

Institut für Kernphysik

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Universität zu Köln

Analyse von kosmischer Höhenstrahlung mit Hilfe eines segmentierten HPGe-Detektors



Bachelorarbeit
7. Oktober 2011

David Schneiders

Betreuer: Prof. Dr. P. Reiter

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Kosmische Höhenstrahlung	6
2.1	Entstehung und Zusammensetzung	6
2.2	Wechselwirkung von Höhenstrahlung mit der Erdoberfläche	9
2.2.1	Myonische Komponente	9
2.2.2	Hadronische Komponente	10
2.2.3	Elektromagnetische Komponente	11
3	Messaufbau	12
3.1	HPGe-Detektor A008	12
3.2	Dual-Gain-Vorverstärker und ToT-Methode	12
3.3	Messung 1: Digital-Oszilloskop	16
3.4	Messung 2: XIA-DGF	17
4	Analyse	19
4.1	Energieeichung	19
4.1.1	Energiespektren	19
4.1.2	Zeitspektren	20
4.1.3	Energieeichung mit Hilfe eines Pulsers	26
4.1.4	Vergleich der Energieeichungen	26
4.2	Eichung des Oszilloskopspektrums und Vergleich	28
4.3	Vergleich des Spektrums mit Computer-Simulationen	29
5	Zusammenfassung und Ausblick	33
	Danksagung	35
	Literaturverzeichnis	36
	Abbildungsverzeichnis	37

1 Motivation

Tagtäglich und ohne Unterlass ist die Erdatmosphäre einem Bombardement kosmischer Teilchen, ausgeworfen von Sternen, ausgesetzt. Die Reaktions- und Sekundärprodukte der Hochenergiekollisionen werden umfassend unter dem Begriff 'Kosmische Höhenstrahlung' zusammengefasst. Höhenstrahlung ist für jedes Lebewesen auf der Erdoberfläche in Form von natürlicher Radioaktivität Bestandteil des täglichen Lebens. Über die Eigenschaften der einzelnen Teilchen der Höhenstrahlung ist in den meisten Fällen sehr viel bekannt, über ihre Wirkung als Teil der Höhenstrahlung lässt sich bisher jedoch nur anhand von aufwändigen Computersimulationen eine Aussage treffen.

Mit segmentierten HPGe-Detektoren der AGATA-Gruppe [2] ist es seit Kurzem dank neuester Verstärkerelektronik möglich, die Energiedeposition von Strahlung im Bereich bis 200 MeV im Detektor direkt zu messen.

In der vorliegenden Arbeit werden erste Schritte in der Analyse der Leistungsfähigkeit des Messsystems und auch der Messdaten unternommen. Hierfür werden nach einer generellen Eichung der Vorverstärker mit einer bekannten radioaktiven Quelle die Energieeigenschaften der Zentralelektrode des Detektors getestet. Zu diesem Zweck kommt die zusammen mit der neuen Verstärkerelektronik entwickelte Time-over-Threshold-Methode (ToT-Methode) zum Einsatz, die es möglich macht, jenseits der Sättigung der Vorverstärker differenziert Messdaten auszuwerten. Im Anschluss wird die Messmethode mit einer bei der Entwicklung der Elektronik durchgeführten Pulsereichung verglichen. Im letzten Schritt werden die direkt gemessenen Spektren der Höhenstrahlung mit der ToT-Methode kalibriert. Die Spektren können dann mit in der Vergangenheit bereits durchgeführten Simulationen [3, 8] verglichen werden.

2 Kosmische Höhenstrahlung

2.1 Entstehung und Zusammensetzung

Höhenstrahlung teilt sich in zwei Bereiche auf: Einerseits die kosmische, primäre Höhenstrahlung und andererseits die terrestrische, sekundäre Höhenstrahlung, die weiter unten behandelt wird.

Kosmische Höhenstrahlung besteht typischerweise aus Partikeln und Kernen, die in Sternen fusioniert und durch Magnetfelder oder Novae eben dieser Sterne beschleunigt werden. Hierzu zählen also Elektronen, Protonen, Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff und schwerere Kerne bis hin zu Eisen. Betrachtet man den relativen Anteil dieser Teilchen, besteht die primäre Höhenstrahlung zum Großteil aus Protonen (bis 90%), Alphateilchen (9%), Elektronen (knapp 1%) und wenigen schweren Kernen (bis 0,25%). Auffällig ist hierbei außerdem das Materie-Antimaterie-Verhältnis, das die Materie dominiert und damit ein Indiz für die Materie-Antimaterie-Asymmetrie des Universums ist. Man geht davon aus, dass die detektierte Antimaterie Produkt von Hochenergiepartikelreaktionen außerhalb der Atmosphäre ist [1].

Sieht man von den Teilchen ab, die durch Solarwinde unserer eigenen Sonne auf die Erdatmosphäre getragen werden, kommen die restlichen Höhenstrahlungsteilchen von außerhalb unseres Sonnensystems und sogar aus anderen Galaxien. Es werden jedoch sehr wohl alle extrasolaren Teilchen, egal welchen Ursprungs, von der Sonne und ihren Winden beeinflusst, so dass Teilchen mit niedriger Energie (im Bereich einiger GeV) meist nur in Phasen ruhiger solarer Aktivität registriert werden. Diese Teilchen sind schlichtweg nicht in der Lage, gegen die Kräfte, die von der Sonne ausgehen, anzukommen und die Erde zu erreichen. Für niedrige Energien muss zusätzlich das abweisende Erdmagnetfeld beachtet werden. Teilchen hoher Energie (nachgewiesen bis 10^{20} eV [4]) werden zwar auch von diesen Magnetfeldern beeinflusst, aufgrund ihrer Energie aber in einem viel kleineren Maße. Im Endeffekt hängt der Teilchenfluss also von der Beobachtungszeit und dem geographischen Ort

2 Kosmische Höhenstrahlung

des Beobachters ab.

In jedem Fall wechselwirken die Teilchen der primären Höhenstrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre mit den Teilchen, die sich in ihren oberen Schichten befinden und lösen damit Spallationsreaktionen aus. Die aus der Zersplitterung des schweren Kerns resultierenden Teilchen sind der Beginn einer Kaskade leichter Teilchen.

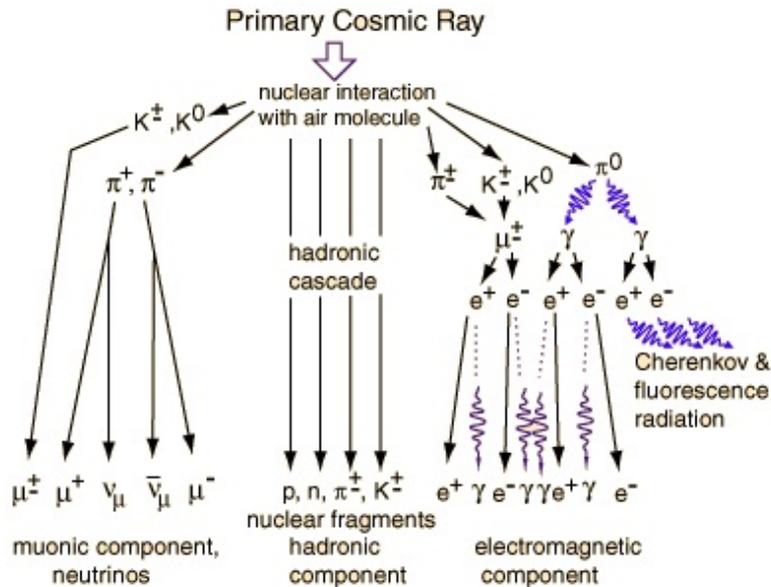
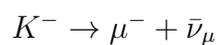
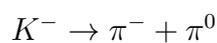
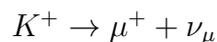
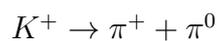
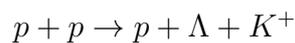


Abbildung 2.1: Primäre kosmische Strahlung erzeugt bei der Wechselwirkung mit den Teilchen der oberen Atmosphäre Kaskaden leichter myonischer, hadronischer und elektromagnetischer Teilchen. Aus Darstellungsgründen sind im rechten Teil des Bildes entstehende Neutrinos nicht abgebildet.

Quelle: [1]

Durch hochenergetische Protonenstöße entstehen Kaonen und wegen Strangeness-Erhaltung Λ -Baryonen:



2 Kosmische Höhenstrahlung

Positive und negative Kaonen haben jeweils zwei Zerfallsmoden, einmal in zwei Pionen oder in ein Myon und ein, wegen Leptonenzahlerhaltung, zugehöriges Myon-Neutrino. Neutrale, hier nicht aufgelistete, Kaonen zerfallen in eine Kombination mehrerer Pionen.

Die entstandenen Pionen zerfallen mit hoher Wahrscheinlichkeit weiter:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$$

Positive und negative Pionen zerfallen auf Grund der schwachen Wechselwirkung in ein gleichartiges Myon und ein Neutrino. Aus Sicht des Phasenraums und der Energieeffizienz wäre hingegen ein Zerfall in ein Elektron und ein Elektron-Neutrino günstiger. Dieser Zerfall ist wegen Helizitätsverletzung allerdings stark unterdrückt. Neutrale Pionen bestehen aus einem Quark und seinem Antiquark und zerfallen daher mittels der schnellen elektromagnetischen Wechselwirkung in zwei Photonen oder seltener in ein Elektron-Positron-Paar und ein Photon. Die unterschiedlichen Zerfallsarten erklären auch die sehr unterschiedlichen Lebensdauern der Pionen. Das neutrale Pion existiert ca. $10^{-17} s$, die geladenen Pionen hingegen ca. $10^{-8} s$. Die kritische Energie der Pionen liegt bei $\epsilon_\pi = 115 GeV$. Unterhalb dieser Bewegungsenergie zerfallen Pionen eher, als dass sie vorher mit anderer Materie in der Luft wechselwirken. Pionen, die also mehr Bewegungsenergie als diese kritische Energie besitzen, wechselwirken eher erneut mit Teilchen der Atmosphäre, als dass sie zerfallen, und erzeugen ihrerseits eine Kaskade sekundärer Höhenstrahlung.

Myonen können auf dem Weg zur Erdoberfläche ebenfalls zerfallen. Bei einem negativen Myon entstehen zu 100% ein Elektron, ein Antielektronneutrino und ein Myonneutrino, bei einem positiven Myon entsprechend ein Positron, ein Elektronneutrino und ein Antimyonneutrino.

Die aus diesen Zerfallsschemata entstandenen Myonen, Elektronen und Photonen sind der Hauptteil der sekundären Strahlung, die auf der Erdoberfläche registriert werden kann. Natürlich schlagen auch hochenergetische Primärteilchen, hochenergetische Sekundärteilchen und Neutrinos bis zur Oberfläche durch (mit steigender Erdoberfläche dementsprechend mehr), die hochenergetischen Teilchen bilden aber nur einen sehr kleinen Teil und die Neutrinos sind kaum nachzuweisen [5].

2.2 Wechselwirkung von Höhenstrahlung mit der Erdoberfläche

2.2.1 Myonische Komponente

Neben Neutrinos sind Myonen die einzigen Teilchen aus den Höhenstrahlungskaskaden, die signifikant tief in die Erdoberfläche eindringen. Grund hierfür ist bei Neutrinos die sehr geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie und bei Myonen ihre hohe Energie. Myonen haben auf der einen Seite eine kurze mittlere Lebensdauer von $2,2 \cdot 10^{-6}$ s, der kilometerlange Weg aus der Atmosphäre in die Oberfläche wäre also eigentlich zu lang. Andererseits verhilft ihnen ihre hohe kinetische Energie zu sehr hohen Geschwindigkeiten, wodurch relativistische Effekte wie die Zeitdilatation zum Tragen kommen. Erst dadurch, dass die Zerfallzeit von Teilchen in ihrer Eigenzeit gemessen wird, schaffen es die Myonen, bis zur festen Materie des Erdmantels vorzudringen.

Man kann die Wechselwirkung von Myonen, wie für alle schweren geladenen Teilchen, mit fester Materie durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle = a(E) + b(E)E = 2a(E)|_{E=E_{\mu c}} \quad (2.1)$$

$a(E)$ und $b(E)$ sind sich langsam ändernde und von der Energie des Myons abhängige Funktionen, wobei $a(E)$ die elektronische Abstopfung beschreibt und $b(E)$ Teil radiativer Prozesse ist. Diese radiativen Prozesse umfassen Bremsstrahlung, e^+e^- -Paarerzeugung und photonukleare Interaktionen. Über a und b lässt sich die kritische Energie der Myonen durch

$$a(E_{\mu c}) = E_{\mu c} b(E_{\mu c}) \quad (2.2)$$

bestimmen. Die kritische Energie eines geladenen Teilchens beschreibt den Punkt, an dem ionisierende und radiative Verluste gleichen Anteil am Bremsvermögen leisten.

In Abb. 2.2 ist das Bremsvermögen von positiven Myonen in Kupfer dargestellt. Die radiativen Verluste entstehen erst ab dem gut zu erkennenden, flachen Minimum bei 270 MeV. Die kritische Energie für Myonen ist ebenfalls gut abzulesen: Sie liegt an dem Punkt, an dem die Steigung der Kurve drastisch zunimmt, für Kupfer liegt diese bei $E_{\mu c} = 315$ GeV. Ab hier übernehmen radiative Verluste den Hauptteil des Bremsvermögens [6]. Kupfer hat eine niedrigere Ordnungszahl als Germanium, welches im Detektor in diesem Messaufbau verwendet wird. Das bedeutet, dass das

2 Kosmische Höhenstrahlung

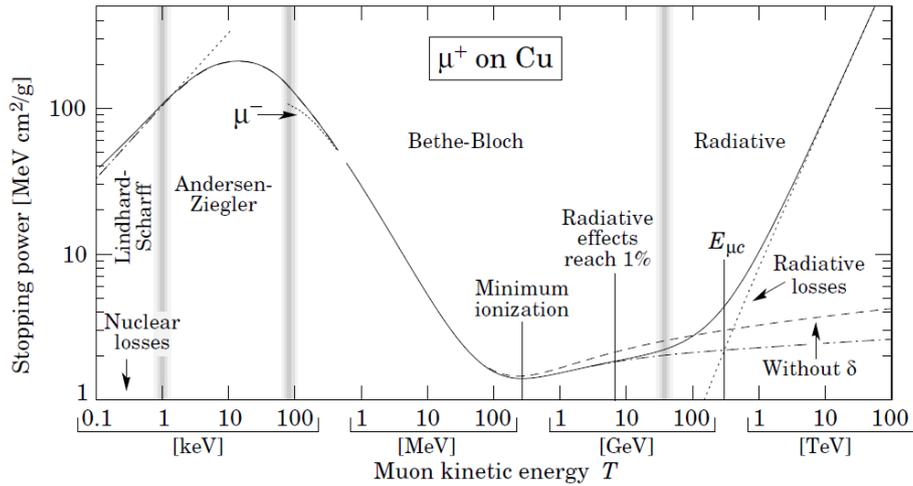


Abbildung 2.2: Das Bremsvermögen von Myonen in Materie ist stark energieabhängig, die Darstellung der Kurve setzt sich aus mehreren Theorien zusammen. Für die Höhenstrahlung interessant ist der Bereich ab ca. 10 MeV .

Quelle: [6]

Ionisierungsminimum und die kritische Energie von Germanium bei etwas niedrigeren Energien liegen, explizit bei $E_{min} = 257 \text{ MeV}$ und $E_{\mu c} = 295 \text{ GeV}$.

Nach [5] liegt die integrale Intensität vertikaler Myonen mit Energie höher $1 \text{ GeV}/c$ bei $I \approx 70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, wobei als Faustformel für Experimente $I \approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ gilt. In der Faustformel wird der Raumwinkel nicht mehr berücksichtigt, da er sich nur auf den Abstand der Messfläche über dem Erdmittelpunkt bezieht. Selbst die extremsten Messorte auf der Erdoberfläche fallen gegen den Erdradius nicht ins Gewicht und so kann der Raumwinkel als konstant betrachtet werden. Natürlich hängt hier die genaue Intensität von mehreren Faktoren ab, hauptsächlich wie o.g. vom Erdmagnetfeld und der geographischen Breite. Für kleinere geographische Breiten nimmt der Fluss der Teilchen, die eher aus Richtung der Pole kommen, ab.

2.2.2 Hadronische Komponente

Nukleonen, die auf die Erdoberfläche auftreffen, sind i.d.R. Überreste der primären kosmischen Strahlung bzw. Verursacher der sekundären Strahlung. Sie reagieren aber im Gegensatz zu Myonen und Neutrinos wesentlich schneller mit den Bestandteilen der Erdoberfläche, hauptsächlich durch Stöße. Die Intensität ist zudem wesentlich geringer und liegt bei $I \approx 0,9 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [5].

2.2.3 Elektromagnetische Komponente

Hierzu zählen die niederenergetischen Elektronen, Positronen und Photonen, die aus der Sekundärstrahlung, also beispielsweise durch Pionen- oder Myonenzerfall, entstehen. Ihre vertikale Intensität nimmt mit steigender Energie rapide ab (vgl. [5]):

$$I \approx 30 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad \text{ab } 10 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

$$I \approx 6 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad \text{ab } 100 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

$$I \approx 0,2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad \text{ab } 1000 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

3 Messaufbau

3.1 HPGe-Detektor A008

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wird ein 36-fach-segmentierter hochreiner Germaniumdetektor (kurz *HPGe-Detektor*) der AGATA-Kollaboration genutzt. Die genaue Arbeitsweise des Detektors, hier A008, ist in der Literatur ausführlich wiedergegeben (vgl. [9]).

Die Besonderheit in diesem Messaufbau liegt im neuartigen Dual-Gain-Vorverstärker der Zentralelektrode (*Core*) des Kristalls [7]. Dieser Vorverstärker und eine damit verbundene neue Messmethode, die Time-over-Threshold-Methode (kurz *ToT*) für Gammaenergien im höheren MeV-Bereich werden im Folgenden erläutert.

3.2 Dual-Gain-Vorverstärker und ToT-Methode

Der Dual-Gain-Vorverstärker wurde speziell für die in der AGATA-Kollaboration genutzten segmentierten HPGe-Detektoren entwickelt, um einen höheren Energiebereich einfallender Energie sehr genau vermessen zu können.

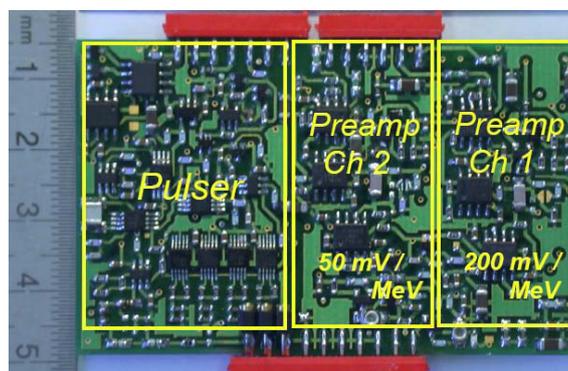


Abbildung 3.1: Aufsicht auf die Vorverstärkerplatine mit den beiden Gain-Kanälen (Preamp, rechts) und dem zur Eichung genutzten Pulser
Quelle: [7]

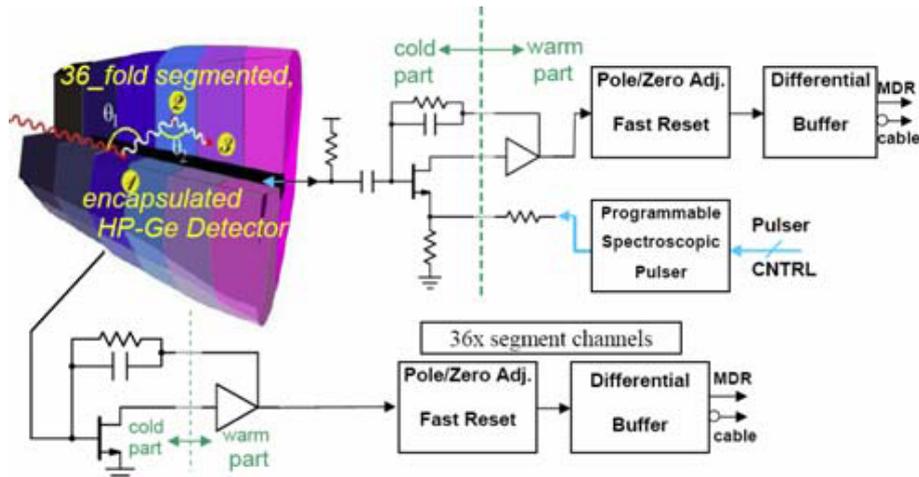


Abbildung 3.2: Schaltkreis des Cores (oben) mit Sammelstufe, Fast-Reset-Schaltkreis, zweiter Verstärkerstufe und integriertem Pulser, Schaltkreis der Segmente (unten)

Quelle: [7]

Abb. 3.1 zeigt ein Foto des Core-Vorverstärkers (*Dual-Gain-Preamplifier*) und weist auf die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren (*Gains*) der beiden Kanäle hin. Ein einfacher Core-Vorverstärker besitzt einen Verstärkungsfaktor, der nach der Originalpublikation [7] standardmäßig zwischen den beiden dargestellten, 50 mV/MeV und 200 mV/MeV , bei 100 mV/MeV liegt. Für dieses Experiment wurde der niedrige Gain allerdings ebenfalls auf 100 mV/MeV gesetzt, so dass zwischen den beiden Gains ein Faktor zwei liegt. Der entscheidende Bestandteil der Vorverstärker für die Spektroskopie mit der ToT-Methode ist der Fast-Reset-Circuit, der Teil der zweiten Verstärkerstufe ist. In Abb. 3.2 ist die unmittelbar an den Detektorkristall anschließende erste Vorverstärkerstufe, unterteilt in kalten – also im Vakuum befindlichen – und warmen Teil, zusammen mit dem Fast-Reset-Schaltkreis dargestellt. Rechts dieses Schaltkreises liegt die zweite Verstärkerstufe (*Differential Buffer*). Der obere Schaltkreis ist hierbei die Schaltung des Dual-Gain-Preamplifiers mit integriertem Pulser, der untere Schaltkreis hingegen ist einmal exemplarisch für die 36 Segmente abgebildet.

Abb. 3.3 stellt in einem Blockdiagramm die beiden Kanäle des Cores, unterteilt in die gemeinsame Sammelstufe (*Charge Sensitive Loop*), den Fast-Reset-Schaltkreis, die zweite Verstärkerstufe und den Output, dar. Der Output, dargestellt durch Doppelpfeile, beinhaltet einige Abkürzungen: hierbei steht '*C-Ch1/2*' für Core-Kanal 1/2, der das Energiesignal transportiert, und '*INH1/2*' für Inhibitsignal des Kanals 1/2, der das Blocksignal beinhaltet. '*SHDN1/2*' bezeichnet die Kontrolle über

den Fast-Reset-Schaltkreis (siehe Abb. 3.4). Das 'Pole/Zero Adjustment' der zweiten Stufe reduziert die Abfallzeit des Exponentialsignals der ersten Verstärkerstufe von $1000 \mu s$ auf $50 \mu s$. Wird im Detektor ausreichend viel Energie deponiert, geht der Schaltkreis der zweiten Stufe wegen niedrigerer Spannungsversorgung in die Sättigung. Ein Input-Vergleicher (*Fast Comparator*) erkennt diese Sättigung und aktiviert einen weiteren Schaltkreis, eine sog. Stromsenke (*current sink*), die den *Fast-Reset* bildet. Die Stromsenke besteht aus einem Schalter und einer Stromquelle, die den vorgeschalteten Sammelkondensator mit einem konstanten Strom schnell entlädt. Dadurch wird die Abfallzeit des Eingangssignals erneut stark reduziert.

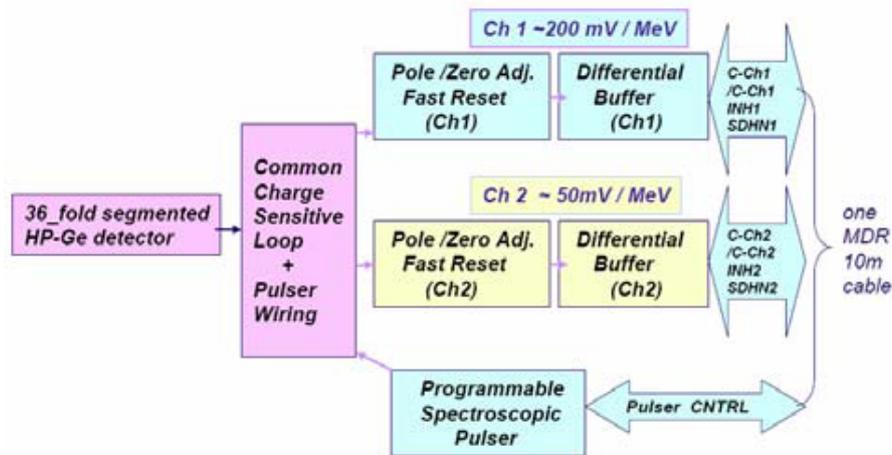


Abbildung 3.3: Blockdiagramm des Dual Cores aus Abb. 3.1 (v.l.n.r.):
 Detektor, ladungsempfindliche Sammelstufe, Fast-Reset-Schaltkreis,
 2. Verstärkerstufe mit High Gain (oben) und Low Gain (Mitte),
 Pulser (unten), Output
 Quelle: [7]

In Abb. 3.4 sind Anzeigebeispiele eines Oszilloskops zum Fast-Reset-Schaltkreis dargestellt: Links ergibt sich durch die Sättigung der zweiten Verstärkerstufe ein langes Spannungsplateau im Kanal des Cores (blau), welches danach mit der vordefinierten Abklingzeit von $50 \mu s$ exponentiell abfällt. Der Fast-Reset-Schaltkreis ist deaktiviert (*SHDN OFF*). In rot ist das Signal des Segmentes abgebildet, das die Energiedeposition verzeichnet hat. Der zweite Peak entsteht durch einen weiteren Treffer des Segments, bevor die Baseline wiederhergestellt ist. Dieser zweite Treffer geht im Core-Signal im Spannungsplateau unter. Rechts hingegen ist der Fast-Reset-Kreis integriert (*SHDN ON*). Das Eingangssignal ist dasselbe wie links (rot), allerdings erkennt man nun das schnelle lineare Abklingen des Core-Signals. Man sieht zusätzlich, dass der zweite Segmenttreffer durch die schnelle Wiederherstellung der Baseline sichtbar gemacht wird. Die deponierte Energie reicht nicht aus,

um den Core ein weiteres Mal zu sättigen. Daher behält das Energiesignal im Core seine exponentiell abfallende Form.

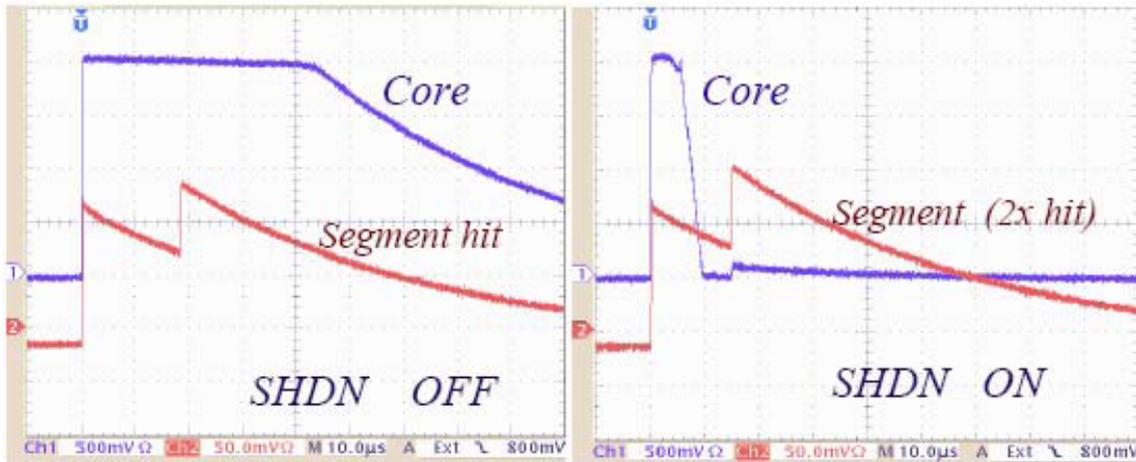


Abbildung 3.4: Zeitdiagramme der Fast-Reset-Schaltung: Links ist der Fast-Reset-Schaltkreis deaktiviert, das Signal des Cores (blau) ist also erst plateauförmig und fällt dann exponentiell ab. Rechts ist der Fast-Reset-Schaltkreis aktiviert, das Core-Signal wird stark linear abgeschwächt. Der zweite Segmenttreffer, der links im Plateau verschwindet, wird damit sichtbar gemacht.

Mit diesem schnell abfallenden Spannungssignal ist es nun möglich die sog. ToT-Methode zu verwenden. Abb. 3.5 zeigt oben das Signal des gesättigten Vorverstärkers und unten das vom Input-Vergleicher ausgegebene logische Inhibit-Signal. Die Länge dieses Inhibit-Signals ist nach [10] eng mit dem Amplitudensignal verbunden:

$$E_w = b_1 T + b_2 T^2 - \frac{(V_1 - V_2)}{G} + E_0 \quad (3.1)$$

b_1 und b_2 sind zeit-unabhängige Parameter, V_1 und V_2 die Baseline vor und nach dem Puls, E_0 ein Offsetterm und G der Gain des Vorverstärkers.

Durch seine hohe Verstärkung kann der High Gain Core das niedrige Ende des Energiespektrums, in welchem in normalen Anwendungen die größte Ereignisrate auftritt, sehr genau vermessen und wechselt bei 10 MeV über zur ToT-Methode. Der zweite Kanal hingegen, wegen des geringeren Gains, wechselt erst ab 20 MeV zur ToT-Methode. Dadurch ist der zweite Kanal im niedrigen ToT-Bereich des ersten Kanals in seinem linearen Arbeitsbereich und kann zur Kalibrierung des High Gain Cores benutzt werden.

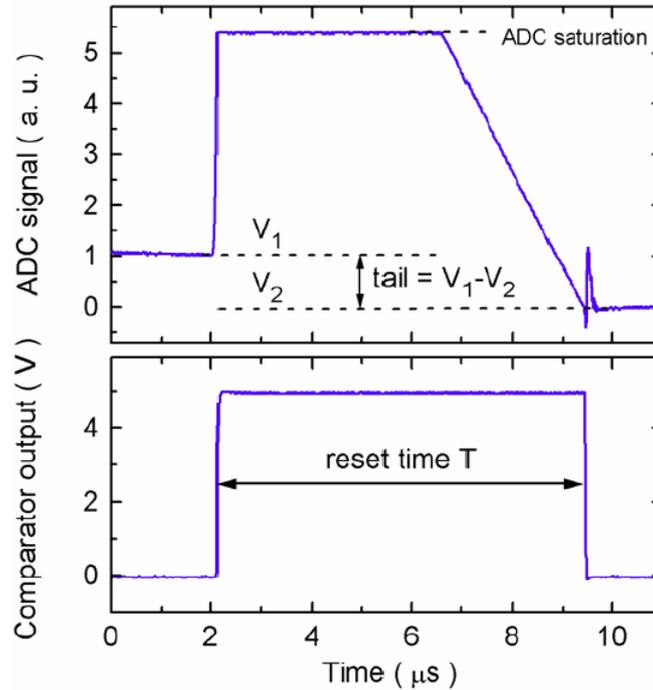


Abbildung 3.5: Ein gesättigtes Vorverstärkersignal erzeugt durch einen Vergleich ein logisches Blocksignal der Länge T , der ToT-Zeit. Die Länge des Blocksignals ist direkt energieabhängig nach Gleichung 3.1

3.3 Messung 1: Digital-Oszilloskop

Der erste Messaufbau umfasst den unter Hochspannung betriebenen HPGe-Detektor zur Aufnahme der Signale, einen Umwandler (*Converter Box*) und ein 4-Kanal-Digital-Oszilloskop (*LeCroy Wavesurfer 44Xs*). Der Dual-Gain des Detektors ist über ein MDR-Kabel mit dem Converter verbunden, der die eingehenden Signale in vier Einzelsignale aufteilt: für jeden Core je ein Energie- und Inhibitsignal. Diesen vier Signalen wird nun am Oszilloskop per BNC-Anschluss je ein Kanal der Anzeige zugewiesen. Zusätzlich wandelt der Converter die Übertragungsform der eingehenden Signale um: aus einem symmetrischen (*differential*) Signal wird ein asymmetrisches (*single-ended*), welches zwar stör anfälliger aber auch einfacher weiterzuverarbeiten ist. Zuletzt muss man dem Messsystem noch den Messauslöser (*Trigger*) zuweisen, also die Bedingung, wann die Elektronik einen Messwert als Messwert anerkennt und aufzeichnet. In beiden Aufbauten wird hierfür die Sättigung des High Gain Cores genutzt, da in diesem Fall das logische Blocksignal des Inhibits ausgegeben wird. Ein solches Blocksignal ist von der Elektronik sehr einfach als Trigger zu erkennen. Das Digital-Oszilloskop ist in der Lage, die Länge der logischen Inhibit-Signale zu bestimmen. Ein eigens hierfür programmiertes LabView-Programm zeichnet in einer Datei die beiden Inhibit-Längen auf. Im niedrigen Ener-

giebereich befindet sich der Low Gain Core hingegen nicht in der Sättigung und es wird kein Blocksignal ausgegeben. In diesem Fall wird für den Low Gain Core als Länge der Wert $-1 \mu s$ in die Datei eingetragen. Mit diesen Daten ist es sofort möglich ein Spektrum direkt in LabView zu erstellen, welches in Abschnitt 4.2 analysiert und diskutiert wird.

3.4 Messung 2: XIA-DGF

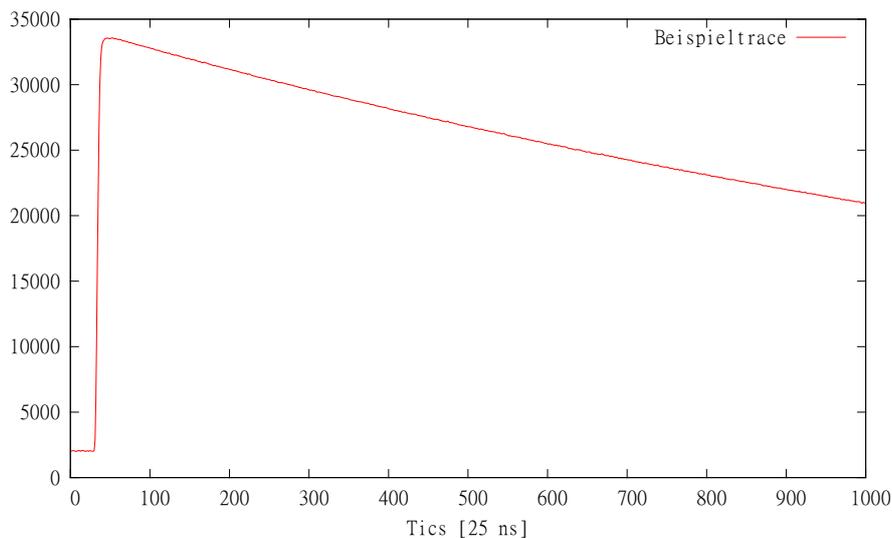


Abbildung 3.6: Beispieltrace eines Segments, wie sie von der DGF-Elektronik aus den Signalen eines Vorverstärkers erzeugt wird

Der zweite Messaufbau umfasst ebenfalls den Detektor des ersten Aufbaus, sieben Converter, zehn 'DGF Pixie-4'-Module der Firma XIA LLC und einen Messrechner. In diesem Aufbau sind nun jeweils der Dual-Gain und die sechs Segmentgruppen (A bis F in der AGATA-Notation [9]) mit einem MDR-Kabel an einen Converter angeschlossen. Die Converter der Segmentgruppen teilen das eingehende Signal nicht wie der Core-Converter in 2×2 Signale, sondern in sechs einzelne Signale, für jedes Segment also nur ein Energiesignal. Die Segmentvorverstärker sind nicht in der Lage, ein Inhibit-Signal zu produzieren. Die nunmehr 40 einzelnen Signale werden per BNC-Anschluss der DGF-Elektronik (*Digital Gamma Finder*) übergeben. Dabei teilen sich die 36 Segmente auf neun Module mit jeweils vier Anschlüssen auf. Die vier Kanäle des zehnten Moduls werden komplett von den Signalen des Dual-Gains besetzt. Der Trigger liegt, wie oben bereits erwähnt, auf der Sättigung des High Gain Cores. Bei dieser Messung werden allerdings nicht die Inhibitbreiten der Cores als Datei abgespeichert. Die DGF-Elektronik zeichnet nach der Auslösebedingung

3 Messaufbau

die sog. Spuren (*Traces*) jedes Segments und der vier Core-Kanäle auf und gibt sie in digitaler Form an den Messrechner weiter. Abb. 3.6 zeigt ein Beispiel für eine solche Spur. In diesem Fall wurde direkt im Segment Energie deponiert. Man erkennt den exponentiellen Abfall, wie weiter oben zu Abb. 3.4 bereits beschrieben. Die Energiespuren bilden die Grundlage für die im Folgenden ausgeführte Analyse.

4 Analyse

4.1 Energieeichung

Eichungen sind für jede Datenanalyse von γ -Spektroskopieexperimenten unerlässlich. Die Besonderheit im verwendeten Aufbau liegt in der Verwendung zweier unabhängiger Energiemessmethoden. In beiden Verfahren müssen konsistente Ergebnisse erzielt werden. In diesem Abschnitt werden verschiedene Eichungen durchgeführt: zuerst werden alle Vorverstärkersignale mit einer radioaktiven Quelle geeicht. Dann werden die aufgenommenen Daten der DGF-Messung mit der ersten Eichung kalibriert. Zuletzt wird eine schon durchgeführte Pulsermessung zum Vergleich der ersten Methode herangezogen.

4.1.1 Energiespektren

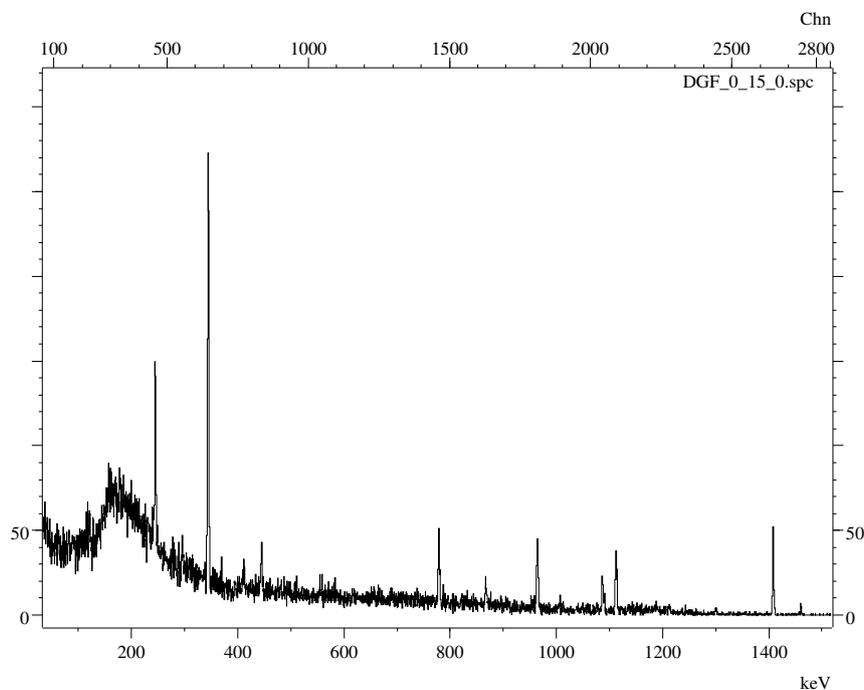


Abbildung 4.1: Gammaspektrum einer ^{152}Eu -Quelle, das zur weiteren Eichung genutzt wird.

4 Analyse

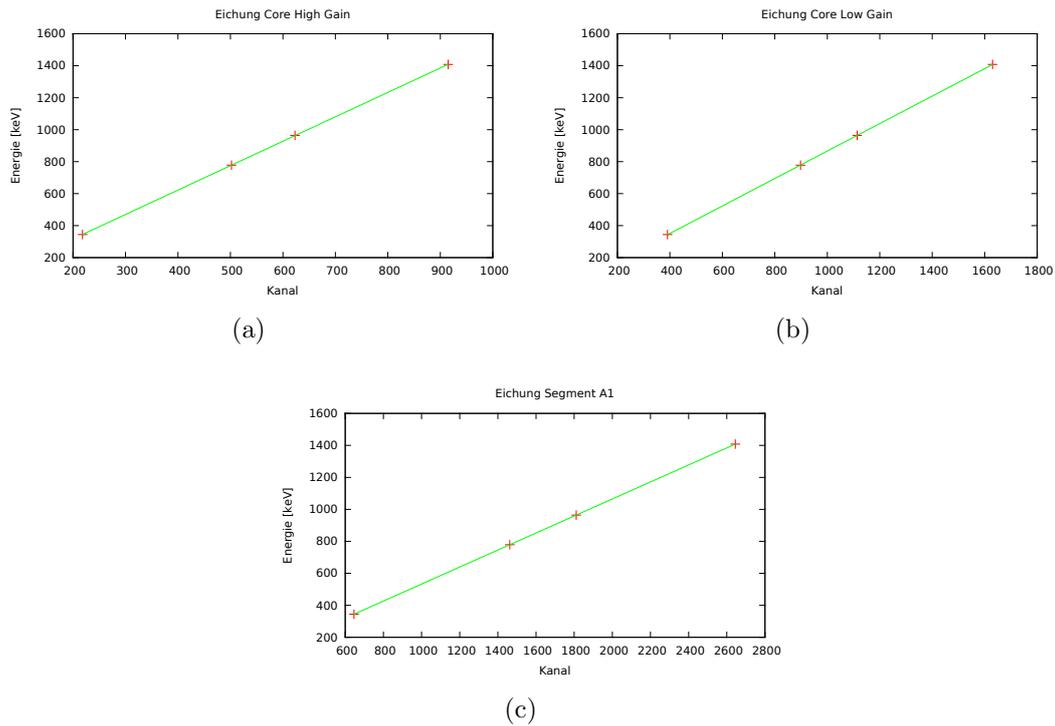


Abbildung 4.2: Lineare Energieeichung der beiden Cores und des Segments A1 anhand der vier stärksten Photopeaks einer ^{152}Eu -Quelle. (a) High Gain Core, (b) Low Gain Core, (c) Segment A1

Die hier verwendete DGF-Elektronik ist in der Lage, Energiespektren im Modus eines Vielkanalanalysators (*Multi Channel Analyser*, MCA) aufzunehmen. Daher ist es möglich, die Vorverstärker mit Hilfe einer radioaktiven Quelle mit genau bekannten Photopeaks zu kalibrieren. Zu diesem Zweck wurde eine ^{152}Eu -Quelle mit den deutlich sichtbaren Photopeaks bei 334, 778, 964 und 1408 keV (Abb. 4.1) genutzt. Abb. 4.2 zeigt die Eichgeraden der beiden Cores-Signale und des Segments A1, welches hier exemplarisch für die anderen Segmente dargestellt wird.

4.1.2 Zeitspektren

Mit Hilfe der Eichgeraden ist es nun möglich, die von der Elektronik in Form von Kanalzahlen aufgezeichneten Messdaten in Energien umzurechnen. Die rohen Messdaten werden durch ein bestehendes C-Programm in das elm-Format (*easy list mode*) übertragen. Dieses elm-Format listet die einzelnen vom Detektor registrierten Ereignisse in Wortschreibweise und als Kanalzahlen auf. Für jedes Ereignis existieren die 40 Zeilen der Segmente und Cores. Jede Zeile umfasst ein Wort, in dem der Energieübertrag auf das Segment steht, ein Wort, in dem die Tracelänge aufgelistet ist (i.d.R. 1000, voreingestellt) und dann eine Anzahl von Worten, die die Tracelänge

4 Analyse

vorgibt. In diesen letzten Worten stehen die Traceinhalte, so dass sich in der Darstellung ein Bild wie Abb. 3.6 ergibt. Der Energieübertrag des ersten Wortes ist ein verarbeiteter Übertrag der Vorverstärkerinformation und muss mit den bereits vorhandenen Eichparametern kalibriert werden.

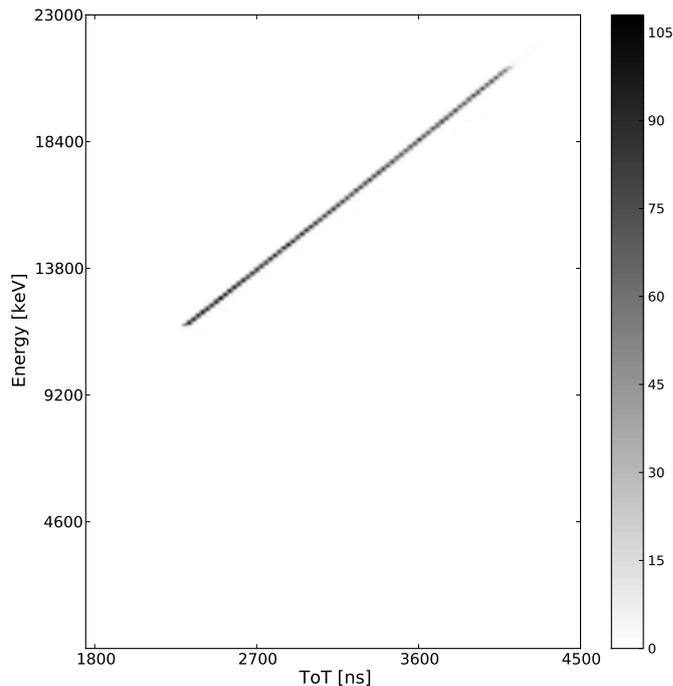


Abbildung 4.3: In Matrixdarstellung ist das geeichte Energiesignal des ungesättigten Low Gain Cores gegen die jeweils im selben Ereignis aufgenommene ToT-Zeit des High Gain Cores aufgetragen. Der Plot zeigt, dass der Low Gain Core im niedrigen ToT-Bereich des High Gain Cores linear arbeitet.

Mit den geeichten Daten wird überprüft, ob die Grundannahme einer ToT-Messung aus Abschnitt 3.2 stimmt. Die Annahme besagt, dass sich der Low Gain Core im niedrigen ToT-Bereich des High Gain Cores zwischen 10 und 20 MeV im linearen Arbeitsbereich befindet. Der Low Gain Core ist hierbei nach Definition des Bereiches in der ganzen Reichweite ungesättigt. Neben der geeichten Energie des Low Gain Cores benötigt man für die Überprüfung die Breite des Inhibitsignals des High Gain Cores. Ein Pythonprogramm sucht sich aus der Trace des Inhibit eine Baseline links und rechts des Blocksignals heraus und mittelt sie. Die Baseline wird vom Maximum der Trace, welches die Oberkante des Blocksignals ist, abgezogen und der resultierende Wert wird durch zwei geteilt, um die Seitenmitten der beiden Flan-

4 Analyse

ken zu erhalten. Durch Differenzbildung der Zeitpunkte, zu denen die Seitenmitten erreicht sind, erhält man die ganzzahlige Länge des Inhibitsignals in Einheiten von 25 ns -Ticks. In Abb. 4.3 ist die geeichte Energie des Low Gain Cores gegen die Inhibitlänge des High Gain Cores aufgetragen. Die Wahl des Matrixplots trägt der Ereignisdichte Rechnung. Wie erwartet zeigt die Grafik einen linearen Verlauf, die Grundannahme ist also richtig. Die Abweichung von der Linearität beträgt hier weniger als $0,5\%$. Der Messbereich erstreckt sich von $11,6 - 21,8\text{ MeV}$.

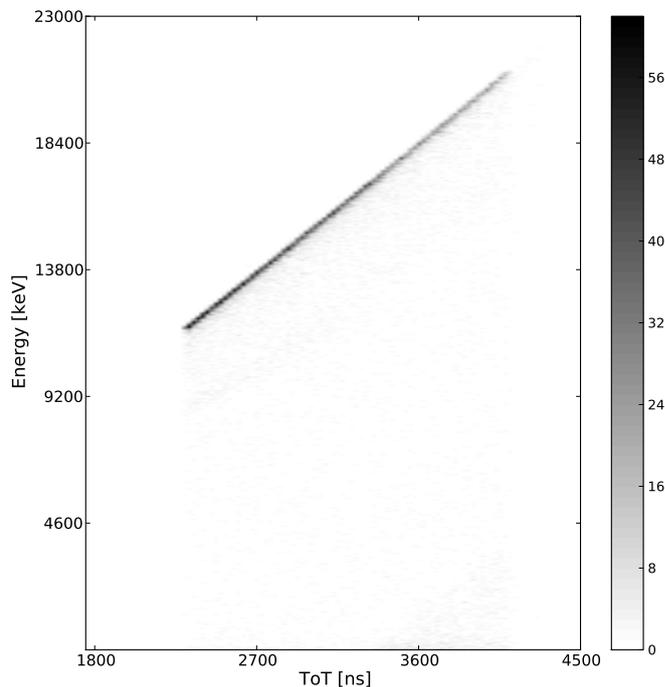


Abbildung 4.4: Die geeichte Energiesumme der Segmente ist gegen die im selben Ereignis aufgenommene ToT-Zeit des High Gain Cores aufgetragen. Die Energiesumme sollte so groß sein wie die Energie des Low Gain Cores und somit einen identischen Plot wie 4.3 erzeugen. Aufgrund von Löchertrapping und gesättigter Einzelsegmente ergeben sich aber mitunter unvollständige Energiedepositionen und es entstehen Ereignisse unterhalb der erwarteten Geraden.

Bildet man die Summe aus den Energieinformationen aller 36 Segmente, sollte sie idealerweise genauso groß wie das Energiesignal des Cores sein. Daher sollte eine Abbildung, die sich über denselben Energiebereich wie Abb. 4.3 erstreckt, auch eine ebensolche Gerade ergeben. Abb. 4.4 zeigt dazu einen Matrixplot, in dem die geeichte Energiesumme aller 36 Segmente gegen die ToT-Länge des High Gain Co-

4 Analyse

res aufgetragen ist. Der Bereich entspricht hier genau dem aus Abb. 4.3, also dem Zeitintervall, in dem der Low Gain Core ungesättigt ist. Auch hier ist ein linearer Verlauf zu erkennen, der im Vergleich mit Abb. 4.3 identisch ist. Jetzt bewährt sich der Matrixplot in Hinsicht auf die Ereignisdichte. Unter der Geraden sind einige wenige Ereignisse zu erkennen, die in der kompletten Fläche unterhalb der Geraden verteilt liegen. Ein möglicher Grund für die unvollständige Energiesumme ist das sog. Löchertrapping. Hierbei erreichen die im Detektorkristall von der Energiedeposition erzeugten Löcher (positive Nettoladungen) nicht alle die Außenelektrode, sondern rekombinieren auf dem Weg dorthin wieder mit dem Kristall. Damit verschwindet ein Teil der Energieinformation eines Signals. Eine weitere Möglichkeit,

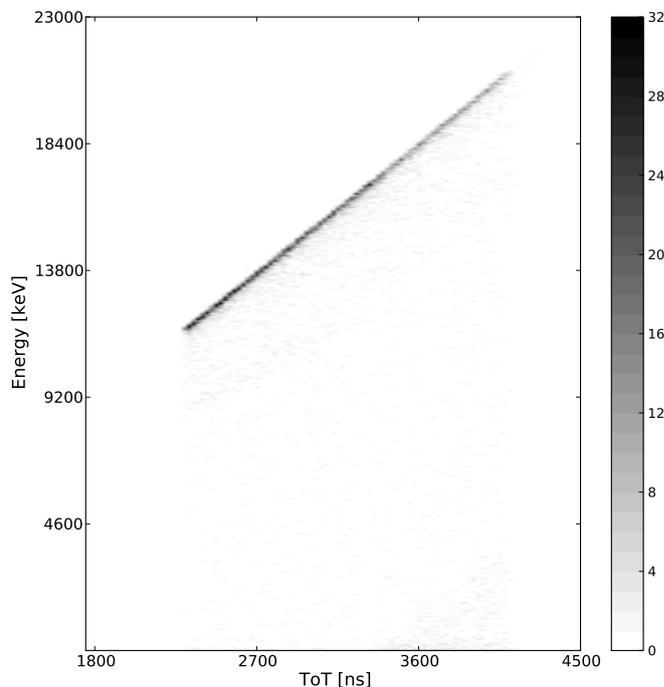


Abbildung 4.5: Korrigierte Matrixdarstellung von 4.4. Ereignisse, in denen mind. ein gesättigtes Segment auftaucht, sind nicht mehr berücksichtigt. Da die Auswahlbedingung des Sortierprogramms aber nicht strikt genug ist, verbleiben einige Ereignisse unter der Geraden.

dass Energieinformation verloren geht, ist die Weitergabe der Energieinformation durch die DGFs. Ein hochenergetisches Teilchen aus der Höhenstrahlung ist in der Lage, einen einzelnen Segmentvorverstärker zu sättigen. Daraus ergibt sich für die Trace des Segments ein Plateau wie in Abb. 3.4. Die Digitalelektronik gibt aufgrund des Plateaus für dieses Segment ein Energiesignal aus, das kleiner ist als die tatsächlich im Segment deponierte Energie. Entsprechend wird die Energiesumme

4 Analyse

aller Segmente immer niedriger, je mehr Segmente gesättigt sind. Die von der Geraden abweichenden Punkte für das Löchertrapping sind näher an der idealen Gerade als Verschmierung zu erkennen. Die Fehlerpunkte der Segmentsättigung bilden den unteren Teil nahe der Rechtsachse.

Ein Weg, die fehlerhaften Signale aus der Abbildung zu entfernen, ist die Nichtberücksichtigung von Ereignissen, in denen ein oder mehr Segmente gesättigt sind. Ein C-Programm läuft die Segmenttraces aller Ereignisse durch und verwirft ein Ereignis, sobald eines der Segmente gesättigt ist. Der korrigierte Matrixplot ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Ereignisdichte abseits der dunkel dargestellten Gerade ist geringer geworden, jedoch nicht verschwunden. Eine härtere Auswahlregel für darzustellende Ereignisse ist hier von Nöten.

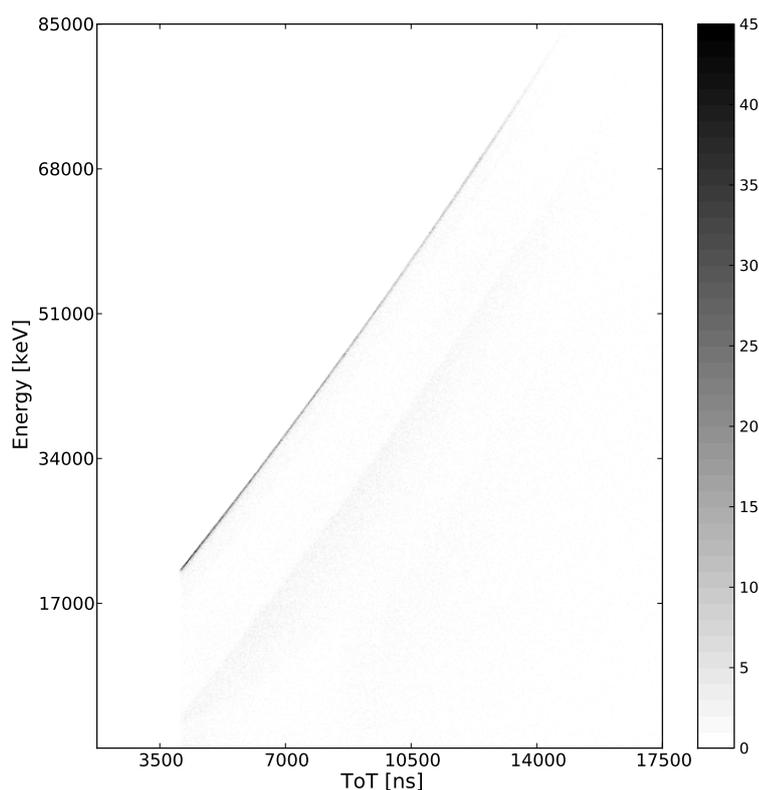


Abbildung 4.6: In dieser Matrixdarstellung ist die geeichte Energiesumme über die gesamte relevante ToT-Breite des High Gain Cores aufgetragen. Eine Abweichung von der vorherigen Linearität ist gut erkennbar. Jenseits der 80 MeV ist die Elektronik außerhalb ihres zuverlässigen Arbeitsbereiches und die Ereignisse haben keine signifikante Aussage mehr.

4 Analyse

Nächster Schritt der Analyse der Daten ist die Darstellung der Energiesignale über den niedrigen ToT-Bereich hinaus. Die Darstellung des Low Gain Cores macht hierbei keinen Sinn, da er sich nach der Definition ab diesem Punkt in der Sättigung befindet. Das Signal der DGFs wird also ebenso verzerrt, wie das einzelner gesättigter Segmente. Daher findet hier eine Beschränkung auf die Segmentsummen statt. Das Verfahren und die Eichung sind dieselben wie oben bereits beschrieben. Daraus ergibt sich der Matrixplot in Abb. 4.6. In diesem Plot ist abermals die geeichte Segmentsumme gegen die ToT-Zeit des High Gain Cores aufgetragen. Auffällig ist hier die Abweichung von der linearen Form im höheren Energiebereich, die aber von der Theorie der Energieabhängigkeit vorausgesagt wird (s. Gleichung 3.1). Ab einer Energiedeposition von ca. 80 MeV verlässt die Elektronik ihren Arbeitsbereich, worauf in Abschnitt 4.1.4 weiter eingegangen wird. Im Matrixplot in Abb. 4.6 verbliebe über diese Grenze nur eine schwache Ereignisdichte unterhalb der extrapolierten Parabel (s. Abb. 4.8). Sie kann nicht sinnvoll dargestellt werden und bleibt daher vorerst außerhalb der Betrachtung.

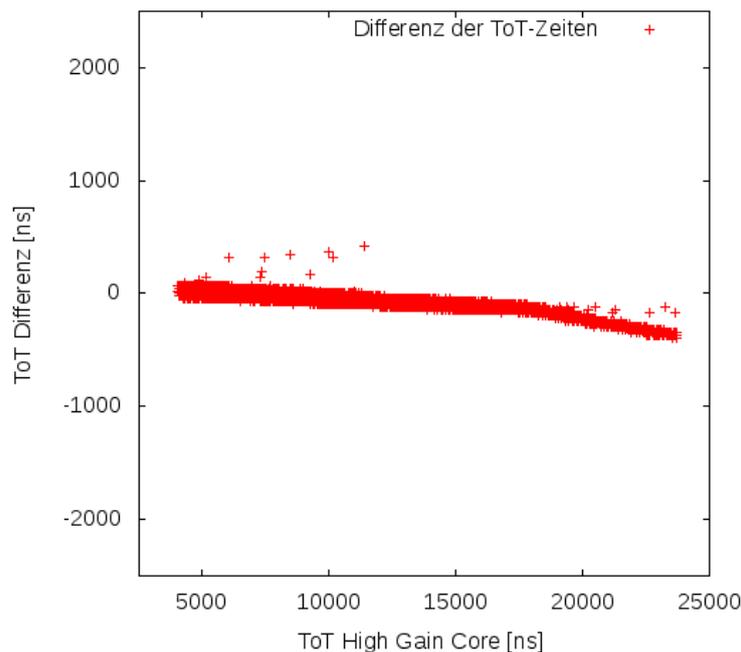


Abbildung 4.7: Auftragung der Differenz der beiden ToT-Längen gegen die ToT-Länge des High Gain Cores

Die beiden ToT-Kanäle des Dual-Gain-Vorverstärkers haben eine leicht verschiedene Charakteristik, die untersucht wurde. Die Abweichungen voneinander resultieren in verschiedenen Umrechnungsfaktoren der beiden Kanäle. Um die Abweichung der Kanäle untereinander zu untersuchen, ist es möglich, die Differenz der beiden

einzelnen ausgegebenen ToT-Zeiten zu berechnen. Abb. 4.7 stellt diese Differenz, aufgetragen gegen die ToT-Zeit des High Gain Cores, grafisch dar. Hätten beide Cores den gleichen Umrechnungsfaktor zwischen Zeit des Blocksignals und eingehendem Spannungspuls, wäre in der Abbildung eine Gerade auf der Nulllinie zu sehen. Die abgebildete Abweichung davon bedeutet, dass die Vorverstärker unterschiedliche Faktoren besitzen und diese bei einer Eichung des Energiespektrums berücksichtigt werden müssen. Die wenigen Punkte abseits der breiten Linie sind einzelne Übertragungsfehler im Messaufbau. Lässt man diese Punkte außer Betrachtung, beträgt die Abweichung der beiden Kanäle maximal 1,75 % bei einer ToT-Zeit von 23,6 μs .

4.1.3 Energieeichung mit Hilfe eines Pulsers

Im Vorfeld der Messungen wurde von G. Pascovici am neu entwickelten Dual-Gain-Vorverstärker eine Eichung mit Hilfe des onboard-Pulsers (Abb. 3.1 und 3.3) vorgenommen. Die Eichung allein reicht aber nicht aus, da sie relative Werte enthält. Deswegen wird zuerst eine allgemeine Fitfunktion durch die vorhandenen relativen Messwerte gelegt, die man in einem zweiten Schritt an die realen Messwerte durch Skalierung anpasst. Letztere enthalten noch Messwerte abseits der Kurve, die physikalisch erwartet wird. Um die störenden Werte nicht mit in die Skalierung einbeziehen zu müssen, werden zu jedem Wert auf der Zeitachse die obersten 10% der Werte auf der Energieachse gemittelt (s. Abb. 4.6). Dieses Verfahren deckt auf jeden Fall die breite erwartete Kurve ab und ergibt einen Satz Werte, durch den die Kurve des Pulsers gelegt werden kann. Die Pulsereichung wird hier mit dem Umrechnungsfaktor des High Gain Cores durchgeführt. Für die Kalibrierung des Energiespektrums wird für den Low Gain Core derselbe Skalierungsfaktor, aber ein anderer Umrechnungsfaktor genutzt, um der Differenz aus Abb. 4.7 Rechnung zu tragen.

4.1.4 Vergleich der Energieeichungen

In Abb. 4.8 sind die durchgeführten Eichungen in einem Plot zusammengefasst: die Überlapp-Eichung des Low Gain Cores (grün, Abb. 4.3), die gemittelten Energiesummen der Segmente (rot, Abb. 4.6) und der skalierte Fit der Pulsereichung (blau gestrichelt). Der Skalierungsfaktor der Pulsereichung ist 20,1049. Der Fit des Pulsers passt genau auf die geeichten Energiewerte, die Werte reichen aber nicht sehr weit in den nichtlinearen Teil der Kurve hinein. Bei ca. 80 MeV erreicht die Elektronik das Ende ihres Arbeitsbereiches. Es sind zu viele Segmente in der Sättigung. Eine signifikante Aussage über die Energiedeposition im Detektor kann nicht

4 Analyse

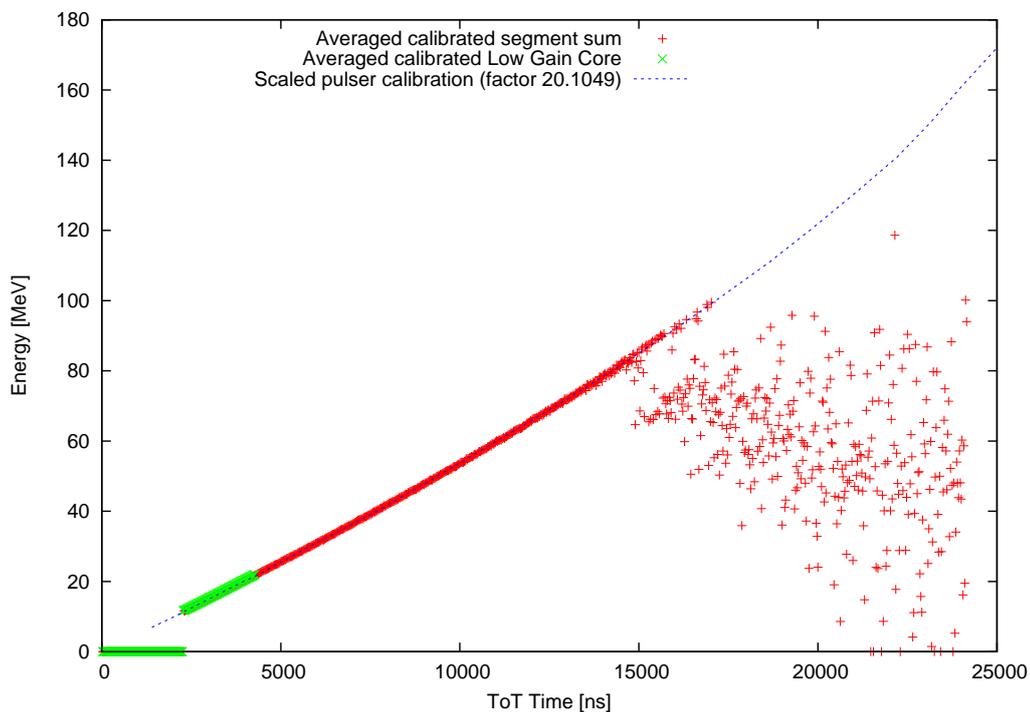


Abbildung 4.8: Vergleich der Eichung von Low Gain Core (grün), Segmentsummen (rot) und Pulser (blau gestrichelt). Die drei Eichungen bieten eine hervorragende Übereinstimmung bis 80 MeV . Bei höheren Energien versagt die Elektronik und es wird ein anderer Messaufbau nötig.

getroffen werden. Die Abklingzeit liegt selbst bei solch hohen Energiedepositionen unter $15 \mu\text{s}$, was gegenüber der exponentiellen Abfallzeitkonstanten von $50 \mu\text{s}$ immer noch gering ist. Dies ist ein entscheidender Vorteil der neuen Vorverstärker und der ToT-Methode. Der von der Linearität abweichende Teil der Kurve des Pulsers kann offensichtlich mit diesem Messaufbau und der ToT-Methode des Dual-Gain nicht experimentell bestätigt werden. Um diesen hohen Energiebereich ebenfalls vermessen zu können, ist es nötig, die Signale der Segmente zu dämpfen, damit sie nach oben eine größere Reichweite haben. Dieser Schritt verschlechtert aber gleichzeitig die Genauigkeit im niedrigen Energiebereich.

Mit dem Plot der Abb. 4.8 wird die sehr hohe Genauigkeit der ToT-Methode gezeigt. Das Signal des ungesättigten Low Gain Cores geht glatt in das Signal der geeichten Segmentsummen über.

4.2 Eichung des Oszilloskopspektrums und Vergleich

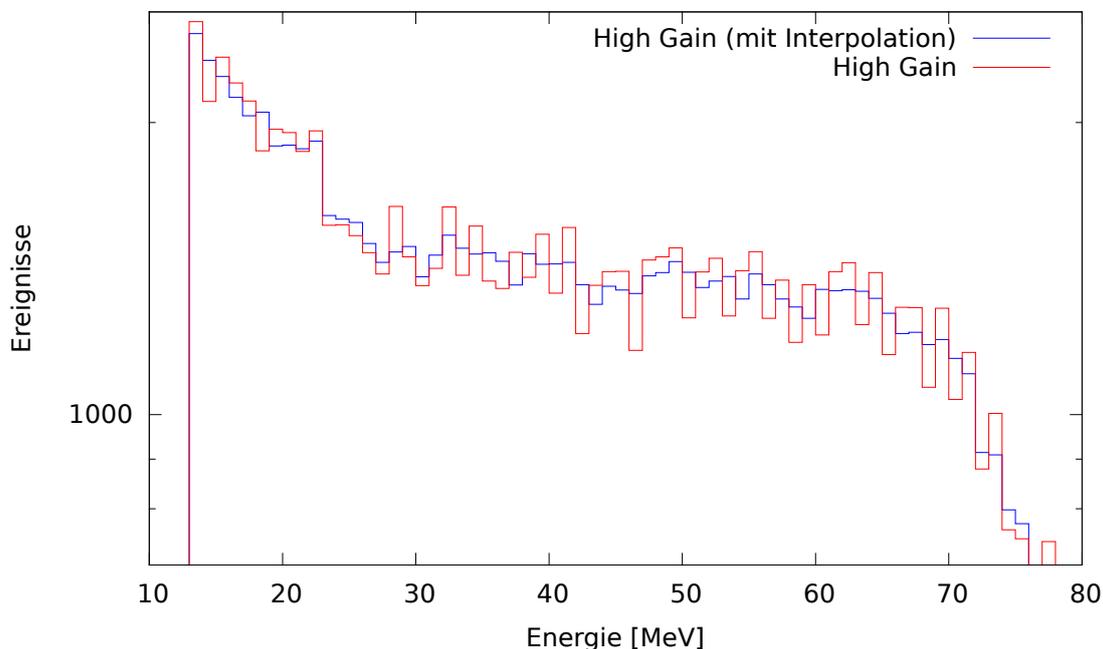


Abbildung 4.9: Zur besseren Auflösung des Spektrums wird statt der ganzzahligen Subtraktion zur Ermittlung der Breite des ToT-Signals eine Interpolation zwischen den einzelnen Messpunkten der Flanken des ToT-Signals gewählt.

Für die bisherige Energieanalyse war es ausreichend, die ToT-Länge ganzzahlig über die Subtraktion der Flankenmitten des Blocksignals zu bestimmen. Stellt man diese Längen als energieabhängiges Spektrum dar, ergibt sich die rote Linie in Abb. 4.9, die auf Grund des Binnings und der ganzzahligen Einträge einen fluktuierenden Verlauf zeigt. Bestimmt man die ToT-Länge statt dessen mit einer linearen Interpolation zwischen den einzelnen Punkten der Flanken des Blocksignals, ergibt sich die glattere blaue Kurve. Die noch auftretenden Schwankungen sind statistischer und nicht analytischer Natur.

Abb. 4.10 zeigt das energieabhängige Spektrum des High Gain Cores, einerseits durch XIA-Elektronik und Interpolation der Daten (rot, entspricht High Gain mit Interpolation aus Abb. 4.9) und andererseits durch das Oszilloskop (blau) bestimmt. Die beiden Datensätze weisen eine fast identische Form auf, sind aber nicht exakt gleich. Kleine Abweichungen ergeben sich aus der exakteren Zeitauflösung des digitalen Oszilloskops. Einige Einträge im Spektrum verschieben sich auf benachbarte Balken, was zu den beobachteten Abweichungen zwischen den beiden Spektren führt.

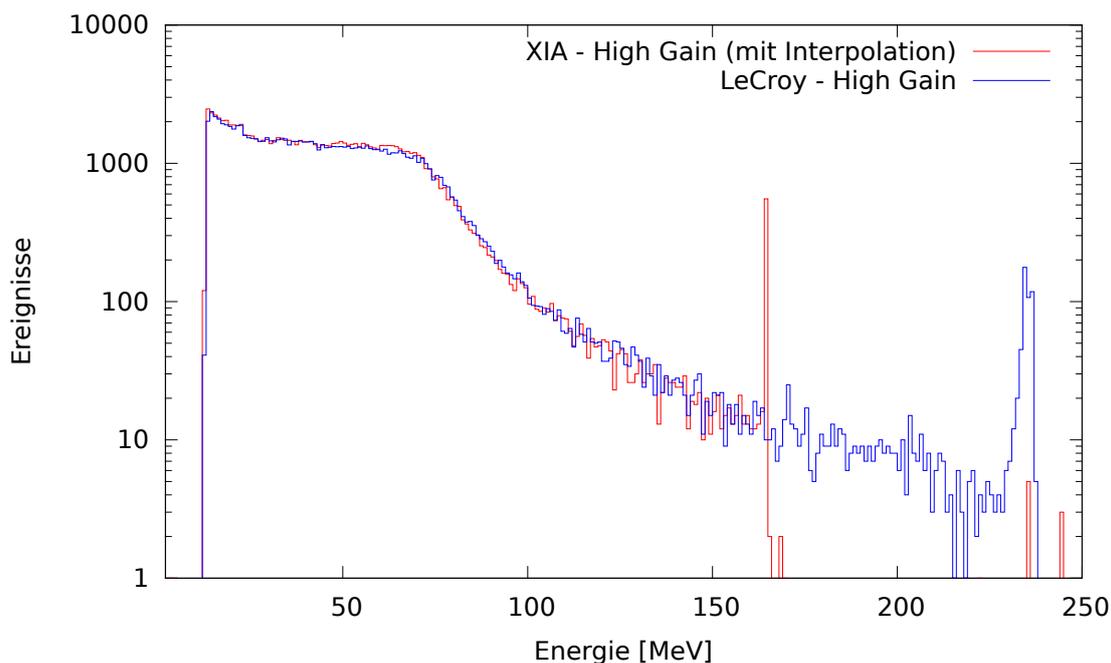


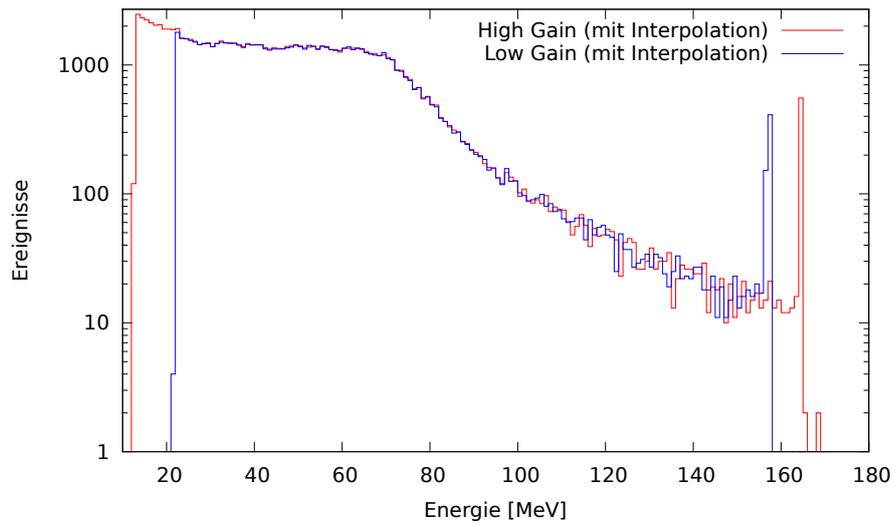
Abbildung 4.10: Das durch Interpolation erzeugte Spektrum der XIA-Elektronik und das direkt gemessene Spektrum des LeCroy-Oszilloskops zeigen einen identischen Verlauf.

Die Peaks im rechten Teil der Grafik entstehen durch die maximal zu verarbeitende Länge des ToT-Signals. Im Fall der XIA-Elektronik beträgt die Länge des ToT maximal 1000 25 ns -Ticks minus einer kurzen vorangehenden Baseline. Das ToT-Signal wird demnach, egal wie lang es tatsächlich ist, ab einer bestimmten Länge als konstant ausgegeben, was geeicht einer Energie von etwa 170 MeV entspricht. Peaks rechts davon sind ungewünschte Nebeneffekte der Binning-Programmierung. Für das Oszilloskop hingegen scheint der Vorverstärker an seine Signalverarbeitungsgrenzen zu kommen. Da der Peak nach links erkennbar abfällt und breiter ist, als bei der XIA-Elektronik, spricht hier nichts für ein Verarbeitungsende im Oszilloskop. Offenbar ist der Vorverstärker aber entgegen seiner Spezifikation ([7]) in der Lage, Signale größer als 180 MeV zu verarbeiten.

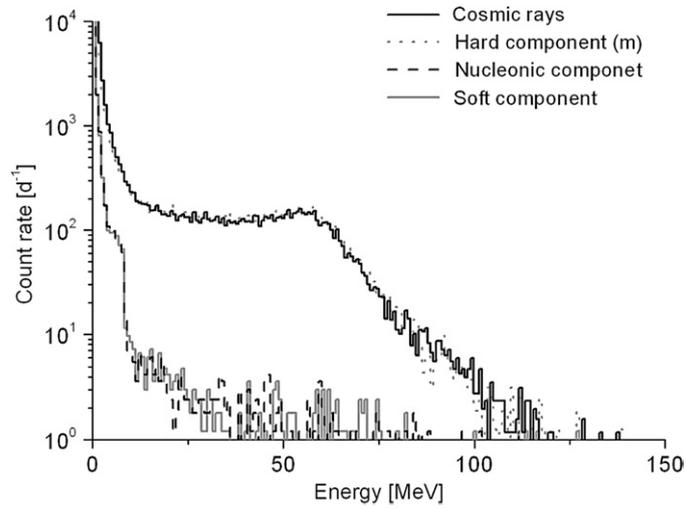
4.3 Vergleich des Spektrums mit Computer-Simulationen

Für einen abschließenden Vergleich der Ergebnisse der durchgeführten Analyse mit bestehenden Theorien werden in Abb. 4.11 die gemessenen Spektren und zwei durch Simulationen erzeugte Spektren dargestellt. Zuerst folgt eine kurze Beschreibung

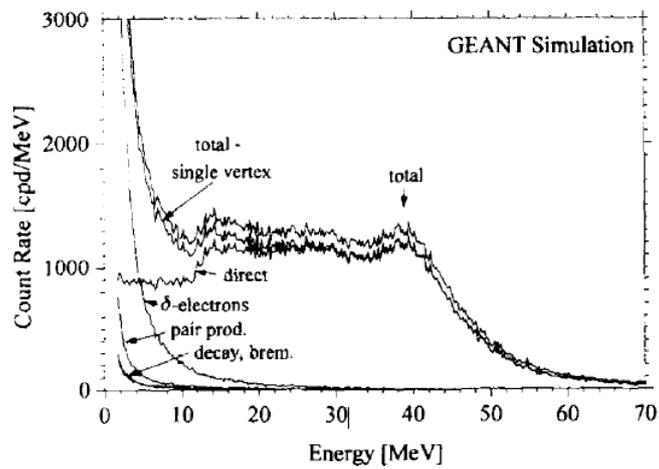
4 Analyse



(a)



(b)



(c)

Abbildung 4.11: (a) Experimentell bestimmte Spektren der Höhenstrahlung, (b) Spektrum aus einer Monte-Carlo-Simulation [3], (c) Lineares Spektrum aus GEANT4-Simulation [8]

jeder einzelnen Grafik:

Abb. 4.11 (a) zeigt die geeichten Energiespektren des Dual-Gain-Vorverstärkers, die in dieser Arbeit entstanden sind. Die beiden Spektren zeigen einen identischen Verlauf und unterscheiden sich minimal im hohen Energiebereich durch die etwas unterschiedlichen Umrechnungsfaktoren aus der Pulsereichung. Der unterschiedliche Umrechnungsfaktor erklärt auch die unterschiedliche Peakposition am Ende des Spektrums. Der Overflow-Peak entsteht durch die systematische Begrenzung des Blocksignals (siehe Abschnitt 4.2). Die Position des Overflow-Peaks ist somit auch abhängig von der durchgeführten Umrechnung. Im linken Teil der Grafik erkennt man zudem sehr gut, dass der Low Gain Core erst bei höheren Energien als der High Gain Core ein Blocksignal ausgibt (11,6 bzw. 21,8 MeV, siehe Abb. 4.3).

In Abb. 4.11 (b) ist das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation über die Wechselwirkung von Höhenstrahlung mit einem Germaniumdetektor abgebildet. Zusätzlich zur Summe der Energie aller deponierenden Teilchen sind in der Simulation auch die Beiträge der drei Gruppen (siehe Abb. 2.1) der Höhenstrahlung einzeln berechnet und in derselben Grafik dargestellt worden. Für hohe Energien spielt nur noch die harte, die myonische, Komponente eine Rolle.

Abb. 4.11 (c) zeigt in der Grafik statt der einzelnen Teilchengruppen die Beiträge der Myonenwechselwirkungsmechanismen zur deponierten Gesamtenergie auf. Dabei ist unbedingt die lineare Darstellung der Hochachse zu beachten. Diese Grafik ist Ergebnis einer GEANT4-Simulation, die nur die Wechselwirkung von Myonen mit einem HPGe-Detektor untersucht. Die GEANT4-Simulation ist ebenfalls eine Monte-Carlo-Simulation, wird aber aufgrund von Verwechslungsgefahr nachstehend nur als GEANT4 bezeichnet.

Die bei den einzelnen Ergebnissen von Abb. 4.11 verwendeten Detektoren sind in der Detektorgeometrie leicht verschieden:

Detektor	Form	Länge[mm]	Durchmesser[mm]	Distanz[mm]
A008	konisch	90	80	120,42
Monte Carlo	Zylinder	70	72	100,42
GEANT4	Zylinder	21	35	40,82

Die Distanz beschreibt hier die längste Strecke, die ein Teilchen auf einer Geraden durch den Kristall durchfliegen kann. Zusätzlich wird bei den beiden Simulationen der Versuchsaufbau selbst berücksichtigt. Hier spielen z.B. der Dewar des Detektors,

4 Analyse

die Labordecke oder auch im Fall der Monte-Carlo-Simulation ein Strahlungsschild aus Blei eine Rolle. Eine ausführliche Auflistung ist der Literatur direkt zu entnehmen.

Vergleicht man nun die Spektren direkt miteinander, fällt zuerst die sehr ähnliche Form der Spektren untereinander auf. Spektrum (a) und (b) sind fast identisch. Bei näherer Betrachtung wird aber deutlich, dass die Kuppe, der Punkt an dem das Spektrum fortan steiler abfällt, im Experiment bei einer höheren Energie liegt ($\approx 70 \text{ MeV}$), als in der Simulation ($\approx 60 \text{ MeV}$). Außerdem beginnt das Spektrum des Experiments erst bei $11,6 \text{ MeV}$, wohingegen die Simulation bei 0 MeV startet. Der Spektrumsbeginn ist einfach durch die Messanordnung zu erklären. Ein durchgängiges Spektrum von 0 bis 180 MeV ist aufgrund der unterschiedlichen Messmethoden und einer bisher unbekanntem Umrechnung der Grenzregion nicht darstellbar. Die unterschiedliche Kuppenposition haben eine einfache Erklärung in der unterschiedlichen Detektorgeometrie. Die längsten Distanzen der beiden Kristalle stehen in etwa demselben Verhältnis zueinander wie die beiden Kuppenpositionen auf der Energieachse. Der AGATA-Detektor ist 2 cm länger und im Durchmesser 8 mm größer. Das Experiment reproduziert offensichtlich die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation.

Die GEANT4-Simulation besitzt ihre Kuppe bei $\approx 40 \text{ MeV}$, was sich aber im Hinblick auf das Experiment und die oben bereits gebildeten Verhältnisse nicht mit den vorliegenden Daten deckt. Die Form des Spektrums jedoch stimmt mit der des experimentell bestimmten Spektrums überein. Hier ist abermals die lineare Skala zu beachten. In der Grafik ist der Anteil der direkten Wechselwirkung der Myonen mit dem Detektor für diesen Energiebereich gut zu erkennen. Bei der simulierten Strahlung handelt es sich bei der GEANT4-Simulation rein um Myonen, während bei der Monte-Carlo-Simulation auch die Sekundärprodukte der Myonen, also Elektronen, Positronen, Photonen und Neutronen berücksichtigt werden. Für ein reales Experiment wie das durchgeführte ist die Verteilung der Monte-Carlo-Simulation anzunehmen. Für höherenergetische Myonen (siehe Abb. 2.2) steigt auch das Bremsvermögen in Materie, was wiederum mehr Energiedeposition in einem Detektor zu Folge hat. Die Kuppenposition in Abb. (c) ist also mit höherenergetischer simulierter Strahlung trotz der kleinen Länge des Detektors zu erklären. In Hinblick auf die Ergebnisse des Experiments ist aber anzuzweifeln, dass Myonen mit einer solch hohen kinetischen Energie auf der Erdoberfläche auftreffen. Das Ergebnis der Messungen zeigt, dass die Simulationen mit hochauflösenden Detektoren sehr gut reproduzierbar sind.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Messmethode zur Bestimmung von sehr hohen Energien mit einem HPGe-Detektor entwickelt. Die aufgenommenen Messdaten wurden in einer Datenanalyse zu physikalisch aussagekräftigen Energiespektren weiterverarbeitet und mit bestehenden Simulationen von Energiespektren der kosmischen Höhenstrahlung verglichen.

Zuerst wurde der neuartige Dual-Gain-Vorverstärker der Coreelektrode im Energiebereich zwischen $11,6$ und $21,8$ MeV auf seine Verstärkungseigenschaften und Eichfaktoren untersucht. Gleichzeitig wurden die Energieinformationen der einzelnen Segmente mit den Energieinformationen des Cores verglichen, wodurch die Digitalelektronik als Fehlerquelle für falsche Informationsverarbeitung identifiziert werden konnte. Insgesamt arbeitet die Elektronik zuverlässig, so dass fehlerbehaftete Datensätze herausgerechnet werden können. Die korrigierten Datensätze wurden daraufhin mit einer im Vorfeld des Experiments durchgeführten Pulsereichung an der Vorverstärkerelektronik verglichen. Bis 80 MeV decken sich Experiment und Pulsereichung perfekt. Im höherenergetischen Bereich versagte die Zuverlässigkeit der Elektronik.

Im abschließenden Teil der Analyse wurden die Spektren der Digitalelektronik mit einer am gleichen Detektor durchgeführten Oszilloskopmessung und zwei Simulationen verglichen. Zwischen Digitalelektronik und Oszilloskop war kein signifikanter Unterschied zu erkennen, beide Verarbeitungsmethoden erzielten dasselbe Ergebnis. Das Oszilloskop war aber in der Lage, Messdaten in einem höherenergetischen Bereich aufzunehmen. Diese Energien lassen sich mit der Digitalelektronik nur erzielen, wenn man die Beobachtungsdauer eines Ereignisses erhöht. Die Elektronik bietet aber nur für 1000 Ticks auf 4 Kanälen Speicherplatz. Eine Verlängerung des Aufnahmebereichs des ToT-Signals ist somit nicht möglich. Die neuere der beiden Simulationen deckt sich mit den experimentellen Ergebnissen, auch wenn der verwendete Detektor eine andere Größe und Form hat. Für eine erste Betrachtung, wie hier vorgenommen, ist unter Berücksichtigung der beiden unterschiedlichen Detektorgeome-

5 Zusammenfassung und Ausblick

trien ein konsistentes Ergebnis erzielt worden. An dieser Stelle war ausschlaggebend, dass die Position der Kuppe im Energiespektrum vom längsten linearen Weg durch den Detektor abhängig ist. Die zweite Simulation deckt sich nicht mit dem Experiment. Hier liegt jedoch eine andere Zusammensetzung der Höhenstrahlung und ein wesentlich kleinerer Detektor zu Grunde. Eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse ist nicht gegeben.

In weitergehender Analyse der Messdaten kann nun die Detektorgeometrie und die Segmentierung des Detektors ausgenutzt werden. Durch die Segmentierung ist es möglich, eine Ortsauflösung der Energiedeposition der Höhenstrahlungsteilchen zu erreichen. Dadurch ließe sich eine statistische Verteilung des Einfallswinkels der Strahlung erstellen. Dreht man den Detektor auf die Seite, so dass er horizontal statt vertikal ausgerichtet ist, lässt sich die Hypothese der Kuppenposition des Energiespektrums überprüfen. Weiterhin ist es durch Dämpfung der Eingangssignale auf den Segmentvorverstärkern möglich, den Bereich der Pulsereicherung im Energiebereich größer 80 MeV auf Richtigkeit zu untersuchen.

Danksagung

Zuallererst bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Peter Reiter für die Betreuung und die Möglichkeit, ein unbearbeitetes Thema der aktuellen Forschung in meiner Bachelorarbeit aufzugreifen.

Ich danke besonders Benedikt Birkenbach für den immensen Arbeits- und Zeitaufwand, den er neben seiner eigenen Arbeit in meine Betreuung und Motivation investiert hat.

Ich danke weiterhin Nima Saed-Samii für das von ihm bereitgestellte Programm und die persönliche Aufopferung, mich bei Laune zu halten.

Ebenfalls bedanke ich mich bei Herrn Dr. Jürgen Eberth und bei Herrn Dr. Gheorghe Pascovici für ihr Engagement, mich an ihrem schier unendlichen Wissen über Detektoren und Elektronik teilhaben zu lassen.

Weiterer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. Jan Jolie für die Zweitkorrektur meiner Bachelorarbeit.

Zuletzt bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe, insbesondere Tim Steinbach, Fabian Radeck, Herbert Hess, Andreas Wiens und Michael Seidlitz für ihre Kollegialität und das wichtige Bisschen neben der täglichen Arbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/astro/cosmic.html>. : abgerufen am 11.09.2011.
- [2] <http://www-win.gsi.de/agata/overview.htm>. : abgerufen am 26.09.2011.
- [3] R. Breier and P. Povinec. Simulation of background characteristics of low-level gamma-ray spectrometers using Monte Carlo method. *Applied Radiation and Isotopes*, 68:1231–1235, 2010.
- [4] D.J. Bird et al. *Astrophys. J.*, 424, 1994.
- [5] C. Amsler et al. (Particle Data Group). *Physics Letters*, B667, 2008.
- [6] D. Groom, N. Mokhov, and S. Striganov. Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78:183–356, 2001.
- [7] G. Pascovici, A. Pullia, F. Zocca, B. Bruyneel, and D. Bazzacco. Low noise, dual gain preamplifier with built in spectroscopic pulser for highly segmented high-purity germanium detectors. *WSEAS Transactions on Circuits and Systems*, 6 Issue 7:470–481, 2008.
- [8] P. Vojtyla. A computer simulation of the cosmic-muon background induction in a Ge γ -spectrometer using GEANT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 100:87–96, 1995.
- [9] A. Wiens, H. Hess, B. Birkenbach, B. Bruyneel, J. Eberth, D. Lersch, G. Pascovici, P. Reiter, and H.-G. Thomas. The AGATA triple cluster detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 618:223–233, 2010.
- [10] F. Zocca. *New technologies for low-noise wide-dynamic-range preamplification of HPGe segmented detector signals*. PhD thesis, Universita degli studi di Milano, 2007.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Entstehungsverlauf sekundärer Höhenstrahlung	7
2.2	$\langle -dE/dx \rangle$ für positive Myonen in Kupfer	10
3.1	Aufsicht auf die Vorverstärkerplatine mit den beiden Vorverstärkern (Preamp, rechts)	12
3.2	Schaltskizze der Vorverstärkerelektronik	13
3.3	Blockdiagramm des Dual-Gain aus Abb. 3.1	14
3.4	Oszilloskopausgabe des Fast-Reset-Schaltkreises	15
3.5	ToT-Methode	16
3.6	Beispieltrace	17
4.1	Gammapektrum einer ^{152}Eu -Quelle	19
4.2	Energieeichung der beiden Cores und des Segments A1	20
4.3	Matrixdarstellung des Zeitspektrums des ungesättigten Low Gain Cores	21
4.4	Matrixdarstellung des Zeitspektrums der Energiesumme	22
4.5	Matrixdarstellung des korrigierten Zeitspektrums der Energiesumme	23
4.6	Matrixdarstellung des Zeitspektrums der Energiesumme der Segmen- te über die gesamte Energiebreite	24
4.7	ToT-Differenz	25
4.8	Vergleich der verschiedenen Energieeichungen	27
4.9	Vergleich der Spektren mit und ohne Interpolation des ToT-Signals	28
4.10	Vergleich der Spektren des High Gain Cores und des Oszilloskops	29
4.11	Vergleich der experimentellen Daten mit Simulationen	30

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Bachelorarbeit selbständig und ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Quellen und Zitate sind als solche im Text kenntlich gemacht.

Köln, im Oktober 2011