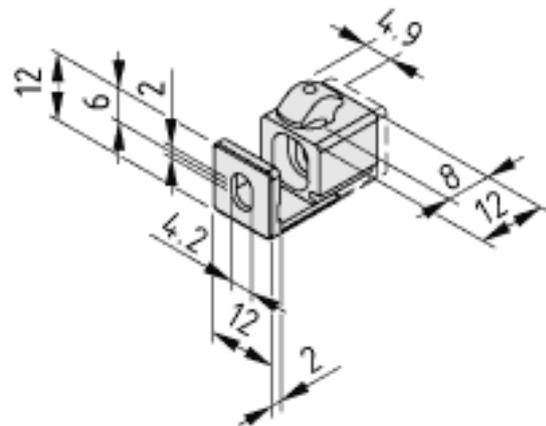
Haltespeichen

In COMET werden die Aluminiumscheiben durch dünne Wolframspeichen in der Mitte fixiert. Die Materialwahl ist wichtig, um Untergrund im Spektrum durch darin gestoppte Myonen zu vermeiden. Da im Testaufbau die Absorption der Gammaquanten in Bezug zur genauen Scheiben- und Quellposition mittels einer ^{133}Ba -Quelle (siehe Abschnitt 3.4) bestimmt wird, ist mehr Flexibilität bei der Wahl der Speichen möglich. Eine besonders einfache Umsetzung ist über Nylonfäden möglich. Das Material besteht zum größten Teil aus leichten Elementen (siehe Abschnitt 2.3), wodurch der lineare Schwächungskoeffizient für Photonen im gewünschten Energiebereich mit $\mu_{\text{Nylon}} \approx 0,123 \text{ 1/cm}$ [20] sehr gering ist. Zusätzlich ist es billig sowie problemlos in mehreren Dicken zu erwerben und weist eine leichte Flexibilität bei gleichzeitig hoher Reißfestigkeit auf. Dies ermöglicht einen einfachen, sowie stabilen Einbau der Aluminiumscheiben, welche durch die geringe elastische Dehnbarkeit des Nylonfadens robuster gegen Einflüsse wie Stöße von außen sind. Für den Aufbau wurde Nylon vom Typ PA-6 mit einer Dicke von $d_{\text{Nylon}} = 0,15 \text{ mm}$ gewählt.

Die Befestigung an den Aluminiumscheiben findet über einen doppelten Knoten an den dafür vorgesehenen Löchern (siehe Abschnitt 3.3.1) statt. Um eine genaue Positionierung der Aluminiumscheiben zu ermöglichen, ist der Nylonfaden über ITEM-Multiblöcke an der Stützstruktur befestigt (siehe Abbildung 3.16). Dabei wird der Faden innerhalb zweier Komponenten eingespannt und ein direkter Kontakt mit Schrauben vermieden. Beim Festziehen bleibt so die gewünschte Länge des Fadens sowie die eingestellte Position der Aluminiumscheibe unverändert.



(a) Foto der Aluminiumscheiben sowie der Befestigung über Nylonfäden und ITEM-Multiblöcke.



(b) ITEM-Multiblock 5-PA. Der Block ist über den oberen Fortsatz an dem ITEM-Profil befestigt. Wie im Bild links zu erkennen, wird der Nylonfaden zwischen dem beweglichen vorderem Teil und dem hinteren Block eingespannt und ein direkter Kontakt mit der festzuziehenden Schraube wird vermieden.

Abbildung 3.16: Umsetzung der Fixierung der Aluminiumscheiben innerhalb der Stützstruktur.

Trotz des bereits diskutierten, sehr geringen Schwächungskoeffizienten von Nylon für Gammaquanten im Energiebereich von $E \approx 356 \text{ keV}$, wurden mögliche Einflüsse der Haltespeichen über die MCS überprüft. Konkret wurden dazu vier verschiedene Nylandicken simuliert und wiederum die Anzahl der Gammaquanten, welche den Detektor mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356 \text{ keV}$

erreichen, verglichen (siehe Abbildung 3.17). Die Quellposition befand sich im Zentrum der hintersten Aluminiumscheibe. Die Anzahl der Events betrug auf 1×10^{10} mit einer ParticleGun Typ-1. Man erkennt deutlich, dass selbst bei dem 66 mal so dickem Nylonfaden innerhalb der statistischen Unsicherheiten keine Unterschiede in der Anzahl der Ereignisse zu den anderen Varianten auftreten. Neben dem kleinen Wechselwirkungsquerschnitt ist dies auch eine Folge der COMET-ähnlichen Aufhängung über drei Punkte, wodurch keiner der Fäden in direkter Linie zwischen Quelle und Detektor liegt. Da die Nylonfäden jedoch direkt zu dem Aufbau der Stützstruktur gehören, sind sie in den weiteren Simulationen unabhängig von ihrem konkreten Einfluss berücksichtigt.

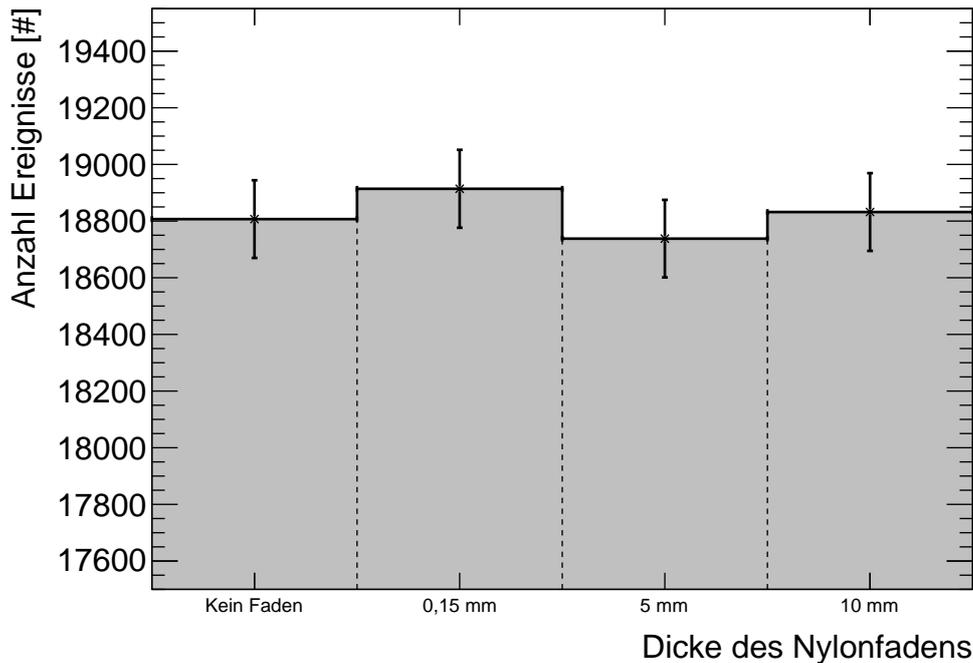


Abbildung 3.17: Anzahl an Gammaquanten, welche den Detektor mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356$ keV erreichen, über der simulierten Dicke des Nylonfadens. Im Rahmen statistischer Unsicherheiten ist der Einfluss des Fadens komplett vernachlässigbar, was durch den geringen Wechselwirkungsquerschnitt mit Photonen in diesem Energiebereich sowie mit der Befestigung über die drei seitlich liegende Haltepunkte zu erklären ist.

Einfluss umliegender Gegenstände

Effekte durch die sonst umgebene zylindrische Röhre oder andere nahe des Aufbaus stehende Objekte, wurden mittels MCS untersucht (siehe Abbildung 3.18). Hierzu sollte getestet werden, ob zum Beispiel Photonen, welche den Detektor nach elastischer Streuung an äußeren Geometrieteilen erreichen, die gemessene Anzahl Ereignisse im Vollenergiepeak beeinflussen. Verglichen wurden die „NofFullEHits“-Spektren dreier verschiedener Targetgeometrien:

- Ohne Haltestruktur um die Aluminiumscheiben.
- Die am IKTP verwendete Stützstruktur
- Eine 1 mm dicke Röhre aus CFRP¹, welche die Innenseite des zylindrischen Detektors im COMET-Experiment repräsentiert.

¹CFRP: **C**arbon **F**iber **R**einforced **P**olymer

Die Platzierung von Haltestreben ist in allen drei Konfigurationen deaktiviert. Um den Einfluss statistischer Unsicherheiten klein zu halten, wurden in der MCS 1×10^{10} Events mit einer ParticleGun Typ-1 (siehe Abschnitt 2.4) verwendet. Die Quellposition befindet sich im Zentrum der mittleren Aluminiumscheibe.

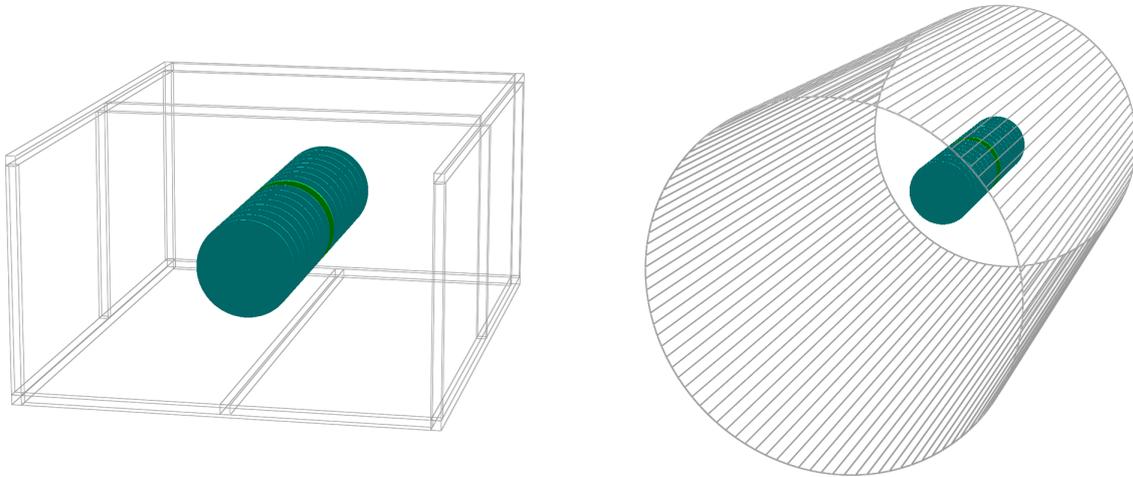


Abbildung 3.18: Darstellung von zwei verwendeten Targetgeometrien. Die Abmessungen der IKTP Stützstruktur (links) sind identisch zu den im vorherigen Abschnitt diskutierten Werten. Die CFRP-Röhre (rechts) besitzt einen Radius von rund 480 mm sowie eine Dicke von 1 mm und reicht bis kurz vor den Detektor. Die Quellposition (grün) ist im Zentrum der 9ten Aluminiumscheibe.

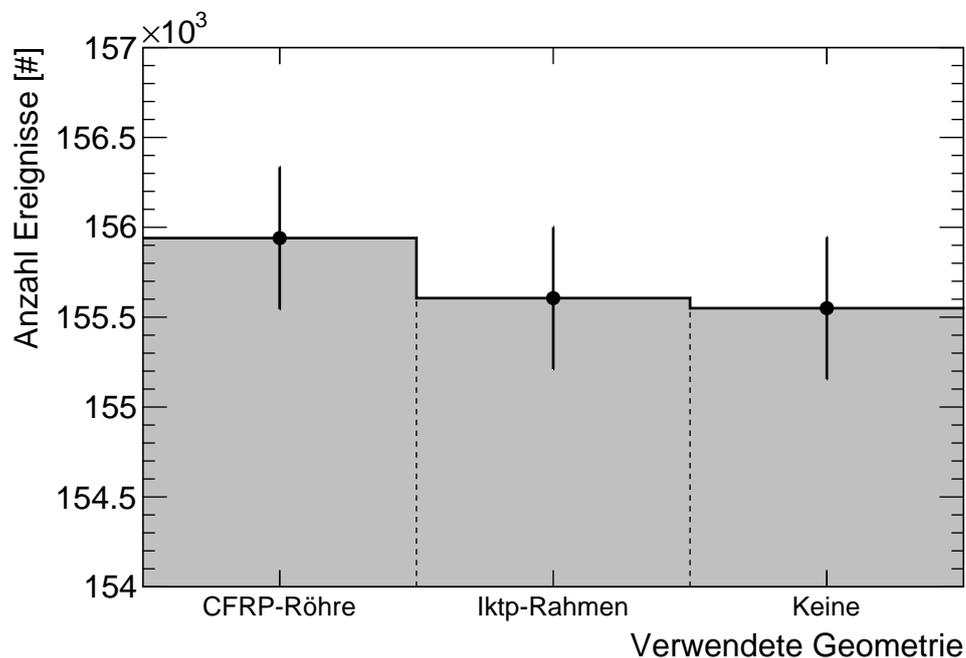


Abbildung 3.19: Anzahl an Gammaquanten, welche den Detektor mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356$ keV erreichen, über der simulierten äußeren Geometrie um die Aluminiumscheiben. Im Vergleich zu den frei hängenden Scheiben ist eine leichte Erhöhung der Anzahl der Ereignisse für die Röhre sowie den Halterahmen erkennbar. Trotz der im Vergleich zur Versuchsdurchführung sehr groß gewählten Statistik liegen beide Abweichungen immer noch innerhalb statistischer Unsicherheiten. Als Folge werden, ausgenommen der Stützstruktur selber, weitere Geometrien wie Schränke oder Tische in der MCS vernachlässigt.

In Abbildung 3.19 ist zu erkennen, dass innerhalb statistischer Unsicherheiten weder der geplante Halterahmen, noch die simulierte CFRP-Röhre um die Aluminiumscheiben einen Unterschied in der Anzahl der nachzuweisenden Gammaquanten verursacht. Dies kann mit dem großen Detektorabstand und dem daraus resultierenden kleinen Raumwinkel begründet werden, wodurch das Messen von vorher elastisch gestreuten Photonen unterdrückt wird. Zur Vereinfachung der Simulation sind daher in der MCS weitere Geometrieteile wie Tische, Schränke sowie alle kleineren Gegenstände des Raums vernachlässigt.

3.4 QUELLE

Die höchste relative Intensität des myonischen Röntgenspektrums von Aluminium besitzt der $2p \rightarrow 1s$ Übergang. Die bei diesem Übergang entstehenden Röntgen-Quanten mit einer Energie von $E \approx 346,8$ keV werden genutzt, um die Anzahl gestoppter Myonen im COMET-Experiment zu bestimmen (siehe Abschnitt 1.2.2). Um Photonen dieser Energie im Nachbau zu simulieren, wird eine radioaktive ^{133}Ba -Quelle verwendet (siehe Abbildung 3.20 und Tabelle 3.5).

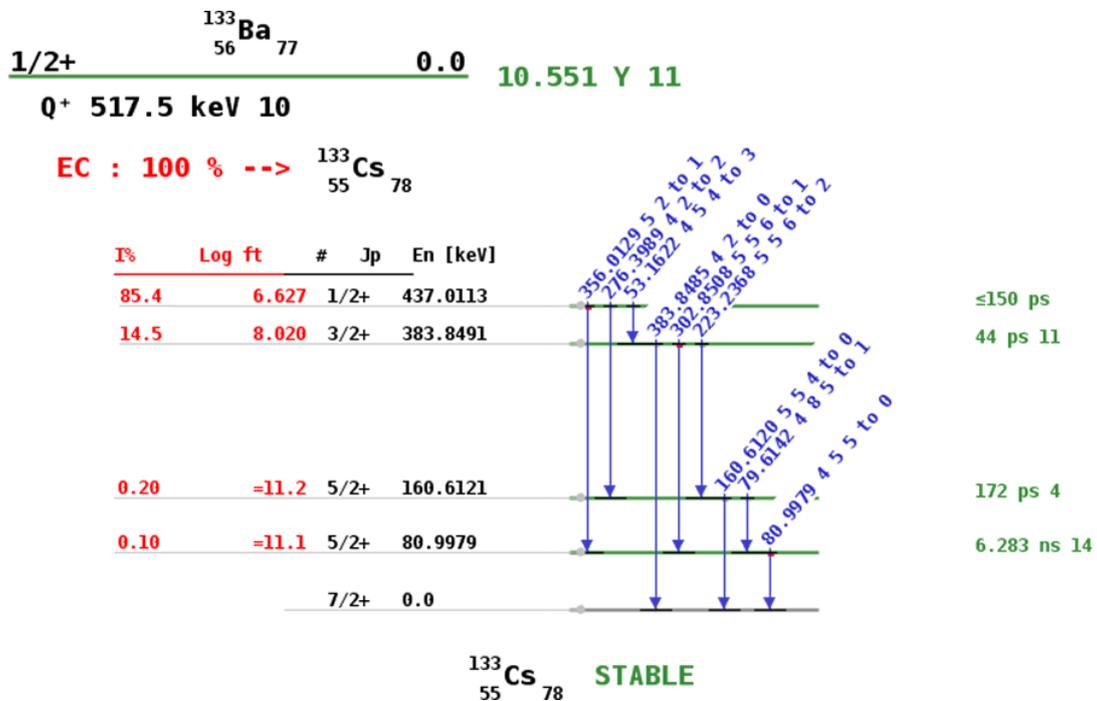


Abbildung 3.20: Zerfallsschema des Elektroneinfangs von ^{133}Ba in die angeregten Zustände von ^{133}Cs und den dazugehörigen Abregungen durch Aussendung von Gammaquanten [21].

Konkret soll die $E = 356,0129$ Linie genutzt werden, welche mit einer relativen Intensität von $P_\gamma = 62,05$ den wahrscheinlichsten Übergang darstellt und nur rund 10 keV von der vorrausichtlich in COMET zu messenden Energie abweicht. Die Aktivität der Quelle muss so gewählt werden, dass sie offen im Versuchsaufbau im Labor eingebaut sein kann, ohne anwesende Personen zu gefährden oder weitere Abschirmmaßnahmen vorauszusetzen und zeitgleich stark genug ist, um ein klares Signal über dem hohen Untergrund (siehe Abschnitt 4.1) der natürlichen Zerfallsreihen in dieser Energieregion zu erzeugen. Ein aufgenommenes Beispielspektrum der mit diesen Kriterien ausgesuchten Quelle ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Die Quelle besaß eine Aktivität von $A = (920,0 \pm 27,6)$ kBq am 1. Oktober 2005. Aus der Halbwertszeit von $T_{1/2} = (10,551 \pm 0,011)$ a ergibt sich die Aktivität zum Zeitpunkt der Messung am 3. Januar 2017 zu:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\ln(2) \cdot \frac{t}{T_{1/2}}} = (438,8 \pm 13,5) \text{ kBq}$$

	Energie [keV]	P_γ [%]	Anfangslevel [keV]	Endlevel [keV]	Multipolarität
$\gamma_{4,3}$ (Cs)	53,1622 (6)	2,14 (3)	437,0113 (9)	383,8491 (8)	M1+E2
$\gamma_{2,1}$ (Cs)	79,6142 (12)	2,65 (5)	160,6121 (9)	80,9979 (8)	M1+E2
$\gamma_{1,0}$ (Cs)	80,9979 (11)	32,9 (3)	80,9979 (8)	0,0	M1+E2
$\gamma_{2,0}$ (Cs)	160,6120 (16)	0,638 (5)	160,6121 (9)	0,0	M1+E2
$\gamma_{3,2}$ (Cs)	223,2368 (13)	0,453 (3)	383,8491 (8)	160,6121 (9)	M1+E2
$\gamma_{4,2}$ (Cs)	276,3989 (12)	7,16 (5)	437,0113 (9)	160,6121 (9)	E2
$\gamma_{3,1}$ (Cs)	302,8508 (5)	18,34 (13)	383,8491 (8)	80,9979 (8)	M1+E2
$\gamma_{4,1}$ (Cs)	356,0129 (7)	62,05 (19)	437,0113 (9)	80,9979 (8)	E2
$\gamma_{3,0}$ (Cs)	383,8485 (12)	8,94 (6)	383,8491 (8)	0,0	E2

Tabelle 3.5: Charakteristische Werte der Gammastrahlung bei der Abregung von ^{133}Cs [21].

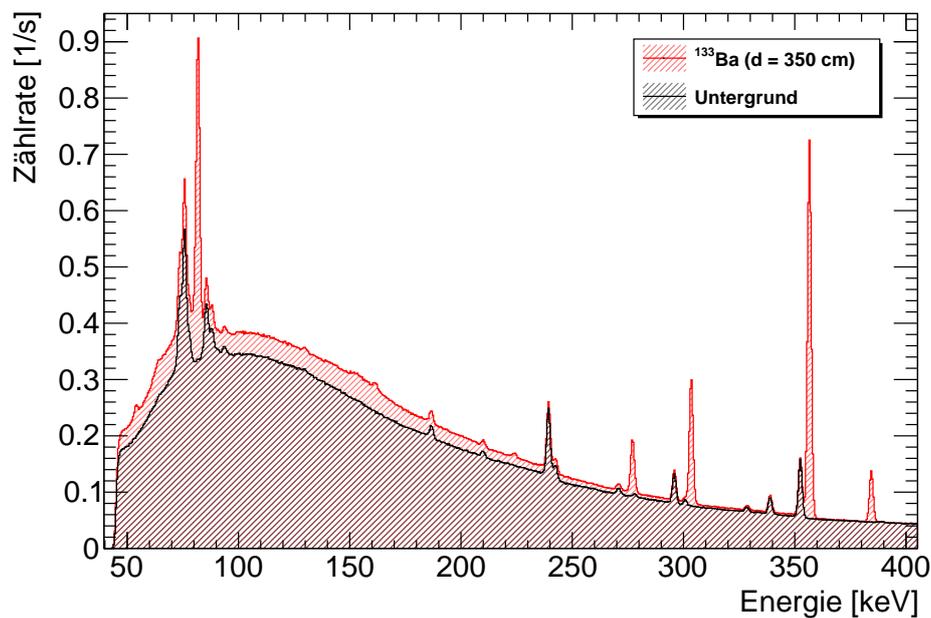
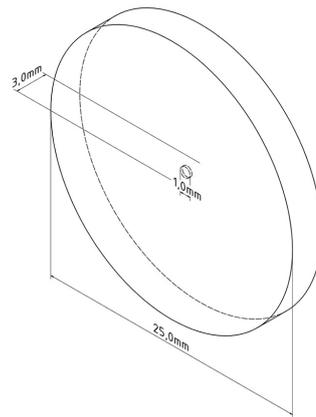


Abbildung 3.21: Gemessenes Beispielspektrum der genutzten ^{133}Ba -Quelle im Abstand von $d = 350$ cm. Für den wichtigen $E \approx 356$ Peak wird das 7fache der Untergrundzählrate erreicht, wodurch der Peak sich deutlich vom Untergrund abhebt und eine Analyse der Anzahl der Ereignisse ohne Probleme möglich ist. Die weiteren, weniger intensiven Gammalinien bei 384 keV, 303 keV, 276 keV und 80 keV sind ebenfalls zu erkennen.

Das radioaktive Material ist zur besseren Handhabung in Polycarbonat eingehüllt. Die genaue Größe ist in Abbildung 3.22b angegeben. Für spätere Rechnungen sowie die Simulation wurden die genauen Abmaße des aktiven Materials vernachlässigt und als Punktquelle betrachtet. Das heißt, dass die Gammaquanten in alle drei Raumrichtungen isotrop abgestrahlt werden und keine Selbstabsorption durch das Quellmaterial stattfindet. Laut Herstellerangaben besitzt die Quelle keine radioaktiven Verunreinigungen.



(a) Foto von der im Quellenhalter (siehe nachfolgender Abschnitt 3.5) eingesetzten ^{133}Ba -Quelle.



(b) Abmaße der ^{133}Ba -Quelle, sowie der Polycarbonat-Umhüllung.

Abbildung 3.22: Foto (links) und technische Zeichnung (rechts) der im IKTP-Setup verwendeten ^{133}Ba -Quelle mit einer Aktivität von $A = (438,8 \pm 13,5)$ kBq. Das radioaktive Material ist in der Mitte der Polycarbonat-Umhüllung angebracht. Die Quelle wird in der MCS sowie den späteren Berechnungen als punktförmig angenommen.

3.5 QUELLENHALTER

Die Grundidee zur Bestimmung des absoluten Vollenergiepeak-Ansprechvermögens des Detektors in Bezug zu jeder Aluminiumscheibe bestand darin, die Scheiben jeweils einzeln durch die Quelle beziehungsweise einen Quellenhalter zu ersetzen. Dabei müssten jedoch für jede neue Quellposition einzelne Scheiben aus- beziehungsweise wieder eingebaut werden. Neben dem nicht zu vernachlässigenden Aufwand den ein solcher Ein- und Ausbau verursacht, birgt diese Methode auch Probleme in Hinsicht auf auftretende Fehler bei der korrekten Repositionierung der Scheiben sowie der gesamten Stützstruktur. Der entworfene Quellenhalter (siehe Abbildung 3.25) wird deshalb an der Vorderseite der Aluminiumscheiben befestigt anstatt diese zu ersetzen. Die Quelle befindet sich dadurch rund 3 mm vor dem eigentlichen Entstehungsort der Gammaquanten in der Scheibe. Für alle untersuchten Scheiben- und Quellenhalter-Positionen bewirkt eine solche Verschiebung jedoch keinen Unterschied in der Anzahl der zu durchdringenden Aluminiumscheiben. Ebenso ist eine Verkürzung des zurückzulegenden Weges in Luft durch den geringen linearen Absorptionskoeffizient von $\mu_{\text{Luft}} \approx 0,012 \text{ }^1/\text{m}$ vernachlässigbar. Zur Untersuchung weiterer ungewollter Effekte, wie zum Beispiel mögliche elastische Streuung an der dahinter liegenden Scheibe, wurden beide Varianten simuliert und verglichen. In der Auswertung (siehe Abbildung 3.23) ist das Verhältnis der Anzahl von „NofFullEHits“ beider Methoden über jeder einstellbaren Quellposition abgebildet. Die MCS bestand aus jeweils 1×10^9 Events pro Quellposition und Konfiguration mit einer Particlegun Typ-1. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten konnte keine signifikante Abweichung festgestellt werden.

Die genutzten Aluminiumscheiben besitzen einen relativ großen Durchmesser um das gaußartige Strahlprofil der Myonen im COMET-Experiment zu berücksichtigen. Abhängig davon an welcher Position ein Myon gestoppt wird, muss die entstehende Gammastrahlung jedoch eine unterschiedliche Anzahl an davor liegenden Aluminiumscheiben durchdringen um zum Detektor zu gelangen. Um sensitiv auf diesen Effekt zu sein, besitzt der Quellenhalter mehrere Positionen an welchen die Quelle pro Aluminiumscheibe positioniert werden kann. Konkret wurden im Folgenden die Positionen: Mitte (0), Links (1), Oben (2), Rechts (3) und Unten (4) untersucht. Die genaue Nomenklatur für Quell- und Halterposition für Simulation und Experiment ist in Abbildung 3.24 angegeben.

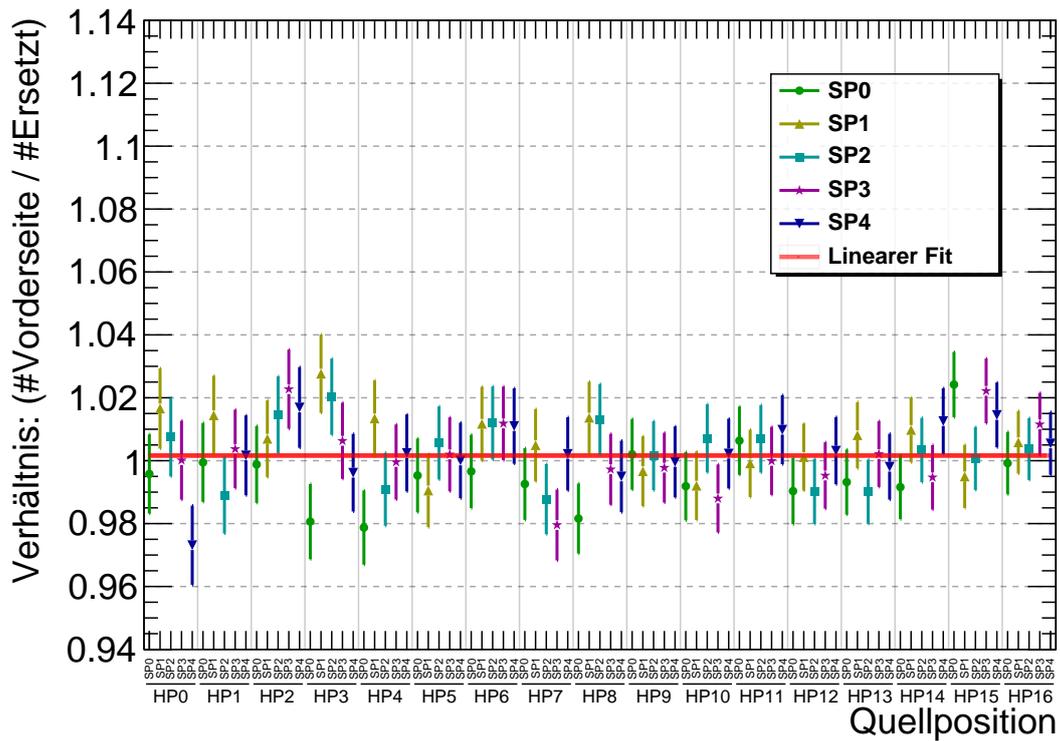
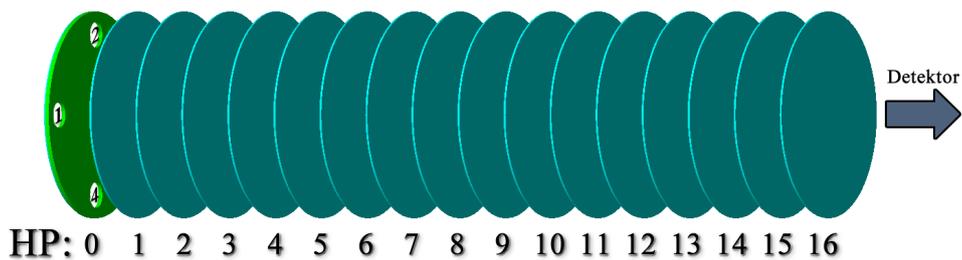
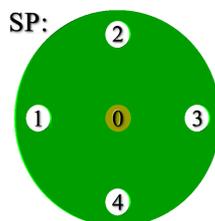


Abbildung 3.23: Unterschied zwischen der Anbringung des Quellenhalters vor der Scheibe oder anstelle der Scheibe. Dargestellt ist das Verhältnis der Anzahl von „NofFullEHits“ beider Methoden für jede beliebige Quell- und Halterposition. Der lineare Fit (rot) ergibt: $y = 1,002 \pm 0,001$.



(a) Nomenklatur der Halterposition (eng.: Holder-Position, kurz: HP). Im Beispiel befindet sich der Quellenhalter (grün) bei HP0.



(b) Nomenklatur der Quellenposition (eng.: Source-Position, kurz: SP). Im Beispiel ist die Quelle (gelb) in Position SP0.

Abbildung 3.24: Verwendete Nomenklatur für Quell- und Halterposition in der Simulation sowie dem Experiment. Die verschiedenen Quellpositionen in 3.24b dienen der Berücksichtigung des Myonen-Strahlprofils im COMET-Experiment.

Zu beachten ist, dass im Vergleich zur Simulation der Detektor im Experiment nach links anstatt oben gedreht ist. Dadurch entspricht zum Beispiel das Ergebnis der Quellposition „links“ im Experiment den Werten der Simulation mit Quellposition „unten“. In der folgenden Auswertung ist diese Drehung bereits eingearbeitet und muss vom Leser nicht berücksichtigt werden.

Der Quellenhalter wurde mittels 3D-Drucker *Ultimaker 2 Extended* am IKTP gefertigt (Foto siehe Abbildung 3.26). Das Gerät arbeitet nach dem FDM²-Verfahren und nutzt Polylactide (kurz: PLA) als Werkstoff. Bei diesem Fertigungsverfahren wird das Werkstück schichtweise aus dem geschmolzenen Kunststoff aufgebaut. Problematisch ist, dass bei der Abkühlung des Kunststoffes bei größeren Formen eine leichte Verzerrung auftreten kann. Um diesen Effekt auszugleichen, sind die in der technischen Zeichnung (siehe Abbildung 3.25) angegebenen und zum Druck verwendeten Abmessungen wenige zehntel Millimeter größer als die gewünschten Designmaße. Trotz verschiedener Druckversuche konnte der passgenaue Scheibendurchmesser nicht erreicht werden. Durch das Zusammenziehen des Materials nach dem Druck wird der Durchmesser zwar wie erwartet kleiner, jedoch bleibt bei der Anbringung an der Aluminiumscheibe ein kleiner Spielraum von rund 0,5 mm, welcher bei der manuellen Befestigung korrigiert werden muss.

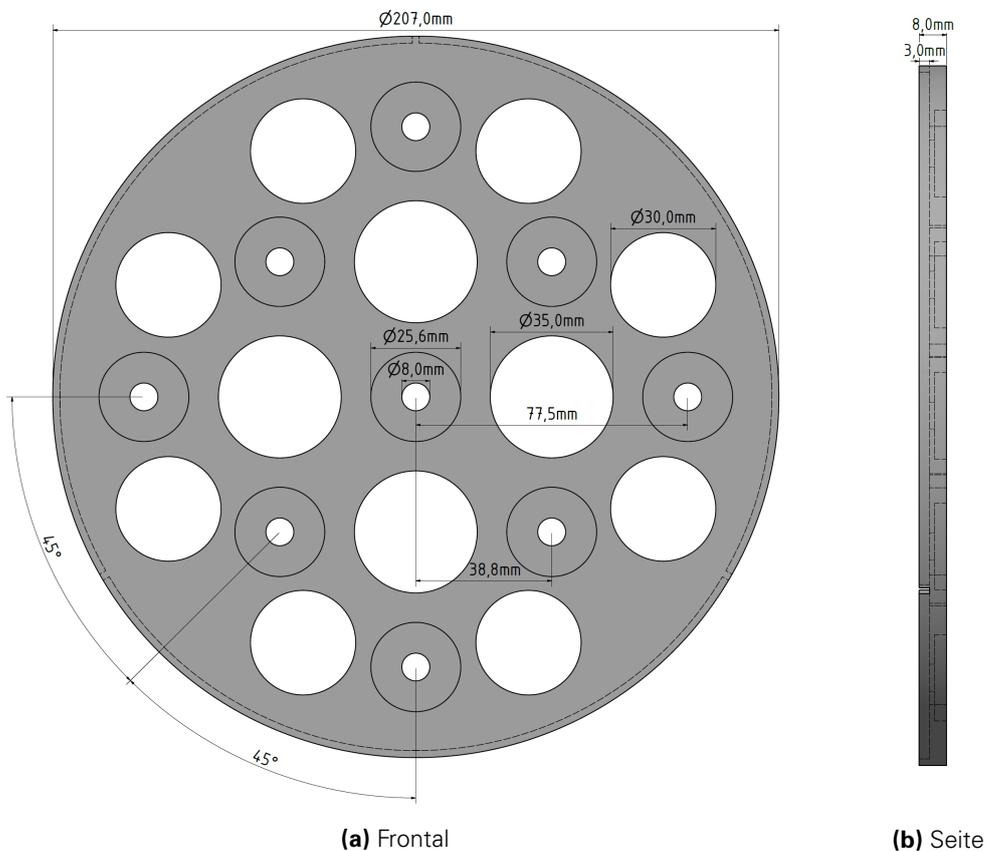
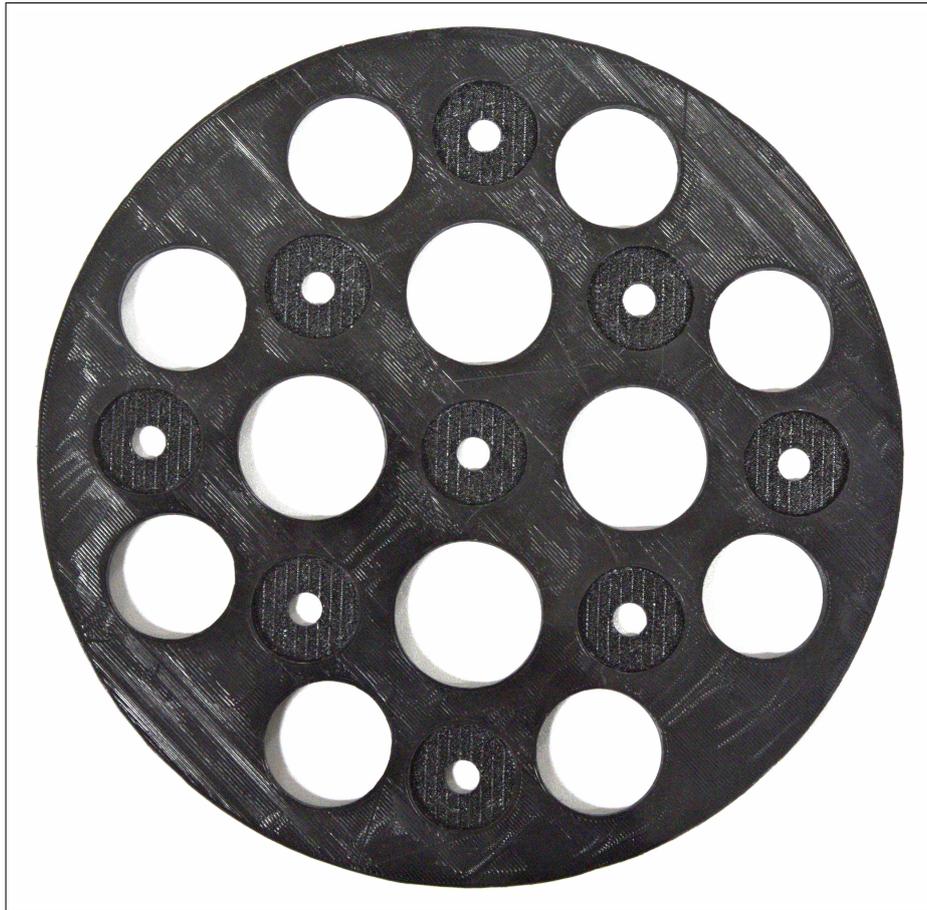


Abbildung 3.25: Technische Zeichnung des entworfenen Quellenhalters. Die großen Aussparungen mit $d = 35$ mm und $d = 30$ mm dienen der Materialeinsparung beim 3D-Druck. Alle Vertiefungen mit $d = 25,6$ mm sind mögliche Quellpositionen. Das darin enthaltene Loch mit $d = 8$ mm dient zum besseren Herauslösen der Quelle nach einem Messdurchlauf. Für eventuell zukünftige Messungen sind hier bereits zusätzlichen Quellpositionen (Vergleich Abbildung 3.24b) eingearbeitet, welche jedoch in dieser Arbeit nicht verwendet wurden. In der Seitenansicht ist der dünne und rund 3 mm hohe Rand mit den Aussparungen für die Nylonfäden zu erkennen, welcher zur besseren Justierung des Quellenhalters dient. Nach korrekter Befestigung befindet sich die das radioaktive Material der Quelle rund 3 mm vor der Aluminiumscheibe.

²FDM: **F**used **D**eposition **M**odeling



(a) Frontal



(b) Seite

Abbildung 3.26: Foto des hergestellten Quellenhalters. Die leichte Struktur der Oberflächen ist durch die zugrundeliegende 3D-Drucktechnik bedingt. Die genauen Maße des Quellenhalters sind durch die oben beschriebenen Effekte geringfügig kleiner als in der technischen Zeichnung 3.25b angegeben. Der genaue Innendurchmesser ist trotzdem noch rund 0,5 mm größer als für die Aluminiumscheibe vorgesehen. Der dadurch entstehende Spielraum bei der Befestigung muss manuell korrigiert werden.

4 MESSUNG UND AUSWERTUNG

Nach der Einführung in die Simulation und dem anschließenden Aufbau des Experimentes soll in diesem Kapitel die Planung und Durchführung der Messung sowie die daraus abgeleiteten Ergebnisse diskutiert werden. Als erster Schritt wird dazu eine kurze Untersuchung des Messuntergrunds sowie im Anschluss die Charakterisierung des Detektors erläutert. Es folgt die Darlegung der verwendeten Methoden zur Datenanalyse sowie der theoretischen Berechnung. Am Ende werden die Resultate der direkten Messung erläutert sowie mit den erhaltenen Simulationsdaten und den Werten der theoretischen Vorhersage verglichen.

4.1 UNTERGRUNDSPEKTRUM

Die Kenntnis des Untergrunds im Labor ist essenziell, um die später aufgenommenen Spektren mit den Resultaten der Simulation zu vergleichen. Anhand der hier identifizierten Untergrundpeaks wird im folgenden Kapitel die Charakterisierung des Detektors durchgeführt. Zusätzlich kann durch eine Messung über mehrere Wochen sichergestellt werden, dass sowohl der Detektor als auch die genutzte Elektronik über längere Messzeiten stabile Messergebnisse liefern. Das in Abbildung 4.1 dargestellte Untergrundspektrum wurde über einen Zeitraum von rund 300 Stunden aufgenommen. Für die Messung wurde bereits die zusätzliche Bleiabschirmung (siehe Abbildung 3.4b) genutzt, wodurch die Zählrate über dem gesamten Energiebereich um einen Faktor 2 unterdrückt ist. Deutlich zu erkennen sind die erwarteten Linien der natürlichen Zerfallsreihen von ^{232}Th und ^{238}U . Daneben sind die im Abschnitt 3.2.3 bereits diskutierten Peaks des angeregten ^{207}Pb von der Bleiabschirmung, des natürlich vorkommenden ^{40}K sowie der im Raum befindlichen radioaktiven Proben von ^{137}Cs sichtbar. Der niederenergetische Bereich, welcher für die später zu messenden ^{133}Ba -Linien relevant ist, wird primär durch das in schmalen Energiebereichen als linear angenommene Compton-Kontinuum der höherenergetischen Gammapeaks dominiert. Zusätzlich befinden sich darin mehrere Peaks des Zerfalls von ^{214}Pb aus der Uran-Radium-Reihe sowie von ^{228}Ac aus der Thorium-Reihe. Problematisch ist hier die ^{214}Pb (U)-Gammalinie bei $E \approx 351,9\text{keV}$. Die sehr gute Detektorauflösung des HPGe (siehe Abschnitt 4.2.2) ermöglicht zwar die Trennung vom 356 keV Bariumpeak, jedoch muss sie bei der späteren Berechnung der Peakfläche und dem zugrunde liegenden Fit separat berücksichtigt werden. Zur Veranschaulichung sind prominente Peaks des Spektrums in der Abbildung 4.1 markiert und beschriftet. Aufgrund der Anzahl wird hier auf die tabellarische Aufschlüsselung aller Peaks und der dazugehörigen Energien sowie Intensitäten verzichtet und auf [22] verwiesen. Die zur Kalibrierung genutzten Peaks sind in Tabelle 4.1 im nachfolgenden Abschnitt aufgelistet.

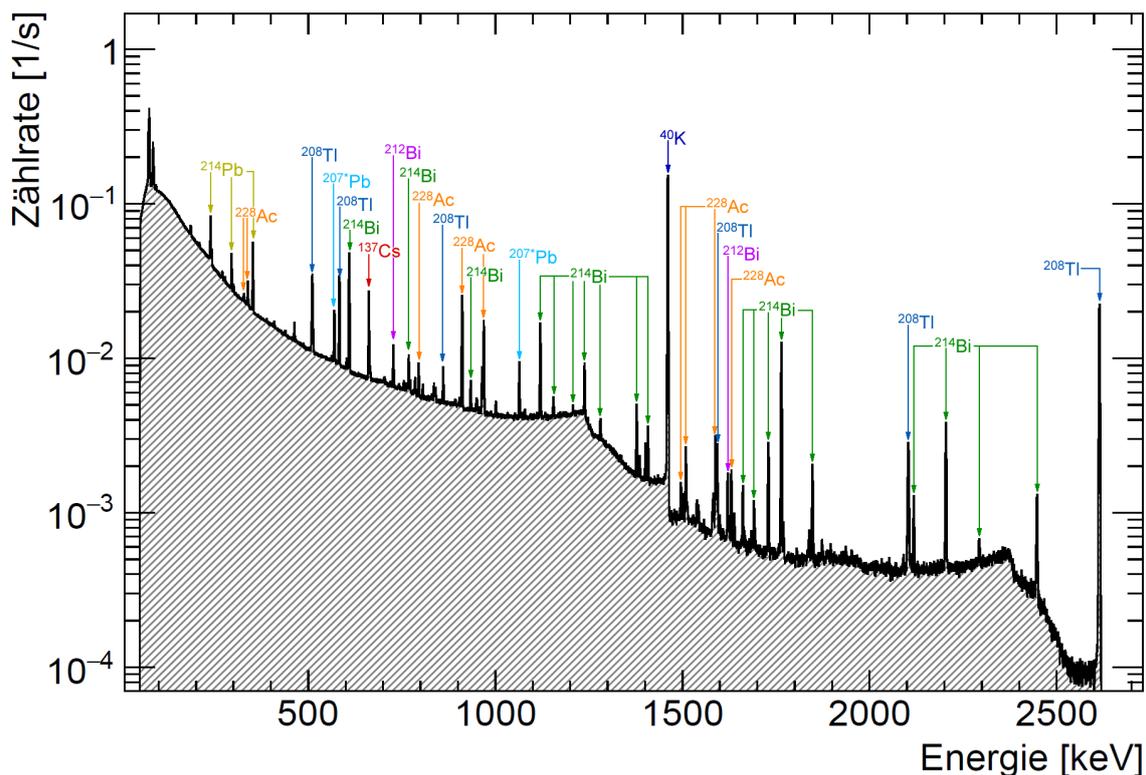


Abbildung 4.1: Spektrum der Untergrundmessung von rund 300 Stunden. Zur Aufnahme wurde die bereits diskutierte, zusätzliche Bleiabschirmung (siehe Abbildung 3.4b) genutzt. Hervorgehoben sind prominente Gammalinien der natürlichen Uran-Radium- sowie Thorium-Zerfallsketten. Außerdem ist die von im Raum befindlichen radioaktiven Proben verursachte ^{137}Cs -Linie, die ^{207}Pb -Linie der Bleiabschirmung sowie die von natürlichem vorkommendem Kalium verursachte ^{40}K -Linie zu erkennen.

4.2 DETEKTORCHARAKTERISIERUNG

In Abschnitt 3.2.4 wurde die verwendete Ausleseelektronik sowie die Form der dadurch am Computer bereitgestellten Messdaten diskutiert. Konkret liegen am PC die aufgenommenen Daten des Detektors in Form eines Impulshöhenspektrums vor, in welchem pro Kanal die Anzahl an Ereignissen aufgelistet wird. Jeder Kanal entspricht einer Impulshöhe, welche direkt proportional zu der vorher im Detektor deponierten Energie ist. Durch die Detektorcharakterisierung kann für die spätere Auswertung jedem Kanal die zugrunde liegende Energie zugewiesen werden. Zusätzlich ermöglicht sie die Untersuchung der Kanal- beziehungsweise Energieabhängigkeit von Peakbreiten.

4.2.1 Energiekalibration

Die Zuordnung der exakten Energie zu einem Kanal wird mittels einer Energiekalibration durchgeführt. Typischerweise werden dazu die gemessenen Kanäle von vorher bekannten und prominenten Gammalinien mit den Energiewerten aus der Literatur verglichen, um den funktionellen Zusammenhang zu bestimmen. Eine oft verwendete Methode nutzt dazu passende Kalibrierquellen mit bekanntem Zerfallsschema und bekannter Aktivität. Der Nachteil liegt hier in der meist sehr kurzen Messzeit mit den einzelnen Quellen. Durch zum Beispiel leichte Temperaturschwankungen beobachtet man über einen längeren Zeitraum einen Drift der Kalibrationsparameter, welcher bei dieser Methode nicht berücksichtigt werden kann. Eine so durchgeführte Kalibration muss

daher regelmäßig erneuert werden, wobei für die dazwischen aufgenommenen Daten meist ein Mittelwert der Parameter genutzt wird. Um diese Probleme zu vermeiden, wurde die Methode der Energiekalibrierung an Untergrundspektren durchgeführt. Dabei werden anstelle speziell ausgewählter Kalibrierquellen die prominenten Peaks natürlicher Zerfallsreihen aus einem über mehrere Tage oder Wochen aufgenommenen Untergrundspektrum genutzt (siehe Abbildung 4.2). Durch die lange Messzeit wird bereits bei der Datenaufnahme über die leichte Schwankung der exakten Position beziehungsweise der Kanalnummer einzelner Spektrenpeaks gemittelt. In der durchgeführten Kalibration sind diese Effekte dadurch bereits berücksichtigt und müssen später nicht separat ausgeglichen werden.

Abbildung 4.2 zeigt das zur Kalibration genutzte Untergrundspektrum. Um eine optimale Kalibration sowohl der höheren, als auch der unteren Kanäle zu gewährleisten, sind die verwendeten Peaks so gut wie möglich über den gesamten Energiebereich verteilt. Um Fehler zu vermeiden, wurde darauf geachtet nur Einzelpeaks zu verwenden. In Tabelle 4.1 sind diese mit ihren dazugehörigen Energie- und berechneten Kanalwerten aufgelistet. Die Literaturwerte der Energie sind zum größten Teil aus [22] oder alternativ [20] entnommen. Zur Bestimmung der Kanalnummer sind alle Peaks mit einer Überlagerung von Gauß-, Linear- sowie in manchen Fällen einer Fehlerfunktion (siehe Abbildung 4.2b) gefittet. Eine ausführliche Diskussion der verwendeten Fitfunktionen und Bedeutung einzelner Komponenten ist in Abschnitt 4.3.1 zu finden.

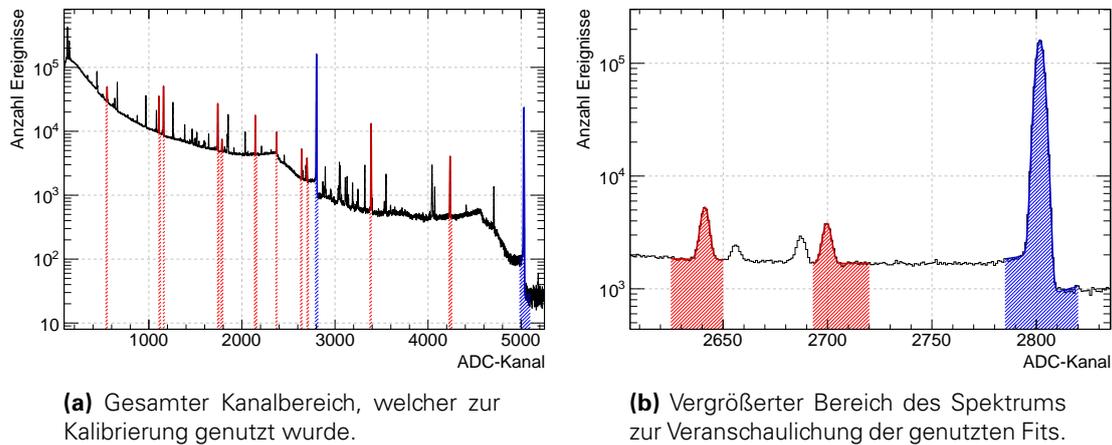


Abbildung 4.2: Darstellung des aufgenommenen Untergrundspektrums zur Energiekalibrierung. Die Kanalnummer wurde durch einen Fit der ausgewählten Peaks mit einer Superposition von Gauß- und Linear-Funktion (rot) oder Gauß, Linear- sowie Fehlerfunktion (blau) bestimmt.

Der in Abbildung 4.3 dargestellte Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie wird durch die verwendete Ausleseelektronik definiert. Alle Komponenten sind so entworfen, dass dieser so linear wie möglich ist. Daraus folgt eine ebenfalls lineare Abhängigkeit für die Energie/Kanal-Kalibration:

$$E(\text{keV}) = I(\text{keV}) + G(\text{keV}/\text{Kanal-Nr.}) \cdot C(\text{Kanal-Nr.}) \quad (4.1)$$

Wie in [8] beschrieben, kann jedoch eine leichte Nichtlinearität beobachtet werden, welche durch Formel 4.1 nicht berücksichtigt wird. Die genannten Abweichungen liegen im Bereich von 0,05 % für spektroskopische Verstärker sowie 0,02 % für ADCs. Dadurch verursachte Fehler befinden sich maximal in der Größenordnung von 1 keV im Energiebereich von 0 bis 2000 keV. Für modernere Elektronikkomponenten sind diese Effekte zusätzlich unterdrückt und kaum noch wahrnehmbar. Die durchgeführte Kalibration vernachlässigt daher alle nichtlinearen Anteile. Für die Parameter ergibt sich:

$$\begin{aligned} I &= 9,674 \pm 0,004 \\ G &= 0,517959 \pm 0,000002 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Nuklid	Energie [keV]	ADC - Kanal
^{214}Pb	295.223 ± 0.002	551.28 ± 0.01
^{208}Tl	583.187 ± 0.002	1107.21 ± 0.01
^{214}Bi	609.320 ± 0.005	1157.67 ± 0.01
^{228}Ac	911.204 ± 0.004	1740.58 ± 0.01
^{214}Bi	934.056 ± 0.006	1784.75 ± 0.04
^{214}Bi	1120.290 ± 0.006	2144.30 ± 0.01
^{214}Bi	1238.120 ± 0.007	2371.82 ± 0.02
^{214}Bi	1377.670 ± 0.008	2641.21 ± 0.03
^{214}Bi	1407.990 ± 0.011	2699.72 ± 0.04
^{40}K	1460.820 ± 0.006	2801.72 ± 0.00
^{214}Bi	1764.490 ± 0.010	3387.99 ± 0.01
^{214}Bi	2204.060 ± 0.022	4236.45 ± 0.02
^{208}Tl	2614.510 ± 0.010	5028.86 ± 0.01

Tabelle 4.1: Übersicht aller zur Energiekalibrierung verwendeten Gammapeaks des natürlichen Untergrunds. Die Energiewerte der Zerfälle sind [22] und [20] entnommen. Die Kanalnummern wurden durch Fit des Untergrundspektrums bestimmt.

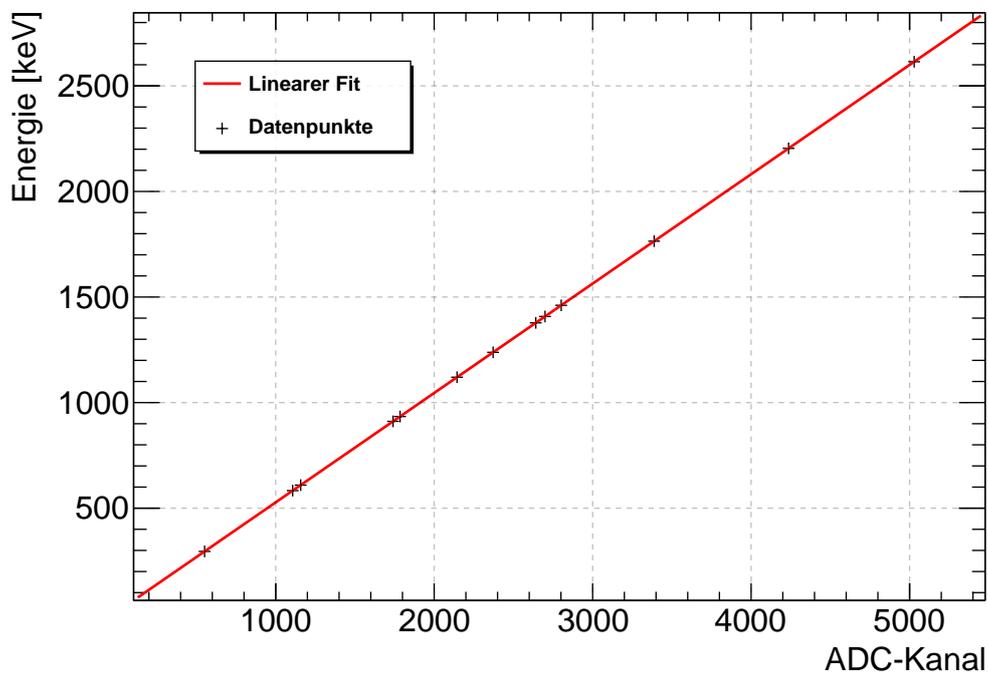


Abbildung 4.3: Energiekalibrierung anhand der in Tabelle 4.1 angegebenen Werte. Aufgrund der zu kleinen Größe der Fehlerbalken sind diese nicht eingezeichnet. Die bestimmten Werte sind in 4.2.1 gegeben.

4.2.2 Peakbreitenkalibration

Das Wissen über die Energieauflösung des Detektors und die daraus resultierende Peakbreite ist essentiell zur späteren Berechnung der Peakfläche. Außerdem kann durch die Kalibration die fehlerfreie Funktion des Detektors sowie der Ausleseelektronik überprüft sowie entsprechende Detektoreffekte für einen besseren Vergleich auf die Simulation übertragen werden. Die Peakbreitenkalibration wird fast analog zur durchgeführten Energiekalibrierung anhand des gleichen Datensets der Untergrundmessung durchgeführt. Die zu bestimmende Halbwertsbreite (eng.: Full Width at Half Maximum, kurz: FWHM) der gemessenen Gammapeaks ist auf drei wichtige Effekte zurückzuführen:

- Statistische Fluktuation in der Anzahl produzierter Ladungsträger: ω_P
- Unvollständiges Aufsammeln der produzierten Ladungsträger: ω_C
- Elektronisches Rauschen der verwendeten Ausleseelektronik: ω_E

Eine genaue Diskussion aller Effekte ist in [8] zu finden. Der Zusammenhang von FWHM und Energie folgt demnach Formel 4.3. Ein Fit mit dieser Funktion ergab jedoch Probleme für Parameter c , welcher mit $c = 0,0 \pm 5,9$ nicht genau bestimmt werden konnte. Eine Alternative stellt die von Debertin und Helmer [23] vorgeschlagene Funktion 4.4 dar, in welcher die geringe Unsicherheit im Aufsammeln produzierter Ladungsträger vernachlässigt beziehungsweise sie die gleiche Abhängigkeit wie die Fluktuation in der Ladungsträgerproduktion besitzt und in p inkludiert wird.

$$\begin{aligned} \text{a) } \text{FWHM}(E)^2 &= \omega_P^2 + \omega_C^2 + \omega_E^2 \\ &= p^2 E + c^2 E^2 + e^2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\text{b) } \text{FWHM}(E)^2 = p^2 E + e^2 \quad (4.4)$$

Die FWHM-Werte der gefitteten Peaks berechnen sich aus dem Gaußfit nach Formel 4.5:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \sigma \approx 2,3548 \cdot \sigma \quad (4.5)$$

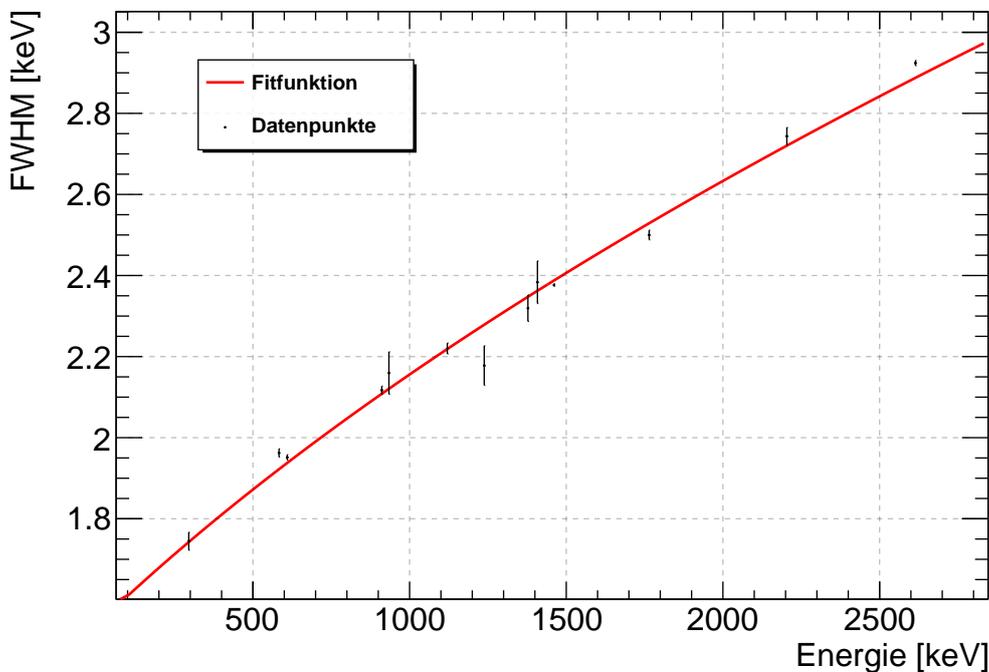


Abbildung 4.4: Kalibration der Halbwertsbreite nach Formel 4.4. Es wurden dieselben Peaks wie für die Energiekalibrierung genutzt (siehe Tabelle 4.1). FWHM wird mittels Formel 4.5 aus dem Gaußfit der Peaks des vorher energiekalibrierten Untergrundspektrums berechnet. Für die Parameter ergibt sich: $p = 0,0478 \pm 0,0002$ sowie $e = 1,5368 \pm 0,0085$.

4.3 BERECHNUNG UND DEFINITION WICHTIGER PARAMETER

In diesem Abschnitt wird auf die Berechnung beziehungsweise gewählte Definition benötigter Parameter zur Bestimmung des aVA nach Formel 1.9 und 1.10 eingegangen. Die Anwendung und darüber erhaltenen Messergebnisse sind im nachfolgenden Abschnitt 4.4 diskutiert.

4.3.1 Peakfläche

Um die Fläche eines Peaks aus dem Gammaskpektrum zu bestimmen haben sich über die Jahre mehrere Algorithmen etabliert. Zwei der häufig genutzten Varianten sind:

- **Einfache Peakintegration:**
Hierbei wird die Peakfläche aus der Differenz der Anzahl von Ereignissen im gesamten Peakbereich und dem darin im Mittel enthaltenen Untergrund berechnet. Der Untergrund wird aus rechts und links vom Peak gebildeten Seitenbändern abgeschätzt. Konkret berechnet sich die Fläche mit Formel 4.6, wobei C_i die Ereignisse des i -ten Kanals, n die Anzahl der Kanäle im Peak, m die Anzahl der Kanäle pro Seitenband, sowie L beziehungsweise U den letzten unteren und oberen Kanal der Peakregion beschreiben [8]. Abbildung 4.5a veranschaulicht die Methode anhand des beispielhaft gewählten 383 keV Bariumpeaks.

$$A = \sum_{i=L}^U C_i - n \left(\sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) / 2m \quad (4.6)$$

- **„Least Square Fit“**
Bei dieser Variante wird der Peak mithilfe einer Überlagerung von Gauß- (Formel 4.9) und Linear-Funktion (Formel 4.10) gefittet. Die Fläche ergibt sich aus der Summe der Differenzen der Anzahl von Ereignissen des i -ten Kanals C_i mit der Funktion des linear angenommenen Untergrunds.

$$f_{Fit}(E) = f_{G+L}(E) = f_G(E) + f_L(E) \quad (4.7)$$

$$A = \sum_{i=a}^b (C_i - f_L(E_i)) \quad (4.8)$$

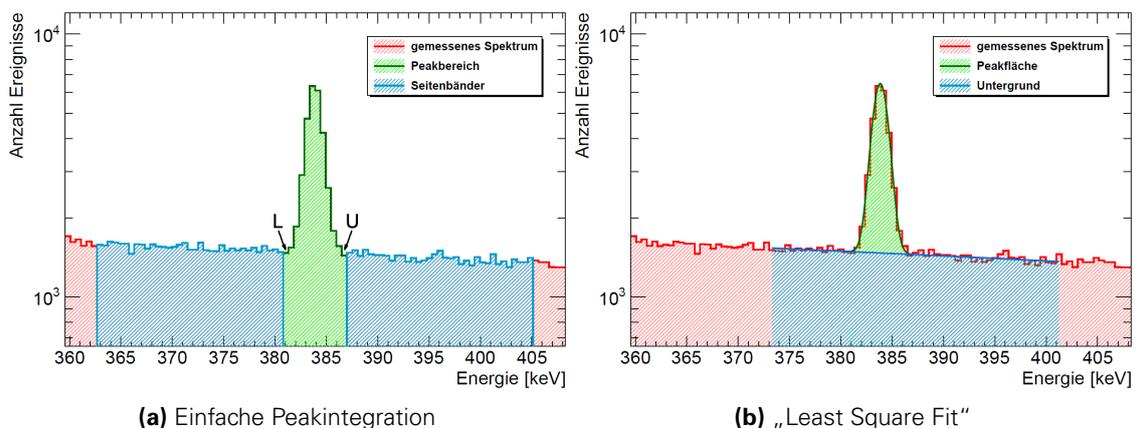


Abbildung 4.5: Vergleich der diskutierten Methoden zur Bestimmung der Peakfläche. Die ermittelten Werte lauten: a) $A = 18882,2 \pm 199,0$ b) $A = 19174,0 \pm 419,2$

Beide Verfahren kommen zu vergleichbaren Ergebnissen. Tatsächlich kann man zeigen, dass bei einzelnen Peaks die „Least Square Fit“-Methode keinen nennenswerten Vorteil zur einfachen

Peakintegration bringt [8]. Ein Problem stellt der in Abschnitt 4.1 diskutierte bei $E \approx 351,9$ keV liegende $^{214}\text{Pb(U)}$ -Gammapeak der natürlichen Uran-Radium-Zerfallsreihe dar. Da ein teilweise überlagernder Peak in der einfachen Peakintegration nicht berücksichtigt werden kann, muss für die folgende Auswertung die „Least Square Fit“-Methode zur Bestimmung der Fläche des 356 keV Bariumpeaks genutzt werden.

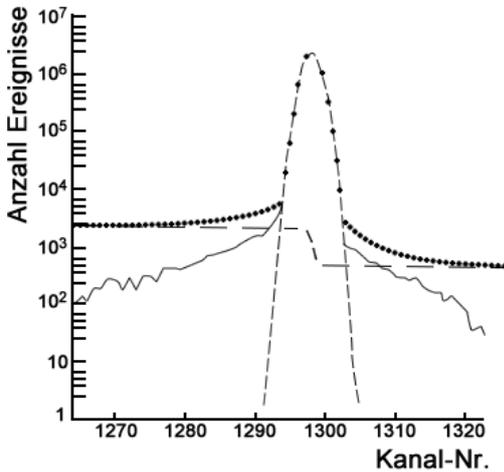


Abbildung 4.6: Darstellung eines Gammapeaks, welcher sich zusammensetzt aus: Gaußfunktion (kurze Striche), Stufenfunktion (lange Striche) sowie tief- und hoch-Energieausläufer (durchgezogene Linie). Die gepunktete Linie repräsentiert die gemessenen Kanaleinträge [8].

Es zeigt sich jedoch, dass für ein optimales Ergebnis die im Beispiel vereinfachte Annahme des linearen Untergrunds mit Gaußfunktion zur exakten Beschreibung eines Gammapeaks nicht ausreicht. Die tatsächliche Form ist in der linken Abbildung 4.6 angedeutet. Als verbesserte Fitfunktion wird deshalb eine Variation der semi-empirischen Hypermet-Funktion verwendet, welche in Formel 4.13 angegeben ist. Die Form setzt sich durch Summation folgender Effekte zusammen [24]:

1. Eine Gaußverbreiterung aufgrund der bereits diskutierten Effekte in Abschnitt 4.2.2.
2. Das Compton-Kontinuum höherenergetischer Peaks, beschrieben durch ein Polynom erster oder zweiter Ordnung.
3. Eine „Stufe“ unterhalb des Gaußpeaks, welche den Verlust von primär- oder Sekundärladungsträgern aus dem sensitiven Detektorvolumen berücksichtigt.
4. Energieausläufer zu niedrigeren Energien, dessen Ursprung in Oberflächeneffekten vermutet wird.

Aufgrund der sehr schwachen Ausprägung bei kleineren Peaks sowie zur Reduzierung freier Parameter wurde im verwendeten Fit die Funktion $f_T(E)$ des Energieausläufers zu niedrigen Energien vernachlässigt und hier nur zur Vollständigkeit mit aufgelistet.

$$1) \quad f_G(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(E-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.9)$$

$$2) \quad f_L(E) = m \cdot (E - \mu) + n \quad (4.10)$$

$$3) \quad f_S(E) = \frac{C}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{(E-\mu)}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (4.11)$$

$$4) \quad f_T(E) = \frac{D}{2\beta} \exp\left(\frac{(E-\mu)}{\beta} + \frac{\sigma^2}{2\beta^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{(E-\mu)}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\beta}\right) \quad (4.12)$$

$$\Rightarrow f_{\text{Hyp.}}(E) = f_G(E) + f_L(E) + f_S(E) + f_T(E) \quad (4.13)$$

Der resultierende Gesamtfit ist eine Überlagerung der zwei einzelnen Hypermet-Funktionen für die 356 keV Bariumlinie und den 352 keV Bleipeak. Als Fitprogramm wird ROOT in der für Windows neusten Version „Release 5.34/36“ verwendet. Zur besseren Parameterfindung werden zuerst beide Peaks in Abbildung 4.7 einzeln angepasst und die erhaltenen Werte als Startwerte für den Gesamtfit genutzt. Die Höhe der Stufe $f_S(E)$ wird für beide Peaks entsprechend der Amplitude der jeweiligen Gaußfunktion gewichtet. Die Parameter des Erwartungswerts μ sowie der Varianz σ^2 werden durch die vorher bestimmten Werte aus Energie- sowie Peakbreitenkalibration beschränkt. Aufgrund des großen Detektorabstands sowie der PUR des spektroskopischen Verstärkers sind Korrekturen für Summationseffekte zufälliger Koinzidenzen vernachlässigbar und die aus dem Fit ermittelte Fläche kann ohne weitere Korrekturen für die später verwendete Auswertung genutzt werden.

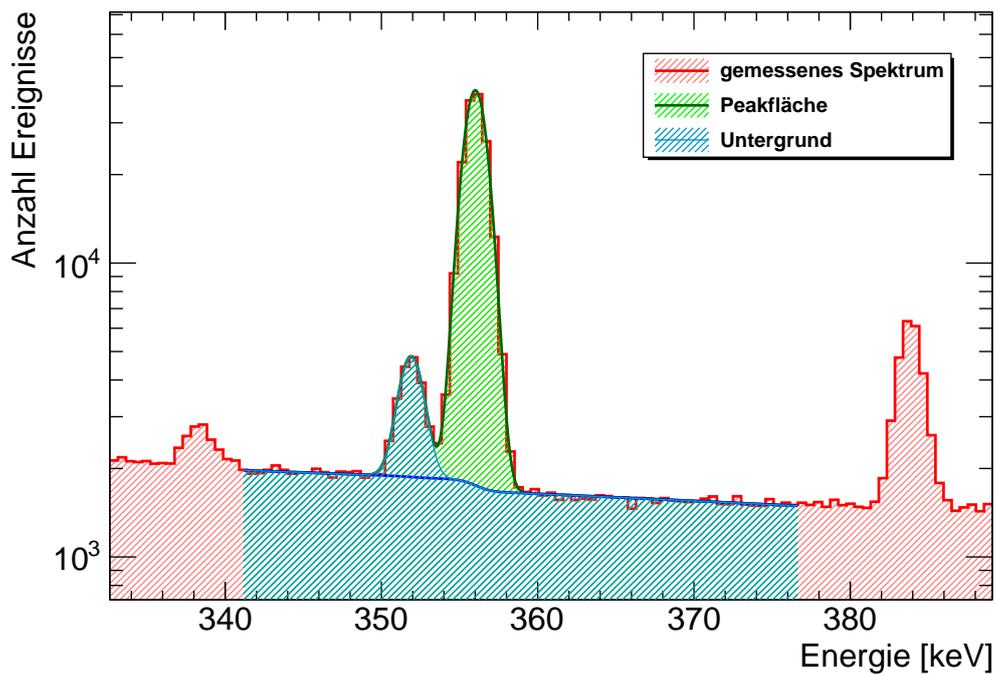


Abbildung 4.7: Beispiel der verwendeten Fitroutine des Barium- und Bleipeaks. Der Gesamfit ist eine Überlagerung von zwei Hypermet-Funktionen (siehe Formel 4.13) für die separaten Gammalinien. Zur Veranschaulichung sind die resultierende Peakfläche (grün) sowie der vom Gesamfit abzuziehende Untergrund (blau) eingezeichnet. Die Werte des reduzierten Chi-Quadrats liegen für alle durchgeführten Fits im Bereich von 0,9 bis 1,6.

4.3.2 Raumwinkel

Unter dem Raumwinkel Ω eines Detektors versteht man die Projektion S der Form des Detektors vom Punkt der Quelle aus gesehen, auf die Oberfläche einer umliegenden Kugel mit Radius R . Demnach berechnet sich der Raumwinkel nach Formel:

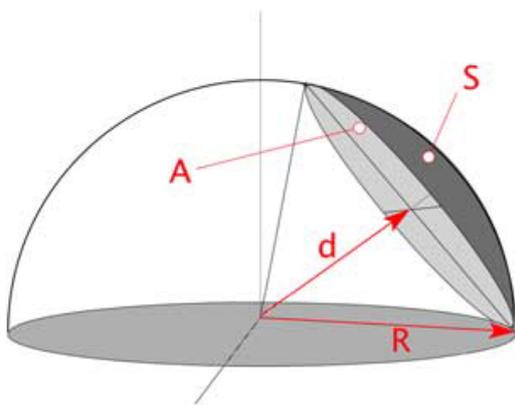
$$\Omega = \frac{S}{R} \quad (4.14)$$

Die Berechnung komplexer projizierter Detektorflächen S stellt eine nicht-triviale Aufgabe dar, welche jedoch durch die ebene Kreisform des genutzten HPGe signifikant vereinfacht werden kann. Abbildung 4.8 veranschaulicht die verwendete Geometrie. Der daraus resultierende Raumwinkel ist in Formel 4.15 angegeben und ist definiert durch den Radius r_a sowie den Abstand d zum aktiven Kristallvolumen [25]:

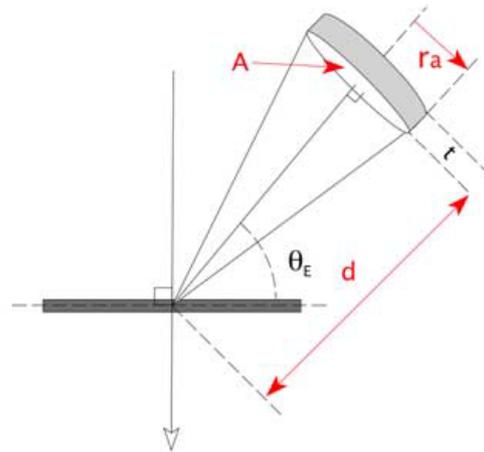
$$\Omega = 2\pi \cdot \left[\frac{r_a^2 + d^2 - d \cdot \sqrt{r_a^2 + d^2}}{r_a^2 + d^2} \right] = 2\pi \cdot \left[1 - \frac{d}{\sqrt{r_a^2 + d^2}} \right] \quad (4.15)$$

Zu beachten ist, dass diese Vorschrift theoretisch nur gültig ist, falls die Detektornormale durch die Quellposition beziehungsweise den Mittelpunkt der umliegenden Kugel verläuft, die Detektorvorderseite also tangential an dieser anliegt. Für die möglichen Quellpositionen ist diese Bedingung nur für das Zentrum der mittleren Aluminiumscheibe (HP8 SP0, siehe Abschnitt 3.5) erfüllt. Der Raumwinkel anderer Positionen kann durch Einführung eines effektiven Radius r_a^* (siehe Formel 4.16 sowie Abbildung 4.9) berechnet werden.

$$r_a^* = r_a \cdot \cos(\Theta) \quad \text{mit: } \Theta = \arccos \left(\frac{\vec{d}_0 \cdot \vec{d}_{res.}}{\|\vec{d}_0\| \cdot \|\vec{d}_{res.}\|} \right) \quad (4.16)$$



(a) Projektion S der im Abstand d liegenden Detektorfläche A auf die mit Radius R umliegende Kugel.



(b) Verwendete Geometrieconfiguration und Definition der benötigten Parameter.

Abbildung 4.8: Veranschaulichung der diskutierten Parameter zur Berechnung des Raumwinkels Ω . Es ist essentiell, dass die eingezeichneten Parameter, den Maßen zum aktiven Kristallvolumen entsprechen und nicht mit dem Abstand oder Radius der äußeren Abschirmung verwechselt werden [25].

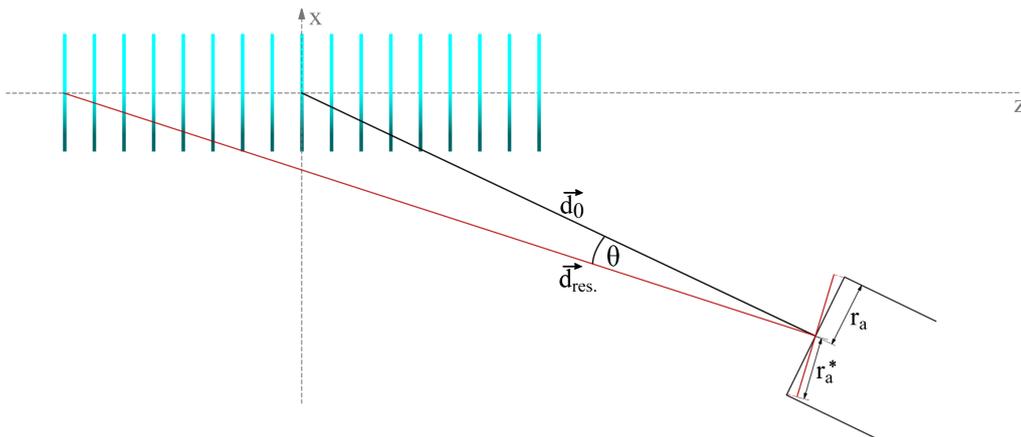


Abbildung 4.9: Definition des effektiven Kristallradius, welcher beim Verschieben der Quellposition verwendet werden muss. Der Wert r_a^* kann mithilfe von Formel 4.16 berechnet werden.

Durch den großen Detektorabstand $d_0 = 3500$ mm sowie der im Verhältnis gesehene kleine Kristallradius $r_a = 30,5$ mm befindet sich die Größenordnung der berechneten Raumwinkel Ω im Bereich von 10^{-4} . Der Unterschied durch die Einführung des effektiven Radius ist minimal und liegt mit $\Delta\Omega \sim 10^{-7}$ drei Größenordnungen darunter. In den folgenden Berechnungen ist dieser trotzdem berücksichtigt. Die resultierende relative Unsicherheit auf den Raumwinkel durch die in Kapitel 3 bereits diskutierten Unsicherheiten bei der exakten Justierung der Stützstruktur und den Aluminiumscheiben liegt im Bereich von $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \approx 0,01$. Eine Darstellung des Verlaufs des berechneten Raumwinkels für die hinterste Scheibenposition (HP0) ist in Abbildung 4.10 gegeben.

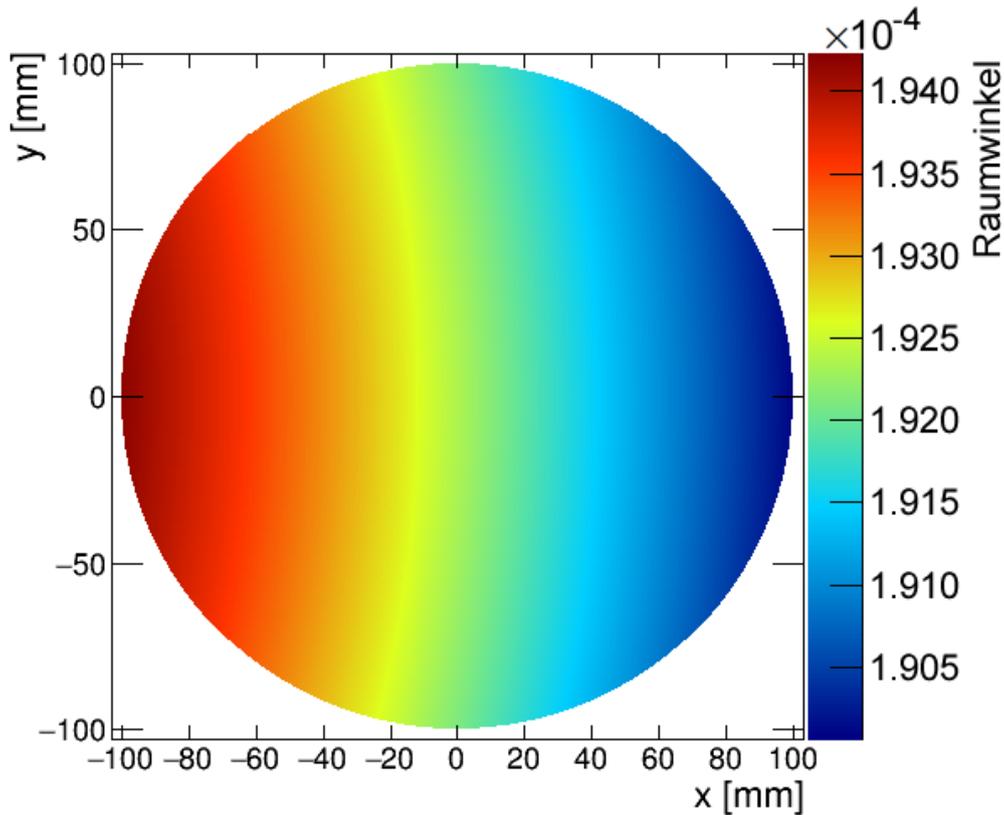


Abbildung 4.10: Beispielhafte Darstellung des berechneten Raumwinkels der hintersten Scheibenposition (HP0) in der Frontalansicht. Der Detektor befindet sich auf der linken Seite. Man erkennt deutlich, dass die Größe des Raumwinkels durch die kürzer beziehungsweise nach rechts länger werdende Detektordistanz dominiert wird.

4.3.3 Intrinsisches Ansprechvermögen

Das intrinsische Ansprechvermögen eines Detektors ist üblicherweise als das Verhältnis von der Anzahl registrierter Ereignisse im Detektor zu der Anzahl der den Detektor durchdringenden Gammaquanten definiert:

$$\varepsilon_I = \frac{\text{detektierte Ereignisse}}{\text{Anzahl den Detektor durchdringender Photonen}}$$

Es hängt primär von dem Material des Detektors, der Energie der einfallenden Strahlung sowie den Maßen der aktiven Detektorregion ab. In den meisten Fällen wird daher für eine bestimmte Energie das ε_I als konstante Eigenschaft des Detektors betrachtet. Jedoch wurde gezeigt, dass ebenso eine Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Detektor und Quelle vorliegt. Konkret beobachtet man eine starke Variation für kleine und eine Annäherung an einen konstanten Wert für größer werdende Abstände [26].

Für die später durchgeführte indirekte Berechnung des aVA wurde das ε_I des Detektors für verschiedene Quell-Detektor-Abstände anhand Formel 4.17 bestimmt. $F_{i \rightarrow j}$ steht für die Anzahl an Events im 356 keV Vollenergiepeak, $P_{i \rightarrow j}$ für die Wahrscheinlichkeit des gewünschten Gammaübergangs, Ω für den Raumwinkel sowie N für die Anzahl stattgefundener Zerfälle, welche aus Aktivität und Messdauer berechnet wird. Der hier bereits verwendete Korrekturfaktor K_{Luft} wird im nächsten Abschnitt 4.3.4 genauer diskutiert.

$$\varepsilon_I = \varepsilon_T \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{1}{K_{\text{Luft}}} = \frac{F_{i \rightarrow j}}{P_{i \rightarrow j} \cdot N} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{1}{K_{\text{Luft}}} \quad (4.17)$$

Abbildung 4.11 zeigt die dazu verwendete Messanordnung. Für eine einfache Berechnung des Raumwinkels nach Formel 4.15 zeigt die Detektornormale in Richtung der Quellposition.

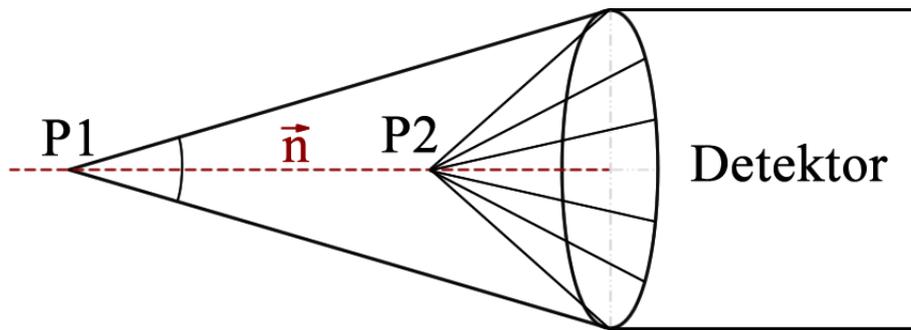


Abbildung 4.11: Messgeometrie zur Bestimmung des iA. Die Quellpositionen (angedeutet durch P1, P2) befinden sich auf der durch den Mittelpunkt verlaufenden Normalen der Detektorvorderseite.

In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse der Messung zusammengefasst. Es ist deutlich die vorher angesprochene Abhängigkeit des iA vom Quellabstand erkennbar. Der kleinste Abstand zur vordersten Aluminiumscheibe befindet sich mit $L \approx 3100$ mm jedoch bereits weit im Bereich des konstanten Plateaus. Das iA wurde daher durch einen linearen Fit der Messpunkte (siehe Abbildung 4.12) in diesem Bereich bestimmt und für die spätere Auswertung als konstant angenommen. Konkret ergibt sich:

$$\varepsilon_I = (45,79 \pm 0,42) \%$$

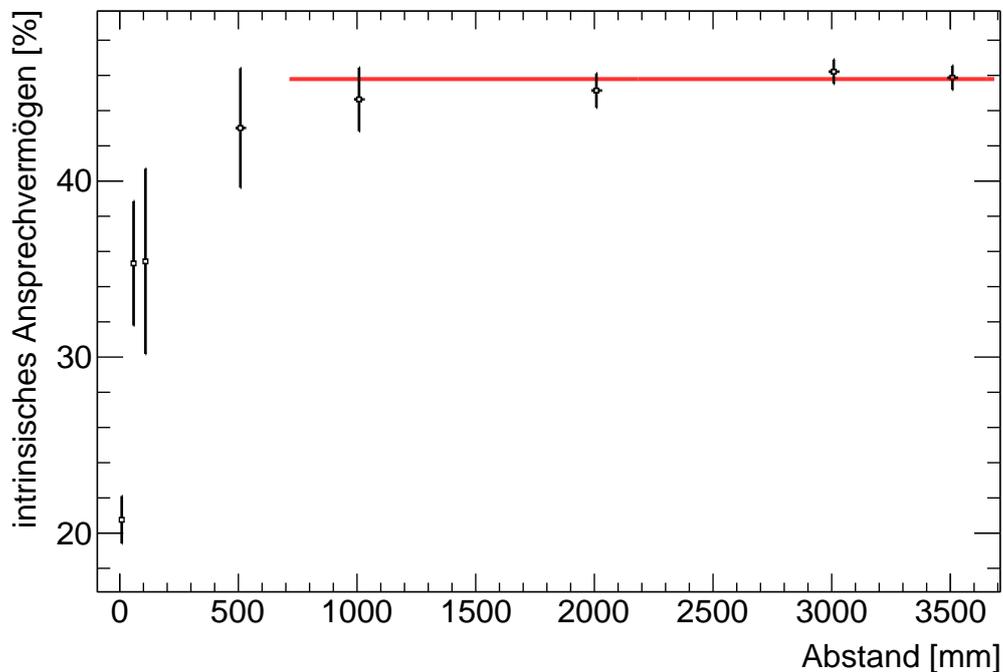


Abbildung 4.12: Abhängigkeit des iA vom Abstand zwischen Quelle und Detektor. Man erkennt deutlich den Unterschied für sehr nahe Detektorpositionen. Für größere Abstände kann das iA als konstant angenommen und durch einen linearen Fit (rot) ermittelt werden.

Quellabstand [mm]	Raumwinkel [sr]	Peakfläche	Messzeit [s]	iA [%]
8,5 ± 0,5	4,60 ± 0,09	84616 ± 467	178,4	20,76 ± 1,13
58,5 ± 4	0,71 ± 0,08	58308 ± 432	466,5	35,32 ± 3,53
108,5 ± 10	0,24 ± 0,04	35627 ± 194	862,6	35,44 ± 5,26

508,5 ± 20	(1,13 ± 0,09) · 10 ⁻²	36610 ± 202	350,6	43,01 ± 3,39
1008,5 ± 20	(2,87 ± 0,12) · 10 ⁻³	38492 ± 213	1402,9	44,63 ± 1,81
2008,5 ± 20	(7,24 ± 0,18) · 10 ⁻⁴	48468 ± 270	7008,6	45,14 ± 0,97
3008,5 ± 20	(3,23 ± 0,07) · 10 ⁻⁴	193642 ± 629	62104,7	46,21 ± 0,69
3508,5 ± 20	(2,37 ± 0,05) · 10 ⁻⁴	42915 ± 322	18971,9	45,87 ± 0,68

Tabelle 4.2: Messwerte zur Bestimmung des iA. Um Sättigung der Elektronik zu vermeiden sind die ersten drei Werte mit einer Kalibrierquelle geringer Aktivität von $A = (10,1 \pm 0,5)$ kBq aufgenommen. Alle weiter entfernten Abstände nutzen die später ebenfalls verwendete Bariumquelle mit $A = (438,8 \pm 13,5)$ kBq (siehe Abschnitt 3.4). Das iA wurde durch linearen Fit der vier größten Abstände ermittelt.

4.3.4 Korrekturfaktor

Bei „freier“ Positionierung der Quelle kann das aVA nur durch die ermittelten Größen der vorherigen Abschnitte, also iA sowie Raumwinkel, berechnet werden [26]. Die mögliche Streuung oder Absorption an Luft wird dabei durch den oft klein gewählten Abstand zwischen Detektor und Quelle vernachlässigt. Ebenso können keine anderen, dazwischen positionierten Geometrien berücksichtigt werden. Durch die Einführung eines Korrekturfaktors K soll beiden Effekten Geltung verschafft werden. Mit Hilfe des Bouguer-Lambertschen Gesetzes ergibt sich:

$$K = K_{Luft} \cdot K_{Al} = \exp\left(-\frac{\mu_{Luft}}{\rho_{Luft}} \cdot \rho_{Luft} \cdot d_{Luft}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\mu_{Al}}{\rho_{Al}} \cdot \rho_{Al} \cdot d_{Al}\right) \quad (4.18)$$

Darin steht μ/ρ für den energieabhängigen Massenschwächungskoeffizienten, der sich aus dem linearen Schwächungskoeffizienten μ sowie der Dichte ρ berechnet. Wie bereits in den vorherigen Kapiteln wird dieser der NIST-Datenbank [20] entnommen. Die genutzten Werte sind:

$$\begin{aligned} \text{Al: } \frac{\mu_{Al}}{\rho_{Al}} &= 9,73 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} & \rho_{Al} &= 2,700 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \\ \text{Luft: } \frac{\mu_{Luft}}{\rho_{Luft}} &= 1,00 \cdot 10^{-1} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} & \rho_{Luft} &= 1,205 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3} \end{aligned}$$

Der zurückgelegte Weg im jeweiligen Material wird mit d bezeichnet und berechnet sich nach Formel 4.19:

$$\begin{aligned} \vec{d}_{res.} &= \vec{d}_0 + \vec{d}_K - \vec{d}_S \\ d_{Luft} &= \left\| \vec{d}_{res.} \right\| - d_{Al} \end{aligned} \quad (4.19)$$

wobei \vec{d}_0 für den Vektor vom gewählten Nullpunkt im Zentrum der mittleren Aluminiumscheibe (HP8 - SP0) bis zur Mitte der Vorderseite des Detektorkristalls, \vec{d}_K für einen zufällig gewählten Vektor auf der Kristallvorderseite und \vec{d}_S für den Vektor zur aktuellen Quellposition steht. Der resultierende Vektor $\vec{d}_{res.}$ verläuft also von der jeweiligen Quellposition zu einem zufällig gewählten Punkt auf der Vorderseite des Detektorkristalls (siehe Abbildung 4.9). Die Weglänge durch Aluminium d_{Al} errechnet sich aus der Dicke und Anzahl dazwischenliegender Aluminiumscheiben sowie einer kleinen Korrektur, welche den Winkel zum Detektor berücksichtigt:

$$d_{Al} = (N_{Scheiben} \cdot D_{Scheiben}) \cdot \frac{\left\| \vec{d}_{res.} \right\|}{d_{res.,z}} \quad (4.20)$$

Zur Bestimmung der Anzahl zu durchdringender Aluminiumscheiben wird die z-Koordinate des Schnittpunktes eines Vektors von der Quellposition zum Detektor mit einem die Aluminiumscheiben umhüllenden Zylinder mit Scheibenradius R_{Scheiben} berechnet:

$$\vec{Z}(t) = R_{\text{Scheiben}} \cdot \begin{pmatrix} \cos(t) \\ \sin(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{S,x} \\ d_{S,y} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d_{res.,x} \\ d_{res,y} \end{pmatrix} \cdot u = \vec{v}(u) \quad (4.21)$$

$$\text{daraus folgt: } t_{SP} = 2 \cdot \left[\arctan \left(\frac{\pm \sqrt{A^2 - B^2 + 1} - A}{B + 1} \right) \right] \quad (4.22)$$

$$\text{mit: } A = \frac{d_{res.,x}}{d_{res.,y}} \quad B = \frac{1}{R_{\text{Scheiben}}} \cdot (d_{S,x} - d_{S,y} \cdot A)$$

$$\Rightarrow \text{SP}_z: v_z(t_{SP}) = d_{S,z} + d_{res,z} \cdot \left(\frac{R_{\text{Scheiben}} \cdot \cos(t_{SP}) - d_{S,x}}{d_{res,y}} \right) \quad (4.23)$$

Unter Berücksichtigung der Quellposition, der maximal möglichen Anzahl davor befindlicher Scheiben und Benutzung des Scheibenabstands A_{Scheiben} folgt damit:

$$N_{\text{Scheiben}} \approx \frac{(v_z(t_{SP}) - d_{S,z})}{A_{\text{Scheiben}}} \quad (4.24)$$

wobei die daraus bestimmte Anzahl immer auf ganze Zahlen abgerundet wird. Der letzte Rechenschritt ist hier nur vereinfacht angegeben. Die konkrete Umsetzung berücksichtigt bei der Berechnung außerdem, falls eine Aluminiumscheibe zum Beispiel nur zur Hälfte durchdrungen wird. Die darüber errechneten Korrekturfaktoren sind in Abbildung 4.13 für alle Quellpositionen sowie in 4.14 für vier komplette Scheiben dargestellt. Die angegebenen Werte sind gemittelt über 10000 zufällig gewürfelte Vektoren auf der Detektorkristallvorderseite \vec{d}_K . Dies ist vor allem für Positionen wichtig, bei welchen eine minimale Variation der Richtung das Vermeiden oder Durchdringen einer weiteren Aluminiumscheibe zur Folge hat.

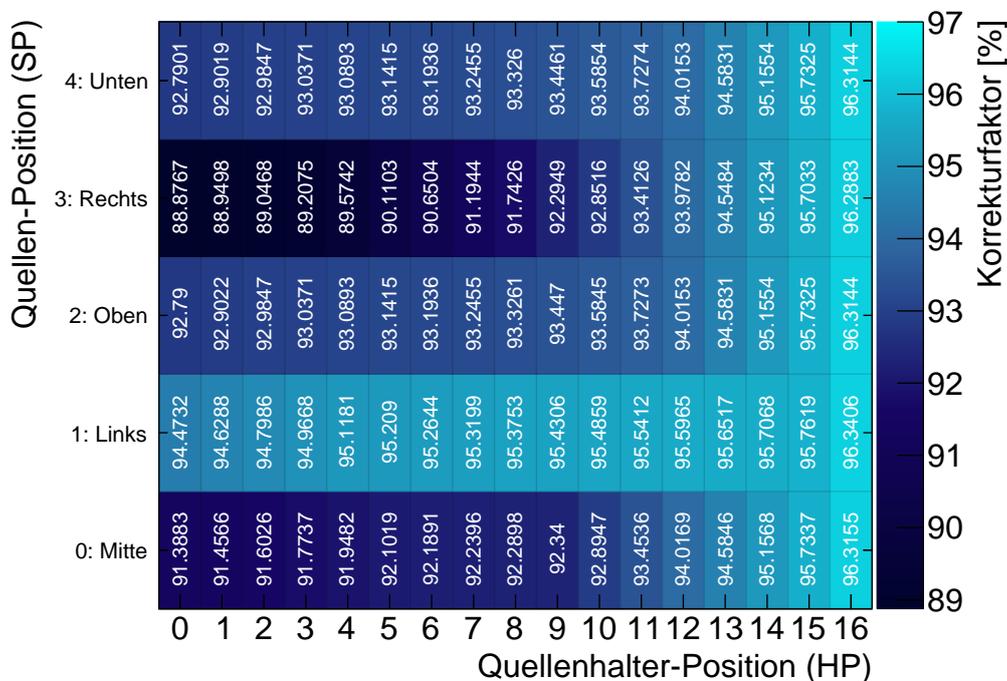


Abbildung 4.13: Berechneter Korrekturfaktor für alle verwendeten Quellenhalter- und Quellpositionen. Für HP16 ist der Einfluss der Luftstrecke $L \approx 3100\text{mm}$ abzulesen, welche die am Detektor gemessenen Intensität um rund 3,5 % verringert.

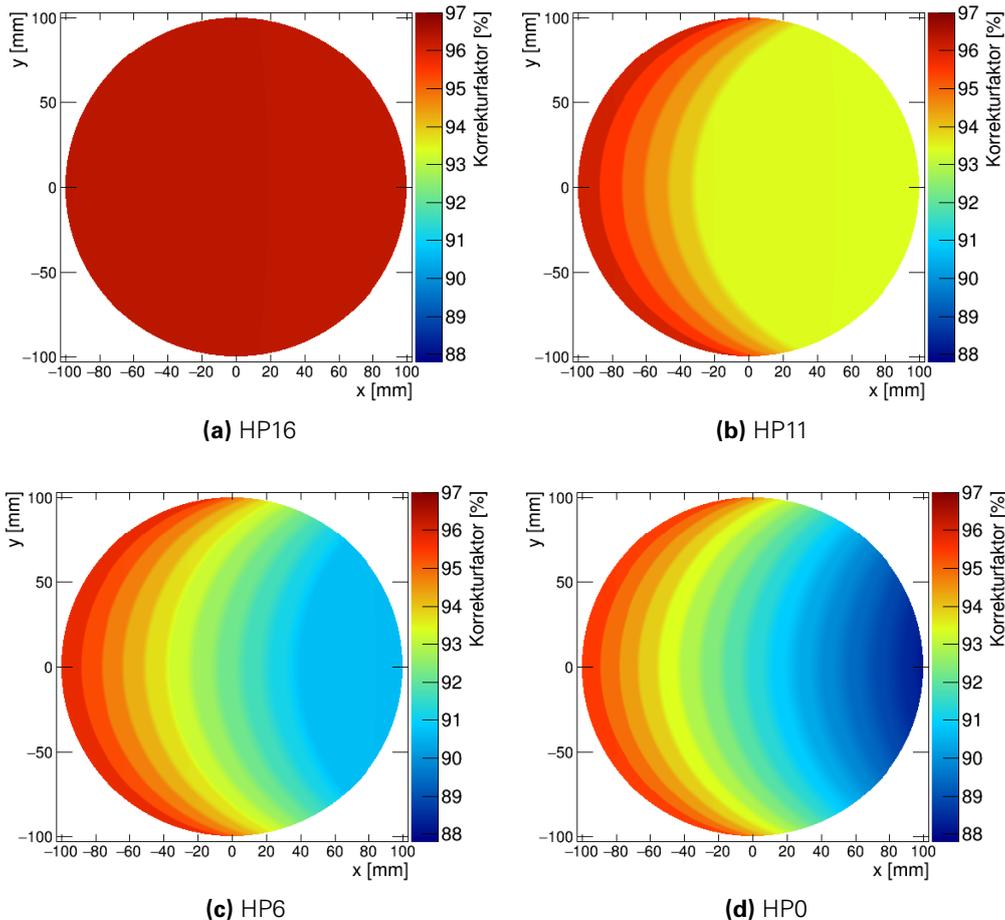


Abbildung 4.14: Visualisierung des berechneten Korrekturfaktors für vier ausgewählte Scheibenpositionen in der Frontalansicht. Der Detektor befindet sich auf der linken Seite. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Anzahl zu durchdringender Aluminiumscheiben der dominierende Faktor ist. Der maximale Unterschied durch die Aluminiumscheiben beträgt rund 9% und kann an der hintersten Scheibenposition (HP0, 4.14d) abgelesen werden. Durch Vergleich der größten Werte von Position (HP0, 4.14d) und (HP16, 4.14a) lässt sich der maximale Einfluss durch die unterschiedlichen Luftstrecken bestimmen, welcher bei rund 1% liegt.

4.4 ERGEBNISSE DES AVA

In diesem Abschnitt werden die ermittelten Ergebnisse präsentiert. Die Werte für benötigte Zwischenergebnisse berechnen sich anhand der in vorherigen Abschnitten diskutierten Methoden. Für alle Messreihen wurde die in Abschnitt 3.4 diskutierte ^{133}Ba -Quelle mit einer Aktivität von $A = (438,8 \pm 13,5) \text{ kBq}$ verwendet. Angegebene Unsicherheiten sind über das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Formel 4.25 bestimmt, wobei davon ausgegangen wurde, dass alle Messgrößen unkorreliert sind. Den mit Abstand größten Einfluss besitzt die Quellaktivität, welche mit einer relativen Unsicherheit von $\Delta A/A \approx 3,1\%$ rund beim dreifachen der anderen Messwerte liegt. Da diese Unsicherheit rein systematischer Natur ist, das heißt für alle aufgenommenen Messwerte als konstant betrachtet werden kann, wurde sie in den folgenden Fehlerrechnungen nicht mit einbezogen. Die hier aufgezeigten Unsicherheiten setzten sich also nur aus den Komponenten der Zählereignisse im Detektor sowie der daraus bestimmten Peakfläche, der Messzeit sowie der Messung auf die einzelnen Abstände zusammen.

Eingangsgrößen: x_1, x_2, \dots mit Unsicherheiten: u_1, u_2, \dots

$$u_y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \cdot u_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \cdot u_2\right)^2 + \dots} \quad (4.25)$$

4.4.1 Direkte Messung

Wie in der Einleitung (siehe Abschnitt 1.4.1) beschrieben, kann das aVA einer gewünschten Quellposition nach Formel 1.9 direkt durch Messung der Peakfläche bestimmt werden. Um eine annehmbare Statistik und möglichst geringe Unsicherheiten zu erhalten, betrug die Messzeit pro Position mindestens drei Stunden. Infolgedessen wurden nur die Quellenhalterpositionen HP16, HP11, HP6 sowie HP0 untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst und in Abbildung 4.15 veranschaulicht. Folgende Effekte sind zu beobachten:

- Eine generelle Abnahme des aVA durch die größer werdenden Detektorabstände der weiter hinten liegenden Scheiben.
- Für die Position SP1 ist bei jeder Halterposition das aVA am größten. Durch die Verschiebung der Quelle nach außen liegt hier im Vergleich zu den anderen Positionen der kleinste Detektorabstand vor. Der Unterschied wird verstärkt, da am wenigsten Aluminiumscheiben in dem direkten Weg zwischen Quelle und Detektor liegen.
- Ein gegenteiliger Effekt ist an der Position SP3 zu beobachten, bei der die Anzahl zu durchdringender Scheiben sowie der Detektorabstand maximal ist.
- Das aVA für Position SP2 sowie SP4 ist durch die Symmetrie für jede Scheibenposition gleich groß.
- Der Unterschied des aVA zwischen Position SP1 und SP3 ist bei der vordersten Scheibe (HP16) minimal. Da sich keine weitere Scheibe davor befindet, fließt nur der kleinere Effekt des unterschiedlichen Detektorabstands ein.
- Bei HP0 ist diese Differenz maximal. Dies ist damit zu begründen, dass von Position SP3 ein Maximum von dreizehn sowie von SP1 ein Minimum von zwei dazwischenliegenden Scheiben durchdrungen werden muss.

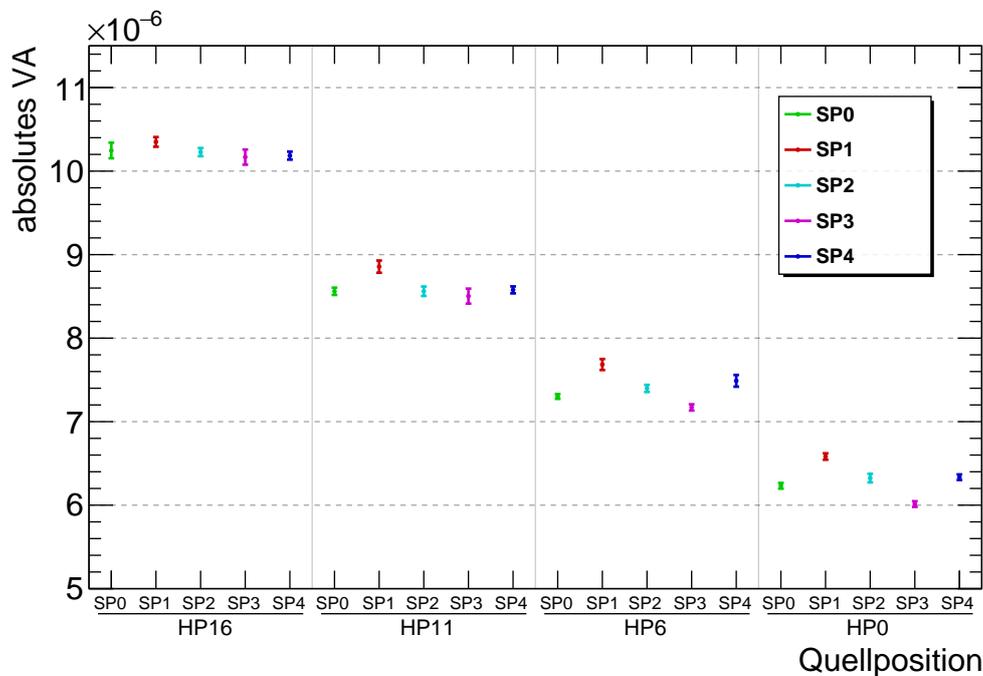


Abbildung 4.15: Ergebnisse der direkten Messung des aVA. Die verschiedenen Größen der Unsicherheiten resultieren aus den abweichenden Messzeiten für einzelne Quellpositionen. Die systematische Unsicherheit auf die Aktivität der Bariumquelle ist nicht mit eingezeichnet.

SP	Peakfläche	Messzeit [s]	absolutes VA [$\times 10^{-6}$]
HP - 16			
0	28923,1 \pm 248,3	10366,6	10,25 \pm 0,09
1	96715,1 \pm 455,9	34321,3	10,35 \pm 0,06
2	163709,0 \pm 594,7	58789,2	10,23 \pm 0,05
3	30360,4 \pm 254,8	10966,9	10,17 \pm 0,09
4	171927,0 \pm 609,2	61995,6	10,19 \pm 0,05
HP - 11			
0	144272,0 \pm 584,8	61895,3	8,56 \pm 0,04
1	39493,2 \pm 303,2	16378,4	8,86 \pm 0,07
2	69090,4 \pm 403,9	29638,0	8,56 \pm 0,06
3	23255,2 \pm 234,6	10044,8	8,50 \pm 0,09
4	167944,0 \pm 631,1	71907,9	8,58 \pm 0,04
HP - 6			
0	462447,0 \pm 1099,6	232610,0	7,30 \pm 0,03
1	39471,3 \pm 316,1	18866,0	7,68 \pm 0,07
2	108913,0 \pm 530,7	54072,5	7,40 \pm 0,04
3	152967,0 \pm 639,0	78347,4	7,17 \pm 0,04
4	32288,2 \pm 287,2	15834,9	7,49 \pm 0,07
HP - 0			
0	138173,0 \pm 630,4	81432,0	6,23 \pm 0,03
1	112916,0 \pm 560,1	63001,8	6,58 \pm 0,04
2	50286,1 \pm 379,5	29203,7	6,32 \pm 0,05
3	131720,0 \pm 625,2	80449,4	6,01 \pm 0,03
4	154582,0 \pm 665,8	89621,5	6,33 \pm 0,03

Tabelle 4.3: Ergebnisse der direkten Messung des aVA, aufgeschlüsselt nach Peakfläche, Messzeit und Quellposition.

4.4.2 Simulation

Für die Ergebnisse der MCS wurden für die ausgewählten Quellpositionen jeweils 4×10^9 Events mit einer ParticleGun Typ-1 simuliert. In Abbildung 4.16 ist der Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Spektrum für die beispielhaft gewählte Quellposition HP16_SP3 dargestellt. Beide Spektren sind mithilfe der Zerfallszeit normiert, wobei diese in der Simulation anhand der Quellaktivität sowie der Anzahl simulierter Zerfälle berechnet ist.

Der Hauptunterschied liegt in den nicht simulierten Ereignissen der natürlichen Zerfallsreihen (siehe Abschnitt 4.1). Infolgedessen fehlt sowohl der lineare Untergrund als auch die bereits diskutierten Blei- sowie Actiniumlinien. Alle prominenten Gammalinien des Bariumzerfalls (siehe Abschnitt 3.4) sind im simulierten Spektrum klar erkennbar. Die nachträglich mithilfe der Peakbreitenkalibration (siehe Abschnitt 4.2.2) verschmierten Peaks stimmen sowohl in ihrer Höhe als auch in ihrer Breite perfekt mit dem Messspektrum überein.

Das aVA für die Simulation ergibt sich aus Formel 1.9 analog zur Rechnung der direkten Messung. Da in der Simulation kein Untergrund aus den natürlichen Zerfallsketten vorliegt, kann die Peakfläche direkt aus dem Fit des Spektrums mit einer einzelnen Hypermet-Funktion (siehe Formel 4.13) bestimmt werden. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 4.4 aufgelistet sowie im Vergleich mit der direkten Messung in Abbildung 4.17 dargestellt.

Insgesamt stimmen alle aus der Simulation berechneten Werte im Rahmen ihrer statistischen Fluktuationen und Unsicherheiten mit den Messwerten überein. Sowohl der Bariumzerfall, als auch der Einfluss der Aluminiumscheiben und die auftretenden Detektoreffekte können sehr gut

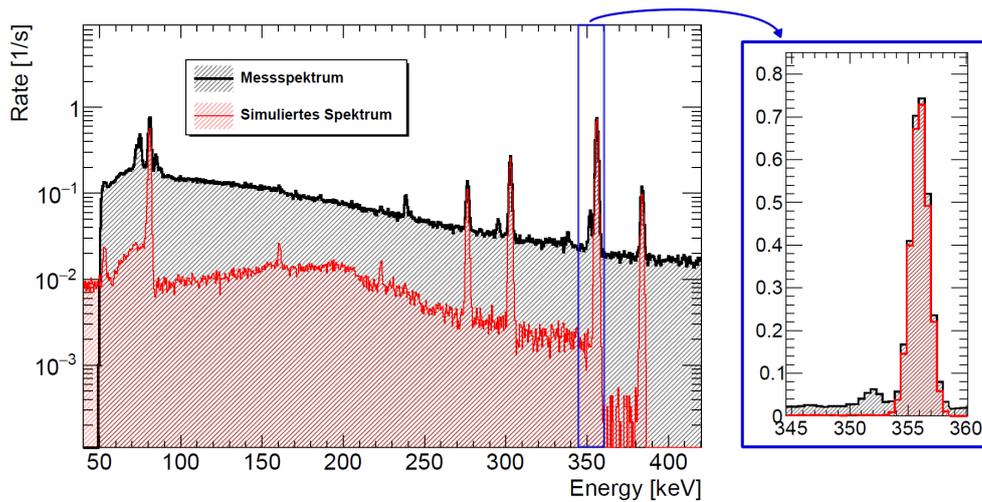


Abbildung 4.16: Vergleich des simulierten und gemessenen Spektrums im Bereich der erwarteten Bariumpeaks. Der Hauptunterschied liegt in dem fehlenden Untergrund der natürlichen Zerfallsreihen in der Simulation. Abgesehen davon stimmen alle simulierten Bariumlinien mit denen der Messung sowohl in Position, Höhe sowie in der Peakbreite und der daraus resultierenden Fläche überein.

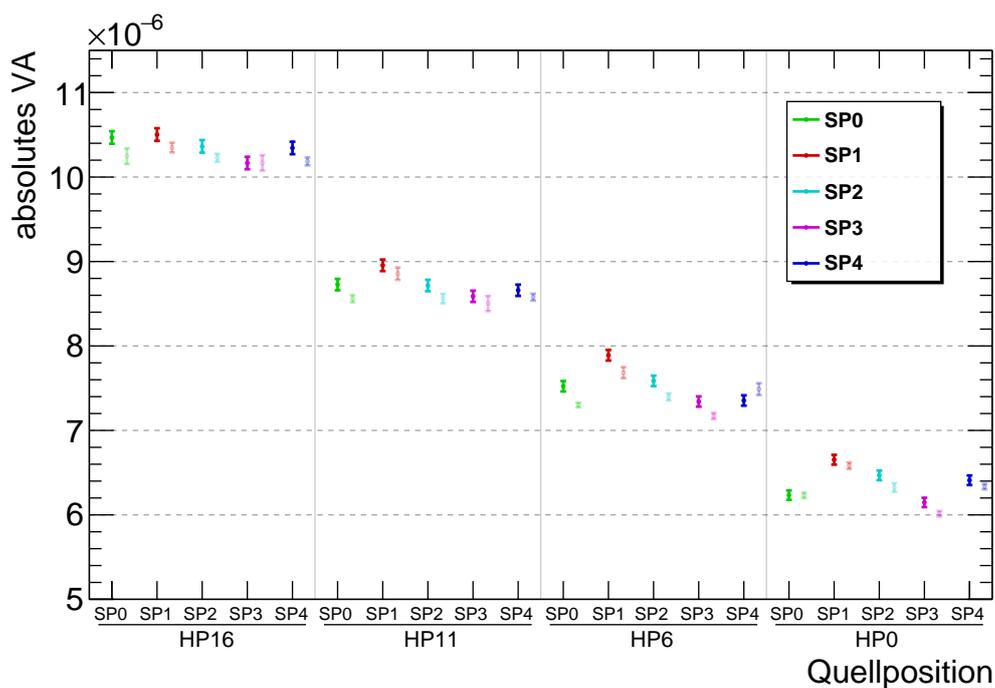


Abbildung 4.17: Ergebnisse der Werte des aVA aus der Simulation und Vergleich zu den direkt gemessenen Werten (transparent). Beide Ergebnisse stimmen sehr gut miteinander überein. Die Abhängigkeit des aVA von der jeweiligen Quellenhalter- beziehungsweise Quellposition ist auch in der Simulation klar erkennbar.

in der MCS nachvollzogen werden. Obwohl bei der umgesetzten Detektorgeometrie nicht alle Abmaße exakt bestimmt werden konnten (siehe Abschnitt 3.2.2), ergibt sich das ϵ_I des simulierten Detektors zu:

$$\epsilon_{I, \text{Simulation}} = (43,53 \pm 0,21) \%$$

Damit weicht es nur unwesentlich von dem tatsächlich gemessenen Wert $\epsilon_I = (45,79 \pm 0,42) \%$ ab. Für den Fall einer genauer bekannten Detektorgeometrie, wie sie für den n-Typ HPGe (siehe Ab-

schnitt 3.2.1) von ORTEC umsetzbar gewesen wäre, könnten hier noch Verbesserungen erreicht werden. Insgesamt lässt sich das aVA jedoch trotz dieser kleineren Ungenauigkeiten sehr gut abschätzen. Eine Anwendung für das COMET-Experiment ist also nach entsprechender Anpassung der Geometrien problemlos möglich.

SP	Peakfläche	absolutes VA [$\times 10^{-6}$]
HP - 16		
0	25982,7 \pm 166,8	10,47 \pm 0,07
1	26069,3 \pm 167,5	10,50 \pm 0,07
2	25722,3 \pm 166,2	10,36 \pm 0,07
3	25232,9 \pm 164,8	10,17 \pm 0,07
4	25675,6 \pm 166,0	10,35 \pm 0,07
HP - 11		
0	21660,3 \pm 153,3	8,73 \pm 0,07
1	22227,1 \pm 155,0	8,96 \pm 0,07
2	21633,5 \pm 152,9	8,72 \pm 0,07
3	21315,8 \pm 151,8	8,59 \pm 0,07
4	21493,1 \pm 152,6	8,66 \pm 0,07
HP - 6		
0	18672,6 \pm 142,9	7,52 \pm 0,06
1	19584,1 \pm 145,4	7,89 \pm 0,06
2	18830,3 \pm 142,8	7,59 \pm 0,06
3	18223,3 \pm 141,0	7,34 \pm 0,06
4	18254,3 \pm 141,6	7,35 \pm 0,06
HP - 0		
0	15471,9 \pm 130,4	6,23 \pm 0,06
1	16513,1 \pm 134,6	6,65 \pm 0,06
2	16053,6 \pm 132,4	6,47 \pm 0,06
3	15257,8 \pm 129,6	6,15 \pm 0,06
4	15910,3 \pm 132,1	6,41 \pm 0,06

Tabelle 4.4: Ergebnisse der simulierten Werte des aVA. Die Anzahl der Zerfälle ist direkt der Simulation entnommen und beträgt für alle Positionen $N = 4 \times 10^9$. Die Peakfläche wurde durch einen Fit mit einer einzelnen Hypermet-Funktion bestimmt.

4.4.3 Indirekte Berechnung

Zur indirekten Berechnung des aVA nach Formel 1.10 werden die vorher bestimmten Größen des iA , des Raumwinkels sowie des Korrekturfaktors der vorherigen Abschnitte 4.3.3, 4.3.2 und 4.3.4 genutzt. Das daraus berechnete aVA ist in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Es zeigt sich, dass alle berechneten Werte innerhalb ihrer Unsicherheiten mit den Daten der direkten Messung übereinstimmen (siehe Abbildung 4.18). Neben der richtigen Größenordnung sind ebenfalls die im vorherigen Abschnitt diskutierten Effekte der verschiedenen Scheibenpositionen klar erkennbar. Für die Berechnung des aVA für das COMET-Experiment sind jedoch wichtige Unterschiede bei den dazu verwendeten Größen zu berücksichtigen:

- **Intrinsisches Ansprechvermögen:**
Das iA muss analog zur Durchführung im Kapitel 4.3.3 für den in COMET genutzten Detektor neu bestimmt werden. Es ist jedoch ausreichend nur einen Messpunkt aus genügend großer Entfernung, das heißt $d > 1000$ mm, zu verwenden. Verschlechterungen der

Energieauflösung oder des iA durch den großen Neutronenfluss, welchem der Detektor im Experiment ausgesetzt ist, können an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden. Für eine genaue Messung des aVA beziehungsweise der gestoppten Myonen könnte eine regelmäßige Neubestimmung des iA zwischen Messperioden notwendig sein.

- **Raumwinkel:**
Der Raumwinkel kann nach Formel 4.15 direkt für die letztendlich umgesetzten Gegebenheiten des COMET-Experiments bestimmt werden. Zu beachten wäre eine eventuell teilweise Verdeckung des aktiven Detektorkristalls durch die geplante Detektorabschirmung [2]. Analog zu [25] müsste diese durch Einführen eines Verdeckungsfaktors bei der Berechnung berücksichtigt werden.
- **Korrekturfaktor:**
Um einen Vergleich zu ermöglichen, wurde für die Berechnung des Korrekturfaktors in Abschnitt 4.3.4 als umgebenes Material Luft unter Standardbedingungen gewählt. Zur Vermeidung von Untergrundereignissen müssen in COMET jedoch Elemente mit einer Ordnungszahl im Bereich von $Z = 5$ bis $Z = 12$ vermieden werden (siehe Einleitung Abschnitt 1.2.2 sowie Abbildung 1.5b). Daher wird die Region um die Aluminiumscheiben stattdessen mit Helium gefüllt sein. Zur genauen Berechnung von K ist es essentiell, die später verwendete Dichte und den damit zusammenhängenden linearen Abschwächungskoeffizient von Helium zu bestimmen.

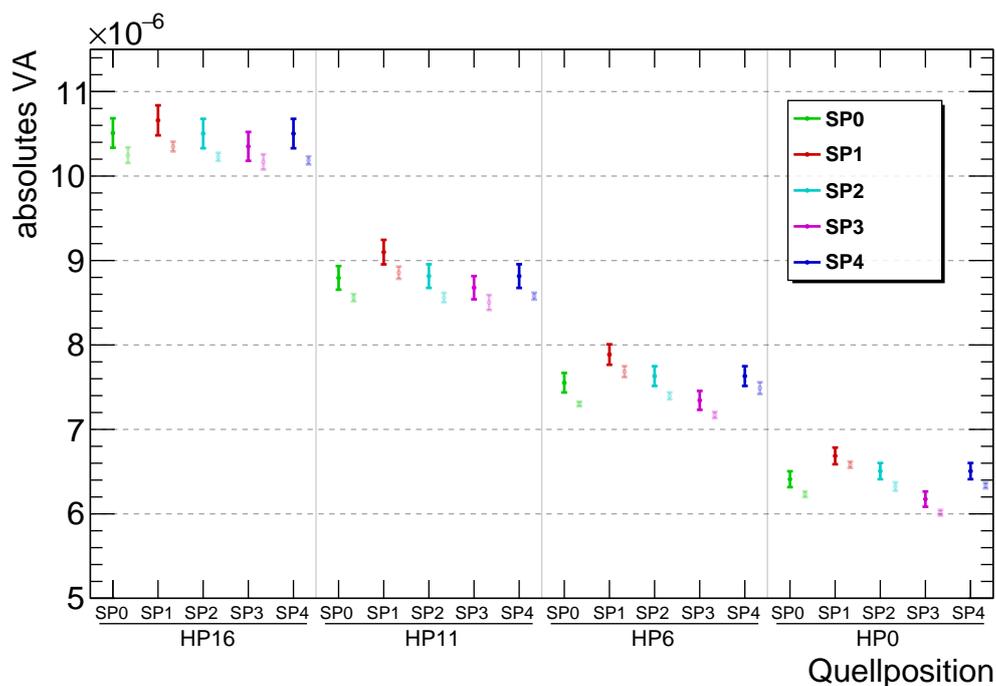


Abbildung 4.18: Ergebnisse der indirekten Berechnung des aVA und Vergleich zu den direkt gemessenen Werten (transparent). Alle im Abschnitt 4.4.1 diskutierten Effekte des direkt gemessenen aVA werden durch die Rechnung nachempfunden. Für alle ausgemessenen Quellpositionen befinden sich die relativen Unterschiede beider Methoden im Bereich von 3 % und knapp innerhalb der bestimmten Unsicherheiten.

Da weder der später verwendete Detektor zur Bestimmung von iA vorlag, noch die exakte Umsetzung im späteren Experiment bezüglich der Detektorabschirmung oder der Heliumfüllung zum Zeitpunkt der Arbeit feststanden, kann an dieser Stelle keine Berechnung des aVA für die COMET-Gegebenheiten durchgeführt werden. Jedoch konnte gezeigt werden, dass die verwendete Methode mit dem eingeführten Korrekturfaktor ebenfalls anwendbar ist, um eine sehr präzise Abschätzung des aVA zu erhalten.

SP	x [mm]	y [mm]	z [mm]	Anzahl durch- drungener Scheiben	Korrekturfaktor [%]	absolutes VA [$\times 10^{-6}$]
HP - 16						
0	0	0	400	0	96,32	10,51 \pm 0,17
1	-77,5	0	400	0	96,34	10,66 \pm 0,18
2	0	77,5	400	0	96,31	10,50 \pm 0,17
3	77,5	0	400	0	96,29	10,35 \pm 0,17
4	0	-77,5	400	0	96,31	10,50 \pm 0,17
HP - 11						
0	0	0	150	5	93,45	8,79 \pm 0,14
1	-77,5	0	150	1	95,54	9,10 \pm 0,15
2	0	77,5	150	4,5	93,73	8,82 \pm 0,14
3	77,5	0	150	5	93,41	8,68 \pm 0,14
4	0	-77,5	150	4,5	93,73	8,82 \pm 0,14
HP - 6						
0	0	0	-100	7	92,19	7,55 \pm 0,12
1	-77,5	0	-100	1	95,26	7,89 \pm 0,12
2	0	77,5	-100	5	93,19	7,63 \pm 0,12
3	77,5	0	-100	10	90,65	7,34 \pm 0,11
4	0	-77,5	-100	5	93,19	7,63 \pm 0,12
HP - 0						
0	0	0	-400	8	91,39	6,41 \pm 0,09
1	-77,5	0	-400	2	94,47	6,69 \pm 0,10
2	0	77,5	-400	5,2	92,79	6,51 \pm 0,10
3	77,5	0	-400	13,1	88,88	6,17 \pm 0,09
4	0	-77,5	-400	5,2	92,79	6,51 \pm 0,10

Tabelle 4.5: Ergebnis der indirekten Berechnung des aVA.

4.5 AUSBLICK FÜR COMET

In den letzten beiden Abschnitten wurde gezeigt, dass sowohl über Simulation als auch durch theoretische Berechnung das aVA für das COMET-Experiment sehr präzise ermittelt werden kann. Wie in der Einleitung Abschnitt 1.4 diskutiert wurde, ist das Endziel für COMET die Bestimmung der Anzahl gestoppter Myonen in den 17 Aluminiumscheiben mithilfe von Formel 1.8. Dafür wird jedoch ein quasi effektives aVA für jede einzelne Scheibe sowie daraus folgend für das komplette Myon-Target benötigt, welches wahrscheinlich stark von dem vorliegenden Myonprofil im Strahl abhängt. Die genaue Abhängigkeit wird kurz in diesem Abschnitt untersucht, indem für verschiedene Beispielprofile die daraus folgenden effektiven aVA bestimmt und miteinander verglichen werden. Zu diesem Zweck müssen mehrere Annahmen getroffen werden, um trotz fehlender Informationen (siehe Diskussion Abschnitt 4.4.3) das benötigte aVA einzelner Positionen auf einer Aluminiumscheibe für den in COMET verwendeten Detektor zu berechnen. Die daraus ermittelten Werte können jedoch stark von den letztendlich tatsächlich genutzten Daten im COMET-Experiment abweichen und sollten daher nur mit dem nötigen Maß an Vorsicht betrachtet werden.

Im ersten Schritt wird das iA des voraussichtlich in COMET verwendeten Detektors anhand der MCS ermittelt. Die Umsetzung der Geometrie in der Simulation ist analog dem ORTEC HPGe aus Abschnitt 3.2.1, wobei die genauen Abmessungen aus [2] entnommen sind. Demnach ist der Kristall 52,5 mm im Durchmesser sowie 55,3 mm lang und besitzt eine 47,8 mm Bohrung mit einem Durchmesser von 9,9 mm. Es wurden 1×10^9 Events mit einer ParticleGun Typ-1 im Abstand

von $L \approx 3100$ mm simuliert. Das Ergebnis für iA ist in Formel 4.26 angegeben. Da es sich ebenfalls um einen HPGe handelt, befindet es sich erwartungsgemäß in der selben Größenordnung wie das iA des Detektors am IKTP.

$$\varepsilon_{I, \text{COMET-Simulation}} = (42,80 \pm 0,89) \% \quad (4.26)$$

Der Wert für das aVA der jeweiligen Position auf einer Scheibe ist aufbauend auf diesem Ergebnis über die indirekte Berechnung (siehe Abschnitt 4.4.3) bestimmt. Dazu wurde die Annahme einer Helium-Gasfüllung bei Raumtemperatur und Normaldruck getroffen. Konkret werden folgende Werte genutzt:

$$\text{He: } \frac{\mu_{\text{He}}}{\rho_{\text{He}}} = 9,98 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad \rho_{\text{He}} = 0,179 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3} \quad (4.27)$$

Die Detektorposition in der Rechnung ist analog zu dem bereits diskutierten COMET-Aufbau, das heißt im Bezug zur mittleren Scheibe (HP8_SP0) $L \approx 3500$ mm nach vorne verschoben und 15° nach oben gedreht. Die im Folgenden diskutierten Werte von $\varepsilon_{T, \text{effektiv}}$ beziehen sich nur auf die hinterste Aluminiumscheibe (HP0), da hier durch die große Anzahl weiterer davor befindlicher Aluminiumscheiben die stärkste Variation zwischen verschiedenen Positionen innerhalb der Scheibe auftritt. Abbildung 4.19 zeigt die Werte des indirekt berechneten aVA dieser Scheibenposition in der Frontalansicht.

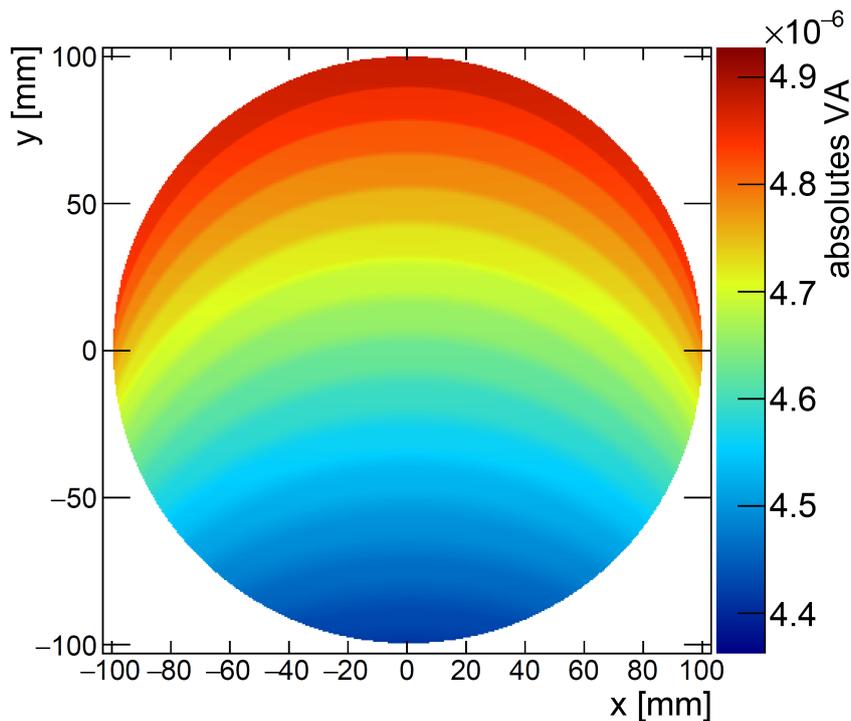
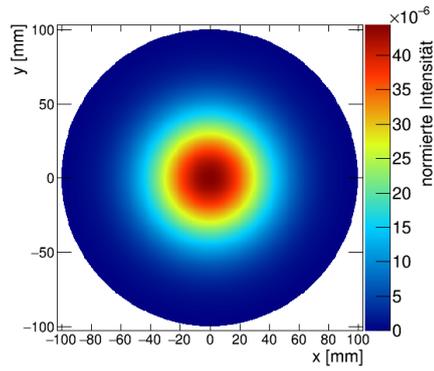
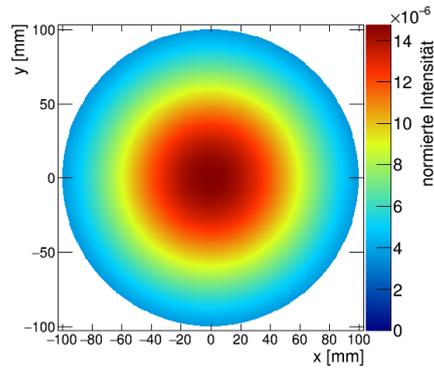


Abbildung 4.19: Darstellung des indirekt berechneten aVA für Scheibenposition HP0 in der Frontalansicht. Deutlich zu erkennen sind die Einflüsse davor liegender Aluminiumscheiben durch den Korrekturfaktor, wodurch das aVA für größer werdende y -Werte, immer wenn eine Scheibe weniger durchdrungen werden muss, stufenartig ansteigt. Da der Detektor analog zum COMET-Aufbau um 15° nach oben gedreht ist, befindet sich der Wert des größten aVA am oberen Scheibenrand (Vergleiche Abbildung 4.14).

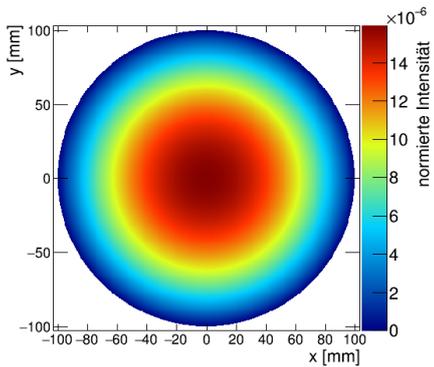
Die verwendeten Beispielprofile sind in den Formeln 4.28 angegeben und in Abbildung 4.20 zusammengefasst. Der Fokus der Untersuchung lag auf gaußartigen Profilen mit in der X-Y-Ebene verschobenem Mittelpunkt, welche von verschiedenen COMET-Simulationen vorhergesagt werden [2].



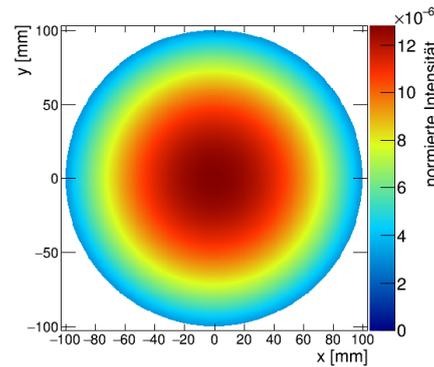
(a) Gaußfunktion: $\mu_x = \mu_y = 0$; $\sigma = 30$



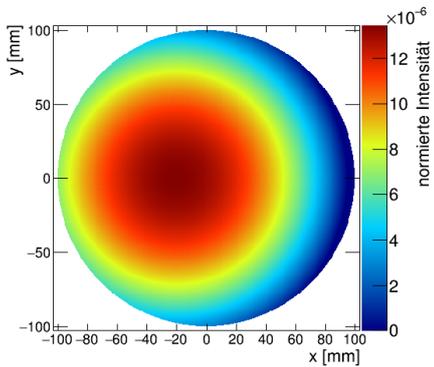
(b) Gaußfunktion: $\mu_x = \mu_y = 0$; $\sigma = 60$



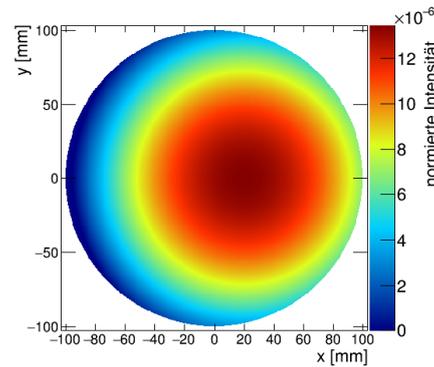
(c) Polynom-2; schmal; $x_M = y_M = 0$



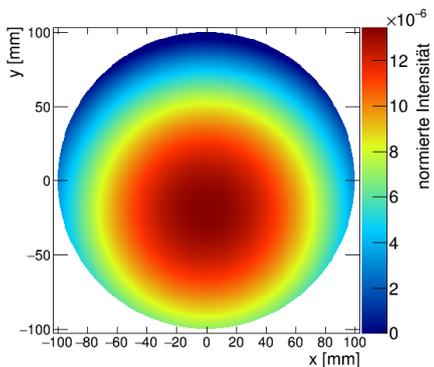
(d) Polynom-2; breit; $x_M = y_M = 0$



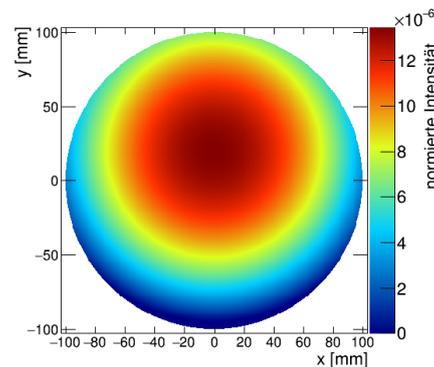
(e) Polynom-2; breit; $x_M = -20$; $y_M = 0$



(f) Polynom-2; breit; $x_M = 20$; $y_M = 0$



(g) Polynom-2; breit; $x_M = 0$; $y_M = -20$



(h) Polynom-2; breit; $x_M = 0$; $y_M = 20$

Abbildung 4.20: Darstellung der verwendeten Beispielprofile. Die z-Werte sind auf die jeweilige Gesamtfläche normiert und repräsentieren den Anteil der dort gestoppten Myonen.

Homogene Verteilung: $f_{Hom.}(x,y) = A$

$$2D\text{-Gau\ss}funkt\text{ion: } f_{Gauss}(x,y) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_x)^2 \cdot (y - \mu_y)^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$2D\text{-Polynom 2ter Ordnung: } f_{Poly-2}(x,y) = A + B \cdot \sqrt{(x - x_M)^2 + (y - y_M)^2} \quad (4.28)$$

Der Wert von $\varepsilon_{T,effektiv}$ ergibt sich daraus nach:

$$\varepsilon_{T,effektiv} = \sum_{x=-100}^{100} \sum_{y=-100}^{100} [C_{Profil}(x,y) * C_{aVA}(x,y)] \quad (4.29)$$

wobei $C_{Profil}(x,y)$ sowie $C_{aVA}(x,y)$ für den jeweiligen z-Wert in den abgebildeten Histogrammen steht. Die daraus bestimmten Ergebnisse sind in Tabelle 4.6 aufgelistet. Es zeigt sich, dass alle effektiven aVA, unabhängig von dem konkreten Profil, sehr dicht beieinander liegen. Für alle Beispielprofile mit Mittelpunkt bei (0,0) sind die Unterschiede sogar so klein, dass sie im Rahmen der Unsicherheiten vernachlässigbar sind. Den größten Einfluss besitzt die Verschiebung des Zentrums auf der y-Achse, also in der Ebene des nach oben gedrehten Detektors, aber auch bei diesem Extremfall ist nur ein maximaler Unterschied von $\Delta\varepsilon_{T,effektiv} \approx 0,07 \cdot 10^{-6}$ zu beobachten. Der Effekt wäre voraussichtlich noch deutlich schwächer für weiter vorne liegende Aluminiumscheiben, da dort das aVA für verschiedene Positionen auf der Scheibe selbst weniger variiert (Vergleich Abbildung 4.14).

Beispielprofil	Mittelpunkt	Breite	Effektives aVA [$\times 10^{-6}$]
Homogene Verteilung	–	–	4,640
schmale Gaußfunktion	$\mu_x = \mu_y = 0$	$\sigma = 30$	4,639
breite Gaußfunktion	$\mu_x = \mu_y = 0$	$\sigma = 60$	4,643
schmales Polynom	$x_M = y_M = 0$	$B = -\frac{1}{10000}$	4,649
	$x_M = y_M = 0$		4,645
	$x_M = 20, y_M = 0$		4,650
breites Polynom	$x_M = -20, y_M = 0$	$B = -\frac{1}{13225}$	4,640
	$x_M = 0, y_M = 20$		4,681
	$x_M = 0, y_M = -20$		4,609

Tabelle 4.6: Ergebnisse des effektiven aVA für die hinterste Aluminiumscheibe (HP0) für verschiedene Strahlprofile.

Insgesamt kann daraus geschlussfolgert werden, dass nur die grobe Form des letztendlich vorliegendem Myonprofils bestimmt werden muss. Kleinere Abweichungen, welche zum Beispiel auch während einer Messperiode auftreten könnten, beeinflussen das effektive aVA einer Aluminiumscheibe nur geringfügig. Im schlimmsten Fall ergibt sich eine relative Unsicherheit von rund 2 %. Ein wesentlich größerer Einfluss ist dagegen durch die Myonen-Impulsverteilung im Strahl zu erwarten. Dadurch werden mehr Myonen in den hinteren oder erst weiter vorne liegenden Aluminiumscheiben gestoppt. Der Unterschied des aVA für verschiedene Scheibenpositionen im IKTP-Aufbau liegt im Bereich von bis zu maximal $\Delta\varepsilon_T \approx 5 \cdot 10^{-6}$ (siehe Abbildung 4.15). Ausgehend davon, dass dieser sich für die COMET-Gegebenheiten in einer ähnlichen Größenordnung befindet, ist der Effekt rund fünf mal größer als der maximale Einfluss der untersuchten Beispielprofile. Leider waren zum Zeitpunkt der Arbeit noch zu wenig Informationen über die möglichen Impulsverteilungen bekannt, weshalb hier auf eine weiterführende Analyse dazu verzichtet wurde. Der Zusammenhang zwischen Myonen-Impulsverteilungen und aVA des kompletten Myon-Targets, bestehend aus den effektiven aVA der einzelnen Scheibenpositionen, sollte daher in nachfolgenden Arbeiten untersucht werden.

5 ZUSAMMENFASSUNG

Zur Bestimmung der Anzahl gestoppter Myonen innerhalb des COMET-Targets soll das Gammapektrum der myonischen Aluminiumatome genutzt werden. In dieser Arbeit wurden Methoden zur Bestimmung des dafür erforderlichen absoluten Vollenergiepeak-Ansprechvermögens (kurz: aVA) entwickelt und erfolgreich getestet.

Um Vergleichswerte zu erhalten, wurde im ersten Schritt eine Nachbildung des COMET-Targets entworfen und umgesetzt. Die Planung fand mittels der dafür erstellten Monte-Carlo Simulation statt. Es zeigte sich, dass für den Zweck dieser Arbeit ein schlicht gehaltener Halterahmen zur Aufhängung der Aluminiumscheiben ausreichend war. Die $E \approx 346$ keV Linie der myonischen Aluminiumatome wurde durch eine $^{133}\text{Barium}$ -Quelle simuliert. Einflüsse durch Verunreinigungen im gewählten Aluminium sowie die konkrete Umsetzung der Stützstruktur oder der Befestigungspeichen, konnten anhand verschiedener Testsimulationen ausgeschlossen werden. Der finale Nachbau besteht aus einem Gerüst aus ITEM-Profilen, in welchem ähnlich zur Umsetzung im COMET-Experiment die 17 Aluminiumscheiben über drei Haltespeichen aus Nylon aufgehängt sind.

Im nächsten Schritt wurden die durchgeführten Rechenschritte zur Auswertung der direkten Messung sowie der simulierten Spektren und der indirekten Berechnung präsentiert. Hier zeigte sich, dass zur Bestimmung der Fläche des Bariumpeaks in den Spektren ein Fit mit der semiempirischen Hypermet-Funktion die besten Ergebnisse liefert. Außerdem können dadurch Effekte des Untergrunds der natürlichen Zerfallsreihen berücksichtigt und abgezogen werden. Für die theoretische Berechnung wurde die Herleitung des Raumwinkels dargelegt. Durch die Einführung eines Korrekturfaktors kann darin der Einfluss davor liegender Aluminiumscheiben sowie des langen Luftwegs von rund 3500 mm mit einbezogen werden.

Zum abschließenden Vergleich wurde das aVA mehrerer Quellpositionen über die direkte Messung, die Simulation sowie die indirekte Berechnung bestimmt. Ersteres zählt dabei als Referenzwert für die anderen beiden Methoden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1 zusammengefasst. Man erkennt deutlich die Abhängigkeit des aVA von den verschiedenen Quellenhalterbeziehungsweise Quell-Positionen. Generell steigt das aVA je kürzer der Weg zum Detektor wird oder je weniger Aluminiumscheiben durchdrungen werden müssen. Sowohl die Werte der Simulation als auch der indirekten Berechnung stimmen im Rahmen der Unsicherheiten sehr gut mit der direkten Messung überein. Jedoch zeigt zeigt sich, dass beide Methoden einen leichten Versatz hin zu höheren Werten des aVA aufweisen. Dies kann durch die große systematische Unsicherheit der Quellaktivität begründet werden. Wahrscheinlich lag die tatsächliche Aktivität der genutzten Quelle geringfügig unter dem verwendeten Aktivitätswert in der Berechnung.

Ausgehend von diesem Ergebnis eignen sich sowohl die theoretische Berechnung als auch die Simulation sehr gut zur Berechnung des aVA im COMET-Experiment. Im Vergleich mit der MCS liegt der Vorteil der indirekten Berechnung vor allem in der deutlich geringeren Rechenleistung sowie der für die Simulation benötigten Zeit. Ein Nachteil liegt jedoch in der hier notwendigen Vormessung zur Bestimmung des iA des Detektors.

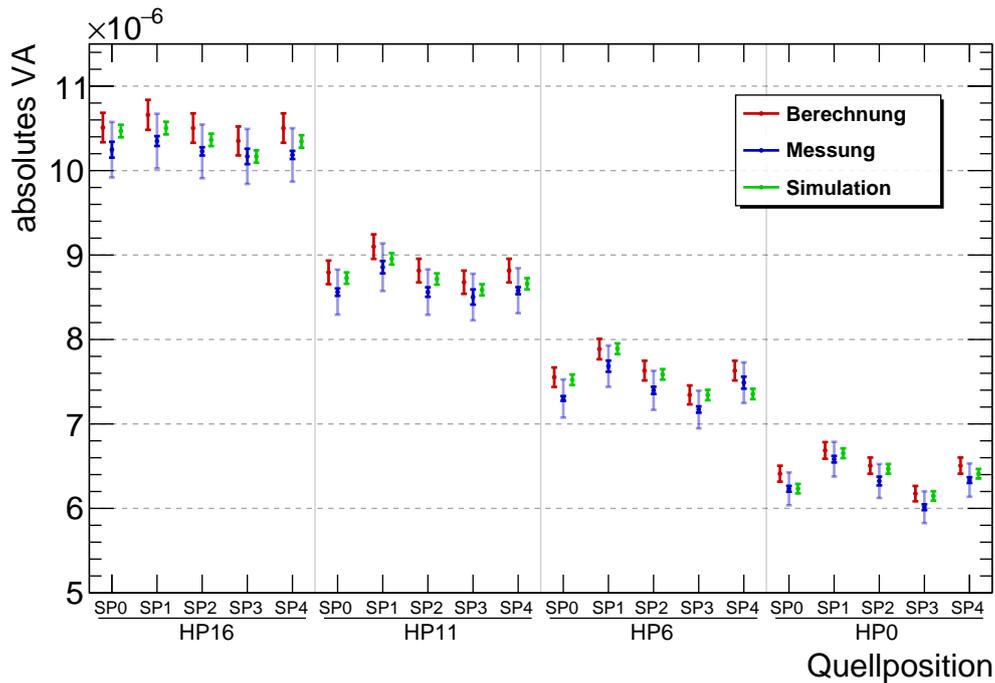


Abbildung 5.1: Vergleich der Ergebnisse der untersuchten Methoden zur Bestimmung des aVA von mehreren Quellpositionen. Sowohl Simulation (grün) als auch die indirekte Berechnung (rot) stimmen sehr gut mit der Referenzmessung (blau) überein. Es können in beiden Methoden alle Effekte der verschiedenen Quellposition nachvollzogen werden. Der für alle Positionen zu beobachtende leichte Versatz nach oben ist mit der vorher nicht einbezogenem, systematischen Unsicherheit der Quellaktivität (transparent hinterlegt) zu begründen. Wahrscheinlich lag die tatsächliche Aktivität der Quelle leicht unter dem verwendeten Aktivitätswert, weshalb die Werte der direkten Messung etwas kleiner ausfallen.

Am Ende wurde der Einfluss verschiedener Myonprofile auf den effektiven Wert des aVA für eine Scheibenposition untersucht. Im Rahmen der verwendeten Annahmen konnte gezeigt werden, dass die konkrete Verteilung nur geringfügige Unterschiede bewirkt. Die geplante Bestimmung des Myonprofils mithilfe des „Straw-Tube-Trackers“ wird also präzise genug sein, um ein effektives aVA mit ausreichend kleinen Unsicherheiten für alle Aluminiumscheiben zu berechnen. Stärkere Effekte werden hier von der Myonen-Impulsverteilung erwartet, welche signifikant dafür verantwortlich ist in welcher Scheibenposition der größte Teil der Myonen zur Ruhe kommt. Für eine abschließende Bestimmung des aVA des gesamten Aluminiumtargets müssen dazu weitere Untersuchungen durchgeführt werden. Da das Endergebnis der Anzahl gestoppter Myonen primär von dem bestimmten Wert des aVA abhängt, sollte außerdem die Verwendung eines zweiten Detektors untersucht werden. Die Annahme einer konkreten Profilform sowie Impulsverteilung könnte dann durch geschickte Platzierung des zusätzlichen Detektors und Vergleich der gemessenen Spektren falsifiziert oder bestätigt werden.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1	Ergebnisse des SINDRUM II Experiments.	3
1.2	Schematischer Grundriss des COMET-Experimentes.	5
1.3	Dreidimensionale Darstellung des Target-Bereichs von COMET.	5
1.4	Schematisches Design des Myon-Targets.	6
1.5	Abhängigkeit der Lebensdauer myonischer Atome sowie der Endpunktsenergie der DIO-Elektronen von der Ordnungszahl Z des jeweiligen Materials.	7
1.6	Schematische Position des verwendeten Germaniumdetektors	7
1.7	Gemessenes Beispielspektrum einer ^{137}Cs -Quelle.	8
1.8	Verschiedene Interaktionen innerhalb der aktiven Detektorregion.	9
2.1	Initialisierung eines Geant4-Runs.	14
2.2	Fortsetzung des Geant4-Runs. Erzeugung primärer Events, Teilchen und Sekundärteilchen.	14
2.3	Gesamtüberblick des Simulationsaufbaus.	15
2.4	Vergleich der genutzten ParticleGuns zur Produktion primärer Events.	18
2.5	Beispiel für einen Track eines Gammaquanten (grüne Linie) beim Eintritt in das Detektorvolumen mit anschließender Energiedeposition.	20
3.1	Raumplan des experimentellen Aufbaus am IKTP.	24
3.2	Aufbau des <i>ORTEC</i> n-Typ HPGe.	25
3.3	Aufbau des zur Messung verwendeten <i>CANBERRA</i> p-Typ HPGe.	26
3.4	Abschirmung des HPGe.	27
3.5	Vergleich der Zählraten des Untergrundspektrums zwischen der alten sowie neuen Detektorabschirmung.	28

3.6	Foto der verwendeten Ausleseelektronik.	30
3.7	Technische Zeichnung mit allen Abmessungen der verwendeten Aluminiumscheiben.	32
3.8	Vergleich der gelaserten Aluminiumscheiben der verschiedenen Aluminiumtypen.	32
3.9	RFA Messung zur qualitativen Bestimmung der Unreinheiten des neuen Aluminiums.	33
3.10	Ergebnis der Simulation zum Vergleich von reinem und mit 0,5 % Blei verunreinigtem Aluminium.	34
3.11	Darstellung der drei untersuchten Größen für die Stützstruktur.	35
3.12	Anzahl an Gammaquanten, welche den Detektor bei einer bestimmten Quellposition und Stützstrukturgröße mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356$ keV erreichen.	36
3.13	Technische Zeichnung der finalen Umsetzung der Stützstruktur.	37
3.14	Foto der Stützstruktur mit eingehangenen Aluminiumscheiben.	37
3.15	Umsetzung der Stützstruktur innerhalb der MCS.	38
3.16	Umsetzung der Fixierung der Aluminiumscheiben innerhalb der Stützstruktur.	39
3.17	Anzahl an Gammaquanten, welche den Detektor mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356$ keV erreichen, über der simulierten Dicke des Nylonfadens.	40
3.18	Darstellung von zwei verwendeten Targetgeometrien.	41
3.19	Anzahl an Gammaquanten, welche den Detektor mit ihrer Ausgangsenergie von $E \approx 356$ keV erreichen, über der simulierten äußeren Geometrie um die Aluminiumscheiben.	41
3.20	Zerfallsschema des Elektroneinfangs von ^{133}Ba	42
3.21	Gemessenes Beispielspektrum der genutzten ^{133}Ba -Quelle im Abstand von $d = 350$ cm.	43
3.22	Foto und technische Zeichnung der im IKTP-Setup verwendeten ^{133}Ba -Quelle.	44
3.23	Unterschied zwischen der Anbringung des Quellenhalters vor der Scheibe oder anstelle der Scheibe.	45
3.24	Verwendete Nomenklatur für Quell- und Halterposition in der Simulation sowie dem Experiment.	45
3.25	Technische Zeichnung des entworfenen Quellenhalters.	46
3.26	Foto des hergestellten Quellenhalters.	47
4.1	Spektrum der Untergrundmessung von rund 300 Stunden.	50
4.2	Darstellung des aufgenommenen Untergrundspektrums zur Energiekalibrierung.	51
4.3	Energiekalibrierung des Detektors.	52
4.4	Kalibration der Halbwertsbreite.	53
4.5	Vergleich der diskutierten Methoden zur Bestimmung der Peakfläche.	54
4.6	Zusammensetzung eines Gammapeaks.	55
4.7	Beispiel der verwendeten Fitroutine des Barium- und Bleipeaks.	56

4.8	Veranschaulichung der diskutierten Parameter zur Berechnung des Raumwinkels. . .	57
4.9	Definition des effektiven Kristallradius.	57
4.10	Beispielhafte Darstellung des berechneten Raumwinkels der hintersten Scheibenposition (HP0) in der Frontalansicht.	58
4.11	Messgeometrie zur Bestimmung des intrinsischen Ansprechvermögens.	59
4.12	Abhängigkeit des iA vom Abstand zwischen Quelle und Detektor.	59
4.13	Berechneter Korrekturfaktor für alle verwendeten Quellenhalter- und Quellpositionen.	61
4.14	Visualisierung des berechneten Korrekturfaktors für vier ausgewählte Scheibenpositionen in der Frontalansicht.	62
4.15	Ergebnisse der direkten Messung des aVA	63
4.16	Vergleich des simulierten und gemessenen Spektrums im Bereich der erwarteten Bariumpeaks.	65
4.17	Ergebnisse der Werte des aVA aus der Simulation und Vergleich zu den direkt gemessenen Werten.	65
4.18	Ergebnisse der indirekten Berechnung des aVA und Vergleich zu den direkt gemessenen Werten.	67
4.19	Darstellung des indirekt berechneten aVA für Scheibenposition HP0 in der Frontalansicht.	69
4.20	Darstellung der verwendeten Beispielprofile.	70
5.1	Vergleich der Ergebnisse der untersuchten Methoden zur Bestimmung des aVA von mehreren Quellpositionen.	74

TABELLENVERZEICHNIS

1.1	Zerfallsmodi des freien Myons innerhalb des SM.	2
1.2	Energie sowie rel. Intensität der Gammastrahlung myonischer Aluminiumatome.	7
2.1	Übersicht aller standardmäßig platzierten Geometrien in der Simulation.	16
2.2	Übersicht aller verwendeten Materialien in der Simulation.	17
2.3	Übersicht der verwendeten Teilchendefinitionen in der Simulation.	19
2.4	Übersicht über Zuordnung der Prozesse zu Elektronen, Positronen und Gammaquanten innerhalb der „G4EmStandardPhysics_option4“-PhysicsList.	21
3.1	Kristallmaße des <i>ORTEC</i> n-Typ HPGe.	25
3.2	Kristallmaße des <i>CANBERRA</i> p-Typ HPGe.	26
3.3	Design- und IKTP-Maße des Myon-Targets.	31
3.4	Unreinheiten des Aluminiums gemäß der DIN-Norm „EN AW-1050A“ und „EN AW-1200A“.	31
3.5	Charakteristische Werte der Gammastrahlung bei der Abregung von ¹³³ Cs.	43
4.1	Übersicht aller zur Energiekalibrierung verwendeten Gammapeaks des natürlichen Untergrunds.	52
4.2	Messwerte zur Bestimmung des intrinsischen Ansprechvermögens.	60
4.3	Ergebnisse der direkten Messung des aVA.	64
4.4	Ergebnisse der simulierten Werte des aVA.	66
4.5	Ergebnis der indirekten Berechnung des aVA.	68
4.6	Ergebnisse des effektiven aVA für die hinterste Aluminiumscheibe (HP0) für verschiedene Strahlprofile.	71

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] B. T. Cleveland, et al.: *Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector*, (1998). URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/305343/pdf;jsessionid=BA40F120A53FA211AC482F8B66B07A85.c2.iopscience.cld.iop.org> [abgerufen am: 03/01/2017].
- [2] Y. Kuno, et al. (The COMET Collaboration): *COMET Phase-I - Technical Design Report*, (2014). URL: http://comet.kek.jp/Documents_files/IPNS-Review-2014.pdf [abgerufen am: 01/18/2017].
- [3] L. Bartoszek, et al. (Mu2e Collaboration): *Mu2e - Technical Design Report*, (2015). URL: <http://mu2e-docdb.fnal.gov/cgi-bin/RetrieveFile?docid=4299&filename=TDR%20Final.pdf&version=15> [abgerufen am: 03/03/2017].
- [4] Y. Kuno, Y. Okada: *Muon Decay and Physics Beyond the Standard Model*, (1999). URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9909265v1> [abgerufen am: 03/03/2017].
- [5] R. Bonventre: *Searches for Muon to Electron Conversion*, (2016). URL: [http://inspirehep.net/record/1508930/files/PoS\(FPCP2016\)032.pdf](http://inspirehep.net/record/1508930/files/PoS(FPCP2016)032.pdf) [abgerufen am: 03/03/2017].
- [6] W. Bertl, et al.: *A search for μ -e conversion in muonic gold*. In: *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 47.2 (2006), pp. 337–346. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2006-02582-x>.
- [7] R. Szafron, A. Czarnecki: *Bound muon decay spectrum in the leading logarithmic accuracy*, (2016). URL: <https://arxiv.org/abs/1608.05447> [abgerufen am: 03/04/2017].
- [8] G. Gilmore: *Practical gamma-ray spectroscopy*, John Wiley & Sons, 2008.
- [9] S. Agostinelli, et al.: *GEANT4 - A simulation toolkit*. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, (2003). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688> [abgerufen am: 01/03/2017].
- [10] J. Allison, et al.: *Geant4 developments and applications*. In: *Nuclear Science, IEEE Transactions*, Vol. 53 (2006). URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?isnumber=33833&arnumber=1610988&count=33&index=7 [abgerufen am: 09/22/2014].
- [11] Introduction to Geant4. (2006). URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/Welcome/IntroductionToGeant4/html/index.html> [abgerufen am: 01/03/2017].
- [12] Geant4 User's Documents: *Solids*, (2005). URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Detector/geomSolids.html> [abgerufen am: 01/05/2017].
- [13] Geant4 Material Database. (2005). URL: http://geant4.web.cern.ch/geant4/workAreaUserDocKA/Backup/Docbook_UsersGuides_beta/ForApplicationDeveloper/html/apas08.html [abgerufen am: 01/05/2017].

- [14] C. Patrignani, et al.: *Particle Data Group*. In: Chinese Physics C, 40, 100001 (2016). URL: http://www-pdg.lbl.gov/2016/listings/contents_listings.html [abgerufen am: 01/13/2017].
- [15] Geant4 User's Documents: *Physics Processes*, (2005). URL: <https://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/ch05s02.html> [abgerufen am: 01/12/2017].
- [16] National Nuclear Data Center: *ENSDF*, (2016). URL: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> [abgerufen am: 01/05/2017].
- [17] Canberra Industries: *Germanium Detectors - User's Manual*, (2003). URL: <http://www.canberra.com/products/detectors/germanium-detectors.asp> [abgerufen am: 01/18/2017].
- [18] Canberra Industries: *Model 2025 - AFT Research Amplifier*, (2007). URL: http://www.canberra.com/products/radiochemistry_lab/pdf/Model-2025-SS-CSP0161.pdf [abgerufen am: 01/26/2017].
- [19] The University of Liverpool: *Pulse Processing: Pulse Shaping*. In: Nuclear Instrumentation: Lecture 2 (2007). URL: http://ns.ph.liv.ac.uk/~ajb/ukgs_nis/pre-course-material/lec2-03.pdf [abgerufen am: 01/26/2017].
- [20] National Institute of Standards and Technology: *XCOM*, URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> [abgerufen am: 02/05/2017].
- [21] IAEA Nuclear Data Section. URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/vChartHTML.html> [abgerufen am: 02/05/2017].
- [22] P. Bossew: *A very long-term HPGe-background gamma spectrum*, (2005). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804304005299> [abgerufen am: 02/09/2017].
- [23] K. Debertin and R.G. Helmer: *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*, North Holland, 1988.
- [24] G. W. Phillips, K. W. Marlow: *Automatic Analysis of Gamma-Ray Spectra from Germanium Detectors*. In: Nuclear Instruments and Methods, 137 (1976). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/journal/0029554X/137> [abgerufen am: 02/09/2017].
- [25] N. J. Zaluzec: *Analytical Formulae for Calculation of X-Ray Detector Solid Angles in the Scanning and Scanning/Transmission Analytical Electron Microscope*, (2014). URL: <http://tpm.amc.anl.gov/NJZTools/Zaluzec-FinalAsPublished-SolidAngleFormulaePaper.pdf> [abgerufen am: 02/09/2017].
- [26] G. F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*, 2010.

DANKSAGUNG

Während der Zeit dieser Masterarbeit standen mir stets eine Vielzahl verschiedener Menschen zur Seite. Viele davon tragen einen signifikanten Anteil an dem Gelingen dieses Werks, weshalb ihnen an dieser Stelle noch einmal gedankt werden muss.

Der erste Dank gilt dabei **Prof. Kai Zuber**. Nicht nur dafür, dass er mir die Arbeit an diesem mitreißendem Thema erst ermöglichte, sondern auch dafür, dass er stets mit Rat und kritischen Ideen zur Seite stand, wenn meine Bahnen in die richtige Richtung gelenkt werden mussten. Ich danke **Prof. Arno Straessner** für die Bereitstellung seines Konferenzraums über die Dauer dieser Arbeit sowie für seine ausgezeichnete Kern- und Teilchenphysik Vorlesung, welche damals die Grundsteine für das Interesse an diesem Teilgebiet der Physik legte. Beiden gilt außerdem mein Dank für die Bereitschaft als Gutachter für diese Arbeit zu fungieren.

Ein weiteres Danke geht an alle meine Kollegen und Zimmergenossen. Hervorheben möchte ich hier **Dr. Alexander Domula**, dessen Hilfe ich besonders in allen Bereichen der praktischen Umsetzung sehr oft und gerne in Anspruch genommen habe. Danke für zahlreiche Ideen, beantwortete „dumme“ Fragen sowie für eine Menge Motivation, guter Worte und Unterstützung. Ebenso gilt mein Dank **Stefan Zatschler**, welcher mit der Lösung der „Detektorkrise“ nicht nur einen großen Teil meiner Nerven, sondern auch dieser Arbeit gerettet hat. Danke an **Birgit Schneider** für die kritischen Anmerkungen und Korrekturen zu dieser Masterarbeit, welche zwar eine schlaflose Nacht, aber dafür ebenso einen großen Teil des abschließenden Feinschliffs zur Folge hatten.

A big thanks goes to **Heinrich Wilsenach**. I always enjoy our discussions about physics, statistics, Geant4 and whatnot. You never fail to provide either new ideas and a new perspective or the solution to a problem. It is a pleasure to work with you as one can be sure that you always try your best to help out.

Danke an **Uwe Reichelt**, sowohl für die regelmäßige Herausgabe der Quellen als auch für die Aufopferung vieler Stunden um all meine Fragen in Bezug zum Strahlenschutz zu beantworten. Und zu guter Letzt ein besonderes Danke an **Steffen Turkat** für viele gemeinsame Stunden im Büro, die ohne dich einfach dutzendfach langweiliger wären. Danke für die vielen Diskussionen, Kuchen, Lacher (auf Kosten von uns beiden),... sowie für die uneingeschränkte Unterstützung in der finalen Phase dieser Arbeit. Ich freue mich auf die kommenden Jahre mit dir als Kollegen, Freund und hoffentlich auch weiterhin als Zimmergenossen.

Danken möchte ich natürlich auch all meinen Freunden, welche mich stets auf meinem Weg begleiten und unterstützen. Ein besonderes Danke geht dabei an **Luise** und **Benjamin** für die Korrektur dieser Arbeit sowie an dich, **Arne**, für die anhaltende Freundschaft seit so vielen Jahren und die gemeinsam verbrachte Zeit während unseres Studiums. Ohne dich wäre ich zweifellos nicht an diesem Punkt meines Lebens!

Besonderer Dank gilt meinen **Eltern**, welche mir stets jede benötigte Unterstützung in meinem Leben zukommen lassen und immer uneingeschränktes Vertrauen in mich legen. Es ist sicher keine Übertreibung zu sagen, dass ohne euch diese Arbeit niemals möglich gewesen wäre. Danke!

Als letztes möchte ich mich noch einmal gesondert bei meiner Freundin **Anna-Caroline** bedanken. Danke für all die motivierenden Worte sowie für die entgegengebrachte Geduld und Liebe, wodurch ich mich bei dir auch während den stressigen Phasen dieser Arbeit immer zu Hause gefühlt habe.

ERKLÄRUNG

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, unter Angabe aller Zitate und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Dresden, 13. März 2017

