

Institut für Kernphysik
Universität zu Köln

**Impulsform-Analyse eines 36-fach segmentierten
HPGe-Detektors**



Bachelorarbeit
Betreut durch Herrn Prof. Dr. Peter Reiter

Vorgelegt von Rouven Hirsch

Oktober 2012

Rouven Hirsch:

*Impulsform-Analyse für einen 36-fach segmentierten
HPGe-Detektor*

Bachelorarbeit

Universität zu Köln

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Detektion von γ -Strahlung mit Halbleiter-Detektoren	3
2.1.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	3
2.1.2	Funktionsweise eines Halbleiterdetektors	8
2.1.3	Energieauflösung von Halbleiter-, Szintillations- und gasgefüllten Detektoren	11
2.2	Segmentierter HPGe-Detektor	12
2.3	Prinzip einer Compton-Kamera	16
2.4	Analyse der Impulsform (PSA)	19
3	Impulsform-Analyse	23
3.1	Messung von Traces	23
3.2	Erweiterung der Analyse	25
3.2.1	Bestimmung der Baseline	26
3.2.2	Bestimmung von t_0	27
3.2.3	Mittelung der Traces	30
3.3	Simulation der Traces mit ADL3	32
3.4	Vergleich der simulierten und gemessenen Traces	35
4	Zusammenfassung und Ausblick	41
	Abbildungsverzeichnis	45

1 Einleitung

Diese Bachelorarbeit ist ein erster Schritt auf dem Weg zur Ortsbestimmung per Analyse der Impulsformen in einem EGC-36 Detektor der Firma Canberra. Der 36-fach segmentierte HPGe-Detektor ist Teil einer Compton-Kamera. Somit ist die Ortsauflösung des Detektors entscheidend für die Performance des gesamten Messaufbaus. Die Analyse der Impulsformen ermöglicht es, in einem großvolumigen Detektor eine Ortsauflösung von wenigen Millimetern zu erreichen. Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, kollimierte Messungen an bekannten Orten des Detektors durchzuführen und die aufbereiteten Messdaten mit Simulationsdaten aus der AGATA Detektor Library zu vergleichen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Abschnitt sollen die theoretischen Grundlagen für die Detektion von γ -Strahlung mit einem Halbleiterdetektor kurz zusammengefasst werden. Anschließend wird genauer auf die Vorteile und Eigenschaften durch die Segmentierung eines High-Purity-Germanium-Detektors, im Folgenden kurz HPGe-Detektor, eingegangen. Des Weiteren werden das Prinzip einer Compton-Kamera und die Grundlagen der Analyse von Impulsformen kurz PSA (pulse shape analysis) erläutert.

2.1 Detektion von γ -Strahlung mit Halbleiter-Detektoren

2.1.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Zur Detektion von γ -Strahlung muss das energiereiche Photon zunächst mit dem Detektor wechselwirken. Für γ -Strahlung gibt es zur Detektion drei wichtige Wechselwirkungsarten, deren Wirkungsquerschnitt unter anderem von der Energie der γ -Strahlung und der Ordnungszahl Z des absorbierenden Mediums abhängt. Dies sind der photoelektrische Effekt, die Compton-Streuung und die Paarbildung. Für jede Wechselwirkungsart gibt es einen Energieintervall, in dem diese am häufigsten auftritt. Die in Abbildung 2.1 eingezeichneten Linien entsprechen den Werten von Z und $h\nu$, für die die benachbarten Effekte mit gleicher Häufigkeit auftreten. Diese Linien entsprechen somit den Grenzen der Energieintervalle, in denen eine

2 Theoretische Grundlagen

Wechselwirkungsart dominiert. Es ist gut zu erkennen, dass die Intervallgrenzen von der Ordnungszahl des Absorptionsmediums abhängig sind.

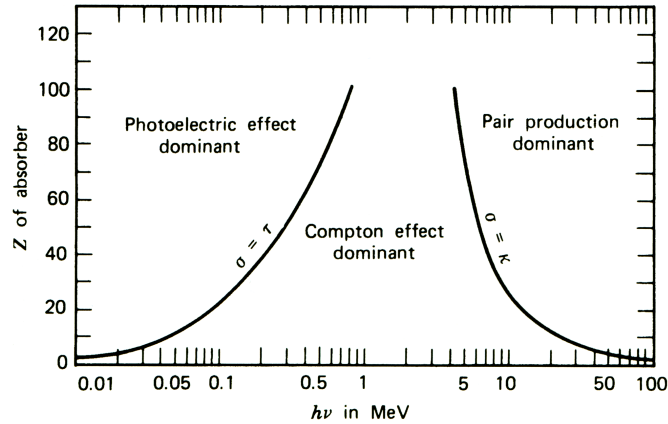


Abbildung 2.1: Dominierende Wechselwirkungsarten für elektromagnetische Strahlung in Abhängigkeit von der Energie $h\nu$ für Absorptionsmedien mit unterschiedlichen Ordnungszahlen Z . Die eingezeichneten Linien zeigen die Werte von Z und $h\nu$, für die die benachbarten Effekte mit gleicher Häufigkeit auftreten.

Die im Folgenden angegebenen Energiebereiche beziehen sich in Hinsicht auf die Verwendung eines HPGe-Detektors auf Germanium. Eine ausführliche Beschreibung der Wechselwirkungsarten ist im Lehrbuch von Glenn F. Knoll zu finden [12].

Photoelektrischer Effekt

Für Energien unterhalb von 150 keV dominiert der photoelektrische Effekt, bei dem das Photon vollständig absorbiert wird und somit die Energie des γ -Photons $E_\gamma = h\nu$ bis auf die Bindungsenergie E_B vollständig in kinetische Energie E_{kin} des Elektrons umgewandelt wird.

$$E_{kin} = E_\gamma - E_B$$

Das dabei entstandene Loch in einer der Schalen des ionisierten Atoms wird in-

2.1.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

nerhalb kürzester Zeit durch Aufnahme eines freien oder schwächer gebundenen Elektrons aufgefüllt. Die dabei emittierte Röntgenstrahlung wird in der Regel noch im Detektionsmedium absorbiert und trägt somit zur messbaren Gesamtenergie bei.

Für kleine Energien vergrößert sich der Wirkungsquerschnitt. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des photoelektrischen Effekts steigt zusätzlich mit großen Ordnungszahlen Z des Absorbermediums. Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{Photoeffekt}$ gibt es keine einheitliche analytische Gleichung, die für alle Energien und Ordnungszahlen gültig wäre. Als grobe Abschätzung der Proportionalität gilt:

$$\sigma_{Photoeffekt} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}$$

n variiert in Abhängigkeit von E_γ zwischen 4 und 5.

Compton-Streuung

Für Energien im Bereich von 150 keV bis 8 MeV ist die Compton-Streuung die wahrscheinlichste Wechselwirkungsart zwischen γ -Strahlung und Germanium. Bei der Compton-Streuung wechselwirkt das Photon mit einem Elektron des Absorbermaterials und wird dabei um einen Winkel θ gestreut. Hierbei überträgt es einen Teil der ursprünglichen Energie $h\nu$ auf das Elektron. Für die Energie des Photons nach der Streuung $h\nu'$ gilt bei Annahme eines ruhenden Elektrons aufgrund der Impuls- und Energieerhaltung:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (2.1)$$

2 Theoretische Grundlagen

Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung wird als differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ durch die Klein-Nishina-Gleichung gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos(\theta))} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2(\theta)}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos(\theta))^2}{(1+\cos^2(\theta))[1+\alpha(1-\cos(\theta))]} \right)$$

Hierbei ist $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ und r_e der klassischen Elektronenradius.

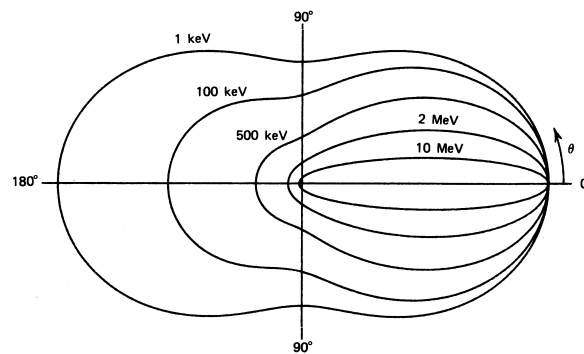


Abbildung 2.2: Verteilung der Streuwinkel bei Compton-Streuung für unterschiedliche γ -Energien. Für kleine Energien ist die Rück- und Vorwärtsstreuung nahezu gleich wahrscheinlich. Mit steigenden Energien wird die Vorwärtsstreuung immer wahrscheinlicher [12].

Paarbildung

Für Energien größer als 8 MeV dominiert als Wechselwirkungsart die Paarbildung, bei der aus dem γ -Photon ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Diese Wechselwirkungsart benötigt eine Energie des Photons von mindestens der zweifachen Ruheenergie des Elektrons (1,02 MeV). Die Paarbildung kann dabei aufgrund der Impulserhaltung nur im Coulombfeld eines Atomkerns stattfinden. Energien, die die 1,02 MeV überschreiten, werden in kinetische Energie des Elektrons und Positrons umgesetzt.

Es existiert keine Gleichung zur einfachen Beschreibung des Wirkungsquerschnittes der Paarbildung. In grober Näherung gilt jedoch für den Zusammenhang zwischen

2.1.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Paarbildung}}$ und der Ordnungszahl Z :

$$\sigma_{\text{Paarbildung}} \propto Z^2$$

Für Energien, die nur wenige 100 keV größer als 1,02 MeV sind, ist die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung gering. Sie steigt mit zunehmender Energie stark an.

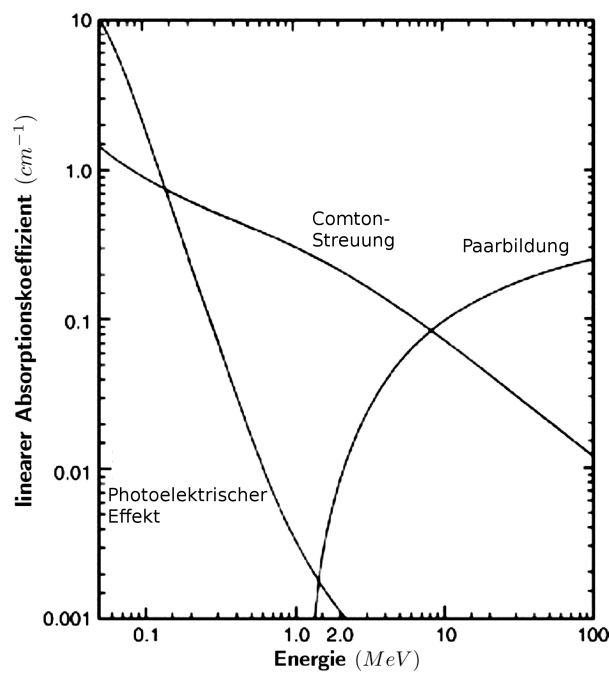


Abbildung 2.3: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von γ -Strahlung in Germanium in Abhängigkeit von der Energie [6]

2.1.2 Funktionsweise eines Halbleiterdetektors

Bei der Detektion von γ -Strahlung mit Hilfe eines Halbleiterkristalls als Detektionsmedium entstehen, wie in 2.1.1 beschrieben, zunächst durch Ionisation von Atomen des Halbleiterkristalls oder durch Paarbildung primäre Ladungsträger mit zum Teil hohen kinetischen Energien. Diese primären Ladungsträger, also Elektronen oder bei der Paarbildung auch Positronen, verlieren innerhalb kürzester Zeit ihre kinetische Energie durch Wechselwirkung mit dem Halbleiterkristall. Hierbei werden Atome ionisiert wodurch Elektron-Loch-Paare entstehen. Neben den Elektronen, die als freier Ladungsträger zur Verfügung stehen, kann sich auch eine Fehlstelle im ionisierten Atom, das sogenannte Loch, durch Rekombination mit einem Hüllenelektron eines Nachbaratoms im Kristall bewegen. Es verhält sich dabei wie ein freier positiver Ladungsträger. Die Wechselwirkung eines primären Ladungsträgers erzeugt dabei eine Vielzahl von Elektron-Loch-Paaren, die als sekundäre Ladungsträger aufgrund ihrer großen Anzahl messbar werden.

Die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigte Energie ist hierbei weitgehend unabhängig von der Energie der einfallenden Strahlung. Bei vollständiger Absorption des γ -Photons im Detektor kann so durch die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare auf die Energie der einfallenden Strahlung geschlossen werden. Sie dienen demnach als Informationsträger. Für ein Positron ist zusätzlich zu beachten, dass es, nachdem es genügend kinetische Energie verloren hat, mit einem Elektron annihiliert und dabei zwei γ -Quanten von jeweils 511 keV emittiert werden, die erneut mit dem Detektor wechselwirken müssen, um eine vollständige Energiedeposition zu erreichen.

Zur Detektion von Strahlung wird ein Halbleiterkristall als Diode betrieben. Der p - n -Übergang wird hierbei für gewöhnlich erzeugt, indem eine stark dotierte n^+ - oder p^+ -Schicht mit dem hoch reinen Halbleiterkristall, der nur eine leichte p - oder n -Dotierung aufweist, kombiniert wird. Am p - n -Übergang entsteht durch Diffusion und Rekombination der freien Ladungsträger eine Verarmungszone, in der durch die immobilen geladenen Dotanden auf beiden Seiten des Übergangs ein elektrisches Feld entsteht. Dieses sorgt dafür, dass in der Verarmungszone entstehende Elektron-Loch-Paare aus diesem Bereich driften und dabei ein messbares elektrisches Signal

2.1.2 Funktionsweise eines Halbleiterdetektors

erzeugen. Die so spontan entstehende Spannung an einem p - n -Übergang ist von der Größenordnung 1 V und reicht damit nicht aus, um die Ladungsträger schnell aus der Verarmungszone zu entfernen. Dies hat zur Folge, dass aufgrund von Trapping und Rekombination häufig nicht alle Ladungs- und damit Informationsträger gesammelt werden können. Auch ist die Dicke der Verarmungszone nicht sehr groß und die elektrische Kapazität hoch, sodass die Rauscheigenschaften beim Anschluss an einen Vorverstärker sehr schlecht sind.

Um die Eigenschaften des p - n -Übergangs zu verbessern wird eine Spannung in Sperrrichtung angelegt. Durch das Anlegen positiver Spannung an der n -dotierten Seite des p - n -Übergangs sowie negative Spannung an der p -dotierten Seite wird die Verarmungszone vergrößert und das in ihr herrschende elektrische Feld verstärkt, gleichzeitig sinkt die Kapazität. Die Breite d dieser Verarmungszone für einen planaren Detektor wird durch folgende Formel beschrieben [12]:

$$d = \left(\frac{2\epsilon V}{eN} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

ϵ ist die Permittivität, V die angelegte Spannung, e die Elementarladung und N die Dotand-Konzentration auf der Seite des p - n -Übergangs mit der geringeren Konzentration. Aus Gleichung 2.2 wird deutlich, dass die Breite der Verarmungszone von einer möglichst geringen Verunreinigung des Halbleiterkristalls profitiert. Da nur Strahlung detektiert werden kann, die in der Verarmungszone wechselwirkt, ist eine möglichst große Ausdehnung wünschenswert, um das aktive Volumen des Detektors zu maximieren. Durch das Anlegen einer entsprechend hohen Spannung kann die Verarmungszone auf das gesamte Volumen des Halbleiterkristalls ausgedehnt werden. Die dafür nötige Spannung V_d kann durch Umstellen der Gleichung 2.2 berechnet werden:

$$V_d = \frac{eNd^2}{2\epsilon}$$

In der Praxis werden Halbleiterdetektoren häufig mit Spannungen betrieben, die weit über V_d liegen. Bei höheren Spannungen wird das elektrische Feld im aktiven Volumen stärker und gleichförmiger, sodass die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger

2 Theoretische Grundlagen

in Sättigung geht und somit näherungsweise ortsunabhängig wird. Dies hat den Vorteil, dass die Zeit, in der die freien Ladungsträger gesammelt werden, minimiert werden kann. So wird die Zeitauflösung des Detektors verbessert und gleichzeitig der Ladungsverlust durch Effekte wie Trapping oder Rekombination begrenzt. Halbleiterdetektoren gehören mit einer Sättigungsdriftgeschwindigkeit von Elektronen und Löchern in der Größenordnung von $10^7 \frac{cm}{s}$, neben Plastikdetektoren, zu den Detektoren mit den schnellsten Response-Zeiten.

Auch für hohe Spannungen kann durch den Betrieb des Detektors in Sperrrichtung der Leckstrom relativ gering gehalten werden, sodass die durch die Bewegung von Elektron-Loch-Paaren verursachten Ströme gut messbar bleiben.

Die angelegte Spannung kann jedoch nicht beliebig hoch gewählt werden, da ab einer für die Diode spezifischen Spannung der Leckstrom zunächst langsam, dann schlagartig zunimmt, was zur Zerstörung des Detektors führen kann. Zu beachten ist weiterhin, dass nicht nur durch ionisierende Strahlung Elektron-Loch-Paare entstehen. Aufgrund der geringen Bandlücke in Halbleitern entsteht auch durch thermische Anregung eine nicht zu vernachlässigende Zahl an Elektron-Loch-Paaren. So wird neben den gesuchten Signalen ein ständiges Rauschen gemessen, das durch die thermisch angeregten freien Ladungsträger verursacht wird. Die Wahrscheinlichkeit $p(T)$, dass pro Zeiteinheit ein Elektron-Loch-Paar thermisch angeregt wird, ist gegeben durch [12]:

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{Bandlücke}}{2k_B T}\right) \quad (2.3)$$

T ist die absolute Temperatur, $E_{Bandlücke}$ die Energie der Bandlücke, k_B die Boltzmann-Konstante und C ein materialabhängigen Proportionalitätsfaktor.

Aus Gleichung 2.3 wird ersichtlich, dass die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen von thermisch angeregten Elektron-Loch-Paaren stark temperaturabhängig ist. Das Rauschen kann demnach bei Bedarf durch das Kühlen des Detektors stark vermindert werden.

Für Silizium, mit einer Bandlücke von ca. 1,1 eV, ist das Rauschen selbst bei einer Temperatur von 300 K noch klein genug, um Messungen durchführen zu

2.1.3 Energieauflösung von Halbleiter-, Szintillations- und gasgefüllten Detektoren

können. Siliziumdetektoren können somit auch bei Raumtemperatur ohne Kühlung eingesetzt werden. Germanium mit einer Bandlücke von ca. 0,7 eV hingegen kann erst unterhalb einer Temperatur von 120 K so betrieben werden, dass das Rauschen die Energieauflösung nicht mehr negativ beeinflusst [11]. Germaniumdetektoren werden daher in der Regel mit flüssigem Stickstoff gekühlt und bei einer Temperatur von > 77 K betrieben.

2.1.3 Energieauflösung von Halbleiter-, Szintillations- und gasgefüllten Detektoren

Halbleiterdetektoren verfügen über einige Eigenschaften, die sie für die Detektion von γ -Strahlung besonders interessant machen. Im Vergleich zu gasgefüllten Detektoren erlaubt die um drei Größenordnungen höhere Dichte geringere Ausmaße bei gleicher Effizienz. Die kompakten Ausmaße, zusammen mit den in Abschnitt 2.1.2 erwähnten hohen Geschwindigkeiten der Informationsträger, führen zu sehr schnellen Response-Zeiten. Gleiches gilt auch für Szintillationsdetektoren, die über ähnliche Dichten wie Halbleiterdetektoren verfügen. Szintillationsdetektoren besitzen jedoch eine bedeutend schlechtere Energieauflösung. Diese wird maßgeblich von der nötigen Energie zur Erzeugung eines einzelnen Informationsträgers beeinflusst, der letztendlich von der Messelektronik verarbeitet werden kann. Bei einem Szintillationsdetektor ist der Informationsträger ein Photoelektron. Die Umwandlung der einfallenden Strahlung, zunächst in Licht und anschließend in ein elektrisches Signal, ist mit vielen ineffizienten Schritten verbunden, sodass für die Erzeugung eines Photoelektrons Energien in der Größenordnung von 100 eV oder mehr benötigt werden. Dies führt dazu, dass bei einer typischen Wechselwirkung eines γ -Photons in einem Szintillationsdetektor nur einige tausend Informationsträger entstehen. Die Limitierung der Energieauflösung ist somit durch die geringe Anzahl an Informationsträgern und deren statistische Schwankungen gegeben.

Der einzige Weg, die durch das statistische Limit begrenzte Energieauflösung zu verbessern, ist die Anzahl von Informationsträgern zu erhöhen. In gasgefüllten Detektoren wird zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares, welches als Informa-

2 Theoretische Grundlagen

tionsträger dient, in der Regel eine Energie von mehr als 30 eV benötigt. Dies bedeutet ungefähr eine Verdreifachung der Informationsträger im Vergleich zu Szintillationsdetektoren. Eine noch höhere Anzahl an Informationsträgern ist durch die Verwendung von Halbleitern als Detektionsmedium möglich. Hier dienen, wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, Elektron-Loch-Paare, die entlang des Flugweges eines primären Ladungsträgers entstehen, als Informationsträger.

Bei einer Betriebstemperatur von 300 K beträgt die Energie zur Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares für reines Silizium 3.62 eV und 3.76 eV bei einer Temperatur von 77 K. Für reines Germanium, bei einer Betriebstemperatur von 77 K, beträgt die Energie zur Erzeugung eines Informationsträgers 2,96 eV [12]. Dies bedeutet, dass bei einer typischen Wechselwirkung in einem Halbleiterdetektor in etwa das 30-fache an Informationsträgern im Vergleich zu einem Szintillationsdetektor und in etwa das 10-fache an Informationsträgern im Vergleich zu gasgefüllten Detektoren entstehen.

Somit eignen sich Halbleiterdetektoren besonders gut für die hochauflösende γ -Spektroskopie. Der für diese Arbeit verwendete 36-fach segmentierte HPGe-Detektor EGC-36 der Firma Canberra verfügt beispielsweise über eine Energieauflösung von durchschnittlich etwa 2,55 keV FWHM, bei einer Energie von 1332 keV [16].

2.2 Segmentierter HPGe-Detektor

HPGe-Detektoren können aufgrund der geringen Bandlücke von 0,7 eV nur bei Temperaturen unterhalb von 110 K betrieben werden um die thermische Anregung von Elektronen und somit einen zu großen Leckstrom zu verhindern. Im Vergleich mit z.B. NaI-Detektoren führt die geringe Ordnungszahl $Z = 32$ von Germanium dazu, dass für γ -Energien oberhalb von 180 keV der Compton-Effekt als Wechselwirkungsart dominiert. Dies hat zur Folge, dass in einem γ -Spektrum selbst bei Verwendung der größten HPGe-Kristalle nur etwa 25% der wechselwirkenden Strahlung vollständig absorbiert wird und so zum entsprechenden Peak beitragen kann. Die restlichen 75% der Strahlung werden als Hintergrund im Compton-Kontinuum sichtbar und

verschlechtern das Peak-to-Total Verhältnis [6].

Trotz dieser Merkmale ist HPGe für die hochauflösende γ -Spektroskopie das Detektionsmedium der Wahl. Grund hierfür ist unter anderem die geringe Energie von 2,96 eV, die in Germanium zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird. Sie führt dazu, dass bei der Absorption von Strahlung eine möglichst große Anzahl an Informationsträgern entstehen kann, was den Einfluss von statistischen Schwankungen reduziert. Hinzu kommt, dass das Produkt aus Mobilität und Lebensdauer für Elektronen und Löcher in HPGe größer als 1 ist. Somit kann der Großteil der entstandenen Informationsträger auch an den Elektroden als Signal gesammelt und weiterverarbeitet werden. Diese Eigenschaften sind beste Voraussetzungen zum Erreichen einer hohen Energieauflösung. Silizium als Detektionsmedium verfügt in Hinsicht auf das Produkt von Mobilität und Lebensdauer für Elektronen und Löcher über ähnliche Eigenschaften wie Germanium. Aufgrund der etwas höheren Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares kann jedoch nicht eine ebenso hohe Energieauflösung erreicht werden. Hinzu kommt, dass durch die geringere Ordnungszahl von $Z = 14$ und die geringere Dichte ein Silizium-Detektor bei gleicher Geometrie nicht die Effizienz eines Germanium-Detektor erreicht [11].

Im Vergleich zu anderen Halbleitermaterialien wie *GaAs*, *CdTe*, *CdZnTe* oder *HgI₂*, die zwar über höhere Ordnungszahlen verfügen und bei Raumtemperatur betrieben werden können, ist neben der höheren Energieauflösung ein weiterer Vorteil von Germanium, dass es heutzutage möglich ist, relativ große Kristalle mit Durchmessern von bis zu 100 mm und Längen von bis zu 140 mm zu produzieren. Damit solch große Kristalle auch vollständig als aktive Volumina für das Erreichen einer höchst möglichen Effizienz genutzt werden können, muss die Verarmungszone sich über den gesamten Kristall erstrecken können. Die Breite der Verarmungszone ist für verschiedene Detektorgeometrien abhängig von der angelegten Spannung und der Dotand-Konzentration. Da die Spannung nicht beliebig erhöht werden kann, um zum einen die Durchbruchspannung nicht zu überschreiten und zum anderen Leckströme an der Kristalloberfläche zu vermeiden, muss die Dotand-Konzentration entsprechend niedrig sein, um die Verarmungszone über den ganzen Kristall ausdehnen zu können. Bei einer Sperrspannung von 5000 V ist eine Dotand-Konzentration im HPGe-Kristall von weniger als 10^{10} cm^{-3} notwendig, um die Verarmungszone über mehrere Zentimeter ausdehnen zu können. Eine solch hohe Reinheit des Germaniums liegt

2 Theoretische Grundlagen

an der Grenze der Machbarkeit [6].

Eine weitere Steigerung der Performance eines HPGe-Detektors ist durch eine Segmentierung des Kristalls möglich. Hierfür werden die Kontakte des Kristalls durch Isolation in Segmente unterteilt und die Signale der Segmente einzeln ausgelesen. So ist eine Bestimmung des Wechselwirkungsortes möglich, da sich bei einer Wechselwirkung die entstehenden Ladungsträger im angelegten elektrischen Feld bewegen und ein Signal in den Elektroden des getroffenen Segments induzieren. Eine weitere Verfeinerung der Ortsauflösung ist durch die in Abschnitt 2.4 besprochene PSA möglich, die eine auf wenige Millimeter genaue Bestimmung des Wechselwirkungsortes innerhalb des getroffenen Segments erlaubt. So wird es möglich Energie- und dreidimensionale Ortsinformationen, auch von mehrfachen Wechselwirkungen innerhalb des Detektors, zu sammeln. Sogenanntes γ -ray-tracking erlaubt es dann, die Flugbahn des γ -Photons zu rekonstruieren. Daraufhin kann die Herkunftsrichtung des detektierten γ -Photons bestimmt werden und darüber hinaus ob eine vollständige Absorption stattgefunden hat. Diese Informationen können zum Beispiel genutzt werden um Dopplereffekte bei sich bewegenden Quellen zu korrigieren und so die Energieauflösung zu verbessern. Die Erkennung von nur teilweise absorbierten γ -Photonen erlaubt es den Compton-Hintergrund zu verringern und so das Peak-to-Total Verhältnis deutlich zu verbessern.

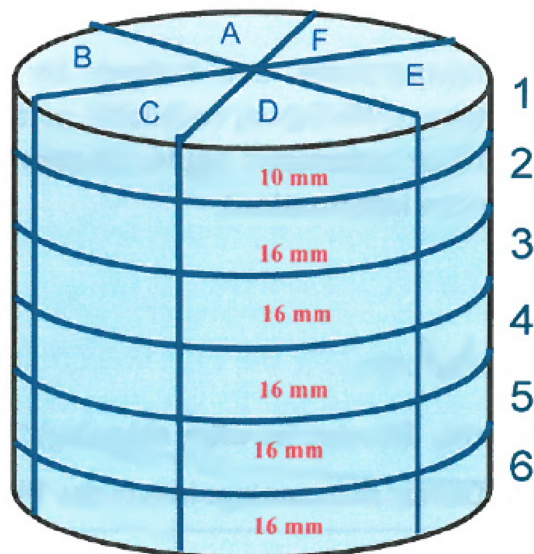


Abbildung 2.4: Skizze des 36-fach segmentierten HPGe-Detektor EGC-36 der Firma Canberra. Eingezeichnet sind die Segmente sowie deren Bezeichnung [10].

Bei dem für diese Arbeit verwendeten 36-fach segmentierten HPGe-Detektor EGC-36 der Firma Canberra handelt es sich um einen single-ended koaxialen n-typ Detektor. Der HPGe-Einkristall hat dabei einem Durchmesser von 79 mm und eine Höhe von 89 mm. Der Corekontakt ist durch Lithium n^+ -dotiert. Die in 36 Segmente unterteilte Außenelektrode ist mittels Bor p^+ -dotiert. Die Betriebstemperatur des Detektors liegt im Bereich zwischen 85 K und 95 K, wobei nur der Vorverstärker des Corekontakts ebenfalls im kalten Bereich des Kryostaten liegt. Die Vorverstärker der einzelnen Segmente arbeiten bei Raumtemperatur [16].

Die Signale der Vorverstärker werden mit Hilfe von PIXIE-16 Modulen der Firma XIA verarbeitet und von einem Computer für die spätere Offline-Analyse aufgezeichnet. Hierbei findet eine von Max Winkel (TU München) entwickelte Software Verwendung, mit der die für die Messung gewählten Einstellungen aus einer Textdatei in die XIA-Module geladen werden können [14]. Die Messdaten, die Zeit- und Energieinformation sowie bei entsprechender Konfiguration die Traces jedes einzelnen Segmentes und des Cores enthalten, werden mit Hilfe eines in der Programmiersprache C geschriebenen Programms analysiert. Die Analyse führt hierbei

ein Eventbuilding durch und bereitet die Messdaten im ROOT-Datenformat auf. ROOT ist ein Framework zur Analyse von kern- und teilchenphysikalischen Daten, das von der Europäischen Organisation für Kernforschung (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, kurz CERN) entwickelt wird. Es bietet viele weitreichende Funktionen zur Verarbeitung und Analyse auch von sehr großen Datenmengen. Durch die Verwendung des ROOT-Datenformats steht somit eine große Auswahl an Werkzeugen für weitere Analyseschritte und die Ausgabe der Messergebnisse zur Verfügung [4].

2.3 Prinzip einer Compton-Kamera

Ziel des Compton-Imagings ist es den Ursprungsort einer γ -Quelle bestimmen zu können. Die Gewinnung einer Richtungsinformation ist dabei nur möglich, wenn ein γ -Photon im einfachsten Fall an zwei verschiedenen Orten im Detektor wechselwirkt. Demnach muss ein Photon mindestens einmal gestreut werden, bevor es vollständig per photoelektrischem Effekt absorbiert wird. Als Grundlage für die Richtungsbestimmung dient der Compton-Effekt, bei dem, wie in Gleichung 2.1 gezeigt, eine feste Beziehung zwischen Energie und Streuwinkel besteht. Durch Umstellen dieser Gleichung ergibt sich:

$$\cos(\theta) = 1 + \frac{m_e c^2}{h\nu} - \frac{m_e c^2}{h\nu'}; \quad h\nu' = h\nu - E_1 \quad (2.4)$$

Hierbei ist θ der Streuwinkel, $h\nu = E_\gamma$ die Energie des einfallenden γ -Photons und E_1 die Energie, die bei der ersten Compton-Streuung an das Elektron abgegeben wird. Ist E_1 und $E_\gamma = h\nu$ bekannt, kann damit die Herkunftsrichtung auf einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ eingegrenzt werden (siehe Abb. 2.5). Gleichung 2.4 beruht jedoch auf der Annahme, dass ein Photon an einem ruhenden Elektron streut. Ein an einer Compton-Streuung beteiligtes Elektron verfügt jedoch immer über einen prinzipiell unbekanntem Impuls. Die Winkelauflösung ist somit durch die Impulsverteilung der Elektronen begrenzt.

2.3 Prinzip einer Compton-Kamera

Die Symmetrieachse des Kegels, auf den die Herkunftsrichtung eingeschränkt werden kann, ist dabei durch die Verbindungslinie zwischen dem ersten (\vec{x}_1) und dem zweiten Wechselwirkungsort (\vec{x}_2) gegeben. Damit der Fehler bei der Bestimmung der Wechselwirkungsorte möglichst geringen Einfluss auf die Orientierung des Kegels hat, ist ein möglichst großer Abstand zwischen \vec{x}_1 und \vec{x}_2 von Vorteil.

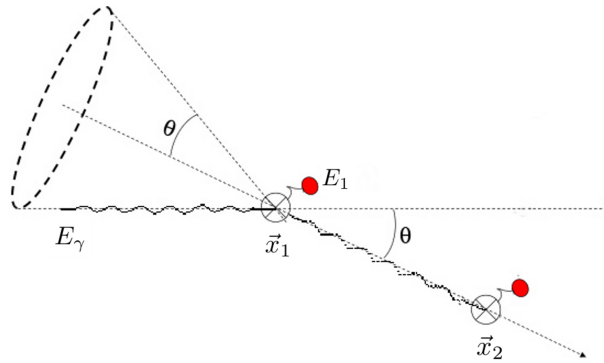


Abbildung 2.5: Skizze einer Compton-Streuung am Ort \vec{x}_1 mit anschließender Absorption durch den photoelektrischen Effekt am Ort \vec{x}_2 . Durch die bei \vec{x}_1 an das Elektron (roter Kreis) abgegebene Energie E_1 ist der Streuwinkel θ nach Gleichung 2.4 gegeben. Ohne Kenntnis des Streuwinkels des Elektrons bei \vec{x}_1 kann die Herkunftsrichtung des Photons mit der Energie E_γ nur auf einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ beschränkt werden, dessen Symmetrieachse durch $\vec{x}_2 - \vec{x}_1$ gegeben ist [16].

Werden die Kegel von verschiedenen γ -Photonen auf eine Ebene oder Kugel projiziert, schneiden sich die überlagerten Kegel am Herkunftsort. Durch die Messung vieler γ -Photonen kann so die Genauigkeit des Herkunftsortes als mittlerer Schnittpunkt der Kegel verbessert werden.

Dass die Herkunftsrichtung lediglich auf einen Kegel eingeschränkt werden kann, ist dadurch zu begründen, dass der Streuwinkel des Compton-Elektrons nicht bekannt ist. In Germanium ist die typische Reichweite eines Elektrons kleiner als 1 mm. Bei der Compton-Streuung von einem 1 MeV γ -Photon entsteht zum Beispiel im Durchschnitt ein Elektron mit im Mittel 500 keV kinetischer Energie, welches demnach eine Reichweite von durchschnittlich etwa 0,5 mm besitzt. Hinzu kommt, dass die durch die entstehenden sekundären Ladungsträger erzeugten Ladungsträgerwolken einen Durchmesser in der Größenordnung von 1 mm besitzen. Eine Bestimmung des

2 Theoretische Grundlagen

Elektronen-Streuwinkels ist somit unmöglich. Gleichzeitig bedeutet dies, dass eine Ortsbestimmung im idealen Fall ebenfalls nur auf 1 mm genau geschehen kann [7].

Generell profitiert eine Compton-Kamera von Eigenschaften, die für konventionelle γ -Spektroskopie von Nachteil wären. Während zur Erlangung einer höchstmöglichen Effizienz hohe Ordnungszahlen und Dichten von Vorteil sind, benötigt eine Compton-Kamera als erste Wechselwirkung eine Compton-Streuung, die, wie bereits erwähnt, möglichst weit vom zweiten Wechselwirkungsort entfernt ist. Um einen möglichst großen Wechselwirkungsquerschnitt für Compton-Streuung auch bei geringen Energien zu erhalten (siehe Abb. 2.1) und den räumlichen Abstand zur nächsten Wechselwirkung zu maximieren, ist eine geringe Ordnungszahl und Dichte des Detektionsmediums von Vorteil. Dennoch profitiert die Ortsauflösung des Herkunftsortes auch von einer hohen Effizienz, da so die Statistik für die Mittelung des Schnittpunktes der berechneten Kegel vergrößert werden kann. Ebenso ist eine hohe Energieauflösung von Vorteil, da die Winkelauflösung $\Delta\theta$ von ihr abhängig ist.

Eine Möglichkeit um die verschiedenen Eigenschaften zum Erreichen einer optimalen Ortsauflösung des Herkunftsortes zu erlangen, ist die Kombination aus einem Silizium- und einem Germaniumdetektor. Hierbei findet die erste Wechselwirkung im Si-Detektor statt, sodass auch für kleine Energien die Wahrscheinlichkeit für eine Compton-Streuung hoch, und gleichzeitig für eine Totalabsorption gering ist. Im Ge-Detektor wird aufgrund der höheren Ordnungszahl die γ -Strahlung mit höherer Effizienz vollständig absorbiert und dies bei einer exzellenten Energieauflösung.

Der 36-fach segmentierte HPGe-Detektor EGC-36, der Grundlage dieser Bachelorarbeit ist, ist Teil eines solchen Aufbaus einer Compton-Kamera. Er wird kombiniert mit einem aus Silizium gefertigtem Double-Sided-Strip-Detector (DSSD), dessen Elektroden auf der p-Seite in 60 Streifen und auf der n-Seite orthogonal dazu in 40 Streifen unterteilt ist. In diesem Aufbau ist eine Ortsauflösung am DSSD von etwa 1 mm^2 möglich. Eine ähnlich gute Ortsauflösung kann im HPGe-Detektor nur durch die im folgenden Abschnitt 2.4 beschriebene Analyse der Impulsform erreicht werden.

2.4 Analyse der Impulsform (PSA)

Mit Hilfe der pulse-shape analysis, kurz PSA, ist es möglich den Ort einer Wechselwirkung innerhalb eines hochsegmentierten HPGe-Detektors auf wenige Millimeter genau zu bestimmen [11]. Grundlage für die PSA ist hierbei die Möglichkeit Traces zu messen. Eine Trace ist das zeitlich hoch aufgelöste Signal der an einer Elektrode durch die Bewegung der freien Ladungsträger induzierten Ströme. Sie zeigt somit den zu analysierenden Impuls (siehe Abb. 2.6). Um die wichtigen Eigenschaften des Signals nicht zu verlieren und weiterverarbeiten zu können ist dabei eine digitale Datenaufnahme von mindestens 40 Millionen Werten pro Sekunde notwendig, dies entspricht einer Datennahme alle 25 ns.

Bei den für diese Bachelorarbeit verwendeten PIXIE-16 Modulen der Firma XIA ist es möglich Traces mit einer zeitlichen Taktrate von 10 ns aufzunehmen. Eine viel höhere Taktrate wäre auch nicht sinnvoll, da die Auflösung eines HPGe-Detektors mit großem Volumen durch das Vorhandensein von Rauschen limitiert ist [5].

Findet eine Wechselwirkung innerhalb eines der Segmente statt, so werden die dabei entstandenen freien Ladungsträger innerhalb dieses Segmentes gesammelt. Das dabei in den Elektroden des Segmentes entstehende Signal besteht aus der Überlagerung von zwei Komponenten, dem induzierten Strom, der zum einen durch die Bewegung der Elektronen und zum anderen durch die Bewegung der Löcher verursacht wird. Während sich die Stärke der beiden Beiträge verändern kann, ist die Dauer allein vom Ort der Wechselwirkung abhängig. Wird die bei der Wechselwirkung entstandene Elektronenwolke betrachtet, so induziert diese solange einen Strom in den Elektroden, bis die Elektronen die Anode erreicht haben. Der von den Elektronen induzierte Beitrag zum Strom endet in diesem Moment abrupt. Gleiches gilt für den Zeitpunkt, in dem alle Löcher an der Kathode eingesammelt wurden. Somit kann die Anstiegszeit eines jeden gemessenen Stromimpulses in zwei Zeitintervalle unterteilt werden. Im ersten Intervall driften sowohl Elektronen als auch Löcher. Das zweite Intervall beginnt sobald eine Ladungsträgerart an der entsprechenden Elektrode gesammelt wurde und sich somit nur noch eine Art von Ladungsträgern im elektrischen Feld bewegt. Betrachtet man die Trace des Core-Kontakts, ist der Übergang zwischen den beiden Intervallen als Knick in der ansteigenden Flanke des Signals sichtbar.

2 Theoretische Grundlagen

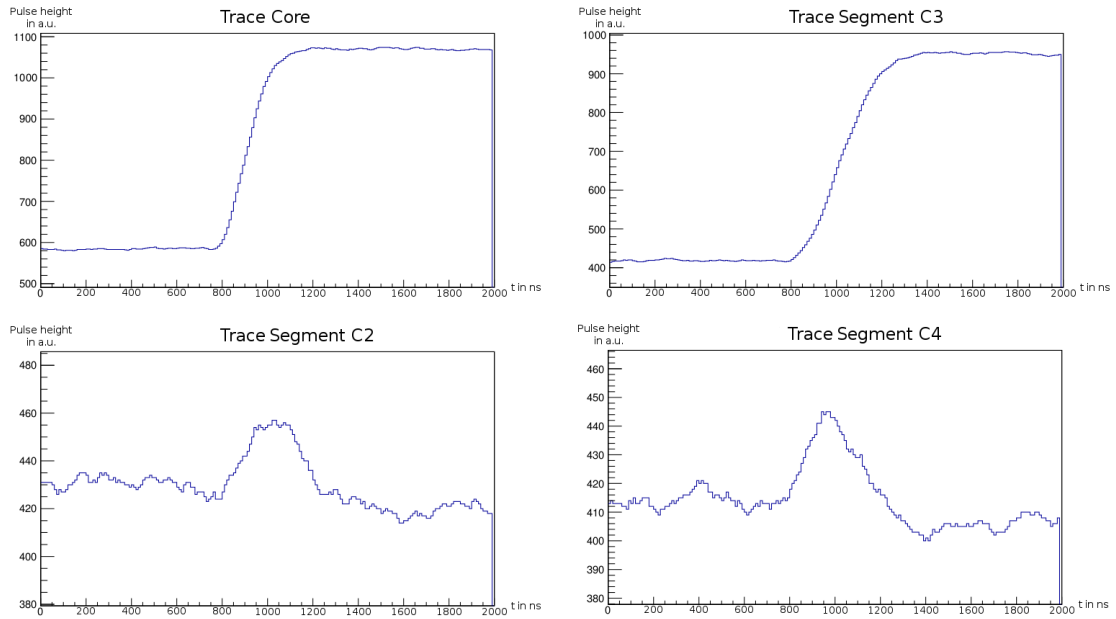


Abbildung 2.6: Eine Auswahl von 4 Traces einer mit Cs137 durchgeführten Messung mit dem EGC-36 Detektor. Zu sehen ist eine Wechselwirkung in der Mitte des Segmentes C3, das dazugehörige Signal des Core-Kontakts sowie die in den Segmenten ober- (C4) und unterhalb (C2) des getroffenen Segmentes induzierten transienten Signale.

Die stärkste Steigung der Trace kann zu dem Zeitpunkt beobachtet werden, in dem die Elektronen an der Anode gesammelt werden. Auch in einem nicht segmentierten coaxialen Detektor kann so, bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern, allein durch die Analyse der Impulsform, also der Steigung sowie des Zeitpunktes, an dem der Übergang zwischen den zwei Zeitintervallen stattfindet, auf den Radius des Wechselwirkungsortes geschlossen werden [6, 9].

In einem segmentierten Detektor werden durch Bewegung der freien Ladungsträger im getroffenen Segment Störungen im elektrischen Feld erzeugt. Diese Störungen erzeugen Spiegelladungen vornehmlich in den direkt benachbarten Segmenten. Die durch die Spiegelladung verursachten Signale sind stark vom Wechselwirkungsort und von der Segmentgröße abhängig. Für den hier verwendeten EGC-36 Detektor sind die Amplituden der transienten Signale meist geringer als 10% des Ursprungssignals. Je näher die Wechselwirkung an einem Nachbarsegment stattfindet, desto stärker ist das dort induzierte Signal. So entsteht für jeden Wechselwirkungsort im Detektor

eine für diesen Ort spezifische Kombination von Impulsformen in den Segmenten [13].

Die PSA basiert darauf, gemessene Impulsformen mit Referenzdaten, für die der Wechselwirkungsort bekannt ist, zu vergleichen. Als Referenzdaten dienen hierbei durch Computersimulationen berechnete Impulsformen. Es muss beachtet werden, dass die Impulsformen von vielen individuellen Eigenschaften des Detektors abhängig sind, so zum Beispiel der Geometrie des elektrischen Feldes und dessen Stärke, der Kristallachsenorientierung, der Verunreinigungs-Konzentration, der angelegten Sperrspannung, der Beschaffenheit der Kontakte, von Neutronen verursachten Schäden in der Kristallstruktur, der Temperatur des Detektors und den Vorverstärkereigenschaften. Es wird versucht, die Effekte dieser Eigenschaften durch möglichst wenige Messungen von Referenzwerten zu beschreiben, um diese anschließend in der Simulation berücksichtigen zu können.

Im Gegensatz zu einer direkten Messung der Impulsformen im ganzen Kristall durch aufwändige und langwierige Compton-Koinzidenz Messungen, bietet eine Computersimulation den Vorteil, mit vergleichsweise geringem Aufwand Referenzdaten für die PSA zur Verfügung stellen zu können. Der Aufwand besteht dabei aus dem Vergleich von Messungen mit den Simulationsdaten und der Anpassung der freien Parameter der Simulation. Durch diese Anpassung ist es auch möglich, neue Erkenntnisse über die Eigenschaften des Detektors zu gewinnen. Zusätzlich kann durch Abstimmung der entsprechenden Parameter die Computersimulation auch für andere Detektoren genutzt werden [2, 7].

Für die PSA in dieser Bachelorarbeit wurden die Referenzdaten mit der von Bart Bruyneel und Benedikt Birkenbach entwickelten Software ADL3 - AGATA Detektor Library erstellt. Für die Simulation benötigt ADL3 die Detektorgeometrie als sogenanntes Potential Array im SIMION-Datenformat [15]. Ein Potential Array ist ein rechtwinkliges Gitter, bei dem für jeden einzelnen Punkt des Gitters gespeichert ist, ob es sich um eine Elektrode handelt und welches Potential an dieser Stelle vorliegt. Zur Berechnung der Traces wird dem Shockley-Ramo-Theorem folgend das Konzept der gewichteten Potentiale verwendet [3]. Diese können wie auch die Raumladungverteilung mit Hilfe der von ADL3 zur Verfügung gestellten Programme aus der Detektorgeometrie berechnet werden [1]. Die Simulation berücksichtigt darüber

2 Theoretische Grundlagen

hinaus die unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern sowie deren Anisotropie aufgrund der Kristallgitterorientierung.

3 Impulsform-Analyse

3.1 Messung von Traces

Erster Schritt für die PSA im Rahmen dieser Arbeit waren Messungen mit einer kollimierten Cs137 Quelle, bei der die Traces aller 36 Segmente sowie des Core-Kontaktes des HPGe-Detektors aufgezeichnet wurden. Ziel ist es, gemessenen Daten deren Wechselwirkungsort durch die Kollimation in zwei Dimensionen auf wenige Millimeter genau bekannt ist mit simulierten Traces vergleichen zu können. Da der verwendete EGC-36 Detektor der Firma Canberra Teil eines Compton-Kamera-Aufbaus ist, mussten zur Aufnahme von Traces einer kollimierten Quelle zunächst einige Anpassungen am Versuchsaufbau vorgenommen werden. Die Compton-Kamera wird in der Regel im Koinzidenzmodus betrieben, in dem nur Daten aufgenommen werden, wenn in einem Zeitfenster von 200 ns sowohl im HPGe-Core als auch in einem Kanal des Si-Detektors ein Trigger ausgelöst wird, also eine Wechselwirkung stattfand [14]. In einem solchen Fall werden die Daten aller HPGe- und Si-Kanäle im sogenannten Listmode ausgelesen und für die spätere Analyse gespeichert. Die Listmode-Daten umfassen dabei die Zeit- und Energieinformation sowie bei entsprechender Konfiguration die Trace der einzelnen Kanäle. Die zeitliche Synchronisation zwischen den einzelnen Kanälen, die auch für die Aufnahme der Traces notwendig ist, funktioniert dabei im aktuellen Aufbau nur in diesem Koinzidenzmodus. Um dennoch kollimierte Messungen durchführen zu können, ohne dass es im Si-Detektor zu einer Wechselwirkung kommen muss, wurde das Signal des Core-Kontaktes aufgeteilt und auf einen der Silizium Kanäle gelegt. Im Anschluss daran wurde das Core-Signal neu geeicht.

3 Impulsform-Analyse

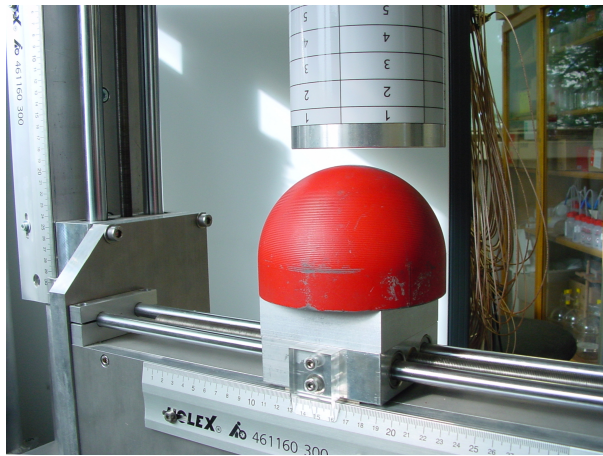


Abbildung 3.1: Der auf dem Messtisch angebrachte, für die Cs137 Messungen verwendete Kollimator (rot) in einer Messposition. Oberhalb des Kollimators ist die Endkappe des EGC-36-Detektors mit den eingezeichneten Segmentgrenzen zu erkennen.

Durch diesen Aufbau ist bei jeder Wechselwirkung innerhalb des HPGe-Detektors die Koinzidenzbedingung automatisch erfüllt und alle Kanäle werden aufgezeichnet. Aufgrund der so zustande kommenden großen Anzahl an Ereignissen wurde die Datenaufnahme angepasst, sodass nur die für die Messung wichtigen Daten aufgenommen wurden. Damit konnte die Datenmenge deutlich reduziert werden. Dennoch nimmt eine Messung über 24h in etwa 96 Gigabyte an Festplattenspeicher ein. Um die Möglichkeit zu haben mehrere Messungen an verschiedenen Orten des Detektors durchzuführen und die Messdaten zu erhalten wurden zwei 2 Terabyte Festplatten im Messcomputer in Betrieb genommen.

3.2 Erweiterung der Analyse

Die von den PIXIE-16-Modulen im Listmode erstellten Rohdaten müssen zur weiteren Verwendung aufbereitet werden. Hierfür ist das in der Programmiersprache C geschriebene Programm `analyse.C` verantwortlich. Dieses greift auf weitere Programmteile zurück, wie beispielsweise ein Programm `pixie.C`, das für das Extrahieren der einzelnen Messdaten aus den aufgenommenen Dateien und das später besprochene Eventbuilding zuständig ist. Ebenso wird auf ein Programm `camera.C` zugegriffen, welches eine Eichung der Kanäle sowie deren korrekte Zuordnung ermöglicht. Die verschiedenen Programmteile sind im Folgenden der Übersicht halber unter dem Namen `analyse.C` zusammengefasst.

Die `analyse.C` verwendet die Zeitinformation der einzelnen Kanäle um die Messdaten in sogenannte Events zu unterteilen. In einem solchen Event sind die Messdaten aller Kanäle einer einzelnen Wechselwirkung zusammengefasst. Das Speichern und die erste graphische Aufbereitungen der Messdaten findet mit Hilfe der von CERN entwickelten ROOT-Umgebung statt. Das Ergebnis der Analyse ist eine ROOT-Datei, in der zum einen alle Messdaten in einem ROOT-Tree gespeichert werden, womit eine Weiterverarbeitung mit Hilfe der vielfältigen Funktionen von ROOT möglich wird, und zum anderen den in der `analyse.C` programmierten graphischen Darstellungen der Messdaten.

Das Programm fand bereits bei der Analyse der Koinzidenzmessungen Verwendung und wurde nun um Möglichkeiten zur Analyse von gemessenen Traces erweitert. Hauptbestandteil hierbei ist die Möglichkeit der Mittelung und Ausgabe von Traces, die frei wählbare Bedingungen erfüllen.

3.2.1 Bestimmung der Baseline

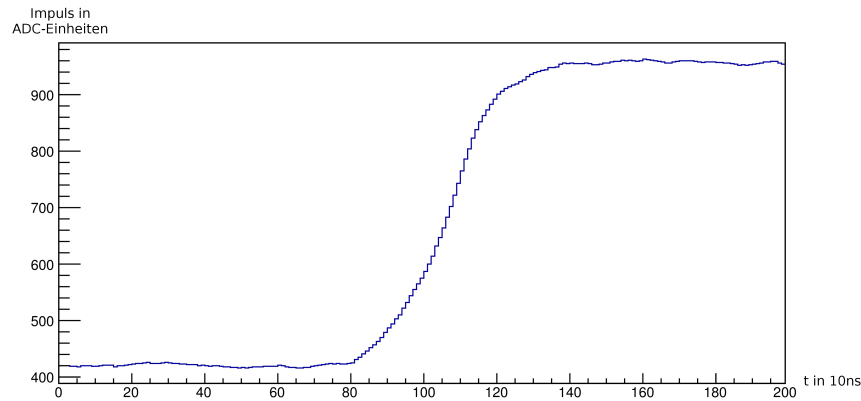


Abbildung 3.2: Die Abbildung zeigt eine für ein getroffenes Segment (in diesem Fall Segment 15) typische Trace einer Messung mit Cs137. Aufgetragen ist die Impulshöhe ADC (analog-to-digital-converter)-Einheiten in Abhängigkeit von der Zeit t in Ticks (1Tick = 10 ns). Die Baseline ist um einen Offset von 0 verschieden, um das Verlassen des Messbereiches zu verhindern.

In Abbildung 3.2 ist eine typische Trace des HPGe-Core-Kontakts bei einer Messung mit Cs137 dargestellt. Die Baseline zeigt ein gewisses Rauschen, der Mittelwert ist hierbei offensichtlich von 0 verschieden. Der Offset für die Baseline ist dabei absichtlich so gewählt, da Messwerte, die kleiner Null sind, nicht aufgenommen werden können und mögliche negative Ausschläge ansonsten verloren gingen. Darüber hinaus variiert der Mittelwert der Baseline von Event zu Event, so kann es zum Beispiel durch so genanntes pile up zu einer erhöhten Baseline kommen, wenn das vorangegangene Signal noch nicht vollständig abgeklungen ist. Um die verschiedenen Traces besser miteinander vergleichbar zu machen und mitteln zu können, muss die Baseline von der aufgenommenen Trace abgezogen werden. Hierfür wurde eine Baselinebestimmung in die Analyse integriert und das Ergebnis in den ROOT-Tree geschrieben. Für die Baselinebestimmung wird, um den Beitrag des Rauschens möglichst gering zu halten, der Mittelwert von 30 Prozent der Messwerte am Anfang der Trace bestimmt.

Für eine Trace mit 200 Messwerten und somit einer Länge von 2000 ns ergibt sich:

$$\bar{x}_{\text{Baseline}} = \frac{1}{60} \sum_{i=1}^{60} \text{Trace}[i]$$

In Abbildung 3.3 ist das Ergebnis einer um die Baseline und um die im nächsten Abschnitt besprochene Größe t_0 korrigierten Trace zu sehen.

3.2.2 Bestimmung von t_0

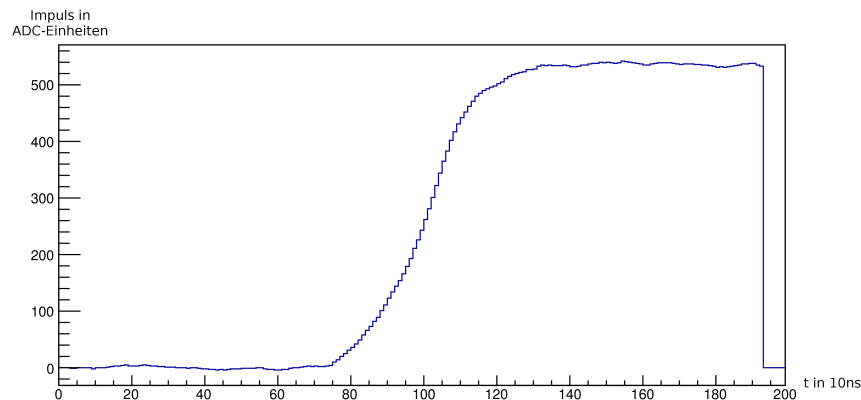


Abbildung 3.3: Die Abbildung ist die in Abb. 3.2 gezeigte Trace eines getroffenen Segmentes bei einer Cs137 Messung nach Baselineabzug und t_0 -Korrektur (Verschieben der Trace, sodass $t_0 = 800 \text{ ns}$). Die Länge der x-Achse umfasst zur besseren Vergleichbarkeit, wie in Abb. 3.2, ebenfalls 2000 ns. Der plötzliche Abfall der Trace nach ca. 1930 ns wird durch fehlende Messdaten nach der t_0 -Korrektur verursacht

Um eine Trace möglichst genau vergleichen zu können, ist es sinnvoll, ein t_0 zu bestimmen, welches einen festen Punkt auf der Trace definiert und erlaubt die Trace auch um Bruchteile der Messauflösung von 10 ns verschieben zu können.

3 Impulsform-Analyse

PIXIE-16-Module verfügen zu diesem Zweck über einen Constant-Fraction-Discriminator kurz CFD. Dieser bestimmt ein t_0 , indem er von einem Bruchteil F des Signals das um einen Wert D verzögerte Signal abzieht. Eine Möglichkeit, einen digitalen CFD zu realisieren ist gegeben durch [8]:

$$CFTrace[k] = \sum_{i=1}^L \{F \cdot Trace[k - i] - Trace[k - i - D]\}$$

Die Mittelung über die Länge L dient dabei der Reduzierung des Rauschens. Die Stelle, an der das Ergebnis der Subtraktion $CFTrace[k]$ das Vorzeichen wechselt, wird als t_0 definiert. Um eine höhere Auflösung als die Schrittweite von k zu erhalten, kann der Vorzeichenwechsel durch lineare Interpolation genauer bestimmt werden. Ein großer Vorteil des CFD ist, dass bei gleicher Signalform die Bestimmung von t_0 unabhängig von der Amplitude des Ausgangssignals ist.

Eine Aktivierung des CFD der PIXIE-16 Module ist jedoch nicht möglich, da die speziell angepasste Firmware der PIXIE-16-Module dies nicht unterstützt. Eine Aktivierung des CFD in den Konfigurationsdateien würde zum Verlust des Common Triggers führen, was die dabei aufgenommenen Daten unbrauchbar werden ließe.

Aus diesem Grund wird die t_0 -Bestimmung offline als Teil der Analyse durchgeführt. Hierzu wurde die Bestimmung von t_0 durch den oben beschriebenen CFD-Algorithmus sowie durch das Leading-Edge-Verfahren in die Analyse implementiert. Beim Leading-Edge-Verfahren entspricht der Wert von t_0 dem Zeitpunkt, an dem die Trace einen bestimmten Wert erreicht hat. Nachteil dieser Methode ist, dass der Wert von t_0 amplitudenabhängig ist und somit das t_0 für unterschiedliche Energien nicht vergleichbar ist. Da die Bestimmung von t_0 per Leading-Edge-Verfahren eine höhere Zeitauflösung zeigte und bei der folgenden Betrachtung von vollständiger Absorption monoenergetischer γ -Strahlung die Amplitudenabhängigkeit vernachlässigt werden kann, wurde im Rahmen dieser Arbeit das t_0 per Leading-Edge-Verfahren bestimmt.

t_0 wurde dabei auf das Erreichen eines Zehntels der vollen Energie $E_\gamma = d_energy[ch]$ festgelegt. Subtrahiert man von der vollen Amplitude die Baseline $B = d_Baseline[ch]$, entspricht das Ergebnis der im Segment deponierten Energie, allerdings in ADC-Einheiten. Um einen Vergleich mit der Energie zu ermöglichen, muss die Differenz

zwischen Traceeintrag $E_{\text{Trace}}(i)$ und Baseline B :

$$E_{\text{Trace}}(i) - B = \text{pixieCh}(\text{ch}).\text{trace}(i) - \text{d_Baseline}[\text{ch}]$$

mit Hilfe der Funktion `calibrate()` geeicht werden:

$$E_{\text{Cal}}(i) = \text{calibrate}((E_{\text{Trace}}(i) - B) \cdot 8)$$

Dabei wird berücksichtigt, dass ein Faktor von $2^3 = 8$ zwischen der in einem 15bit Spektrum angefertigte Eichung und den 12bit umfassenden ADC-Einheiten liegt.

Zur Bestimmung von t_0 wird zunächst der erste Zeitpunkt t bestimmt, für den gilt, dass der Wert der Trace größer ist als ein Zehntel der Gesamtenergie.

In der Analyse wird dies durch eine einfache Vorschleife realisiert:

```
for (i = 0; i < pixieCh(ch).traceLen(); i++) {
    if (d_cal.calibrate((pixieCh(ch).trace(i) - d_CBaseline[ch]) * 8, ch)
        > d_energy[ch] * 0.1) {
        t=i;
        break;
    }
}
```

Der Zeitpunkt, an dem die Trace ein Zehntel der vollen Amplitude erreicht, liegt somit zwischen t und $t - 1$.

Als Näherung für den genauen Zeitpunkt wird per linearer Interpolation der Zeitpunkt t_0 abgeschätzt. Es ergibt sich:

$$t_0 = t - 1 + \frac{E_{\gamma} \cdot 0.1 - E_{\text{Cal}}(t - 1)}{E_{\text{Cal}}(t) - E_{\text{Cal}}(t - 1)}$$

Dieses t_0 kann dafür genutzt werden, Traces zur besseren Vergleichbarkeit übereinander zu legen. So werden die aufgenommenen Traces vor der Mittelung so ausgerichtet, dass $t_0 = 800 \text{ ns}$ ist.

3.2.3 Mittelung der Traces

Durch das Mitteln der aufgenommenen Traces kann das statistische Rauschen weggemittelt werden. Dabei werden Effekte sichtbar, die ansonsten vom Rauschen überlagert werden. Für das Mitteln der Traces wird eine laufende Summe der folgender Form verwendet:

$$\bar{x}_{i+1} = \frac{\bar{x}_i \cdot i + x_{i+1}}{i + 1}$$

Um das Ergebnis der gemittelten Traces anschließend mit den Simulationsergebnissen vergleichen zu können, werden die Traces, bevor sie gemittelt werden, zunächst dem Kanal entsprechend auf die Energie geeicht. Die Baseline wird abgezogen und die Trace so verschoben, dass der Zeitpunkt t_0 bei 800 ns liegt.

Die Mittelung führt jedoch nur zu einem verwertbaren Ergebnis, wenn die Impulsformen der einzelnen Traces sich ähneln, also die Wechselwirkungsorte der zu mittelnden Traces nahe beieinander liegen. Wird dies nicht berücksichtigt, führt die Mittelung dazu, dass die den Wechselwirkungsort charakterisierenden Merkmale der Impulsform zunächst verringert werden und mit großer Statistik schließlich verloren gehen.

Für die Erstellung der gemittelten Traces wurden aus diesem Grund nur Events ausgewählt, die bestimmte Bedingungen erfüllten.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten gemittelten Traces musste ein Event folgende Bedingungen erfüllen, um zur Mittelung der Traces beitragen zu können:

- Eine singuläre Wechselwirkung muss in einem Segment (C3) stattgefunden haben. Dies wird sichergestellt, in dem eine Verarbeitung der Trace nur geschieht, wenn die im Core und im Segment (C3) deponierten Energien auf 10 keV genau 661 keV, der Energie einer vollständigen Absorption des γ -Photons der Cs137-Quelle, entsprechen. Diese Überprüfung der Energie wird von einer eigenen Funktion `equalEnergy()`, die Teil der `analyse.C` ist, bereitgestellt.

3.2.3 Mittelung der Traces

- Die Wechselwirkung soll in z-Richtung möglichst auf die Mitte des Segmentes beschränkt sein. Da das transiente Signal um so größer ist, je näher die Wechselwirkung am benachbarten Segment stattfindet, wurde eine Bedingung für die Differenz zwischen Maximalwert und Baseline der benachbarten Segmente (C2 und C4) festgelegt. Nur wenn die Differenzen zwischen Maximalwert und Baseline der beiden Segmente nicht mehr als 10 ADC-Einheiten von einander abweichen, wird ein Event berücksichtigt.

Um die x- und y-Ausrichtung enger als die Grenzen des Segmentes C3 eingrenzen zu können, wurde wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, eine kollimierte Cs137-Quelle verwendet. Der Bleikollimator, mit einer Bohrung von 3 mm Durchmesser und einem Abstand von 90 mm zwischen Quelle und Austrittsöffnung, schafft es bei einem Abstand zwischen Austrittsöffnung und Wechselwirkungsort von ca. 60 mm den Durchmesser für mögliche Wechselwirkungen der γ -Strahlung auf ca. 7mm zu begrenzen.

3.3 Simulation der Traces mit ADL3

Für die Simulation der Traces wurden die bereits bestehende und in Abbildung 3.4 dargestellte Geometrie sowie die daraus berechneten gewichteten Potentiale für einen EGC-36-Detektor verwendet. Die Konfigurationsdateien wurden bei Bedarf angepasst, sodass z.B. die simulierten Traces die gleiche Länge wie gemessene Traces besitzen oder die Anisotropie der Driftgeschwindigkeit Berücksichtigung findet.

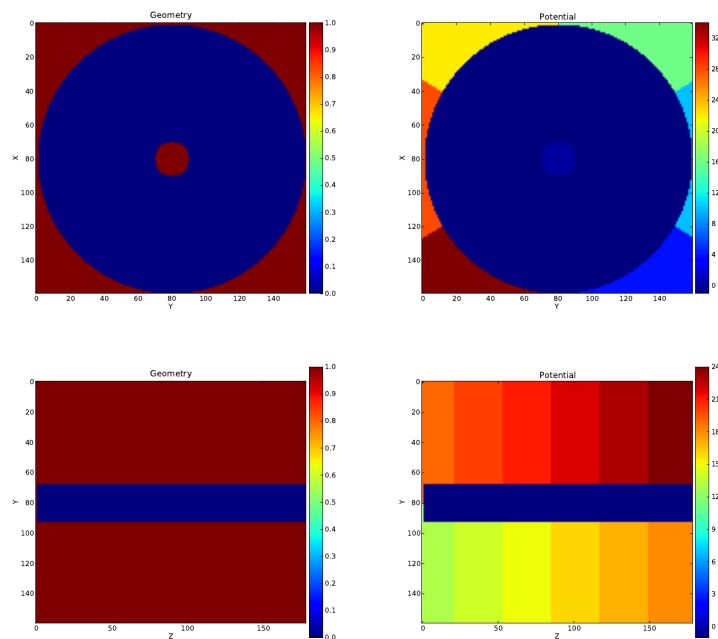


Abbildung 3.4: Die für die Simulation verwendete Geometrie des EGC36-Detektors. Zur Unterscheidung der Elektroden ist an jeder ein Potential angelegt, welches der jeweiligen Kanalnummer entspricht. (core = 0, A1 = 1, ..., F6 = 36). Eine Längeneinheit entspricht in dieser Darstellung 0,5 mm. Der in der y-z Ebenen Darstellung sichtbare Bereich mit Potential 0 entspricht nicht der Bohrung des Cores, sondern wird in der gewählten Darstellung durch einen Schnitt der Sichtebene mit dem Detektor verursacht [1].

Bei vorhandenen Konfigurations-, Geometrie- und Potentialdaten müssen zur Simulation der Traces nur noch der Wechselwirkungsort, die Wechselwirkungsenergie sowie der Zeitpunkt der Wechselwirkung mit Hilfe eines Computerprogramms an

3.3 Simulation der Traces mit ADL3

die Simulation übergeben werden. Nach Beendigung der Simulation kann dann im gleichen Programm auf die Simulationsergebnisse zurückgegriffen werden und gegebenenfalls z.B. in einer ROOT-Datei hinterlegt werden.

Für die Berechnung der simulierten Traces wurde folgendes Programm verwendet, welches die Ergebnisse der Simulation in eine ROOT-Datei schreibt. Es basiert auf der Vorlage eines Beispielprogrammes von Benedikt Birkenbach und wurde um die Bestimmung von t_0 und die Eingabe von Zylinderkoordinaten erweitert.

```
extern "C" {
#include <ADL.h>
}

#include <TFile.h>
#include <TGraph.h>
#include <TBranch.h>
#include <iostream>
#include <TH1D.h>

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

using namespace std;

void Usage(){
    cout << "Program to make a simulation and store the results in root Spectra "
         << endl;
    cout << "Usage:" << endl;
    cout << "EGC36_Interaction_Radius_Angle_Ring_Energy" << endl;
}

int main(int argc, char * argv[]) {

    if(argc != 5){
        Usage();
        return 1;
    }
    //Benennung der ausgegebenen Datei
    TFile *file = new TFile(Form("koll_Sim_%.2fr%.2fg%.2fs%.1fE.root",
                                atof(argv[1]), atof(argv[2]), atof(argv[3]),
                                atof(argv[4])), "RECREATE");

    struct ADL_EVENT *evt;

    //Angabe des Dateipfades der Konfigurationsdateien
    ADL_Setup("/data/rhirsch/ECG36/SIMION/config/Template_ADL.txt");
}
```

3 Impulsform-Analyse

```
ADL_Status();

//Erstellen eines Events
evt = new_event();

// Eingabe der im Detektor deponierten Energie
evt->HP.Eint[0] = atof(argv[4]);
// Eingabe des Wechselwirkungsortes in x,y und z Koordinate,
// in diesem Fall automatische Berechnung aus Zylinderkoordinaten
evt->HP.Pos[0][0] = atof(argv[1])*cos(atof(argv[2])*M_PI/180)+4.0;
evt->HP.Pos[0][1] = atof(argv[1])*sin(atof(argv[2])*M_PI/180)+4.0;
evt->HP.Pos[0][2] = 1.0 -0.8 -(atof(argv[3])!=1)*0.5
                +(atof(argv[3])!=1)*0.8 + (atof(argv[3])-1)*1.6;

//Eingabe des Zeitpunktes innerhalb der Trace an dem die Wechselwirkung stattfindet
evt->HP.T0 = 0.85;

//Start der Simulation
ADL_G_CalculateTraces(evt);

//Berechnung von t_0 = offset
int t=0;
double offset;
for(int j = 0; j < ADL_G_EVENT_DIMT; j++){
    if(evt->TD.Tr[0][j] > evt->HP.Eint[0]*0.1) {
        t=j;
        break;
    }
}
offset = (t - 1.0) + (evt->HP.Eint[0]*0.1 - evt->TD.Tr[0][t-1])
        / (evt->TD.Tr[0][t] - evt->TD.Tr[0][t-1]);

//Ausgabe des Ergebnisses in eine ROOT-Datei
TH1D *trace;
for(int i = 0; i < ADL_G_EVENT_NSEG; i++){
    trace = new TH1D(Form("Trace_Seg_%d", i),
                    Form("Trace_of_Segment_%d", i),
ADL_G_EVENT_DIMT, 0, ADL_G_EVENT_DIMT);

    for(int j = 0; j < ADL_G_EVENT_DIMT; j++){
        trace->SetBinContent((j-offset+80), evt->TD.Tr[i][j]);
    }
    trace->Write();
}

file ->Close();
}
```

3.4 Vergleich der simulierten und gemessenen Traces

Für den Vergleich der simulierten mit den gemessenen Traces wurde mit Hilfe des Messtisches der Radius des C Segmentes in 5 mm Schritten vermessen. Dafür wurden Messungen von in der Regel 12 Stunden Messdauer durchgeführt um ausreichend Statistik für die gemittelten Traces zu erhalten. Im Anschluss wurden Simulationen für die jeweiligen Messorte durchgeführt. Die Ergebnisse für das getroffene Segment C3 sowie seine Nachbarn und den Core sind nachfolgend zusammengefasst.

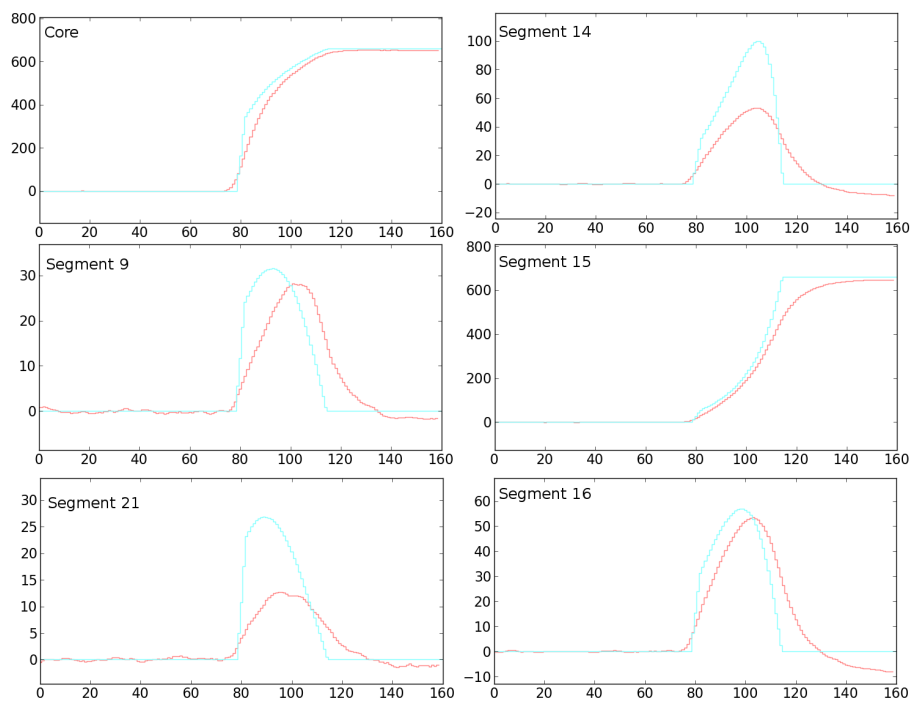


Abbildung 3.5: Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 1.0 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]

3 Impulsform-Analyse

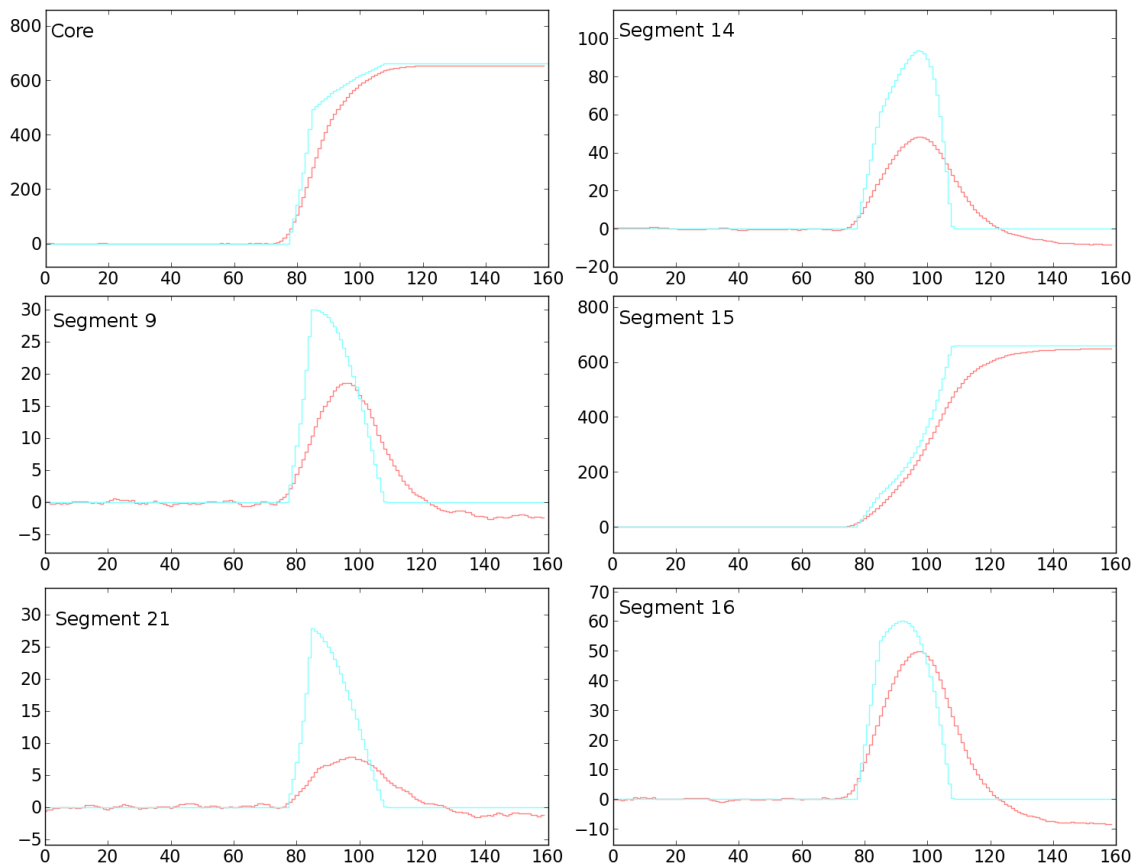


Abbildung 3.6: Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 1.5 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]

3.4 Vergleich der simulierten und gemessenen Traces

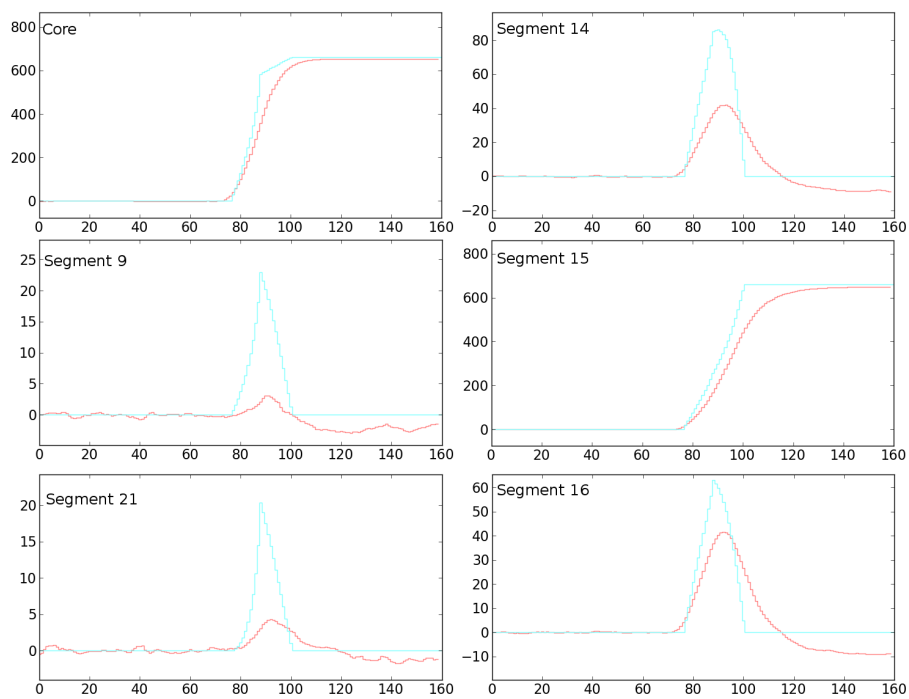


Abbildung 3.7: Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 2.0 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]

3 Impulsform-Analyse

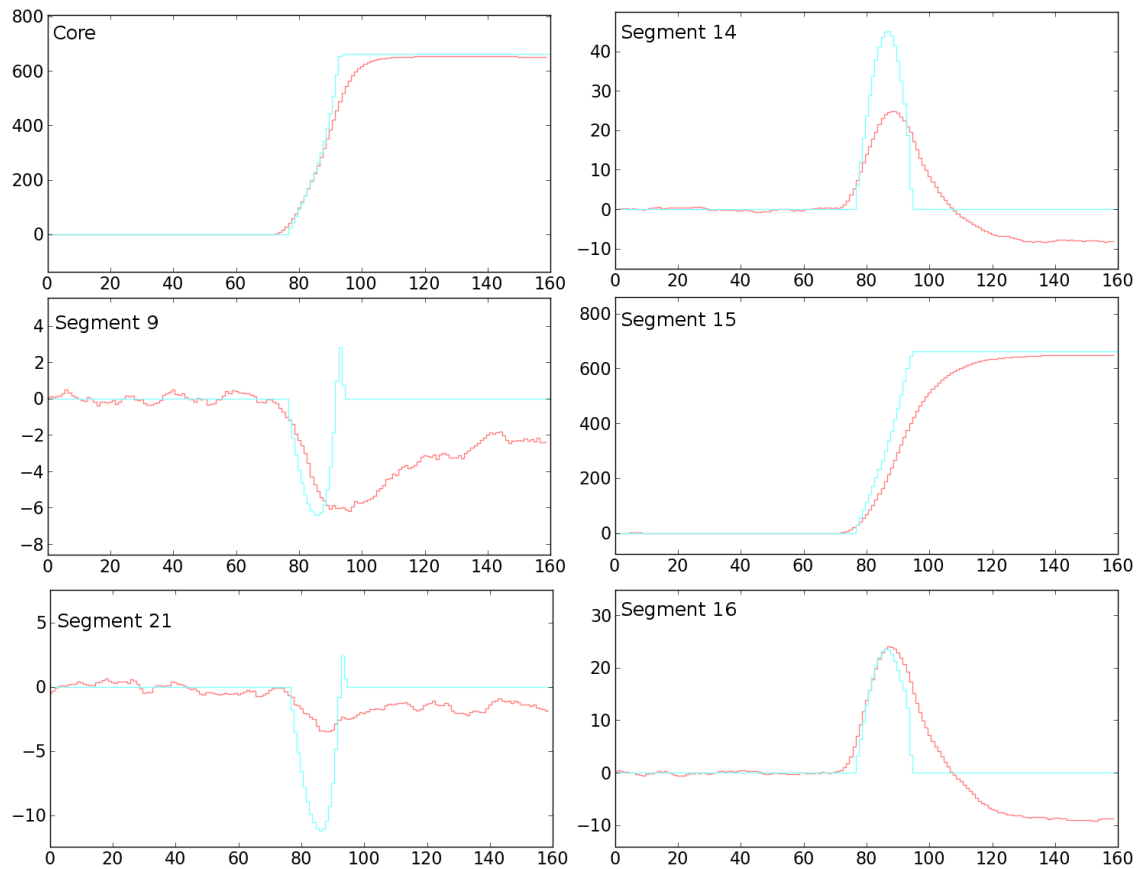


Abbildung 3.8: Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 2.5 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]

3.4 Vergleich der simulierten und gemessenen Traces

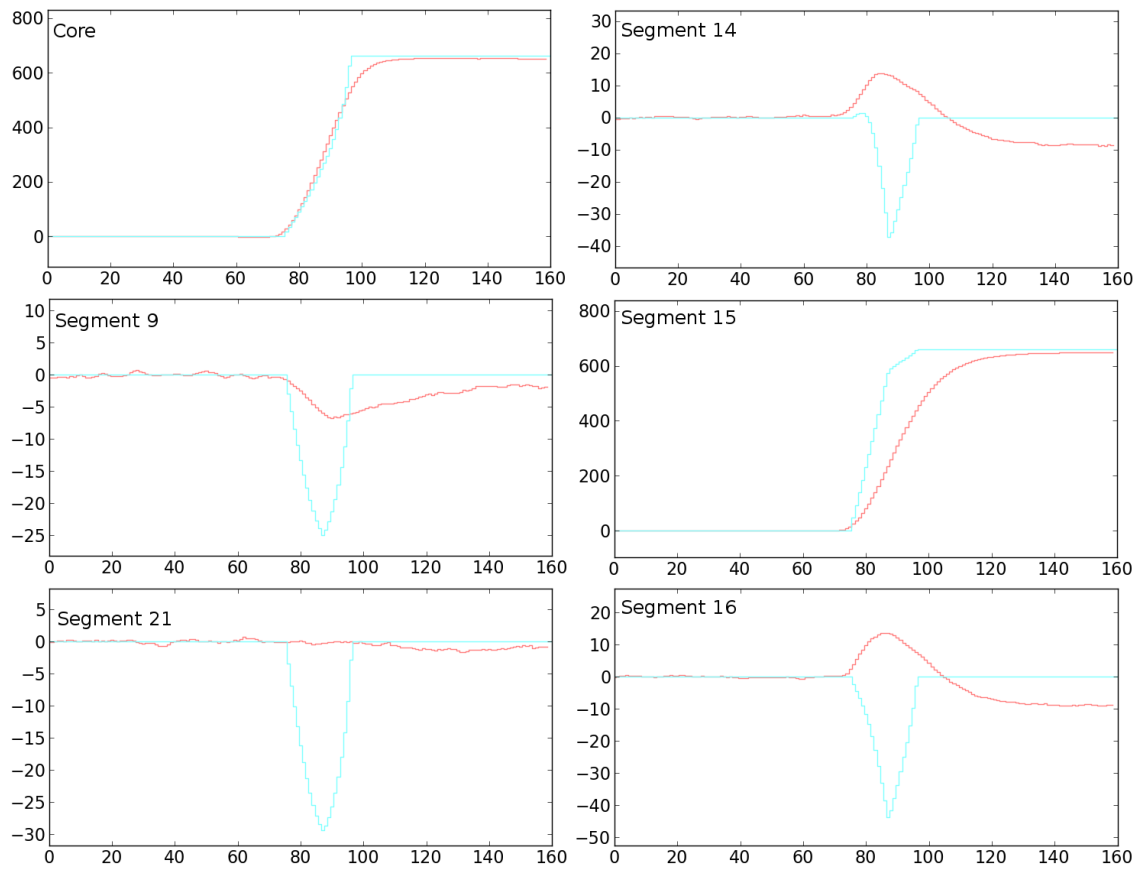


Abbildung 3.9: Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 3.0 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]

3 Impulsform-Analyse

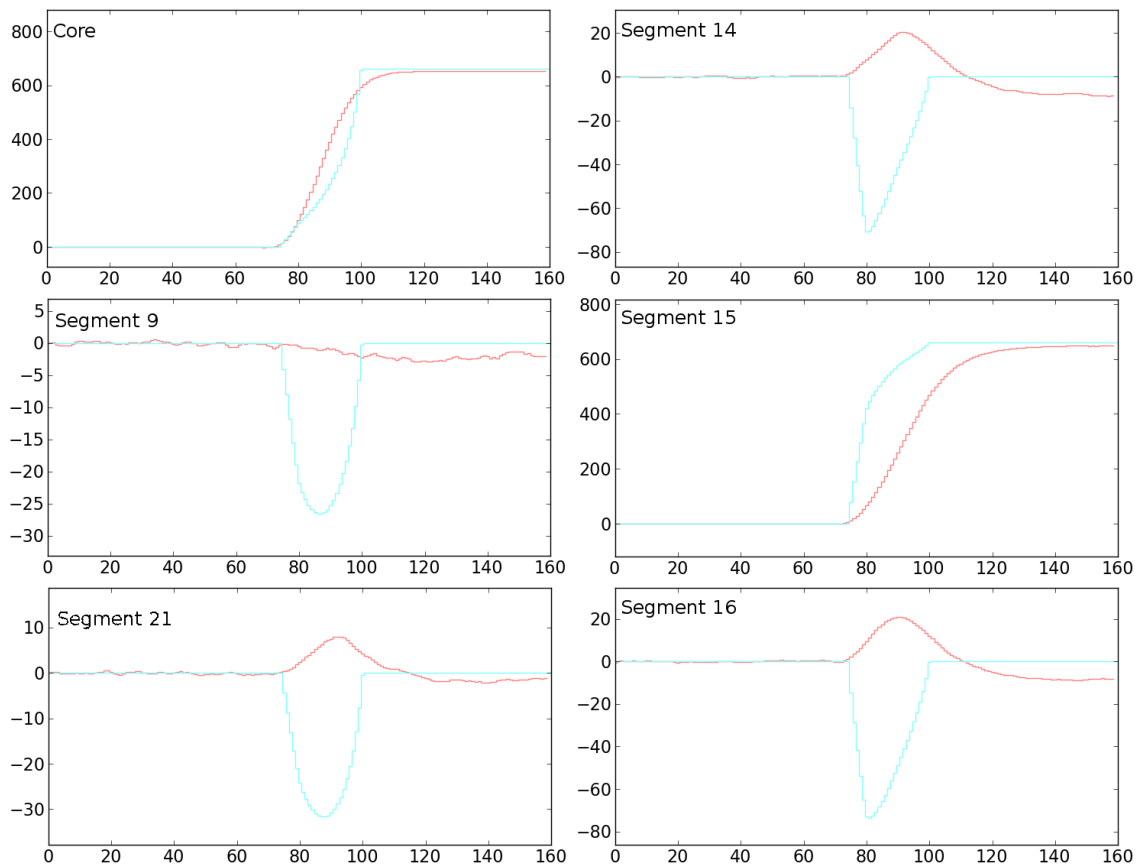


Abbildung 3.10: Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 3.5 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]

4 Zusammenfassung und Ausblick

Beim Vergleich der Traces ist ersichtlich, dass durchaus Ähnlichkeiten zwischen den gemessenen und den simulierten Traces erkennbar sind. Generell sind Trends in der Veränderung der Signale bei sich veränderndem Radius deutlich in den Messdaten wiederzufinden. Dennoch sind bei einigen Traces auch größere Abweichungen von der Simulation zu erkennen. Die wohl stärksten Abweichungen sind bei den Messungen mit einem Radius größer als 3 cm zu sehen. Bei denen die Simulation für die Segmente 21 (D3) und 9 (B3) negative Signale vorhersagt, in der Messung jedoch kein Signal sichtbar ist oder ein positives. Ähnliches gilt für Segment 14 (C2) und 16 (C4). Die Simulationsdaten beschreiben ein deutliches (< -35 keV) negatives Signal, während die Messdaten weiterhin eine positive Amplitude zeigen (> 15 keV). Des Weiteren fallen des häufigeren abfallende Baselines auf, die ein Zeichen für Crosstalk sein könnten, dafür jedoch mit 10 keV große Amplituden zeigen. Generell ist zu erwarten, dass durch eine zusätzliche Berücksichtigung von weiteren Eigenschaften des Detektors die Simulationsdaten sich deutlich verbessern könnten. Zu den nicht berücksichtigten Effekten gehört der Crosstalk, das Trapping, aber auch die Auswirkungen von bisher nicht genauer berücksichtigten Verunreinigungskonzentrationen innerhalb des Germaniumkristalls. Diese Eigenschaften könnten negativen Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben. Hinzu kommt, dass die gemessenen Traces nur aus einem viel zu großen Gebiet gemittelt werden konnten. Hierdurch lässt sich wahrscheinlich erklären, dass in den gemessenen Traces keine eindeutigen Knicke erkennbar sind. Mit dem verwendeten Kollimator konnte aufgrund seiner geometrischen Eigenschaften das Wechselwirkungsgebiet in der x-y-Ebene nur auf einen Bereich ca. 7 mm Durchmesser eingegrenzt werden. Wie an den Messungen in 5 mm Abständen erkennbar ist, gibt es auch bei den simulierten Traces bei einem radialen Abstand in dieser Größenordnung schon weitreichende Abweichungen in der

4 Zusammenfassung und Ausblick

Impulsform. Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 angesprochen, kann in solchen Fällen die Mittelung der Traces zum Verlust der Impulsform-Information führen.

Trotz der hier beschriebenen Abweichungen ist das Ergebnis ermutigend. Es ist zu erwarten, dass durch Verbesserungen der Messmethode und Verfeinerung der Simulation gute Ergebnisse in der Ortsbestimmung durch eine Impulsform-Analyse möglich sind.

Literaturverzeichnis

- [1] Bart Bruyneel und Benedikt Birkenbach. ADL3 - Manual. Users Manual, 2011.
- [2] Benedikt Birkenbach. Raumladungsverteilungen in segmentierten hochreinen germanium-detektoren. Diplomarbeit, November 2009.
- [3] Bart Bruyneel. Characterization of Segmented Large Volume, High Purity Germanium Detectors. Dissertation, Juni 2006.
- [4] CERN. ROOT - Data Analysis Framework. Homepage: <http://root.cern.ch/>, 2012.
- [5] F.C.L. Crespi, V. Vandone, S. Brambilla, F. Camera, B. Million, S. Riboldi, and O. Wieland. HPGe detectors timing using pulse shape analysis techniques. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2-3):299–304, 2010.
- [6] J. Eberth and J. Simpson. From ge(li) detectors to gamma-ray tracking arrays - 50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(2):283–337, 2008.
- [7] W. Korten u.a. Edited by J. Gerl. Technical Proposal for an Advanced Gamma Tracking Array for the European Gamma Spectroscopy Community, September 2011.
- [8] A. Fallu-Labruyere, H. Tan, W. Hennig, and W.K. Warburton. Time resolution studies using digital constant fraction discrimination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors*

and Associated Equipment, 579(1):247–251, 2007.

- [9] Roberto Abbiati Giancarlo Ripamonti, Paolo Pulici. Segmented quasi-coaxial hp-ge detectors optimized for spatial localization of the events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 568(1):440–445, 2006.
- [10] Canberra (Hrsg.). EGC 36 segment detector user’s manual. Users Manual.
- [11] Vetter Kai. Recent developments in the fabrication and operation of germanium detectors. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:363–404, 2007.
- [12] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, 2010.
- [13] A.J. Boston L. Nelson, M.R. Dimmock. Characterisation of an agata symmetric prototype detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 57(1-2):153–156, 2007.
- [14] Lars Lewandowski. Koinzidenzmessungen und Ortsbestimmung mit einer Compton-Kamera. Bachelorarbeit, April 2012.
- [15] Scientific Instrument Services, Inc. (SIS). The SIMION SL Toolkit. Homepage: <http://simion.com/sl/>, 2012.
- [16] Tim Steinbach. Aufbau einer Compton-Kamera basierend auf einem hochsegmentierten HPGe-Detektor und digitaler Spektroskopieelektronik. Bachelorarbeit, September 2011.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Dominierende Wechselwirkungsarten für elektromagnetische Strahlung in Abhängigkeit von der Energie $h\nu$ für Absorptionsmedien mit unterschiedlichen Ordnungszahlen Z . Die eingezeichneten Linien zeigen die Werte von Z und $h\nu$, für die die benachbarten Effekte mit gleicher Häufigkeit auftreten.	4
2.2	Verteilung der Streuwinkel bei Compton-Streuung für unterschiedliche γ -Energien. Für kleine Energien ist die Rück- und Vorwärtsstreuung nahezu gleich wahrscheinlich. Mit steigenden Energien wird die Vorwärtsstreuung immer wahrscheinlicher [12].	6
2.3	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von γ -Strahlung in Germanium in Abhängigkeit von der Energie [6]	7
2.4	Skizze des 36-fach segmentierten HPGe-Detektor EGC-36 der Firma Canberra. Eingezeichnet sind die Segmente sowie deren Bezeichnung [10].	15
2.5	Skizze einer Compton-Streuung am Ort \vec{x}_1 mit anschließender Absorption durch den photoelektrischen Effekt am Ort \vec{x}_2 . Durch die bei \vec{x}_1 an das Elektron (roter Kreis) abgegebene Energie E_1 ist der Streuwinkel θ nach Gleichung 2.4 gegeben. Ohne Kenntnis des Streuwinkels des Elektrons bei \vec{x}_1 kann die Herkunftsrichtung des Photons mit der Energie E_γ nur auf einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ beschränkt werden, dessen Symmetrieachse durch $\vec{x}_2 - \vec{x}_1$ gegeben ist [16].	17

Abbildungsverzeichnis

- 2.6 Eine Auswahl von 4 Traces einer mit Cs137 durchgeführten Messung mit dem EGC-36 Detektor. Zu sehen ist eine Wechselwirkung in der Mitte des Segmentes C3, das dazugehörige Signal des Core-Kontakts sowie die in den Segmenten ober- (*C4*) und unterhalb (*C2*) des getroffenen Segmentes induzierten transienten Signale. 20
- 3.1 Der auf dem Messtisch angebrachte, für die Cs137 Messungen verwendete Kollimator (rot) in einer Messposition. Oberhalb des Kollimators ist die Endkappe des EGC-36-Detektors mit den eingezeichneten Segmentgrenzen zu erkennen. 24
- 3.2 Die Abbildung zeigt eine für ein getroffenes Segment (in diesem Fall Segment 15) typische Trace einer Messung mit Cs137. Aufgetragen ist die Impulshöhe ADC (analog-to-digital-converter)-Einheiten in Abhängigkeit von der Zeit t in Ticks (1Tick = 10 ns). Die Baseline ist um einen Offset von 0 verschieden, um das Verlassen des Messbereiches zu verhindern. 26
- 3.3 Die Abbildung ist die in Abb. 3.2 gezeigte Trace eines getroffenen Segmentes bei einer Cs137 Messung nach Baselineabzug und t_0 -Korrektur (Verschieben der Trace, sodass $t_0 = 800$ ns). Die Länge der x-Achse umfasst zur besseren Vergleichbarkeit, wie in Abb. 3.2, ebenfalls 2000 ns. Der plötzliche Abfall der Trace nach ca. 1930 ns wird durch fehlende Messdaten nach der t_0 -Korrektur verursacht 27
- 3.4 Die für die Simulation verwendete Geometrie des EGC36-Detektors. Zur Unterscheidung der Elektroden ist an jeder ein Potential angelegt, welches der jeweiligen Kanalnummer entspricht. (core = 0, A1 = 1, ..., F6 = 36). Eine Längeneinheit entspricht in dieser Darstellung 0,5 mm. Der in der y-z Ebenen Darstellung sichtbare Bereich mit Potential 0 entspricht nicht der Bohrung des Cores, sondern wird in der gewählten Darstellungsform durch einen Schnitt der Sichtebene mit dem Detektor verursacht [1]. 32
- 3.5 Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 1.0 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns] 35

3.6	Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 1.5 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]	36
3.7	Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 2.0 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]	37
3.8	Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 2.5 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]	38
3.9	Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 3.0 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]	39
3.10	Vergleich von gemessenen (rot) und simulierten Traces (blau) bei einem Radius von 3.5 cm in der Mitte von Segment C3. Einheit der y-Achse [keV], Einheit der x-Achse [10 ns]	40

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich meine Bachelorarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Köln, den 9. Oktober 2012