

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Hans-Hermann Boie
aus Heilbronn
2002

**Aufbau eines Experimentes zur Messung
der Emissionswahrscheinlichkeit von Bremsstrahlung
im α -Zerfall von ^{210}Po**

**Die Diplomarbeit wurde von Hans-Hermann Boie ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dirk Schwalm**

Zusammenfassung

Die Emissionswahrscheinlichkeit von Bremsstrahlung kann in den meisten Fällen sehr gut semi-klassisch beschrieben werden. Beim α -Zerfall jedoch tunnelt das α -Teilchen durch die Coulomb-Barriere des Kernes, ein Prozess, der nur quantenmechanisch begriffen werden kann. Hierbei stellt sich die Frage, inwiefern der Tunnelprozess zur Emissionswahrscheinlichkeit der Bremsstrahlung beiträgt.

Verschiedene theoretische Modelle der Bremsstrahlungsemission beim α -Zerfall wurden diskutiert [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Die Vorhersagen der semi-klassischen und quantenmechanischen Ansätze unterscheiden sich erst oberhalb einer Energie der Bremsstrahlungsphotonen von etwa 300 keV merklich voneinander. Die geringe statistische Relevanz der bisherigen Daten [2] in diesem Energiebereich lässt jedoch keine Aussagen über die Gültigkeit der verschiedenen theoretischen Ansätze zu.

Inhalt der vorliegenden Diplomarbeit ist die Planung und Verwirklichung eines experimentellen Aufbaus, der in der Lage ist, das Spektrum der Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung beim α -Zerfall mit einer statistischen Genauigkeit zu messen, die Aussagen über die Gültigkeit der theoretischen Modelle erlaubt.

Abstract

The emission of bremsstrahlung is usually well described by a semi-classical treatment. However, in an α -decay the α -particle is tunneling through the Coulomb barrier of the nucleus, a process which can only be understood quantum-mechanically. The question that arises is: How is the bremsstrahlung emission influenced by the tunneling process?

Several theoretical treatments of the bremsstrahlung emission in the α -decay have been discussed [1, 2, 3, 4, 5, 6]. The results of the semi-classical and fully quantum-mechanical calculations differ significantly only in an energy region above 300 keV. Due to poor statistics the data available so far does not allow to distinguish between these models.

The subject of this diploma thesis is the design and the construction of an experimental setup to measure the bremsstrahlung emission probability in the α -decay with high enough precision to be able to constrain the proposed theoretical models.

Danksagung

Mein Dank gilt allen voran Prof. Dirk Schwalm und Dr. Heiko Scheit für das spannende Thema dieser Arbeit, für viel Freiraum und Inspiration, für eigenen Spielraum, für Motivation, für Unterstützung und Rat, für Anleitung und Führung, für Gestaltungsfreiheit und Begeisterung und ein tolles Arbeitsklima – schlicht für die beste Betreuung, die ich mir vorstellen kann – vielen Dank!

Mein Dank gilt Jörg Fitting, Martin Lauer, Oliver Niedermaier und Uttam K. Pal, dafür dass sie mich in der Arbeitsgruppe Gammaspektroskopie aufgenommen habe, für die gute Stimmung, für die tatkräftige Unterstützung, für viel, viel Spaß, für so manchen gemeinsamen Kaffee über dem ein oder anderen Problem, für neuen Wein und Kastanien, für Erlangen und Münster, für Parties, Konzertbesuche und so manches gemeinsame Bierchen – für eine sehr, sehr lustige und gute Zeit.

Mein Dank gilt Dr. Frank Köck, für viel Zeit und Engagement, für lange Abenden im Kampf mit den XIA-Karten, für gemeinsames Fluchen über „korrupte“ Software, für viele lustige Geschichten von „abgereiherten“ Platten und „abgeschmierten“ Servern, für telefonischen Beistand auch am Wochenende – für viele lustige Stunden – Vielen Dank!

Mein Dank gilt Oliver Koschorreck für sein Interesse und seine Unterstützung in Rat und Tat, für den gemeinsamen Kampf mit der Erdung, für viele lustige Geschichten und so manchen Lebensrat über die Kaffeetasse hinweg.

Mein Dank gilt Helga Krieger für ihre Hilfe, für ihre Unterstützung, für ihr Verständnis und ihren Rat, für ihren Glauben an uns und ihr Engagement für unsere Gruppe.

Mein Dank gilt meinen Zimmerkollegen für gute Stimmung und viele hilfreiche Tips, für ein gutes Arbeitsklima und viel Spaß. Mein Dank gilt der ganzen Arbeitsgruppe Schwalm danken für viele Kuchen, für gegenseitiges Interesse und Inspiration – einfach für eine tolle Gruppe, in der ich arbeiten durfte. Mein ganz spezieller Dank gilt Jan Kleinert, für das Korrekturlesen dieser Arbeit und natürlich für's Pfefferminztee trinken! – Vielen Dank, Jan! – Vielen Dank Euch allen!

Mein Dank gilt den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt von Herrn Mallinger, für ihre hervorragende Arbeit und eine Einführung ins technische Zeichnen. Mein Dank gilt Herrn Hahn und seinen Mitarbeitern für ihre schnelle und unkomplizierte Unterstützung, ohne die der Aufbau dieses Experiments nicht möglich gewesen wäre. Mein Dank gilt den

Mitarbeitern der Zentralen Konstruktion, besonders Herrn Weber, und den Mitarbeitern der Elektronik, besonders Herrn Bauer und Herrn Bulian. Mein Dank gilt auch Herr Dr. Heuser für seine Hilfe und Herrn Lackner für seine Nachsicht, wenn ich mal wieder meine Strahlenschutzplakette vergessen hatte.

Mein besonderer Dank gilt Aduccia Sciacovelli und Uli Graf von der Firma Isotope Products Europe für ihre Unterstützung und Engagement bei der Beschaffung der Quellen und für viele lustige Telefonate und nette Emails – ich hoffe, sie weiß inzwischen, wo Heidelberg liegt. Ich danke auch Herrn Robert Schneider von der Firma mesytec für seine Zusammenarbeit und seine Tipps bei der Anpassung der Elektronik.

Mein Dank gilt an dieser Stelle auch all jenen, die die Faszination für die Physik in mir entfacht und genährt haben. Besonders danken möchte ich hierbei Herr Prof. Rumold, für seinen hervorragenden Physikunterricht, der damit sozusagen den Grundstein gelegt hat, Herr Prof. Kohnen und Herr Prof. Janko, für Grundvorlesungen der Mathematik, wie sie unterschiedlicher nicht hätten sein können und dennoch beide auf ihre Art faszinierend, Herrn Prof. Hunklinger, für die besondere Anschaulichkeit und Begeisterung, die er mir vermitteln konnte und schließlich Herrn Prof. M.G. Schmidt für seine Vorlesungen über Quantenmechanik und Quantenfeldtheorie, die mich wie keine andere Vorlesung für die faszinierende Schönheit der Physik begeistern konnten.

Mein Dank gilt allen meinen Freunden dafür, dass sie mich im letzten Jahr ertragen und getragen haben, besonders meinen Bundesbrüdern und allen Bewohnern und Bewohnerinnen der "Wartburg".

Der größte Dank geht an meine Eltern für all das, was sie mir in meinem bisherigen Leben geschenkt haben. Ihnen möchte ich diese Arbeit widmen.

meinen Eltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Betrachtungen	5
2.1	α -Zerfall	5
2.2	Bremsstrahlung	7
2.3	Bremsstrahlung im α -Zerfall	7
2.3.1	Coulomb Acceleration Modell	7
2.3.2	andere Modelle	8
2.3.3	Vergleich mit den bisherigen Daten	11
2.3.4	Betrachtung zur Kinematik	11
3	Prinzip der Messung	15
3.1	Messmethode	15
3.2	Experimentelle Bedingungen	17
4	Experimenteller Aufbau	21
4.1	Die α -Quelle	21
4.2	Detektion der α -Teilchen	24
4.3	Detektion der Bremsstrahlungsphotonen	26
4.4	Geometrische Anordnung	31
4.5	Elektronik und Datenaufnahmesystem	34
4.5.1	α Nachweis	34
4.5.2	γ Nachweis	40
4.5.3	Trigger-Logik	48
4.5.4	Datenaufnahmesystem	49

5	Messung und Simulation	53
5.1	α -Spektren	53
5.1.1	Peakform	53
5.1.2	Eichung der α -Spektren	54
5.1.3	Interstrip Ereignisse	56
5.2	γ -Spektren	57
5.2.1	Peakform	57
5.2.2	Eichung der γ -Spektren	58
5.2.3	Zuordnung der Untergrundlinien	59
5.2.4	Effizienz	61
5.3	Zeitspektren	66
5.3.1	Eichung der Zeitspektren	66
5.3.2	Zeitauflösung	66
5.3.3	Verbesserung der Zeitauflösung durch Pulsformanalyse	69
5.4	Simulation	74
5.5	Vorläufiges Ergebnis der Messung	76
6	Abschließende Bemerkung und Ausblick	83
A	Bisherige Experimente	85
B	Theoretische Herleitungen	87
B.1	Der Tunnelprozess beim α -Zerfall	87
B.2	Anwendung: Halbwertszeit beim α -Zerfall	89
B.3	Vektorpotential der Bremsstrahlung	90
B.4	Frequenz- und Winkelverteilung der Bremsstrahlung	91
B.5	Bremsstrahlung zweier geladener Teilchen	93
B.6	Klassische CA-Bewegungsgleichung	95
B.7	Zwei-Körper-Zerfall	97
B.8	Kinematik der Bremsstrahlung beim α -Zerfall	98
B.9	Konstanten	101
C	Kontrollsoftware	103

C.1	Bedienung der Software	103
C.2	Aufbau der Software	105
C.2.1	Hochspannungssteuerung - HVServ / HVServ2	105
C.2.2	Überwachung des Autofill-System - AFServ	108
C.2.3	Kontroll- und Log-Server - CEye	110
C.2.4	gemeinsame Komponenten	111
D	γ-Spektrum	113

Abbildungsverzeichnis

1.1	Daten aus [2] im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen	3
1.2	Daten aus [7] im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen	4
1.3	Daten aus [8] im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen	4
2.1	Potentialverlauf beim α -Zerfall (schematisch)	6
2.2	Theoretische Vorhersagen des CA- und des SCA-Modells	9
2.3	Vergleich der bisherigen Daten mit den verschiedenen theoretischen Modellen	10
2.4	Kinematik der Bremsstrahlung beim α -Zerfall	12
2.5	Einflußdes Photonenimpulses auf die Kinematik	13
3.1	Prinzipielle Struktur des erwarteten E_α - E_γ -Spektrum	17
3.2	Entstehung von Untergrund im E_α - E_γ -Spektrum	18
4.1	α -Zerfall von ^{210}Po	22
4.2	Zeichnung AFSS - disk	23
4.3	Zeichnung EAB-LB - disk	23
4.4	Relative Abschwächung der γ -Strahlung durch die Quellenträger	24
4.5	Unterdrückung gestreuter und flach einfallender α -Teilchen	25
4.6	Bild des Aufbaus der Silizium-Detektoren	26
4.7	Bild eines segmentierten Silizium-Detektors	27
4.8	Feldfreier Bereich zwischen den Streifen eines SSSD	27
4.9	Schematischer Aufbau eines gekapselten MINIBALL-Detektors	28
4.10	Segmentierung des MINIBALL-Detektors	29
4.11	Bild des MINIBALL-Detektors	29
4.12	Bild des Heidelberger Dreier-Kryostaten	30

4.13	Schematische Darstellung des Aufbaus	32
4.14	Zeichnung der Vakuumkammer	33
4.15	Aufbau der Bleiabschirmung	34
4.16	Aufbau des MPR-16 Vorverstärkermoduls	36
4.17	Aufbau des STM-16 - Hauptverstärker-/TFA-/Diskriminator-Moduls	36
4.18	α -Energiespektrum mit gemischter Eichquelle	38
4.19	Energieauflösung der einzelnen Streifen der Si-Detektoren	38
4.20	Entstehung eines Peak Pile-Up	39
4.21	Hauptverstärker Pulsformen: idealer Puls, Undershoot, Tail	40
4.22	Hauptverstärker Pulsformen und Auswirkungen auf das Energiespektrum	41
4.23	Gemessene Pulsform des STM-16	42
4.24	Schematischer Aufbau der XIA DGF-4C Karte	43
4.25	Anschluß der Segmente eines Detektors an den XIA DGF-4C Karten	45
4.26	Aufbau des XIA Fast-Triggers	46
4.27	Aufbau des analogen CFD-Triggers	46
4.28	Aufbau der Busy-Sync-Loop	47
4.29	Aufbau der Validierung	47
4.30	Aufbau des DSP-Triggers	48
4.31	Aufbau der Trigger-Logik	49
4.32	Aufbau des Globalen Busys	50
4.33	Organisation der Hardware des Datenaufnahmesystems	50
5.1	Peakform des α -Peaks	54
5.2	Komponenten der Fitfunktion für den Fit an einen α -Peak	55
5.3	Koinzidentes α -Energiespektrum	55
5.4	Energiespektrum benachbarter Streifen im Silizium-Detektor	56
5.5	Unterdrückung von Interstrip-Ereignissen	57
5.6	Fit der Linien im γ -Spektrum	58
5.7	Abweichung der gemessenen Energien der Untergrundlinien von den Literaturwerten	59
5.8	γ -Spektrum mit Zuordnung der stärksten Untergrundlinien	60
5.9	Daten der Effizienzmessung im Vergleich mit dem Ergebnis der Simulation	64

5.10	Steigerung der Effizienz durch Addback	65
5.11	Zeitspektrum t_α für einen Streifen	67
5.12	Koinzidentes γ -Energiespektrum	68
5.13	Energieabhängigkeit der analogen CFD-Zeit t_γ^{CFD}	68
5.14	Energieabhängigkeit der XIA Fast-Trigger-Zeit t_γ^{XFT}	69
5.15	Pulsform-Analyse	71
5.16	Energieabhängigkeit der korrigierten XIA Fast-Trigger-Zeit $t_\gamma^{\text{XFTcorr}}$	72
5.17	Zeitspektrum für die korrigierte XIA Fast-Trigger-Zeit $t_\gamma^{\text{XFTcorr}}$	72
5.18	Korrektur der analogen CFD-Zeit t_γ^{CFD}	73
5.19	Energieabhängigkeit der korrigierten CFD-Zeit $t_\gamma^{\text{CFDcorr}}$	73
5.20	Zeitspektrum für die korrigierte CFD-Zeit $t_\gamma^{\text{CFDcorr}}$	74
5.21	Implementierung des MINIBALL-Detektors in der Simulation	75
5.22	Implementierung des Aufbaus in der Simulation	75
5.23	Simulierte Effizienz für Bremsstrahlungsereignisse	77
5.24	Zeitspektrum für koinzident getriggerte Ereignisse	78
5.25	E_α - E_γ -Spektrum für koinzidente Ereignisse	79
5.26	E_α - E_γ -Spektrum im Untergrund-Zeitfenster	80
5.27	Projektion des Energieschnitts auf die E_γ -Achse	81
5.28	Vorläufiges Ergebnis der Messung	82
B.1	Kinematik des Zwei-Körper-Zerfalls	97
B.2	Kinematik der Bremsstrahlung im α -Zerfall	98
C.1	Schematischer Aufbau der Kontrollsoftware	104
C.2	Schematischer Aufbau der Hochspannungssteuerung HVServ	107
C.3	Schematischer Aufbau der Hochspannungssteuerung HVServ2	109
C.4	Schematischer Aufbau der Überwachungssoftware für das Autofill-System AFServ	109
C.5	Schematischer Aufbau des Info-Servers CEye	111
D.1	Spektrum der γ -Strahlung (0 keV bis 400 keV)	114
D.2	Spektrum der γ -Strahlung (400 keV bis 1500 keV)	115
D.3	Spektrum der γ -Strahlung (1500 keV bis 3500 keV)	116

Tabellenverzeichnis

4.1	Röntgenenergien von Blei und Kupfer	35
4.2	Technische Daten des MPR-16 und des STM-16	37
4.3	Energien der gemischten Eichquelle	37
4.4	Technische Daten des MINIBALL-Vorverstärkers	43
5.1	Zuordnung der Untergrundlinien (0 keV bis 850 keV)	62
5.2	Zuordnung der Untergrundlinien (850 keV bis 3500 keV)	63
C.1	Bedeutung der Einträge in den Konfigurationsdateien	106

Glossar

Abkürzungen

CA	<i>Coulomb acceleration</i>
SCA	<i>strict Coulomb acceleration</i>
HPGe	<i>high-purity germanium</i>
ESD	<i>electro static discharge</i>
ADC	<i>analog-to-digital converter</i>
TDC	<i>time-to-digital converter</i>
FWHM	<i>full width half maximum</i>
PZ	<i>pole-zero</i>
BLR	<i>baseline restorer</i>
DSP	<i>digital signal processor</i>
FPGA	<i>field programmable gate array</i>
ASC	<i>analog signal conditioning</i>
FIFO	<i>first-in first-out memory</i>
FiPPI	<i>filter processor and pileup inspector</i>
PECL	<i>positive emitter collector logic</i>
CFD	<i>constant fraction discriminator</i>
LE	<i>leading edge discriminator</i>
DGF	<i>digital gamma finder</i>
GFLT	<i>global first level trigger</i>
SSS(S)D	<i>single sided segmented silicon detector</i>
PCB	<i>printed circuit board</i>
LN ₂	<i>liquid nitrogen</i>

Bezeichnungen

E_α	Energie eines α -Teilchens
E_γ	Energie eines Photons
Q_α	beim α -Zerfall frei werdende Energie
$E_{\alpha,0}$	Energie des α -Teilchens beim α -Zerfall in den Grundzustand
$E_{\alpha,803}$	Energie des α -Teilchens beim α -Zerfall in den mit 803 keV angeregten Zustand
t_{trigger}	Zeit des Master-Live-Triggers
t_α	Zeitpunkt der Detektion eines α -Teilchens
t_γ	Zeitpunkt der Detektion eines Photons
t_γ^{CFD}	durch den analogen CFD-Zweig bestimmte γ -Zeit
t_γ^{XFT}	durch den XIA Fast-Trigger der DGF-4C Karten bestimmte γ -Zeit
$t_\gamma^{\text{CFDcorr}}$	durch Pulsformanalyse korrigierte CFD-Zeit
$t_\gamma^{\text{XFTcorr}}$	durch Pulsformanalyse korrigierte XIA Fast-Trigger-Zeit
A^μ	Viererpotential
A	Vektorpotential
B	magnetische Induktion (Magnetfeld)
E	elektrisches Feld
n	Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung
μ	reduzierte Masse
Z_{eff}	effektive Ladung
c	Lichtgeschwindigkeit
e	Elementarladung
\hbar	Planck'sches Wirkungsquantum
α	Feinstrukturkonstante

Kapitel 1

Einleitung

Die Nukleonen eines Kerns sind im Allgemeinen durch die starke Wechselwirkung im Kerninneren gebunden. Bei bestimmten schweren Kernen besteht jedoch die Möglichkeit, daß ein α -Teilchen, ein Cluster aus zwei Protonen und zwei Neutronen, den Kern verlassen kann, dieser Prozess wird als α -Zerfall bezeichnet. Hierbei tunnelt das α -Teilchen durch den Potentialwall hindurch, der durch die Überlagerung des Potentials der starken Wechselwirkung zwischen α -Teilchen und Restkern mit dem entsprechenden Coulomb-Potential gebildet wird. Dieser Prozess ist manifest quantenmechanischer Natur und lässt sich klassisch nicht beschreiben. Außerhalb der Potentialbarriere wird das α -Teilchen im Coulomb-Feld des Restkernes beschleunigt, wobei Bremsstrahlung emittiert wird. Die Bremsstrahlung beschleunigter geladener Teilchen tritt in vielen Bereichen auf (z.B. die Erzeugung von Synchrotronstrahlung) und lässt sich gewöhnlich semi-klassisch sehr gut beschreiben [9].

Bei der im α -Zerfall entstehenden Bremsstrahlung stellt sich die Frage, inwiefern es gerechtfertigt ist, die Beschleunigung im Coulomb-Feld und den quantenmechanischen Tunnelprozess als voneinander unabhängige Prozesse zu betrachten oder ob auch das Tunneln einen Beitrag zur Amplitude der Bremsstrahlung liefert. Ist dies der Fall, so lässt sich möglicherweise aus dem Spektrum der Bremsstrahlung Informationen über den Tunnelprozess oder/und über die Form der Potentialbarriere gewinnen. Da der α -Zerfall auf der starken Wechselwirkung beruht, deren mathematische Beschreibung in diesen Skalen äußerst komplex ist und keine vollständige Berechnung des Problems zulässt, könnte die Beobachtung der Bremsstrahlung auch zu weiteren Erkenntnissen über den α -Zerfall selbst verhelfen, wie etwa über den Vorgang der Formierung des α -Teilchens im Kerninneren [10, 11, 12].

Während bereits verschiedene theoretische Ansätze zur Behandlung der Bremsstrahlung im α -Zerfall in der Literatur zu finden sind [1, 3, 4, 5, 6], gelang es erst vor kurzem, im α -Zerfall von ^{210}Po ein erstes, nahezu untergrundfreies Spektrum der Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlungsphotonen zu messen [2], dessen geringe statistische Genauigkeit im Energiebereich ≥ 300 keV jedoch keine Aussagen über die theoretischen Modelle zulässt.

Eine besonders einfache Beschreibung der Bremsstrahlungsemission im α -Zerfall liefert das Coulomb Acceleration (CA) Modell. Der Tunnelprozess und die Beschleunigung des

α -Teilchens werden hierbei als vollständig unabhängig betrachtet und nur den Beitrag der klassisch beschriebenen Beschleunigung im Coulomb-Feld zur Bremsstrahlung berechnet. Die experimentellen Ergebnisse aus [2] liegen deutlich unter den Vorhersagen dieses Modells. Die Autoren argumentieren, daß die Differenz durch negative Interferenzen mit Beiträgen aus dem Bereich der Coulomb-Barriere entsteht und belegen dies mit einer semi-klassischen Rechnung auf der Grundlage von Referenz [13]. Papenbrock und Bertsch [1] führten daraufhin eine vollständig quantenmechanische Berechnung des Problems durch, die innerhalb der statistischen Fehler mit den Daten aus [2] recht gut verträglich ist. Nach der Interpretation dieser Rechnung wird jedoch nur ein sehr kleiner Teil der Bremsstrahlung während des Tunnelprozesses emittiert. Mit dieser Deutung stimmt auch [6] für Photonenenergien $E_\gamma < 600$ keV überein und sagt jedoch einen starken Beitrag des Tunnelns für höherenergetische Bremsstrahlungsphotonen voraus.

Weitere Modelle und Deutungen über die Beiträge zur Bremsstrahlung aus den verschiedenen Bereichen des Zerfallsprozesses wurden diskutiert [3, 4, 5]. Abbildung 1.1 zeigt die Ergebnisse einiger theoretischer Voraussagen im Vergleich mit den experimentellen Daten aus [2]. Wie aus der Abbildung hervorgeht, lassen die bisherigen Daten aufgrund ihrer hohen statistischen Ungenauigkeit keine Aussagen über die theoretischen Modelle zu. Für Energien der Bremsstrahlungsphotonen unterhalb von 300 keV liegen die verschiedenen theoretischen Vorhersagen dicht beieinander. In einem Energiebereich von 300 keV bis 600 keV unterscheiden sie sich jedoch deutlich. Eine Messung der Emissionswahrscheinlichkeit der Bremsstrahlung in diesem Energiebereich mit einer deutlich höheren Genauigkeit ist daher dringend erforderlich. Darüberhinaus liegen die Daten aus früheren Messungen an ^{226}Ra und ^{214}Po [7] um fast eine Größenordnung über den theoretischen Vorhersagen des CA Modells (Abbildung 1.2). Die Ursache für diese offensichtliche Diskrepanz zwischen den Messungen wurde in [14, 15] diskutiert, konnte jedoch bisher nicht abschließend geklärt werden. Erst kürzlich veröffentlichte Ergebnisse für ^{210}Po [8] basieren auf einer ähnlichen Messmethode wie [7]. Die in Abbildung 1.3 dargestellten Daten liegen unter den Vorhersagen der klassischen Modelle, können jedoch durch keines der anderen Modelle konsistent beschrieben werden und sind nicht mit den Daten aus [2] verträglich.

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist der Entwurf und die Realisierung eines experimentellen Aufbaus, mit dessen Hilfe das Spektrum der Bremsstrahlung mit einer statistischen Genauigkeit gemessen werden kann, die es erlauben sollte, zwischen den verschiedenen theoretischen Modellen klar zu unterscheiden.

Zunächst sollen einige theoretische Grundlagen zusammengestellt und die wichtigsten Modelle für die Beschreibung der Bremsstrahlung im α -Zerfall und deren Resultate kurz umrissen werden (Kapitel 2).

Um trotz der geringen Emissionswahrscheinlichkeiten eine hohe statistische Genauigkeit zu erreichen, muß zum einen mit einer hohen Aktivität und mit hohen Nachweiseffizienzen für α - und γ -Strahlung gemessen werden, zum anderen der auftretende Untergrund effektiv unterdrückt werden. Kapitel 3 geht auf das Prinzip der Messung und die besonderen experimentellen Bedingungen ein, die bei der Messung beachtet werden müssen.

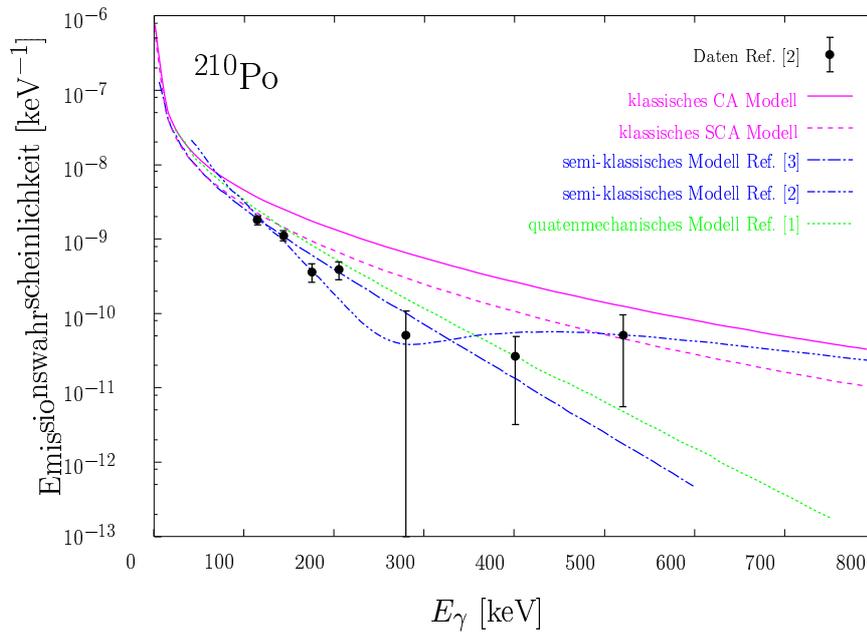


Abbildung 1.1: Daten der Messung [2] im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen des CA-Modells (siehe Abschnitt 2.3), semi-klassischer [2, 3] und quantenmechanischer [1] Modelle. Die statistische Unsicherheit der Daten ermöglicht nur schwache Aussagen über Gültigkeit der verschiedenen theoretischen Ansätze.

In Kapitel 4 wird die Realisierung des experimentellen Aufbaus beschrieben. Von der Wahl der Quelle, der Detektoren und deren Positionierung hängt die zu erwartende Anzahl der gemessenen Bremsstrahlungsphotonen, aber auch die Rate der Untergrundereignisse ab. Eine optimale Einstellung der verwendeten Elektronik ist erforderlich, um den Untergrund, der durch messtechnische Effekte generiert wird, zu minimieren. Die Eichung der gemessenen Spektren und besondere Merkmale werden in Kapitel 5 angesprochen und vorläufige Ergebnisse der Messung präsentiert.

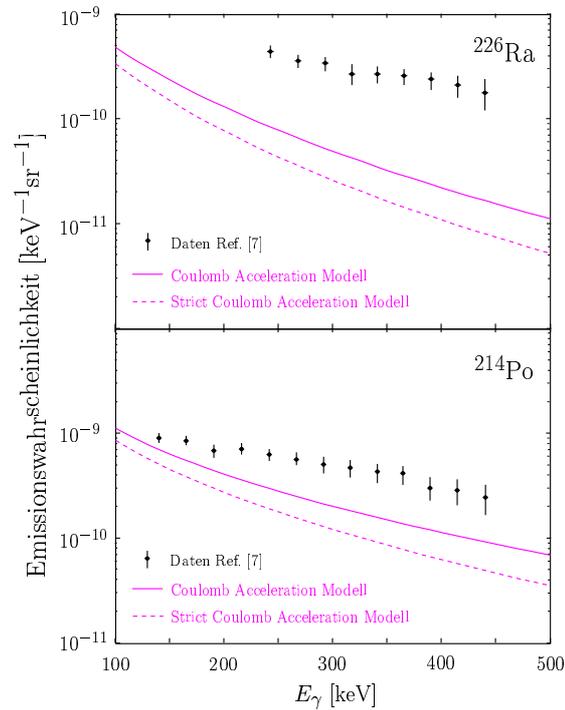


Abbildung 1.2: Daten aus [7] im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen des CA- und des SCA-Modells (siehe Abschnitt 2.3). Im Gegensatz zur Messung von [2] liegen die Messwerte deutlich über den theoretischen Vorhersagen der klassischen Rechnung.

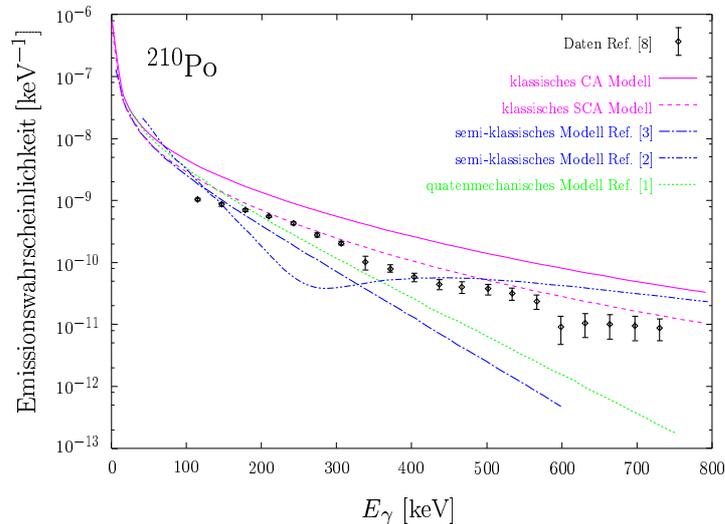


Abbildung 1.3: Die Daten der Messung [8] können durch keines der theoretischen Modelle beschrieben werden. Die erkennbare Stufenstruktur und der deutlich abweichende Verlauf der Daten von den theoretischen Modell und den Daten aus [2] wird in [8] nicht diskutiert.

Kapitel 2

Theoretische Betrachtungen

In diesem Kapitel soll kurz auf die theoretischen Grundlagen des Experiments eingegangen werden. Abschnitt 2.1 stellt einige Grundlagen des α -Zerfalls vor. Abschnitt 2.2 erläutert die Bremsstrahlungsemission eines beschleunigten, geladenen Teilchens, in Abschnitt 2.3 folgen einige Betrachtungen zur Bremsstrahlung im α -Zerfall. Hierbei wird besonders auf das Coulomb Acceleration Modell (CA) eingegangen. Ausführlichere Herleitungen zu den hier angesprochenen Themen finden sich in Anhang B.

2.1 α -Zerfall

Ein α -Teilchen – ein Cluster aus zwei Protonen und zwei Neutronen (entspricht dem Kern eines ${}^4\text{He}$ -Atoms) – ist eine energetisch besonders günstige Konstellation innerhalb der Nukleonen eines Kerns (Bindungsenergie des α -Teilchens: $B = 28.295 \text{ MeV}$, Separationsenergien: $S_n = 20.578 \text{ MeV}$, $S_p = 19.814 \text{ MeV}$). Bei schweren Kernen ist es damit eigentlich energetisch günstiger, in ein $\alpha + (A - \alpha)$ -System¹ zu zerfallen, aber erst bei genügend niedriger Potentialbarriere besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein α -Teilchen aus dem Kernpotential hinaustunneln und den Kern verlassen kann. Man spricht hierbei von einem α -Zerfall.

Das α -Teilchen ist zweifach positiv geladen. Es unterliegt zum einen der anziehenden, kurzreichweitigen starken Wechselwirkung der restlichen Nukleonen, zum anderen der abstoßenden elektromagnetischen Kraft der restlichen Protonen. Im Kerninneren dominieren die Kernkräfte (häufig als Kastenpotential genähert), die jedoch schon kurz außerhalb der Kernradius fast vollständig vernachlässigt werden können. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Verlauf des Potentials zwischen α -Teilchen und dem Restkern mit der Ladungszahl $Z - 2$ [16].

¹Ein α -Teilchen und ein Restkern der Massenzahl $A - 4$, wobei A die Massenzahl des zerfallenden Kerns bezeichnet.

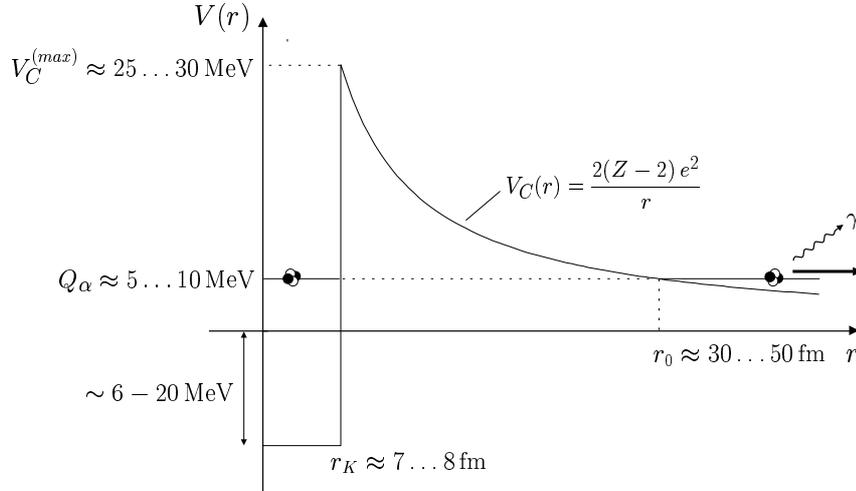


Abbildung 2.1: Beim α -Zerfall tunnelt ein α -Teilchen durch die Potentialbarriere und wird im Coulomb-Feld des Restkernes mit der Ladungszahl $Z - 2$ beschleunigt. Bei diesem Prozess wird Bremsstrahlung emittiert. Typische Werte für die frei werdende Energie Q_α , die Höhe der Potentialbarriere $V_C^{(\max)}$, den Kernradius r_K und den klassischen Wendepunkt r_0 sind in der Zeichnung angegeben.

Für die Tunnelwahrscheinlichkeit eines α -Teilchens durch die Coulomb-Barriere gilt:

$$|S_\alpha|^2 = e^{-2G}, \quad (2.1)$$

wobei G als Gamow-Faktor bezeichnet wird (siehe z.B. [16, 17]). Wird beim α -Zerfall die Energie Q_α frei, so gilt genähert

$$G = \frac{\pi e^2}{\hbar} 2(Z-2) \sqrt{\frac{m_\alpha}{Q_\alpha}} - \frac{4e}{\hbar} \sqrt{(Z-2)m_\alpha r_K}, \quad (2.2)$$

mit der Elementarladung e , dem Kernradius des Ausgangskerns r_K und der Masse eines α -Teilchens $m_\alpha = 4.002603 \text{ u}$ [18, 19].

Eine Anwendung der Tunnelwahrscheinlichkeit aus Gleichung 2.1 ist die Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeit λ für einen Kern. Außer von der Tunnelwahrscheinlichkeit $|S_\alpha|^2$ hängt diese noch ab von der Wahrscheinlichkeit w_α ein α -Teilchen im Kern zu finden und von der Frequenz $v_i/(2r_K)$ mit der das α -Teilchen gegen die Coulomb-Barriere anläuft, wobei v_i die Geschwindigkeit des α -Teilchens im Kern bezeichnet,

$$\lambda = w_\alpha \frac{v_i}{2r_K} e^{-2G}. \quad (2.3)$$

Mit geeigneten Näherungen erhält man die Formel von Taagepera und Nurmia (siehe z.B. [20]) für die Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$

$$\log_{10}(T_{\frac{1}{2}}/\text{a}) = 1.61 \left(\frac{Z-2}{\sqrt{Q_\alpha/\text{MeV}}} - (Z-2)^{\frac{2}{3}} \right) - 28.9. \quad (2.4)$$

Diese Abhängigkeit wurde schon zuvor experimentell von Geiger und Nutall gefunden (z.B. [21]).

2.2 Bremsstrahlung

Als Bremsstrahlung wird elektromagnetische Strahlung bezeichnet, die bei der Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen entsteht.

Wird eine Elementarladung e am Ort \mathbf{r} mit der Beschleunigung $\dot{\boldsymbol{\beta}} = \dot{\mathbf{v}}/c$ beschleunigt, so gilt für das von ihr erzeugte Vektorpotential \mathbf{A} am Ort \mathbf{x} zur Zeit t im nichtrelativistischen Grenzfall und für große Entfernungen ($|\mathbf{r} - \mathbf{x}| \gg 1$)

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{e}{c} \left[\left[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] \right] \right]_{ret}, \quad (2.5)$$

wobei \mathbf{n} der Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung ($\mathbf{n} = (\mathbf{x} - \mathbf{r})/|\mathbf{x} - \mathbf{r}|$) und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Für den Ausdruck in Klammern ist die retardierte Zeit t' zu verwenden, für die $t = t' + |\mathbf{r}(t') - \mathbf{x}|/c$ gilt.

Daraus ergibt sich (siehe Anhang B.3 und B.4) für die Anzahl N_γ der abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen pro Raumwinkelelement $d\Omega$ und pro Energieintervall dE_γ

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2 c^2 E_\gamma} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{\mathbf{r}}(t) \sin \vartheta(t) \exp \left(\frac{i}{\hbar} E_\gamma \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c} \right) \right) dt \right|^2, \quad (2.6)$$

mit der Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/(\hbar c)$ und dem Winkel ϑ zwischen der Richtung der Beschleunigung und der Beobachtungsrichtung.

2.3 Bremsstrahlung im α -Zerfall

Bei der Beschleunigung des α -Teilchens im Zerfallsprozess entsteht Bremsstrahlung. Im Folgenden sollen einige theoretische Modelle dieses Prozesses vorgestellt (Abschnitt 2.3.1 und 2.3.2) und mit den bisherigen Daten verglichen werden (Abschnitt 2.3.3). Abschnitt 2.3.4 beschäftigt sich mit der Kinematik des Zerfalls.

2.3.1 Coulomb Acceleration Modell

Ein sehr einfaches Modell ist das CA Modell. Es wird angenommen, daß das α -Teilchen zunächst durch die Potentialbarriere tunnelt und danach vom klassischen Wendepunkt r_0 aus (Abbildung 2.1) im Coulomb-Potential $V_C(r)$ des Kernes beschleunigt wird und nur hier Bremsstrahlung emittiert. Aus Gleichung 2.6 folgt für die Anzahl der bei diesem Prozess

emittierten Bremsstrahlphotonen N_γ pro Raumwinkelelement $d\Omega$ und pro Energieintervall dE_γ

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\alpha Z_{\text{eff}}^2}{4\pi^2 c^2 E_\gamma} \sin^2 \vartheta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{r}(t) e^{iE_\gamma t/\hbar} dt \right|^2. \quad (2.7)$$

Hierbei gibt ϑ den Winkel zwischen der Richtung der relativen Beschleunigung und der Beobachtungsrichtung an. Für die effektive Ladung Z_{eff} gilt

$$Z_{\text{eff}} = \mu \left(\frac{Z_\alpha}{m_\alpha} - \frac{Z_K}{m_K} \right), \quad (2.8)$$

mit der reduzierten Masse $\mu = m_\alpha \cdot m_K / (m_\alpha + m_K)$, den Ladungszahlen Z_K bzw. Z_α und den Massen m_K bzw. m_α von Restkern und α -Teilchen.

Über die effektive Ladung geht die Asymmetrie im Neutronenüberschuss zwischen α -Teilchen und Restkern in Gleichung 2.7 ein. Sie verursacht bei der Bewegung der Teilchen eine relative Verschiebung zwischen Massen- und Ladungsschwerpunkt, wodurch ein Dipolmoment entsteht. Dies veranschaulicht den erwarteten Dipolcharakter der Bremsstrahlung (Beiträge höherer Multipolordnungen sind gering und können im allgemeinen vernachlässigt werden). Der α -Zerfall tritt nur bei schweren Kernen auf und hier gilt typischerweise $Z/A \approx 1.4$, woraus sich eine effektive Ladung von $Z_{\text{eff}} \approx 0.4$ ergibt. Im Vergleich zu der Bremsstrahlung eines freien α -Teilchens, das die gleiche Beschleunigung erfährt, ist die Bremsstrahlung im α -Zerfall um mehr als eine Größenordnung geringer.

Die Bewegung beider Teilchen lässt sich klassisch beschreiben und numerisch integrieren (Anhang B.6). Die durchgezogene Linie in Abbildung 2.2 zeigt das Ergebnis einer solcher Rechnung für ^{210}Po , integriert über alle Abstrahlwinkel.

Strict Coulomb Acceleration Modell

In Gleichung 2.7 wird über den gesamten Beschleunigungsprozeß ($r_0 < r < \infty$) integriert. Aus klassischer Sicht kann jedoch erst dann ein Bremsstrahlungsphoton der Energie E_γ emittiert werden, wenn die kinetische Energie des Systems größer als die Photonenenergie E_γ ist. Beim Strict Coulomb Acceleration (SCA) Modell wird die Integration von Gleichung 2.7 entsprechend dieser Bedingung eingeschränkt. Die gestrichelte Linie in Abbildung 2.2 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung für den Zerfall von ^{210}Po . Die Vorhersagen dieses Modells liegen deutlich unter denen des CA Modells.

2.3.2 andere Modelle

In [13] leiteten Dyakonov und Gronyi ausgehend von einer quantenmechanischen Beschreibung der Bremsstrahlungsemission im nichtrelativistischen Grenzfall eine Gleichung für die

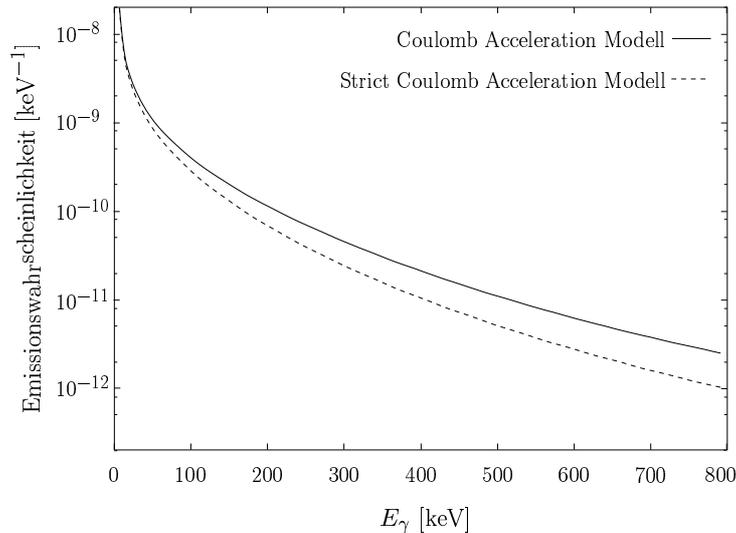


Abbildung 2.2: Bremsstrahlungswahrscheinlichkeit nach dem Coulomb Acceleration (CA) Modell (durchgezogen) und dem Strict Coulomb Acceleration (SCA) Modell (gestrichelt) für den α -Zerfall von ^{210}Po integriert über alle Winkel.

Bremsstrahlung einer tunnelnden Ladung her. Aufbauend auf dieser Rechnung entwickelten Dyakonov [3] und Kasagi [2] semi-klassische Modelle zur Beschreibung des Bremsstrahlungsspektrums (strich-punktierte und strich-doppelpunktierte Graphen (blau) in Abbildung 2.3). Die Vorhersagen beider Modelle liegen deutlich unterhalb derer des klassischen CA Modells, was darauf hinweist, daß der Beitrag unterhalb der Coulomb-Barriere destruktiv mit der Bremsstrahlung aus dem Bereich der klassischen Beschleunigung interferiert. Obwohl beide Rechnungen auf der gleichen Grundlage basieren, weichen die Ergebnisse im Bereich oberhalb von ca. 200 keV deutlich voneinander ab. Die Ursache für diese Abweichung ist bisher unklar [3].

Papenbrock und Bertsch [1] behandeln die Bremsstrahlungsemission vollständig quantenmechanisch. Ausgehend von “Fermi’s Golden Rule“ berechnen sie das Matrixelement zwischen einem Anfangszustand des α -Teilchens im Kerninneren mit komplexer Energie und einem Endzustand, der außerhalb des Kerns einer auslaufenden Welle entspricht. Die Bremsstrahlungsemission wird hierbei über die minimale Ankopplung an das elektromagnetische Feld in der Dipolnäherung eingeführt. Das resultierende Spektrum dieses Modells ist in Abbildung 2.3 durch die eng-punktierte Kurve dargestellt (grün). Die Autoren zeigen außerdem, dass die Vorhersagen dieser vollständig quantenmechanischen Rechnung nur wenig von einer semi-klassischen Näherung (WKB) abweicht.

Während [3] den Schluss zieht, dass der Beitrag zur Emissionswahrscheinlichkeit innerhalb der Coulomb-Barriere beträchtlich ist, folgern Papenbrock und Bertsch in [1], dass der Tunnelprozess nur einen geringen Einfluss auf die Amplitude der Bremsstrahlung hat. Die verschiedenen Beiträge der einzelnen Bereiche des Tunnelprozesses werden ausführlich in

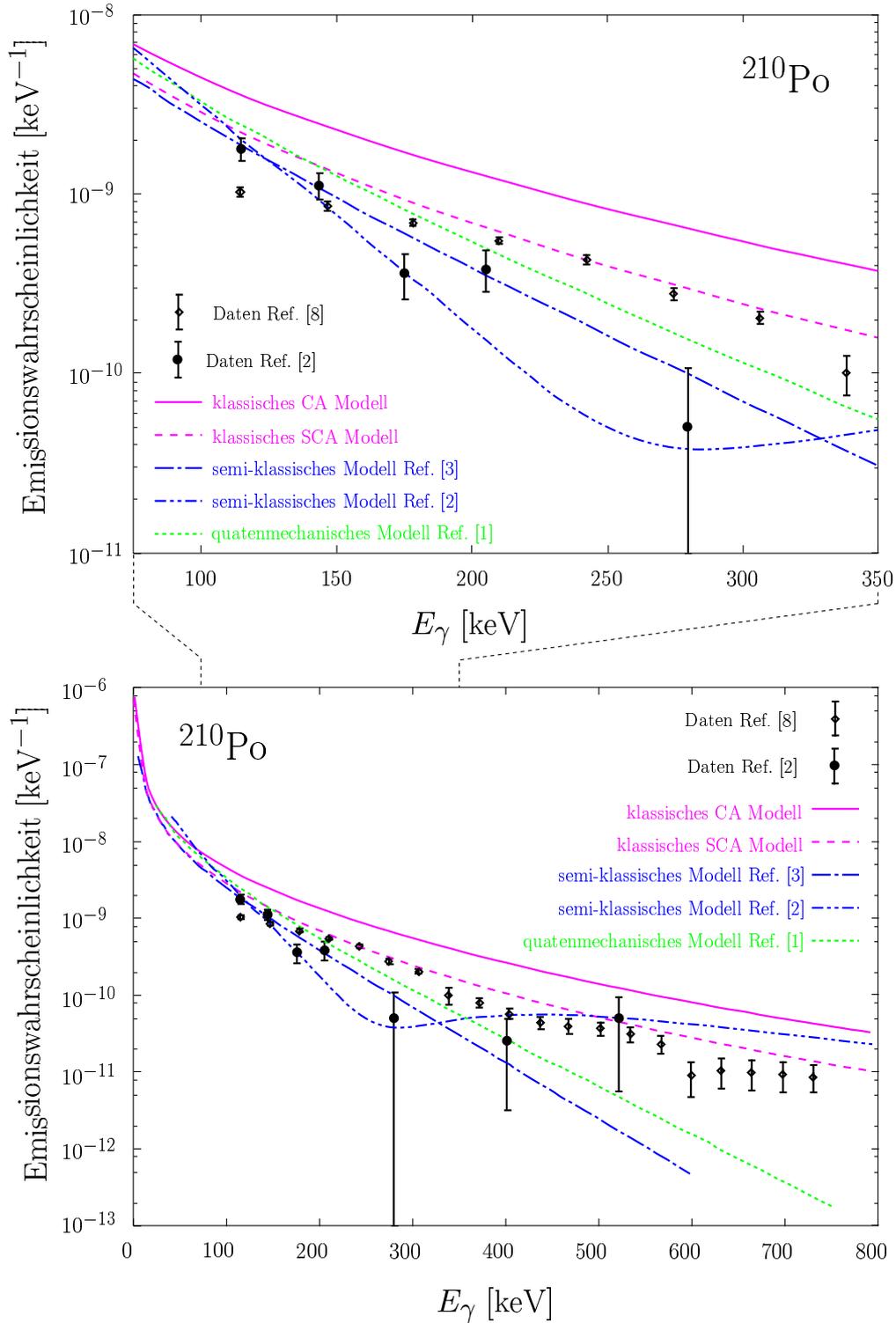


Abbildung 2.3: Das Spektrum zeigt die bisherigen Daten für ^{210}Po aus den Messungen [2] und [8] im Vergleich mit den Vorhersagen der verschiedenen theoretischen Modelle [1, 2, 3]. Hierbei ist die Emissionwahrscheinlichkeit integriert über den vollen Raumwinkel dargestellt, die experimentellen Daten wurden entsprechend skaliert (siehe [14, 15]). Das obere Teilbild zeigt vergrößert den Bereich von 75 keV bis 350 keV.

[4, 5, 22] diskutiert.

In [6] und [23] wird die Bremsstrahlungsemission im Rahmen einer zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung diskutiert, [6] betrachtet jedoch den Zerfall von ^{212}Po , [23] verwendet hohe α -Energien, da die lange Lebensdauer für eine realistische α -Energie, das Problem numerisch nicht zugänglich macht. Beide Ergebnisse sind daher nicht direkt auf die experimentellen Daten anwendbar.

2.3.3 Vergleich mit den bisherigen Daten

Abbildung 2.3 zeigt die Daten der Messungen [2] und [8] im Vergleich zu den wichtigsten theoretischen Modellen. Beide Messungen zeigen, dass das klassische CA- und auch das SCA-Modell deutlich zu hohe Emissionswahrscheinlichkeiten vorhersagt.

Die experimentellen Daten von [8] liegen teilweise bis zu einer Größenordnung über den Vorhersagen des quantenmechanischen Modells von Papenbrock und Bertsch [1]. In der Vergrößerung des Teilbereichs von 75 keV bis 300 keV ist deutlich eine unterschiedliche Tendenz der Daten sowohl im Vergleich zu den Daten aus [2] als auch im Vergleich zu den semi-klassischen und quantenmechanischen Modellen erkennbar.

Die Daten aus [2] sind teilweise konsistent mit den semi-klassischen und quantenmechanischen Vorhersagen, zeigen jedoch auch Abweichung von den verschiedenen theoretischen Vorhersagen. Aufgrund der geringen statistischen Genauigkeit lassen sie keine weiteren Aussagen über die unterschiedlichen Modelle und damit über Beitrag des Tunnelprozesses zur Emissionswahrscheinlichkeit der Bremsstrahlung zu.

2.3.4 Betrachtung zur Kinematik

Im Folgenden soll die Kinematik des α -Zerfalls mit Emission von Bremsstrahlung als ein einfacher nicht-relativistischer Zwei-Körper-Zerfall betrachtet werden. Dabei wird die Energie des Bremsstrahlungsphotons berücksichtigt, der Impulsübertrag jedoch vernachlässigt. Im Anhang B.7 und B.8 wird eine relativistische Rechnung durchgeführt, die auch diesen berücksichtigt.

Für den Ausgangskern der Masse $m_{\tilde{K}}$ gilt in seinem Ruhesystem² $p = 0 \text{ MeV}/c$ und $E = 0 \text{ MeV}$ (Abbildung 2.4 (a)). Das beim Zerfall entstehende α -Teilchen habe im gleichen Bezugssystem den Impuls \mathbf{p}_α , die Energie E_α und die Masse m_α , der Restkern den Impuls \mathbf{p}_K , die Energie E_K und die Masse m_K , wie in Abbildung 2.4 (b) dargestellt.

Aus Energie- und Impulserhaltung folgt unter Vernachlässigung des Impulses des Bremsstrahlungsphotons

$$E_\alpha + E_K + E_\gamma = Q_\alpha \quad (2.9)$$

$$\mathbf{p}_\alpha + \mathbf{p}_K = 0, \quad (2.10)$$

² $E = E_{\text{kin}}$ (nicht-relativistisch)

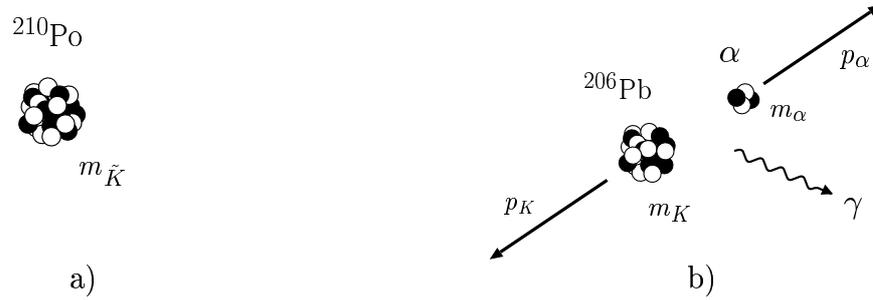


Abbildung 2.4: Vor dem Zerfall wird der Kern als ruhend betrachtet (a). Beim Zerfall entstehen ein α -Teilchen mit der Masse m_α und dem Impuls p_α und der Restkern mit dem Impuls p_K und der Masse m_K . Zusätzlich kann ein Bremsstrahlungsphoton der Energie E_γ emittiert werden (b).

wobei Q_α die beim Zerfall frei werdende Energie bezeichnet ($Q_\alpha = m_{\tilde{K}}c^2 - m_Kc^2 - m_\alpha c^2$) und E_γ die Energie des Bremsstrahlungsphotons. (Bei einem Zerfall in einen angeregten Zustand des Tochterkerns gilt $Q_\alpha = Q_{\alpha,0} - E_{\text{ex}}$.) Hierbei ist zu beachten, dass das Bremsstrahlungsphoton durch die relative Beschleunigung von Restkern und α -Teilchen entsteht und so die Energie dem System und nicht einem der beiden Teilchen separat entnommen wird.

Mit den Massen m_α und m_K des α -Teilchens bzw. des Restkerns folgt aus den Gleichungen 2.9 und 2.10

$$E_\alpha = \frac{m_K}{m_\alpha + m_K}(Q_\alpha - E_\gamma). \quad (2.11)$$

Die Emission des Bremsstrahlungsphotons resultiert daher in einer Erniedrigung des Q_α -Wertes um E_γ . Die Abweichung des hier beschriebenen einfachen Modells von der im Anhang B.8 dargestellten (relativistischen) Rechnung unter Einbeziehung des Photonimpulses ist in Abbildung 2.5 für verschiedene Winkel ϑ zwischen α -Teilchen und Bremsstrahlungsphoton dargestellt. Die Abweichungen sind typischer Weise kleiner als 1 keV und können in diesem Experiment vernachlässigt werden.

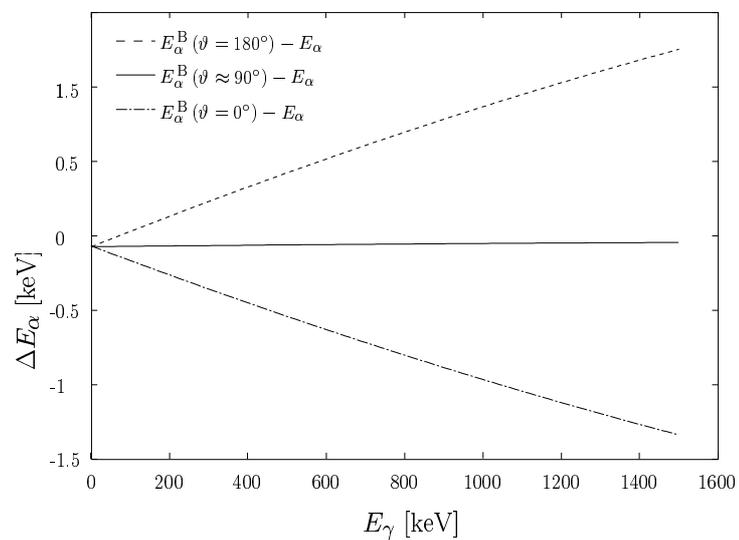


Abbildung 2.5: Dargestellt ist der Einfluß des Photonenrückstoßes auf die Energie der α -Teilchen als Differenz (ΔE_{α}) der Rechnung aus Anhang B.8 ($E_{\alpha}^{\text{B}}(\vartheta)$) zum Resultat aus Gleichung 2.11 (E_{α}) für verschiedene Winkel zwischen α -Teilchen und Bremsstrahlungsphoton.

Kapitel 3

Prinzip der Messung

Um das Spektrum der Bremsstrahlung im α -Zerfall zu messen, ist es im Prinzip ausreichend, nur die Energien der abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen zu beobachten. Aus den theoretischen Betrachtungen in Abschnitt 2.3 folgt allerdings, dass die Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlungsphotonen im interessanten Energiebereich von etwa 400 keV bis 500 keV bei etwa 10^{-10} Bremsstrahlungsphotonen pro Zerfall pro keV liegt. Bei einer Quelle mit einer Aktivität von z.B. 100 kBq ¹ wird integriert über diesen Energiebereich² eine Rate von 10^{-4} Bremsstrahlungsphotonen pro Sekunde erwartet. Selbst bei guter Abschirmung des Raumuntergrunds liegt die über diesen Energiebereich integrierte Untergrundrate bei ca. einem Photon pro Sekunde und damit 4 Größenordnungen über dem zu messenden Effekt. Zusätzlich zum Raumuntergrund treten bei den meisten α -Quellen Zerfallszweige auf, bei denen γ -Strahlung frei wird, deren Emissionswahrscheinlichkeit meist viele Größenordnungen über der der Bremsstrahlung liegt.

Es reicht daher nicht aus, nur die auftretende γ -Strahlung zu messen, sondern es ist notwendig, die tatsächlichen Bremsstrahlungsphotonen effektiv von Untergrundeignissen zu trennen. Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie dies erreicht werden kann und in Abschnitt 3.2 werden die experimentellen Bedingungen diskutiert, um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu erreichen.

3.1 Messmethode

Zur Trennung der Bremsstrahlungsereignisse vom Untergrund wird zum einen eine Koinzidenzmessung, zum anderen ein Auswahlkriterium für die Summenenergie von α -Teilchen und Photon verwendet.

¹Wie später ersichtlich, ist dies in etwa die maximal experimentell mögliche Quellenstärke.

²In den folgenden Betrachtungen werden beispielhaft jeweils die erwartete Rate der Bremsstrahlungsphotonen und die Untergrundrate integriert über den Energiebereich von $E_\gamma = 400 \text{ keV}$ bis 500 keV verglichen.

Bei Bremsstrahlungsereignissen werden Bremsstrahlungsphoton und α -Teilchen koinzident emittiert. Nimmt man eine Zeitauflösung von 10 ns und eine Aktivität der α -Quelle von 100 kBq an, so ergibt sich durch eine Koinzidenzmessung eine Unterdrückung von zufälligen Ereignissen um einen Faktor 10^3 . Bei einem Raumuntergrund von einem Photon pro Sekunde im Energiebereich von 400 keV bis 500 keV, führt dies zu einer Rate von etwa 10^{-3} zufälligen Koinzidenzen pro Sekunde. Dies liegt immer noch um eine Größenordnung über der zu erwartenden Rate an Bremsstrahlungsphotonen.

Die bei einem α -Zerfall frei werdende Energie Q_α teilt sich auf die kinetische Energie des α -Teilchen E_α , die des Tochterkerns und das Bremsstrahlungsphoton E_γ auf. Wie in Abschnitt 2.3.4 erläutert, gilt für den Zerfall des im Experiment verwendeten ^{210}Po in den Grundzustand des Tochterkerns ^{206}Pb näherungsweise

$$E_\alpha \approx \frac{M_{\text{Pb}}}{M_\alpha + M_{\text{Pb}}} (Q_\alpha - E_\gamma) . \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnen M_{Pb} die Masse des Tochterkerns ^{206}Pb und M_α die des α -Teilchens.

Mit dem bekannten Q_α -Wert für ^{210}Po von 5407.46 keV [24] ergibt sich für vernachlässigbares Bremsstrahlungsphoton ($E_\gamma = 0$) eine Energie des α -Teilchens von $E_{\alpha,0} = 5304.38$ keV. Wird aber bei einem α -Zerfall (in den Grundzustand des Tochterkerns) ein Bremsstrahlungsphoton der Energie E_γ emittiert, so ist die Energie des dazugehörigen α -Teilchens gegeben durch:

$$E_\alpha = E_{\alpha,0} - \frac{M_{\text{Pb}}}{M_\alpha + M_{\text{Pb}}} E_\gamma \approx 5304.38 - \frac{206}{210} E_\gamma . \quad (3.2)$$

Die Bremsstrahlungsereignisse liegen daher auf einer Geraden in der E_γ - E_α -Ebene, die durch die Gleichung 3.2 gegeben ist. Abbildung 3.1 verdeutlicht schematisch die zu erwartenden Ereignisse in einem 2-dimensionalen E_γ - E_α -Spektrum.

Im roten Bereich wird die Bremsstrahlung erwartet, d.h. für die Energien E_α und E_γ der hier liegenden Ereignisse gilt Gleichung 3.2. α -Teilchen, die zufällig koinzident mit einem Photon aus dem Raumuntergrund detektiert werden (zufällige Koinzidenzen), haben fast immer die volle α -Energie $E_{\alpha,0}$ und liegen im grünen Bereich in Abbildung 3.1. Zerfällt ^{210}Po in den mit 803.1 keV angeregten Zustand des Tochterkerns ^{206}Pb , so wird koinzident zu dem α -Zerfall ein Photon emittiert. Daher wird bei $E_{\alpha,803} = 4516.58$ keV und $E_\gamma = 803.1$ keV ein Peak und im blau gekennzeichneten Bereich der dazugehörige Compton-Untergrund erwartet.

Abbildung 3.1 zeigt, dass die Bremsstrahlungsereignisse im E_α - E_γ -Spektrum klar von zufälligen Koinzidenzen aus dem Raumuntergrund und vom Compton-Untergrund des Zerfallszweiges getrennt werden können. Durch messtechnische Effekte, die in den Abschnitten 4.1 und 4.5.1 näher erläutert werden, kann es allerdings vorkommen, dass die Energie eines α -Teilchens zu *gering* oder zu *hoch* gemessen wird. Dadurch können Ereignisse aus dem Compton-Untergrund (blau) bzw. zufälligen Raumuntergrund (grün), wie in Abbildung 3.2 dargestellt, verschoben werden. Auf diese Weise gelangen Untergründereignisse in das Gebiet zwischen dem grünen und dem blauen Bereich. Die Wahrscheinlichkeit, dass die

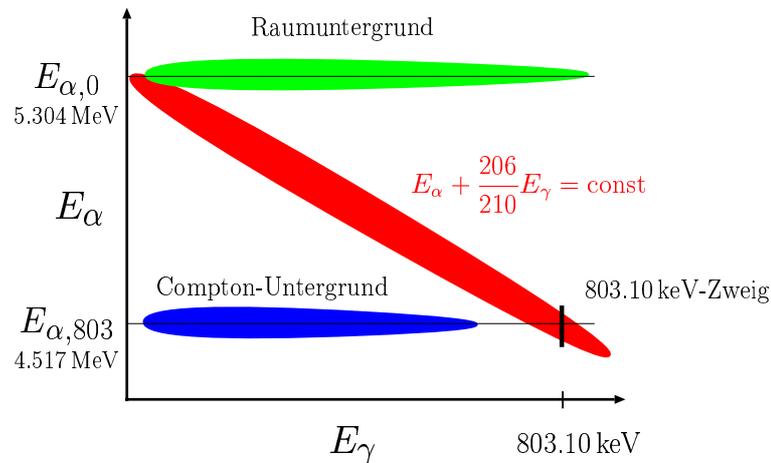


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des erwarteten Spektrums der α -Energien aufgetragen gegen die zugehörigen γ -Energien. Rot dargestellt ist der Bereich in dem die Bremsstrahlung nach Gleichung 3.2 erwartet wird (rechts davon kommt es zusätzlich zu Compton-Untergrund der Bremsstrahlung, der nicht eingezeichnet ist). Im grünen Bereich liegen zufällige Koinzidenzen mit Strahlung aus dem Raumuntergrund (meist volle α -Energie $E_{\alpha,0}$). Bei $E_{\alpha,803}$ und $E_{\gamma} = 803.10 \text{ keV}$ befindet sich der γ -Zerfallszweig des ^{210}Po , im blau gekennzeichneten Bereich der dazugehörige Compton-Untergrund.

Energie eines α -Teilchens zu gering detektiert wird, liegt etwa bei 10^{-3} (siehe Abschnitt 4.5.1). Bei einer Rate von $5 \cdot 10^{-3}$ zufälligen Koinzidenzen pro Sekunde ergibt sich damit eine Gesamtuntergrundrate von $5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Diese liegt deutlich unter der erwarteten Rate für Bremsstrahlung von 10^{-4} s^{-1} . Eine ähnliche Betrachtung für den Compton-Untergrund (blau) liefert ein noch geringeres Ergebnis, da das Verzweungsverhältnis für den 803 keV-Zweig nur $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ beträgt. Daher sollte eine Messung des Spektrums der Bremsstrahlung mit gutem Verhältnis von Signal zu Untergrund möglich sein, wenn E_{γ} , E_{α} und $t_{\alpha} - t_{\gamma}$ mit entsprechender Genauigkeit gemessen werden können.

3.2 Experimentelle Bedingungen

Zielsetzung des vorliegenden Experimentes ist es unter anderem, das Spektrum der Bremsstrahlung im Energiebereich von 300 keV bis 600 keV mit einer statistischen Genauigkeit von 10% zu bestimmen, um Aussagen über die verschiedenen theoretischen Modelle treffen zu können (vgl. Abschnitt 2.3). Bei der Planung und dem Aufbau des Experimentes musste dafür mehreren Aspekten besondere Beachtung geschenkt werden, unter anderem um die in Abschnitt 3.1 genannten Methoden zur Untergrundunterdrückung zur Anwendung zu bringen.

Geeignete Wahl der Quelle: Bei der Wahl der Quelle ist auf eine möglichst geringe

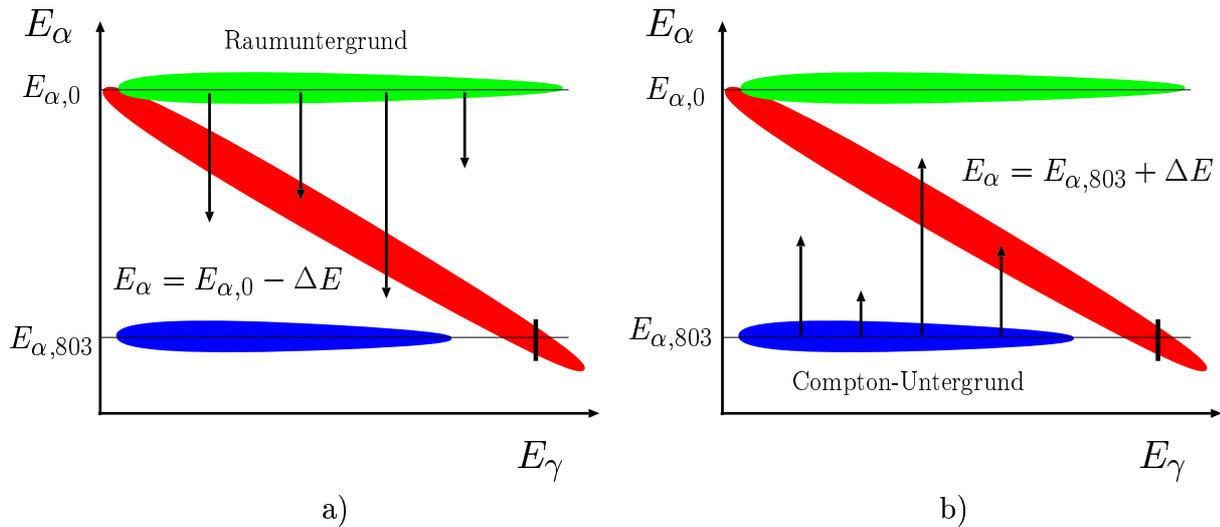


Abbildung 3.2: Zufälliger Untergrund im Bereich zwischen Raumuntergrund (grün) und Compton-Untergrund (blau) entsteht (a) durch eine zufällige Koinzidenz eines Raumuntergrundphotons mit einem α -Teilchen, dessen Energie zu gering gemessen wurde, oder (b) durch ein Photon aus dem Compton-Untergrund des 803 keV-Zweigs, wobei die Energie des dazugehörigen α -Teilchens zu hoch gemessen wurde.

Verzweigung des α -Zerfalls in angeregte Zustände des Tochterkerns und eine kurze Zerfallsreihe zu achten, um zusätzlichen γ - und α -Untergrund zu vermeiden (Abschnitt 4.1).

Hohe Quellenaktivität: Um im Energiebereich von 400 keV bis 500 keV 100 Bremsstrahlungsphotonen zu messen, müssen mindestens 10^{11} Zerfälle beobachtet werden. Daher ist eine hohe Quellenaktivität nötig, um eine realistische Meßdauer zu erreichen (~ 100 Tage). Im Experiment werden zwei ^{210}Po -Quellen verwendet jeweils mit einer Aktivität von 100 kBq.

Hohe Effizienz der Anordnung: Sowohl die Aktivität der einsetzbaren Quelle ist beschränkt, wie auch die experimentelle Meßdauer durch die Halbwertszeit der Quelle. Daher muß die Effizienz des γ - und α -Nachweises sehr hoch sein, um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu erzielen (Abschnitt 4.4). Die Effizienz wird durch die Geometrie und die Positionierung von Quellen und Detektoren und durch die Winkelverteilung der Bremsstrahlung bestimmt, für die eine Dipolcharakteristik angenommen wird.

Hohe Energieauflösung: Um ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund zu erreichen, muß der interessante Bereich im E_α - E_γ -Spektrum klar getrennt werden können (Abschnitt 3.1). Dafür ist eine gute Energieauflösung erforderlich. Hierbei ist hauptsächlich die Energieauflösung der Si-Detektoren der limitierende Faktor, welche

typischerweise für segmentierte Si-Detektoren bei 25 keV liegt. Die typische Energieauflösung für HPGe-Detektoren liegt bei 2 keV und kann daher in dieser Betrachtung vernachlässigt werden (Abschnitt 5.1 und 5.2).

Gute Zeitauflösung: Eine gute Zeitauflösung ermöglicht ein enges Koinzidenzfenster und damit ein verbessertes Verhältnis von Signal zu Untergrund (Abschnitt 5.3).

Geringer Raumuntergrund: Um zufällige Koinzidenzen gering zu halten, müssen die HPGe-Detektoren gut vor der Umgebungsstrahlung abgeschirmt werden. Effekte meßtechnischer Art (Aufbau, Elektronik), die zu dem in Abbildung 3.2 erläuterten Untergrund führen, müssen durch geeignete Maßnahmen minimiert werden (Abschnitt 4.3 bis 4.5).

Lange Laufzeit: Selbst bei Verwendung der stärksten erhältlichen Quelle, die die restlichen Anforderungen erfüllt, muß das Experiment weitgehend unbeaufsichtigt mehrere 100 Tage laufen. Dies stellt besondere Anforderungen an die Datenaufnahme und die Systeme, die z.B. die Detektoren kühlen und überwachen.

Bei der Optimierung der einzelnen Punkte ist zu beachten, dass sich diese häufig widersprechen: z.B. führt ein großer abgedeckter Winkelbereich (hohe Effizienz) bei einem Si-Detektor notwendigerweise zu einer schlechteren Auflösung, da α -Teilchen mit unterschiedlichen Einfallswinkeln in den Detektor eintreten und dabei unterschiedlich viel Energie in der Totschicht verlieren. Analoges gilt für den Austritt der α -Teilchen aus dem Quellenmaterial. Die Wahl einer stärkeren Quelle führt zwangsläufig dazu, dass entweder das Quellenmaterial auf einer größeren Fläche verteilt wird und somit ein breiteres Spektrum an Austrittswinkeln die Energieauflösung verschlechtert, oder die Dicke des Quellenmaterials zunimmt, was wegen des Energieverlustes in der Quellschicht zu einer verschlechterten Energieauflösung führt.

Die Realisierung des experimentellen Aufbaus unter Beachtung der hier diskutierten Punkte wird in Kapitel 4 beschrieben.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

Bei der Planung und dem Aufbau des Experiments musste besonders auf die Optimierung der in Abschnitt 3.2 diskutierten experimentellen Bedingungen geachtet werden. Abschnitt 4.1 geht auf die Wahl der α -Quelle ein. In Abschnitt 4.2 werden die zur Detektion der α -Teilchen eingesetzten Silizium-Detektoren beschrieben, in Abschnitt 4.3 die zur Detektion der γ -Strahlung verwendeten HPGe-Detektoren. Abschnitt 4.4 erläutert die geometrische Anordnung von Quellen, Si- und HPGe-Detektoren. Im abschließenden Abschnitt 4.5 wird der Aufbau der Elektronik und das Datenaufnahmesystem besprochen.

4.1 Die α -Quelle

Als Quellenmaterial wurde ^{210}Po (siehe Abbildung 4.1) gewählt. ^{210}Po zeichnet sich durch eine geringe Verzweigung und eine kurze Zerfallsreihe (nur ein Zerfall) als besonders geeignet für das Experiment aus.

^{210}Po zerfällt fast vollständig in den Grundzustand von ^{206}Pb , nur 0.00122% zerfallen in einen angeregten Zustand (803.10 keV). Dadurch befindet sich fast die volle Intensität in der 5.304 MeV Linie und die Quelle selbst trägt nur sehr wenig zum γ -Untergrund bei.

Der Tochterkern ^{206}Pb ist stabil. Dadurch entsteht kein zusätzlicher α - oder γ -Untergrund durch weitere Zerfälle. Die meisten anderen langlebigen α -Strahler weisen lange Zerfallsreihen auf.

Nach dem quantenmechanischen Modell von Papenbrock und Bertsch [1] skaliert die Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung stark mit der Energie. Bei der Verwendung kurzlebigerer Isotope mit höheren Q_α -Werten würden deutlich mehr Bremsstrahlungsphotonen erwartet: z.B. bei ^{214}Po ($Q_\alpha = 7833.46$ keV, $T_{\frac{1}{2}} = 164.3$ μs) ca. 65-mal mehr als bei ^{210}Po ($Q_\alpha = 5407.46$ keV, $T_{\frac{1}{2}} = 138.4$ d) für $E_\gamma = 600$ keV. Der experimentelle Aufbau wäre jedoch viel komplizierter, da ein solches Isotop online mit Hilfe eines Beschleunigerstrahls hergestellt werden müßte.

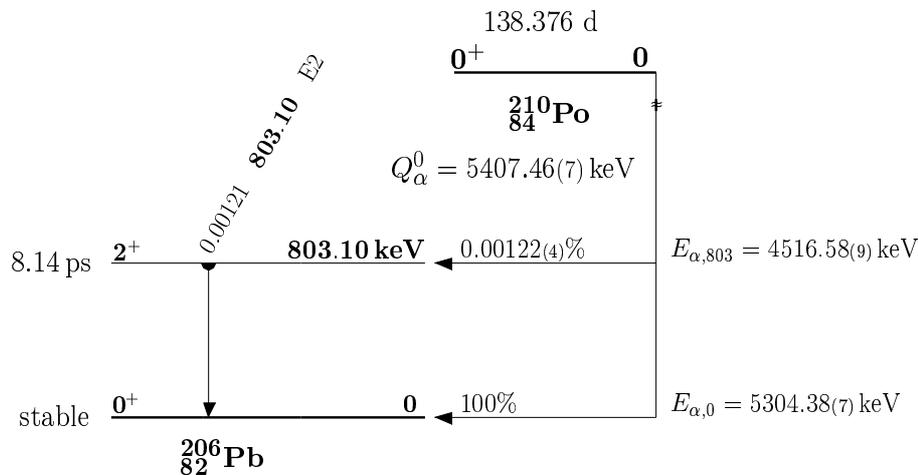


Abbildung 4.1: α -Zerfall von ^{210}Po [24]

Bei der Verwendung von ^{210}Po besteht die Gefahr, dass sich durch die beim α -Zerfall frei werdende Energie Cluster aus dem Quellenmaterial lösen und die Umgebung kontaminieren. Man bezeichnet diesen Vorgang als *absputtern*¹. Eine mögliche Versiegelung der Quelle z.B. mit einer Goldschicht verschlechtert die Energieauflösung deutlich, da α -Teilchen, die unter unterschiedlichen Winkeln die Quelle verlassen in der Goldschicht unterschiedlich stark abgebremst werden. Um auf eine solche Versiegelung verzichten zu können und gleichzeitig eine hohe Aktivität zu erreichen, wurde das aktive Präparat auf eine große Fläche (15.9 cm², 45 mm Durchmesser) aufgebracht, dies entspricht in etwa der Aktivität pro Flächeneinheit üblicher offener ^{210}Po -Quellen.

Bestellt wurden zwei Quellen mit einer Aktivität von jeweils 100 kBq auf einem Quellenträger vom Typ AFSS-disk (Abbildung 4.2) bei Isotope Products Laboratories² (IPL). Die AFSS-disk besteht aus 0.762 mm dickem Edelstahl. Geliefert wurde die Quelle jedoch auf einem Quellenträger vom Typ EAB-LB, bei dem das aktive Substrat auf einer 0.254 mm dicken Silber-Folie aufgebracht ist, welche von einer Platte aus 1.73 mm dickem Edelstahl gehalten wird (siehe Abbildung 4.3). Laut IPL wird für Polonium eine Silberfolie als Träger-substanz benötigt, da das Quellenmaterial durch autoelektrolytische Abscheidung aufgebracht wird. Das direkte Aufbringen des Substrates auf eine AFSS-disk ist daher nicht möglich, wovon wir jedoch erst nach der Lieferung in Kenntnis gesetzt wurden. Da die HPGe-Detektoren unterhalb der Quellen angeordnet sind, mussten durch die Verwendung des abweichenden Trägertypes Einbußen in der Effizienz in Kauf genommen werden. Diese fallen besonders im Energiebereich um 100 keV ins Gewicht. Abbildung 4.4 zeigt die relative Abschwächung von γ -Strahlung für die bestellten und gelieferten Quellen.

¹engl. *to sputter* - sprudeln, sprühen, zerstäuben

²IPL Handelsvertretung für Deutschland: Isotope Products Europe Blaseg GmbH, Am Schlossberg 38, D-88289 Waldburg, <http://www.isotopes.com/>

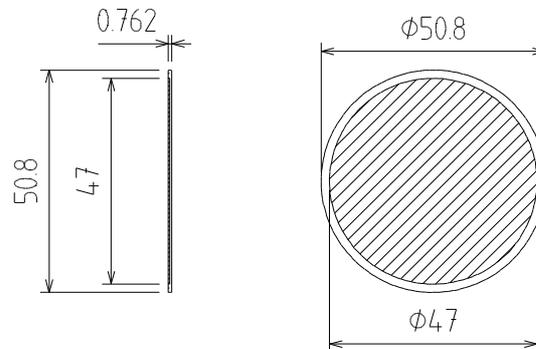


Abbildung 4.2: Zeichnung der ursprünglich bestellten AFSS-disk, aktiver Durchmesser 47 mm, Trägermaterial: Edelstahl (0.762 mm).

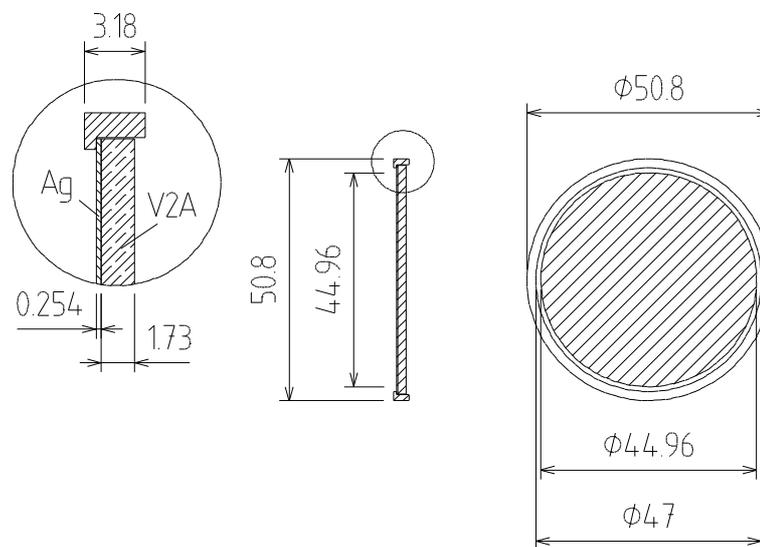


Abbildung 4.3: Zeichnung des gelieferten EAB-LB - Trägers, aktiver Durchmesser 45 mm, Trägermaterial: Silberfolie (0.254 mm) auf Edelstahl (1.73 mm).

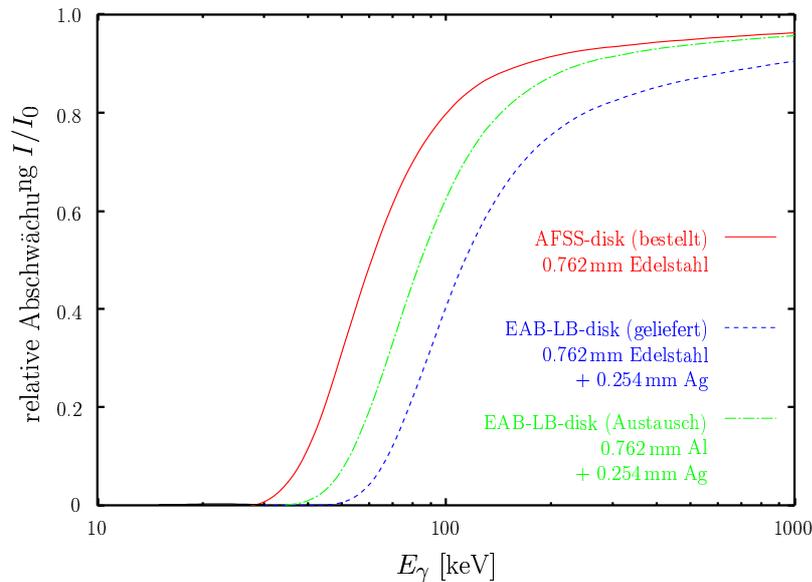


Abbildung 4.4: Vergleich der relativen Abschwächung von γ -Strahlung durch die verschiedenen Quellenträger (Rechnung basiert auf Daten von [25]).

IPL wird die falsch gelieferten Quellen durch neue ersetzen, bei denen für das Trägermaterial anstatt Edelstahl Aluminium eingesetzt wird. Dadurch wird eine geringere Abschwächung erreicht (Abbildung 4.4).

4.2 Detektion der α -Teilchen

Zum Nachweis der α -Teilchen werden Silizium-Detektoren eingesetzt. Um eine hohe Effizienz zu erreichen, muß ein möglichst großer Raumwinkelbereich durch die Detektoren erfaßt werden. Dafür kommen entweder eine größere Anzahl einzelner, kleiner Si-Detektoren in Frage oder großflächige segmentierte Si-Detektoren. Aus Gründen des praktischen Aufbaus und um Randeffekte, wie z.B. am Gehäuse gestreute α -Teilchen gering zu halten, wurde die zweite Lösung gewählt.

Die Verwendung starker Quellen und großflächiger Si-Detektoren führt zu entsprechend hohen Zählraten. Um diese mit der Elektronik verarbeiten zu können, ohne dabei eine zu hohe Rate von Pile-Ups (zur Erläuterung siehe Abschnitt 4.5.1) in Kauf nehmen zu müssen, wurden einseitig 16-fach segmentierte Si-Detektoren gewählt.

Die möglichen Einfallswinkel werden durch die Größe des Detektors, die Größe der Quelle und die Entfernung von Quelle und Detektor bestimmt. Die Abmessung von Quelle und Si-Detektor wurden daher ungefähr gleich gewählt (~ 5 cm) und für die Entfernung zwischen Quelle und Detektor zeigte sich ein Abstand von ca. 2.5 cm als ausreichend, damit die intrinsische Auflösung des segmentierten Si-Detektors nur wenig durch die verschiedenen

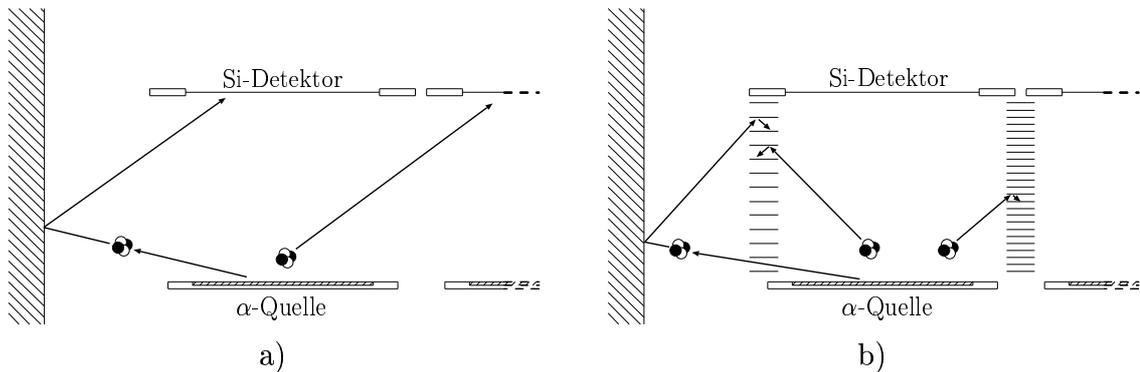


Abbildung 4.5: Ohne weitere Vorkehrungen können an der Wand gestreute α -Teilchen oder solche aus dem benachbarten Aufbau mit sehr flachem Einfallswinkel in den Detektor gelangen (a). Durch Stapel aus 0.1 mm dicken Edelstahl-Lamellen wird dies im Experiment verhindert (b). (Die Lamellen zwischen den beiden Quellen-Detektor-Anordnungen haben eine Breite von 6 mm und einen Abstand von 2 mm, die äußeren Lamellen eine Breite von 10 mm und einen Abstand von 4 mm.)

Einfallswinkel verschlechtert wird.

Um die hohe Effizienz der HPGe-Detektoren entsprechend nutzen zu können, wurden zwei Anordnungen mit jeweils einem Si-Detektor und einer α -Quelle aufgebaut. Um zu verhindern, daß α -Teilchen aus der benachbarten Anordnung in den Si-Detektor gelangen, sind die beide Anordnungen durch einen Stapel dünner (0.1 mm) Edstahllamellen voneinander getrennt. Zusätzlich sind die Anordnungen von solchen Lamellen umgeben, um zu verhindern, dass an der Kammerwand gestreute α -Teilchen, welche beim Streuprozess einen Teil ihrer Energie verloren haben, in die Detektoren gelangen. Abbildung 4.5 veranschaulicht diese Konstruktion und ihre Wirkungsweise, Abbildung 4.6 zeigt ein Foto des Aufbaus.

α -Teilchen dringen bei einer Energie von 5 MeV etwa $25 \mu\text{m}$ tief in das Silizium ein und werden daher vollständig im Detektor (Dicke $\sim 300 \mu\text{m}$) gestoppt. Die Abbremsung der α -Teilchen erfolgt entsprechend der Bethe-Bloch-Formel [16] und führt zu einer lokalisierten Schädigung der Gitterstruktur des Si-Zählers. Ab einer Strahlenbelastung von typischerweise ca. 10^9 Teilchen/ cm^2 führen die Schäden im Kristallgitter des Silizium zu einem ansteigenden Leckstrom und einer verschlechterten Energieauflösung [26, 27, 28]. Ab etwa 10^{10} Teilchen/ cm^2 müssen die Detektoren vermutlich ausgetauscht werden. Um die Lebensdauer zu erhöhen werden die Si-Detektoren auf ca. -20°C gekühlt. Durch die Kühlung wird die Mobilität der eingeschossenen α -Teilchen im Kristallgitter reduziert, die Bildung von größeren Störstellen aus Clustern von α -Teilchen (He-Blasen) wird unterdrückt [29] und der Schaden in der Kristallstruktur gering gehalten.

Die im Experiment eingesetzten segmentierten Silizium-Detektoren wurden von Micron Semiconductor Ltd.³ geliefert. Es handelt sich um einseitig 16-fach segmentierte Detektoren

³Micron Semiconductor Limited, 1 Royal Buildings, Marlborough Road, Lancing, Sussex BN 15 8UN, UK, <http://www.micronsemiconductor.co.uk/>

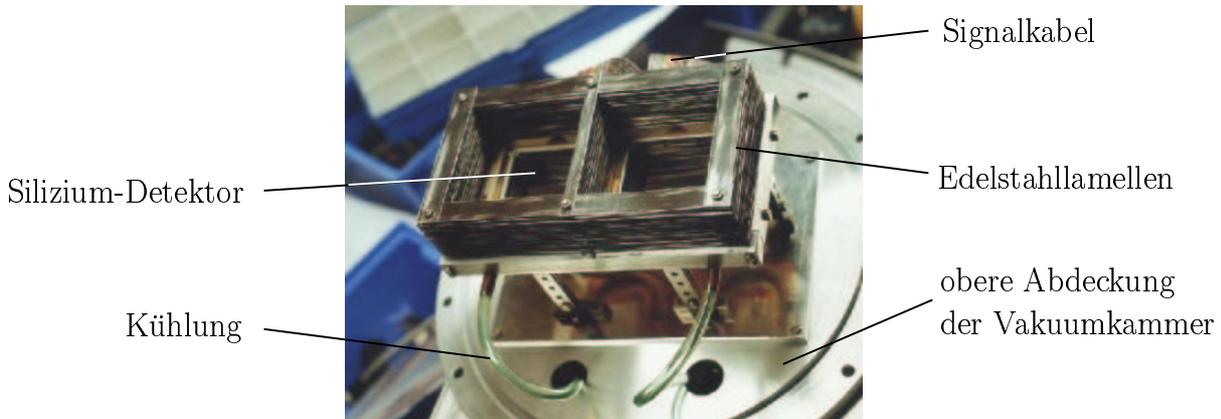


Abbildung 4.6: *Im Bild erkennbar sind die beiden nebeneinander angeordneten Si-Detektoren. Die Edelstahllamellen verhindern die Detektion von α -Teilchen, die an der Kammerwand gestreut werden oder flach aus der benachbarten Anordnung einfallen.*

vom Typ W(SS)-300 mit einer Dicke von ca. $300\ \mu\text{m}$, einer aktiven Fläche von $50\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$ und einer Streifenbreite von $3.12\ \text{mm}$, deren Verarmungszone bei einer Spannung von $20\ \text{V}$ über die gesammte Zählerdicke ausgedehnt ist. Der Silizium-Wafer ist auf einer Platine (PCB⁴) mit einer Länge von $7\ \text{cm}$ und einer Breite von $6\ \text{cm}$ verklebt. Abbildung 4.7 zeigt die segmentierte Seite eines der Detektoren.

Wie in Abbildung 4.8 schematisch veranschaulicht, existiert auf der segmentierten Seite des Detektors ein Bereich, in dem kein elektrisches Feld herrscht. Treten hier α -Teilchen in den Detektor ein, so verlieren sie einen Teil Ihrer Energie in diesem feldfreien Bereich. Die hier erzeugten Ladungsträger werden nicht von den Elektroden aufgesammelt und die detektierte Energie stimmt nicht mit der tatsächlichen Energie der α -Teilchen überein. Um eine solche unvollständige Ladungssammlung zu verhindern werden die Detektoren so montiert, daß die nichtsegmentierte Seite zur Quelle zeigt. Aus diesem Grund können auch keine beidseitig segmentierten Detektoren eingesetzt werden, die eine zusätzliche Ortsinformation und so bessere experimentelle Daten zur Winkelverteilung der Bremsstrahlung hätten liefern können.

4.3 Detektion der Bremsstrahlungsphotonen

Zur Detektion der γ -Strahlung wird ein Cluster aus drei gekapselten hochreinen Germanium-Detektoren⁵ (HPGe⁶) vom MINIBALL-Typ eingesetzt [30]. Abbildung 4.9 zeigt schema-

⁴Printed Circuit Board

⁵Canberra Eurisys GmbH, Walter-Flex-Str. 66, D-65428 Rüsselsheim, <http://www.canberra.com>

⁶High-Purity Germanium

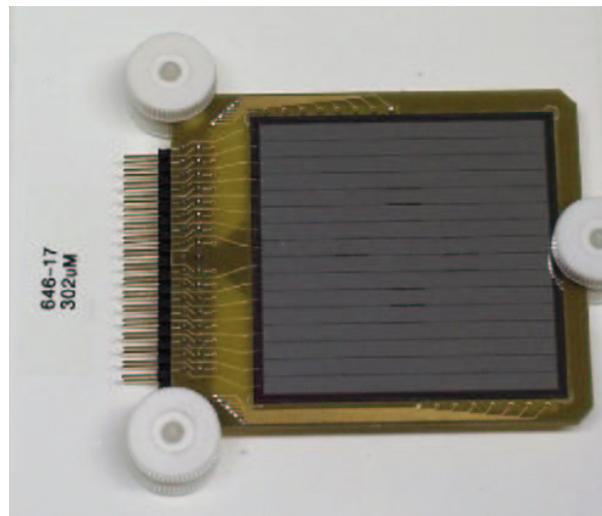


Abbildung 4.7: Einseitig 16-fach segmentierter Silizium Detektor der Firma Micron vom Typ W(SS)-300 mit einer aktiven Fläche von $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ und einer Streifenbreite von 3.12 mm .

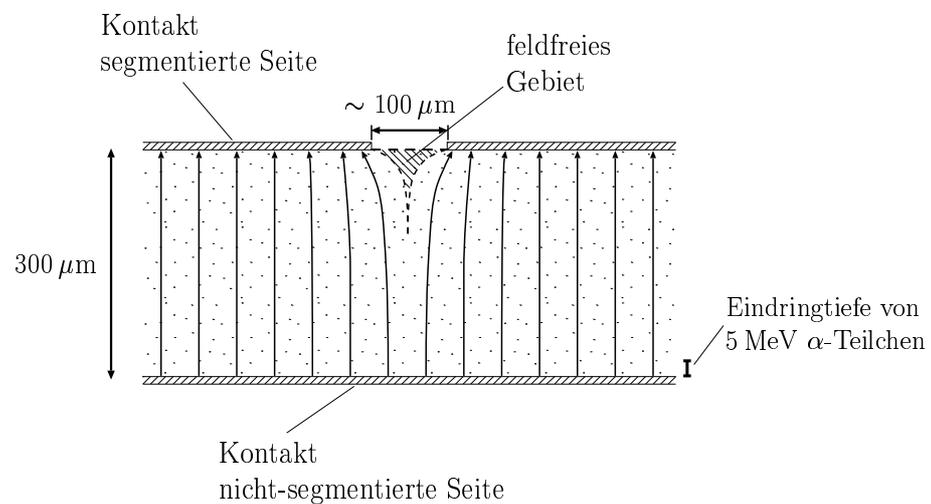


Abbildung 4.8: Im Bereich zwischen zwei Streifen entsteht im segmentierten Silizium-Detektor ein feldfreier Bereich. Das gemessene Signal von α -Teilchen, die hier in den Detektor eindringen, entspräche nicht ihrer vollen Energie, da in diesem Bereich erzeugte Ladungsträger nicht zu den Elektroden gelangen können. (Die Dicke der Kontakte und der Abstand zwischen den Streifen sind nicht maßstabsgerecht abgebildet.)

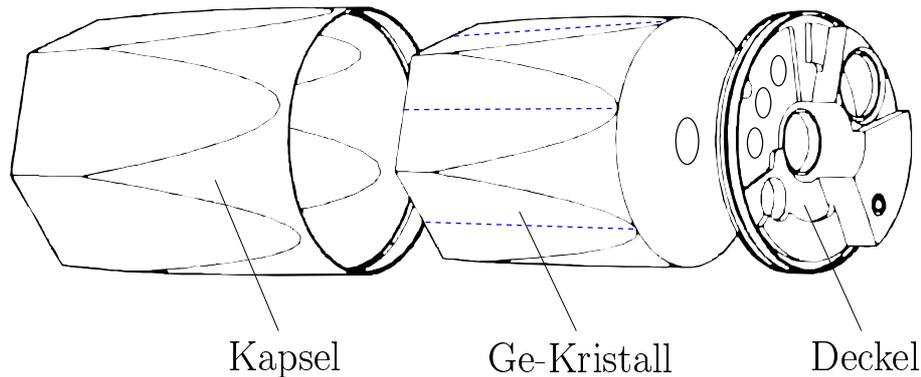


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau des gekapselten HPGe-Detektors vom MINIBALL-Typ. Die äußere Elektrode des HPGe-Kristalls ist sechsfach segmentiert. Die Kapsel aus 0.7 mm dickem Aluminium schützt den Kristall und vereinfacht die Handhabung. Im Deckel befinden sich die Durchführungen für Core- und Segmentkontakte.

tisch den Aufbau eines gekapselten MINIBALL-Detektors. Der äußere Kontakt des Detektors ist sechsfach segmentiert. In Abbildung 4.10 sind die Abmessungen des HPGe-Kristalls und die Anordnung der Segmente dargestellt, Abbildung 4.11 zeigt Bilder der gekapselten MINIBALL-Detektoren. Drei gekapselte MB-Detektoren sind in einem gemeinsamen Kryostat⁷ montiert. Dieser Kryostat ist baugleich zu den im MINIBALL-Array eingesetzten Dreier-Kryostaten. Abbildung 4.12 zeigt den Heidelberger Dreier-Cluster.

Der MINIBALL-Dreier-Cluster besitzt durch das zur Verfügung stehende Volumen an hochreinem Germanium eine hohe Effizienz für die Messung von γ -Strahlung. Durch das Aufaddieren der in den einzelnen Kristallen detektierten Energie (Addback-Verfahren) kann die full-energy peak Effizienz⁸ des Detektors weiter verbessert werden (siehe Abschnitt 5.2.4).

Durch die Segmentierung der äußeren Elektrode und die Verwendung digitaler Elektronik (siehe 4.5.3), welche u.a. das Aufnehmen der digitalisierten Vorverstärkerpulse für Core- und Segment-Kontakte ermöglicht, wird die Granularität des Detektors erhöht. Mit Hilfe dieser Daten kann eine Pulsformanalyse (PSA) durchgeführt werden. Durch entsprechende Algorithmen [31, 32, 33] kann z.B. der Ort der Hauptwechselwirkung genauer lokalisiert und die Zeitinformation verbessert werden. Für das vorliegende Experiment ist hauptsächlich der zweite Punkt von Interesse (Abschnitt 5.3.3).

Die HPGe-Detektoren werden im Kryostaten mit flüssigem Stickstoff (LN_2) auf ca. -180°C gekühlt (Siedepunkt von Stickstoff: -195.8°C [34]). Der Dewar des Kryostaten hat ein füllbares Volumen von etwa 2.7l und muß im Betrieb alle 12–24 Stunden befüllt werden. Er wird über eine automatisches Füllsystem mit LN_2 versorgt. Dieses Autofill-System verfügt

⁷CTT, Tonnerrestr. 5, D-56410 Montabauer, <http://www.ctthomas.de>

⁸ full-energy peak Effizienz: Wahrscheinlichkeit, daß die Energie eines γ -Quants vollständig im Detektor gemessen wird.

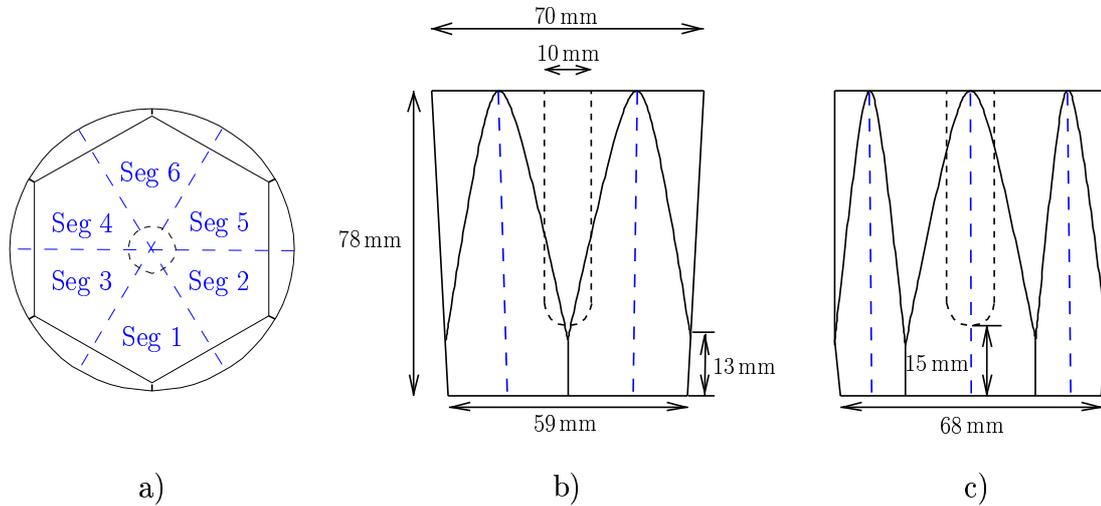


Abbildung 4.10: Segmentierung der äußeren Elektrode (a) und Abmessungen (b), (c) der HPGe-Kristalle vom MINIBALL-Typ.



Abbildung 4.11: Gekapselter, 6-fach segmentierter MINIBALL-Detektor.

drei gekapselte, 6-fach segmentierte HPGe-Detektoren



Dewar für
2.71 LN₂

Anschluß für das
automatische
LN₂-Füllsystem

Abbildung 4.12: *Der Heidelberger Dreier-Kryostat. In der Endkappe befinden sich drei gekapselte, 6-fach segmentierte HPGe-Detektoren. Im Dewar wird flüssiger Stickstoff (LN₂) gespeichert, der zur Kühlung der Detektoren dient.*

über einen Tank mit einem Fassungsvermögen von ca. 160 l und wird durch eine Ortec Steuerung (bestehend aus dem Steuermodul Ortec 785 und der Erweiterungseinheit Ortec 786) kontrolliert. Die Temperaturen von Dewar und Detektoren werden über im Kryostaten eingebaute Temperatur-Sensoren (PT100) mit Hilfe eines Multimeters ausgelesen und per Software überwacht (siehe Anhang C.2.2).

Die im vorliegenden Experiment eingesetzten HPGe-Detektoren werden bei einer Hochspannung von 3.3 kV bis 4 kV betrieben. Diese Hochspannung wird mit zwei NHQ205L Modulen der Firma iseg⁹ erzeugt, die über RS232-Schnittstellen gesteuert werden. Hierfür wurde eine Software entwickelt, die die Steuerung und Überwachung der Hochspannung erlaubt und mit der Temperaturüberwachung des Kryostaten kommuniziert (siehe Anhang C.2.1). Um ein geregeltes Herunterfahren der Hochspannung bei einem möglichen Stromausfall zu garantieren, wurde eine unterbrechungsfreie Stromversorgung installiert.

4.4 Geometrische Anordnung

Die geometrische Anordnung soll auf der einen Seite eine optimale Nachweiseffizienz für Bremsstrahlung erreichen, auf der anderen Seite aber auch garantieren, dass die Zählrate in den Silizium-Detektoren nicht zu hoch ist (max. etwa 1 kHz pro Streifen). Die Energieauflösung sollte auch durch die Größe des erfaßten Raumwinkels nicht verschlechtert werden (Abschnitt 4.2). Aus verschiedenen geometrischen Anordnungen wurde mit Hilfe einer Geant4-Simulation (Abschnitt 5.4) die effizienteste ausgewählt, die die obigen Kriterien erfüllt.

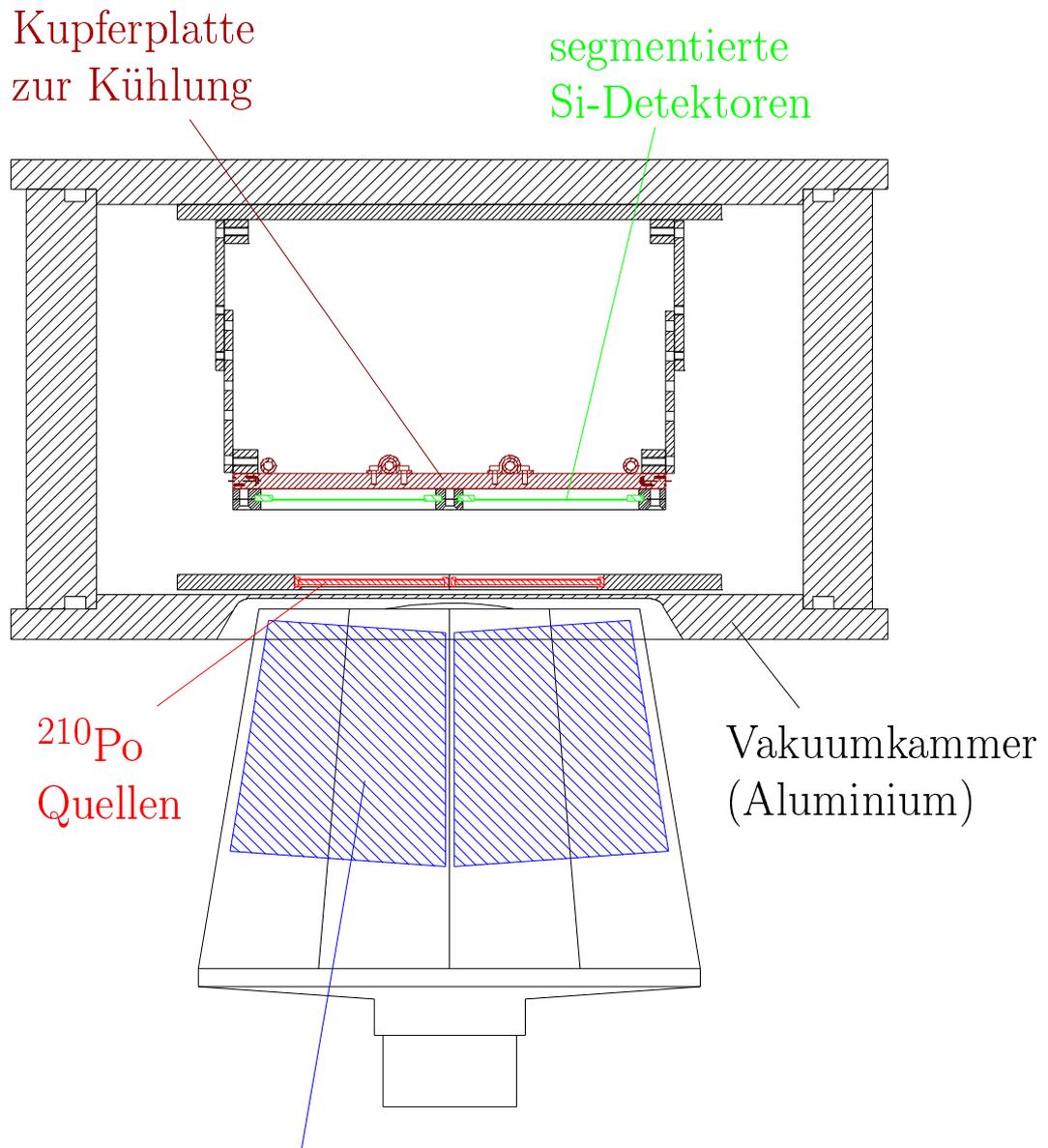
Abbildung 4.13 zeigt schematisch den Aufbau des Experiments. Zwei α -Quellen wurden mit der aktiven Seite nach oben in einer speziellen Halterung am Boden der Vakuumkammer plaziert. Die HPGe-Detektoren sind direkt unter den Quellen angeordnet, um den Abstand, zwischen Quellen und Detektor sehr gering zu halten und damit einen großen Raumwinkel abzudecken. Die Kammerwand (Material: Aluminium) wurde an dieser Stelle auf eine Dicke von 1.5 mm reduziert, um die Abschwächung der γ -Strahlung gering zu halten.

Die Silizium-Detektoren sind direkt unterhalb einer Kupferplatte angebracht, die durch eine externe Kühlung¹⁰ auf -20°C gehalten wird. Die Detektoren werden dabei hauptsächlich durch Strahlungskühlung gekühlt. Diese Kupferplatte ist durch ein starres Edelmetallgestänge an dem Kammerdeckel befestigt, mit dem die Entfernung zwischen Si-Detektoren und Quellen in 0.5 cm Schritten variiert werden kann. Für die Messung wurde eine Entfernung von ca. 2.5 cm gewählt.

Quellen und Si-Detektoren müssen sich im Vakuum befinden, da der Energieverlust der α -Teilchen bei Normaldruck zu groß wäre (die Reichweite von α -Teilchen in Luft beträgt typischer Weise einige cm). Abbildung 4.14 zeigt die Vakuumkammer. Mit Hilfe einer handelsüblichen Turbo-Molekular-Pumpe wird in der Kammer ein Vakuum von ca. $5 \cdot 10^{-5}$ mbar erreicht.

⁹iseg Spezialelektronik GmbH, Bautzner Landstr. 23, D-01454 Radeberg, <http://www.iseg-hv.com>

¹⁰FRYKAtherm Kühlgerät, mit handelsüblicher Kühlerflüssigkeit als Kühlmedium



MINIBALL 3er-Cluster

Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Aufbaus. (Die in Abschnitt 4.2 besprochenen Edelstahl lamellen sind der Übersicht halber nicht dargestellt.)

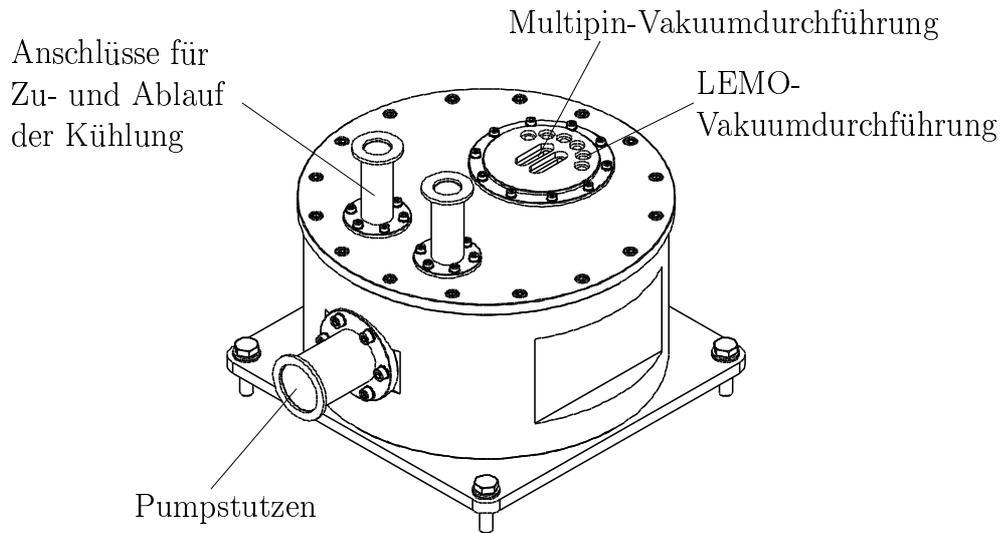


Abbildung 4.14: *Zeichnung der Vakuumkammer aus Aluminium.*

10^{-6} mbar erzeugt.

In Abbildung 4.14 sind die durch Edelstahlrohre (geringe Wärmeleitung) abgesetzten Anschlüsse für die Durchführungen von Zu- und Ablauf der externen Kühlung, zwei Multipin-Vakuumdurchführungen mit je 20 Kontakten für die Signale der Si-Detektoren und weitere sechs Lemo-Durchführungen (u.a. für eine Temperaturmessung an der Kühlplatte) erkennbar.

Der Dreier-Cluster ist in einem Gestell positionierbar aufgehängt, welches auch die Bleiabschirmung des Detektors trägt. Damit sich Schwingungen, die z.B. durch das Pumpen entstehen, kaum auf den Detektor übertragen können, ist die Kammer auf einem unabhängigen Gestell montiert. Dies ist besonders wichtig, da die verwendeten HPGe-Detektoren sehr empfindlich auf Mikrophonie, d.h. auch auf geringe mechanische Schwingungen, reagieren.

Der Aufbau ist durch einen Bleimantel gegen den Raumuntergrund abgeschirmt, dessen Dicke in den meisten Bereichen 10 cm beträgt. Blei kann γ -Strahlung besonders gut abschirmen, da es eine hohe Ladungszahl ($Z = 82$) und eine hohe Dichte besitzt (Absorptionslänge von γ -Strahlung in Blei beträgt z.B. 1.5 mm mit $E_\gamma = 500$ keV oder 5.6 mm für $E_\gamma = 1$ MeV). Bei der Wechselwirkung der Höhen- bzw. Untergrundstrahlung im Blei entsteht jedoch Röntgenstrahlung (Tabelle 4.1), welche durch 12 mm dicke Kupferplatten, die einen Teil des Detektors umgeben, abgeschirmt wird. Die im Kupfer selbst entstehende Röntgenstrahlung ist sehr niederenergetisch und wird nicht weiter abgeschirmt. Der Aufbau der Abschirmung ist in Abbildung 4.15 schematisch dargestellt. Mit der Abschirmung konnte die Rate des γ -Untergrunds von ca. 300 Hz auf etwa 15 Hz (bei einer Energieschwelle von ca. 45 keV) reduziert werden. Hierbei ist zu beachten, dass das Experiment aus technischen Gründen nicht in einer low-background Umgebung angesiedelt werden konnte, sondern im Beschleunigergebäude des MPI-K durchgeführt werden mußte. Auf eine weitere

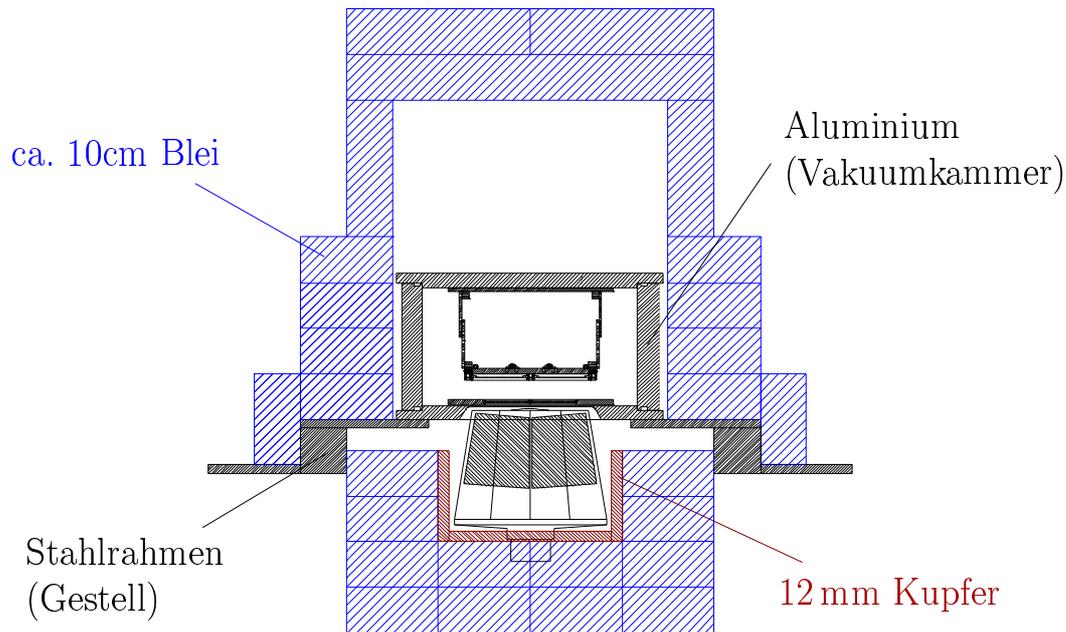


Abbildung 4.15: Der gesamte Aufbau ist durch einen Bleimantel von ca. 10 cm Dicke gegen Raumuntergrund abgeschirmt. Eine weitere Ummantelung des Detektors durch 12 mm dickes Kupfer, schirmt einen Teil der im Blei entstehenden Röntgenstrahlung ab.

Unterdrückung des Untergrunds, z.B. durch weitere innere Schichten aus Fe oder Plastik, bzw. antikoinzidente Muondetektoren [35], wurde verzichtet, da der Nutzen nicht im Verhältnis zu dem erforderlichen Aufwand gestanden hätte.

4.5 Elektronik und Datenaufnahmesystem

In diesem Abschnitt soll die eingesetzte Elektronik und das Datenaufnahmesystem erläutert werden.

4.5.1 α Nachweis

Die zur Auslese der Si-Detektoren verwendete Elektronik der Firma mesytec¹¹ besteht aus jeweils zwei Modulen. Das Vorverstärkermodul (MPR-16) ist über Twisted-Pair-Kabel mit einem NIM-Modul (STM-16) verbunden, in dem Hauptverstärker, Timing-Filter-Amplifier (TFA) und Diskriminator integriert sind. Dabei sind jeweils 16-Kanäle in einem Gerät zusammengefaßt. Die Abbildungen 4.16 und 4.17 zeigen schematisch den Aufbau dieser Module. Sie wurden speziell für den Betrieb an ein- oder zweiseitig segmentierten

¹¹mesytec GbR, Wernher-von-Braun Str. 1, D-85640 Putzbrunn, <http://www.mesytec.com>

Blei Röntgenlinien

Linien	Energie
$K_{\alpha 1}$	74.969 keV
$K_{\alpha 2}$	72.805 keV
$K_{\alpha 3}$	72.144 keV
$K_{\beta 1}$	84.938 keV
$K_{\beta 2}$	87.300 keV
$K_{\beta 3}$	84.450 keV
$K_{\beta 4}$	87.580 keV
$K_{\beta 5}$	85.470 keV
$L_{\alpha 1}$	10.551 keV
$L_{\alpha 2}$	10.450 keV

Kupfer Röntgenlinien

Linien	Energie
$K_{\alpha 1}$	8.048 keV
$K_{\alpha 2}$	8.028 keV
$K_{\beta 1}$	8.905 keV
$K_{\beta 3}$	8.905 keV
$K_{\beta 5}$	8.977 keV
$L_{\alpha 1}$	0.929 keV
$L_{\alpha 2}$	0.929 keV

Tabelle 4.1: *Energien der charakteristischen Röntgenstrahlung von Blei und Kupfer.*

Silizium-Detektoren entwickelt. In Tabelle 4.2 sind die technischen Daten zusammengefasst, weitere Details zum Aufbau, den technischen Daten und den Anschlüssen können den Handbüchern [36, 37] entnommen werden. Die von Shaperausgängen der STM-16 gelieferten Signale werden durch 12 bit, peak-sensing Analog-Digital-Wandler (ADC¹²) vom Typ CAEN¹³ V556S digitalisiert. Zeit-Digital-Wandler (TDC¹⁴) vom Typ CAEN V775S (12 bit Multievent-TDCs) nehmen die Zeiten aus den Timing-Zweigen auf.

An den segmentierten Si-Detektoren von Micron konnte mit der mesytec-Elektronik vor Beginn der Messung eine Auflösung von ca. 27.5 keV erreicht werden. Dabei wurde eine gemischte Eichquelle (²³⁹Pu, ²⁴¹Am und ²⁴⁴Cm, siehe Tabelle 4.3) verwendet. Abbildung 4.18 zeigt ein Beispielspektrum dieser Eichquelle für einen Streifen eines Si-Detektors. Hierbei ist zu beachten, dass bei allen drei Isotopen verschiedene Zerfallszweige auftreten, deren Linien so dicht liegen, dass sie nicht einzeln aufgelöst werden können. Die Curium und Ameritium-Linien wurden mit doppelten bzw. dreifachen Gauss-Peaks gefittet. In Abbildung 4.19 sind die Halbwertsbreiten der gefitteten Linien für alle Streifen der beiden segmentierten Si-Detektoren aufgetragen.

Um eine möglichst gute Auflösung zu erreichen, muss auf die Abschirmung der Signale und eine gute Erdung aller Komponenten geachtet werden. Durch die hohe Verstärkung wirken sich Störsignale oder Rauschen im Bereich vor dem Vorverstärker am deutlichsten auf die Auflösung aus, daher müssen die Signalwege zwischen Detektor und Vorverstärker so kurz wie möglich gehalten werden. Das Betreiben der Vorverstärker in der Vakuumkammer bringt einige Schwierigkeiten mit sich (z.B. Kühlung der Vorverstärker im Vakuum) und

¹²Aanalog-to-Digital Converter

¹³CAEN, Via Vetraia, 11, 55049 Viareggio, Italy, <http://www.caen.it>

¹⁴Time-to-Digital Converter

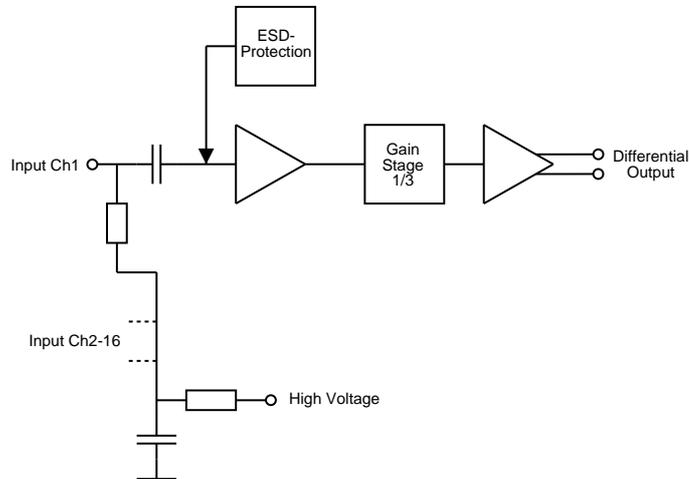


Abbildung 4.16: Schematischer Aufbau des MPR-16 - Vorverstärkermoduls (ESD - Electro Static Discharge).

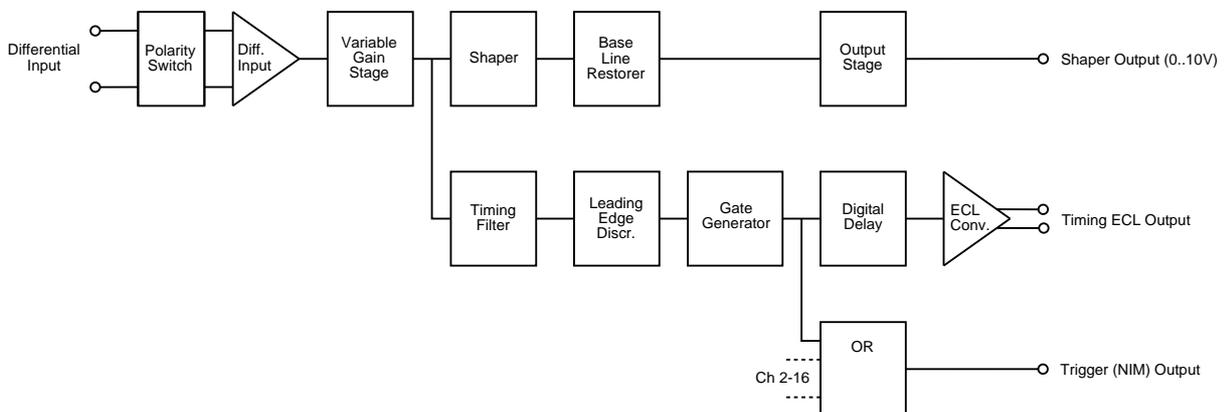


Abbildung 4.17: Schematischer Aufbau des STM-16, in dem Hauptverstärker, Timing-Filter-Ampilfier und Diskriminator integriert sind (nicht dargestellt sind zusätzliche analoge und digitale Multiplizitätsausgänge).

MPR-16

Vorverstärker

Anstiegszeit T_R	≤ 30 ns
Abfallszeit T_D	10 μ s
Verstärkung	590 mV/MeV
Rauschen	4 keV Si + 0.06 keV/pF

STM-16

Hauptverstärker, Timing Filter Ampilfier, Diskriminator

Shaper	
Shapingzeit	1 μ s
Timing Filter Amplifier	
Methode	RC-CR
Differentiation	10 ns
Integration	75 ns
Diskriminator	
Methode	leading edge
Schwelle	einstellbar (0 . . . 5 V)
Gate Generator/Delay	
Breite	200 ns
Verzögerung	400 ns

Tabelle 4.2: Technische Daten des MPR-16 und STM-16 [36, 37].

	Energie	Intensität
^{239}Pu	5156.59 ₍₁₄₎	73.3 ₍₈₎ %
	5144.3 ₍₈₎	15.1 ₍₈₎ %
	5105.5 ₍₈₎	11.5 ₍₈₎ %
^{241}Am	5485.60 ₍₁₂₎	85.2 ₍₈₎ %
	5442.90 ₍₁₃₎	12.8 ₍₂₎ %
	5388 ₍₁₎	1.4 ₍₂₎ %
^{244}Cm	5804.82 ₍₅₎	76.4 ₍₂₎ %
	5762.70 ₍₃₎	23.6 ₍₂₎ %

Tabelle 4.3: Die stärksten Linien der gemischten Eichquelle (^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm) [24]

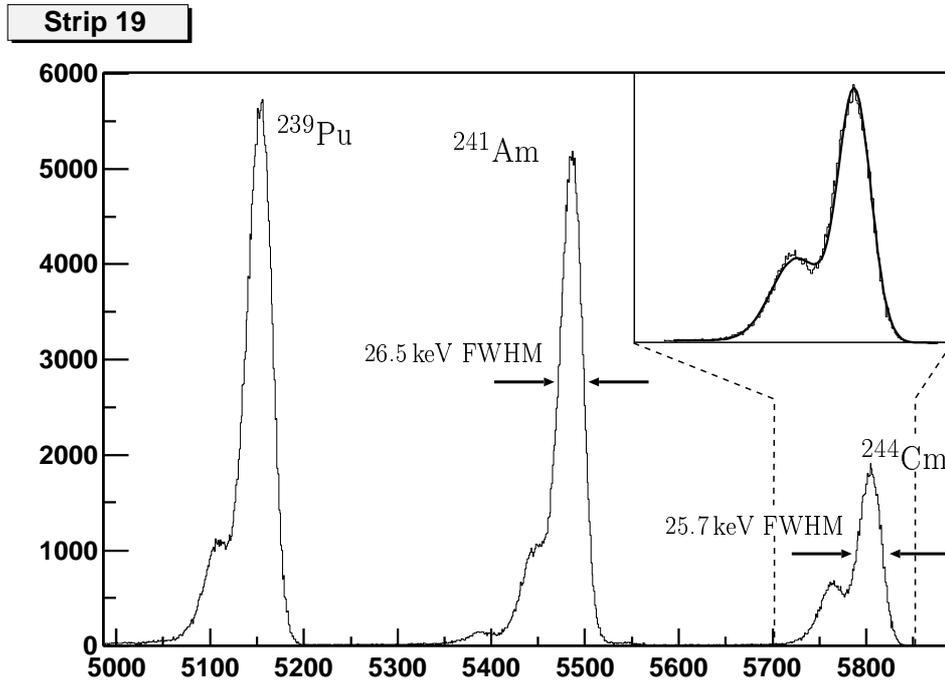


Abbildung 4.18: Energiespektrum eines Streifens der segmentierten Silizium-Detektoren aufgenommen mit der mesytec Elektronik und einer gemischten Eichquelle (^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm). In der rechten oberen Ecke ist ein typischer Fit gezeigt.

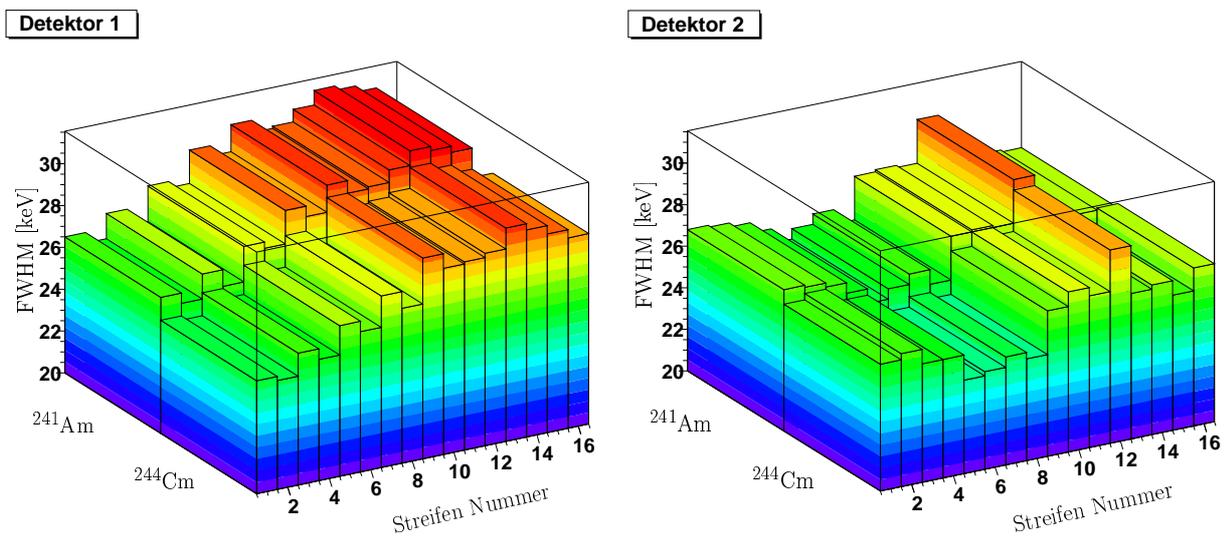


Abbildung 4.19: Halbwertsbreiten (FWHM) der einzelnen Streifen beider Detektoren aus den Fits der ^{241}Am - und der ^{244}Cm -Linien.

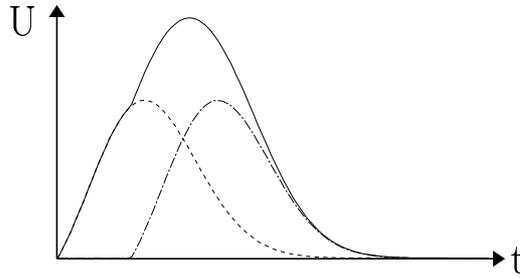


Abbildung 4.20: Da die Pulse statistisch verteilt sind, kommt es zu überlappenden Pulsen. Man spricht von einem Peak Pile-Up. Die detektierte Energie ist höher als die Energie eines Einzelpulses

die MPR-16 Vorverstärker-Module wurden direkt außerhalb der Kammer montiert. Für die Verbindung zwischen den Vorverstärkermodulen und den Multipin-Durchführungen wurden abgeschirmte Kabel verwendet, um Einstrahlungen so gering wie möglich zu halten.

Wie in Abschnitt 3.1 erläutert, ist nicht nur eine gute Auflösung erforderlich, sondern es ist besonders wichtig, den Untergrund, der durch zu gering oder zu hoch detektierte α -Energie entsteht, zu minimieren. Da die Pulse statistisch verteilt auftreten, kann es vorkommen, dass nach einem Puls ein zweiter in einem kurzen Abstand folgt. Überlappen beide Pulse, wie in Abbildung 4.20 dargestellt, so werden sie von der Elektronik als ein Puls aufgefaßt und die so wahrgenommene Energie entspricht nicht mehr der Energie der einzelnen Pulse. In einem solchen Fall spricht man von einem *Peak-Pile-Up*. Die Häufigkeit mit der Peak Pile-Ups auftreten hängt von der Rate der α -Teilchen und von der Shapingzeit des Hauptverstärkers ab. Die Raten im Experiment wurden so gewählt, daß Peak Pile-Ups vernachlässigt werden können. (Mit einer Rate von max. 1 kHz pro Streifen führt eine Shapingzeit von $1 \mu\text{s}$ zu $\sim 10^{-3}$ Peak-Pile-Ups pro Zerfall. Da der Peak-Pile-Up im Experiment nur für Zerfälle des 803 keV-Zweigs mit einem Verzweungsverhältnis von $\sim 10^{-5}$ relevant ist, kann dieser vernachlässigt werden.)

Im Hauptverstärker wird der Vorverstärkerpuls durch geeignete Differentiations- und Integrationsglieder auf annähernd Gauss-Form gebracht. Wäre das Vorverstärkersignal eine ideale Stufe, so lieferte der Ausgang des Hauptverstärkers die in 4.21 (a) gezeigte Pulsform. Da der Vorverstärkerpuls jedoch exponentiell abfällt, kommt es beim Shaping zu einem *Undershoot*, wie in Abbildung 4.21 (b) dargestellt. Fällt ein zweiter Puls zeitlich in den Bereich des Undershoots, so wird eine geringere Energie gemessen.

Mit Hilfe einer *Pole-Zero Cancellation* (PZ) kann ein solcher Undershoot korrigiert werden, wodurch annähernd die in Abbildung 4.21 (a) dargestellte Pulsform erreicht werden kann. Bei falscher Einstellung des Pole-Zero entsteht nach dem eigentlichen Puls ein *Tail* (Abbildung 4.21 (c)) oder ein Undershoot (Abbildung 4.21 (b)). Für einen zweiten Puls, der auf dem Tail des ersten zum Liegen kommt, wird eine zu hohe Energie gemessen. Man spricht von einem *Tail Pile-Up*.

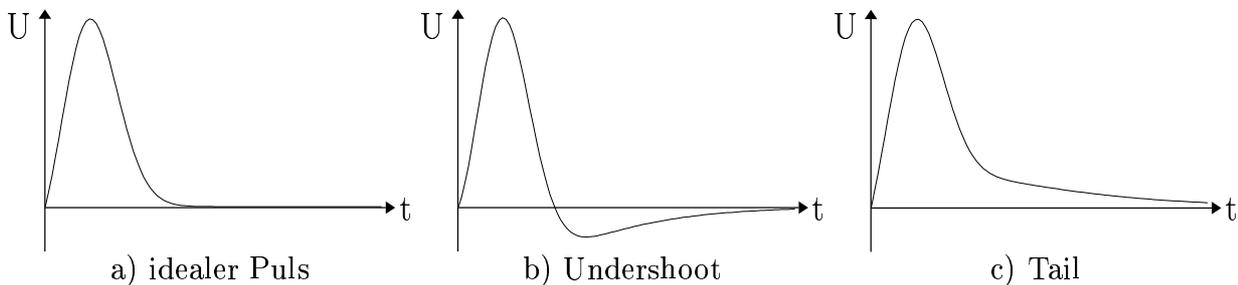


Abbildung 4.21: Im Hauptverstärker wird das Vorverstärkersignal differenziert und integriert, um einen Gauss-förmigen Puls zu erhalten (a). Da das Vorverstärkersignal jedoch keine ideale Stufengestalt hat, sondern exponentiell mit der Zeit abfällt, entsteht ein Undershoot (b). Dieser kann mit Hilfe einer Pole-Zero Cancellation (PZ) korrigiert werden. Ein falsch eingestellter PZ führt entweder zu einem Undershoot (b) oder einem Tail (c).

Abbildung 4.22 gibt eine Übersicht über die Pulsformen (linke Spalte) und ihre Auswirkungen auf das Energiespektrum (rechte Spalte) für einen idealen Puls (a), im Falle eines Undershoots (b) und eines Tails (c). Eine ausführliche Besprechung der in der Spektroskopie eingesetzten Komponenten und der oben besprochenen Problematik findet sich in [26].

Eine gemessene Pulsform am Shaperausgang des STM-16 ist in Abbildung 4.23 (a) dargestellt (aufgenommen mit einem digitalen Oszilloskop). Mit einer größeren Zeitskala und einem empfindlicheren Spannungsmessbereich zeigt sich deutlich der vorhandene Undershoot (Abbildung 4.23 (b)). Im STM-16 wird keine einfache Pole-Zero Cancellation, sondern eine aktiver Base Line Restorer (BLR) eingesetzt. Die vorgesehene Einstellmöglichkeiten reichten jedoch nicht aus, um den auftretenden Undershoot zu kompensieren. In Zusammenarbeit mit mesytec wurde die Schaltung entsprechend abgeändert, um eine zufriedenstellende Pulsform zu erhalten. Außerdem wurden die eingebauten Offsets der Shaperausgänge so umgebaut, dass alle im positiven Bereich liegen, um auch geringe α -Energien wahrnehmen zu können. Dies ist wichtig, um Interstrip-Ereignisse effizient identifizieren zu können (siehe Abschnitt 5.1.3).

4.5.2 γ Nachweis

Für die Auslese der HPGe-Detektoren werden DGF¹⁵-4C Karten der Firma X-ray Instrumentation Associates Inc.¹⁶ eingesetzt. Diese Elektronik wird auch für das MINIBALL-Array verwendet [30].

Die Strom-Signale von Core (AC-gekoppelt) und den Segmenten (DC-gekoppelt) werden in MINIBALL-Vorverstärker integriert und verstärkt. Die erste Stufe dieser Vorverstärker

¹⁵Digital Gamma Finder

¹⁶X-ray Instrumentation Associates, 8450 Central Ave, Newark, CA 94560, USA, <http://www.xia.com>

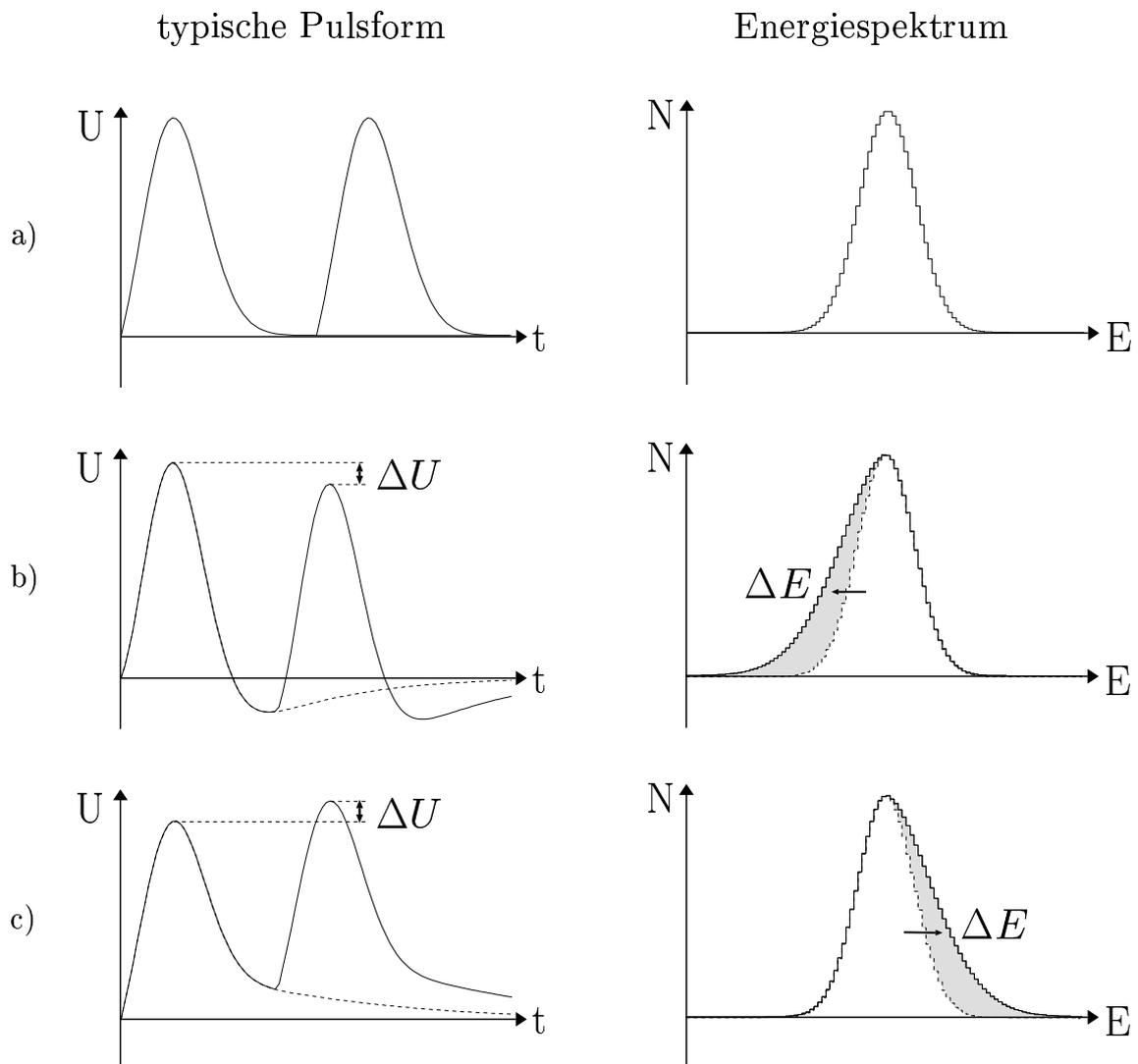


Abbildung 4.22: Übersicht über die möglichen Pulsformen und ihre Auswirkung auf das Energiespektrum. Bei idealer Pulsform (a) treten Pile-Ups erst bei sehr hohen Raten auf (Peak-Pile-Up, hier nicht dargestellt, siehe Abbildung 4.20), das Energiespektrum entspricht einem gaussförmigen Peak. Zeigt die Pulsform einen Undershoot (b) bzw. einen Tail (c), so verbreitert sich der Peak im Energiespektrum im nieder- bzw. höherenergetischen Bereich. Mit Hilfe einer Pole-Zero Cancellation kann eine nahezu ideale Pulsform (a) erreicht werden.

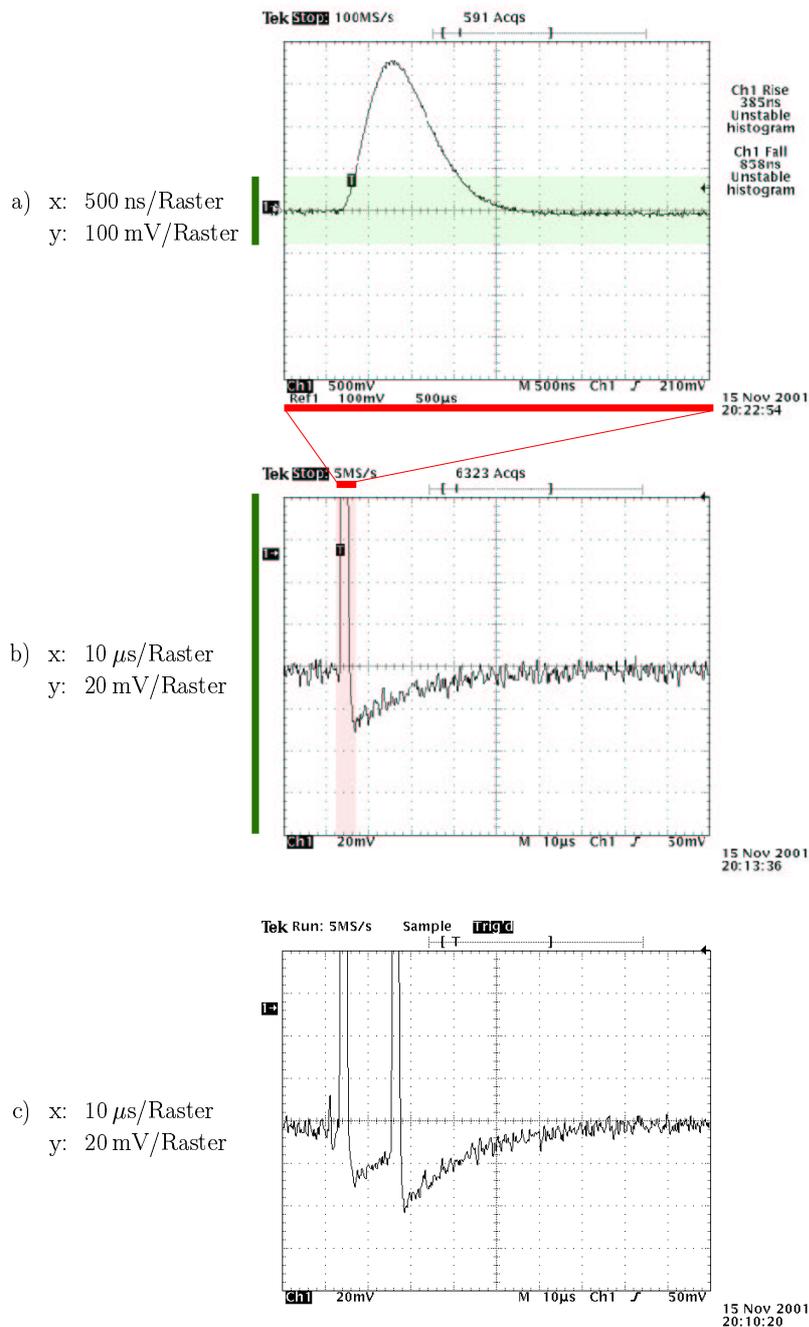


Abbildung 4.23: Dargestellt sind die Pulsformen des STM-16 vor dem Umbau. Teilbild (a) zeigt die Pulsform am Shaperausgang des STM-16 mit der ^{210}Po -Quelle bei einer Zeitskala von 500 ns/Raster und einem Spannungsmessbereich von 100 mV/Raster. Sie stimmt gut mit der erwarteten Form überein. Bei größerer Zeitskala und empfindlicherem Spannungsmessbereich erkennt man deutlich den Undershoot (b). Fällt ein zweites Ereignis in den Zeitraum des Undershoots, so ist die gemessene Energie geringer als die tatsächliche (c). Durch den Umbau konnte der Undershoot weitgehend korrigiert werden (nicht dargestellt).

MINIBALL-Vorverstärker

Anstiegszeit T_R	$\leq 15 \text{ ns} + 0.3 \text{ ns/pF}$
Verstärkung	175 mV/MeV
Rauschen	0.6 keV + 0.17 keV/pF

Tabelle 4.4: Technische Daten des MINIBALL-Vorverstärkers [30].

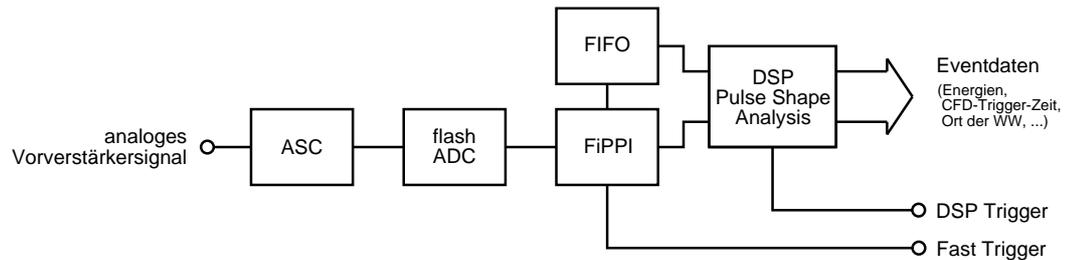


Abbildung 4.24: Schematischer Aufbau der XIA DGF-4C Karte.

sitzt hierbei direkt im gekühlten Bereich auf dem Deckel der gekapselten Detektoren. Tabelle 4.4 fasst die wichtigsten technischen Daten der für das MINIBALL-Array an der Universität Köln und am MPI-K Heidelberg entwickelten Vorverstärker zusammen.

Das von den Vorverstärker erzeugte Ladungssignal wird in der ASC-Einheit (Analog Signal Conditioning) des DGF-4C Moduls analog gefiltert und verstärkt. Im Anschluss daran wird der Puls in einem Analog-Digital-Wandler (ADC) kontinuierlich digitalisiert. Abbildung 4.24 zeigt den schematischen Aufbau eines der vier Kanäle in dem DGF-4C Modul. Die Karte arbeitet mit einem 12 bit flash-ADC mit einer Samplingfrequenz von 40 MHz, was einer Sampllänge von 25 ns entspricht. Die digitalisierten Werte werden in einem 1024 Samples langem FIFO¹⁷ zwischengespeichert und gleichzeitig in einem Filter Prozessor (FiPPI¹⁸) analysiert. Dieser FiPPI ist auf einem FPGA¹⁹ implementiert und liefert eine schnelle Triggerentscheidung. Zur Zeit ist ein Leading-Edge-Trigger (LE) implementiert und zukünftig soll auf den Karten auch ein CFD²⁰-Trigger verfügbar sein (für weitergehende Erläuterungen zu den unterschiedlichen Triggermethoden siehe [26]).

Pro HPGe-Kristall werden sieben Kanäle für ein Core- und sechs Segment-Signale benötigt. Die DGF-4C Module sind über einen Bus (PECL²¹) miteinander verbunden, über den die interne Clock der Karten synchronisiert wird und über welche das Trigger-Signal über mehreren Karten verteilt werden kann. Die Karten werden paarweise betrieben, wobei der Core-Trigger an die sechs Segment-Kanäle weitergegeben wird und zu jedem Ereignis die

¹⁷First In First Out Speicher

¹⁸Filter Processor and Pileup Inspector

¹⁹Field Programmable Gate Array

²⁰Constant Fraction Discriminator

²¹Positive Emitter Collector Logic

Daten des Cores und aller sechs Segmente ermittelt werden. Abbildung 4.25 verdeutlicht diesen Aufbau.

Das Triggersignal des FiPPI startet die Verarbeitung der Pulse durch einen Digitalen Signalprozessor (DSP²²). Der DSP entscheidet ob tatsächlich ein gültiges Ereignis vorliegt und gibt, falls dies zutrifft, ein DSP-Triggersignal aus. In einer Pulsform-Analyse (PSA²³) korrigiert er die gemessene Energie (Balistisches Defizit, siehe [26]). Zukünftig ist eine erweiterte Pulsform-Analyse On-Board vorgesehen, die zusätzlich den Ort der Hauptwechselwirkung im Kristall und eine bessere Zeitinformation liefern soll [32, 33]. Zur Zeit des Experiments ließ der DSP-Code jedoch eine benutzerdefinierte Programmierung nicht zu. Um dennoch die Möglichkeiten der PSA ausnutzen zu können wurden die digitalen Pulse ausgelesen und nachträglich (Offline) analysiert (siehe Abschnitt 5.3.3). Da die γ -Rate im vorliegenden Experiment gering ist, wurde durch das höhere Datenvolumen die Totzeit der Datenaufnahme nicht entscheidend verschlechtert.

Fast-Trigger

Der schnelle LE-Trigger des FiPPI wird über einen Multiplizitäts-Ausgang ausgegeben. Die Multiplizitäts-Ausgänge bzw. -Eingänge aller sechs Karten werden in Reihe miteinander verbunden, um ein gemeinsames Multiplizitäts-Signal zu erzeugen. Dadurch entsteht eine zeitliche Verzögerung zwischen den Triggerzeiten der drei HPGe-Kristalle, die jedoch Offline durch Software korrigiert werden kann. Diese Fast-Trigger Zeit wird mit einem TDC gemessen, wie Abbildung 4.26 zeigt. Dadurch können die Ereignisse in den HPGe-Detektoren zeitlich mit den Si-Ereignissen korreliert werden. Die Zeitauflösung des Fast-Trigger-Signals ist durch die Samplingfrequenz auf 25 ns beschränkt, kann jedoch durch nachträgliche Korrektur mit Hilfe einer Pulsform-Analyse deutlich verbessert werden (siehe Abschnitt 5.3.3).

Analog-CFD-Trigger

Das XIA Fast-Trigger-Signal kommt mit einer Zeitverzögerung von etwa 600 ns. Durch die Verwendung des FIFO in den DGF-4C Modulen ist dies für die Signalverarbeitung in den Modulen ohne Belang, jedoch für die Triggerentscheidung der Silizium-Kanäle ist dies zu spät. Daher wurde zusätzlich für jeden Core ein analoger CFD-Timing-Zweig aufgebaut (siehe Abbildung 4.27). Diese liefern einen schnellen Ge-Trigger für die Trigger-Logik (Abschnitt 4.5.3).

Busy-Sync-Loop

Über die in Abbildung 4.28 dargestellte Busy-Sync-Loop wird der Start aller Karten nach dem Auslesen synchronisiert. Die Busy-Sync-Loop dient nur zur Synchronisation der DGF-

²²Digital Signal Processor

²³Pulse Shape Analysis

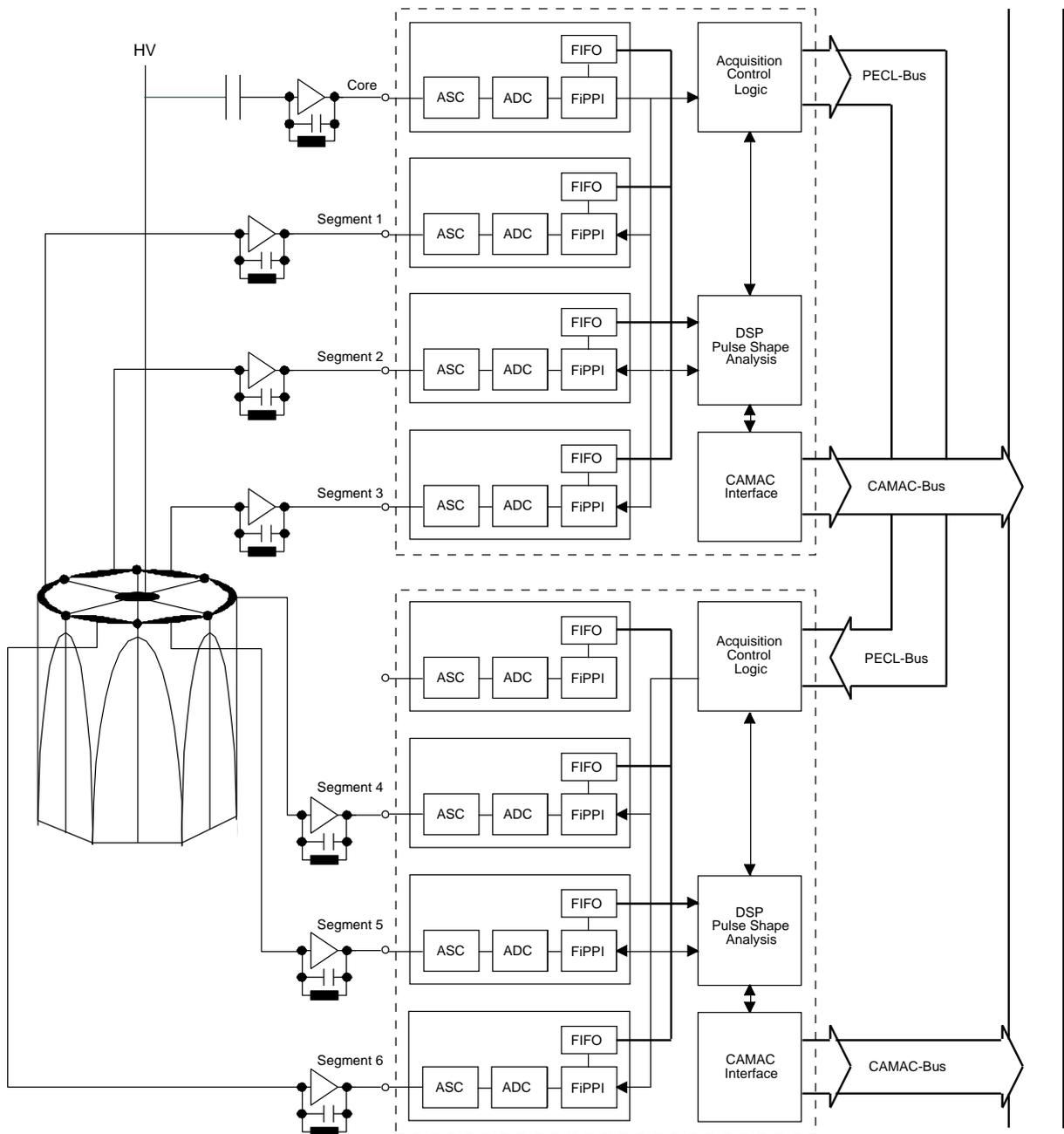


Abbildung 4.25: Für jeden segmentierten MINIBALL-Detektor werden zwei XIA DGF-4C Module zur Auslese verwendet. Diese Module sind über den PECL-Bus miteinander verbunden. Der Trigger wird im FiPPI des Core-Kanals erzeugt und an die anderen Kanäle intern bzw. über den PECL-Bus weitergegeben.

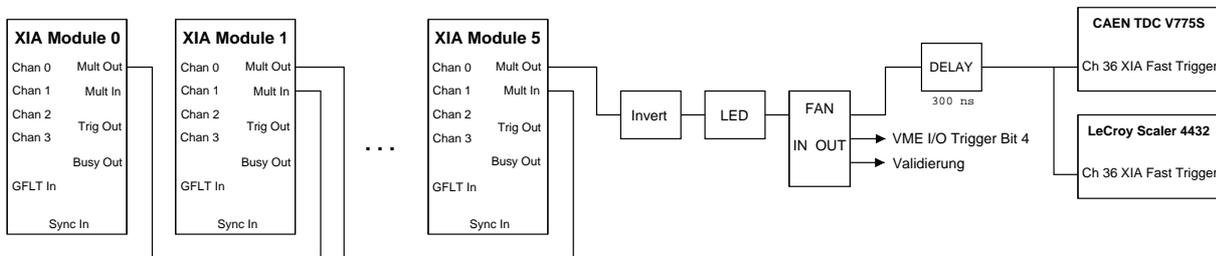


Abbildung 4.26: Die schnellen LE-Trigger des FiPPI sind zu einem Multiplizitäts-Signal zusammengefasst. Aus diesem Signal wird ein schneller Trigger (XIA Fast-Trigger) erzeugt, der u.a. in einem Kanal des CAEN TDC eingelesen wird.

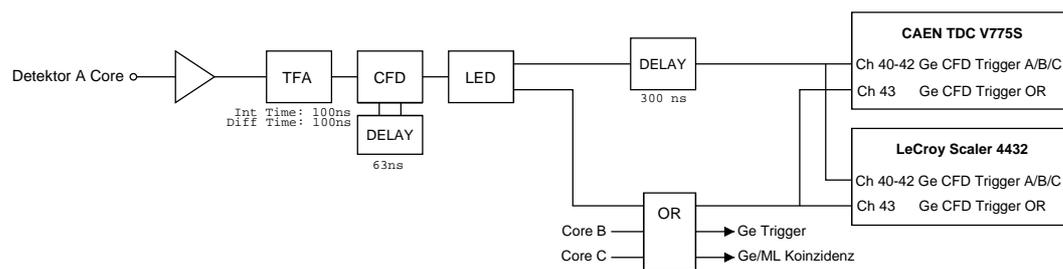


Abbildung 4.27: Analoge CFD-Trigger für die HPGe-Detektoren.

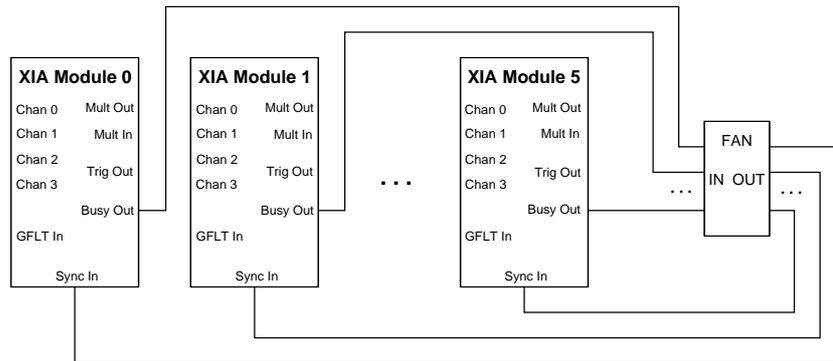


Abbildung 4.28: Die Busy-Sync-Loop synchronisiert den Start aller Karten.

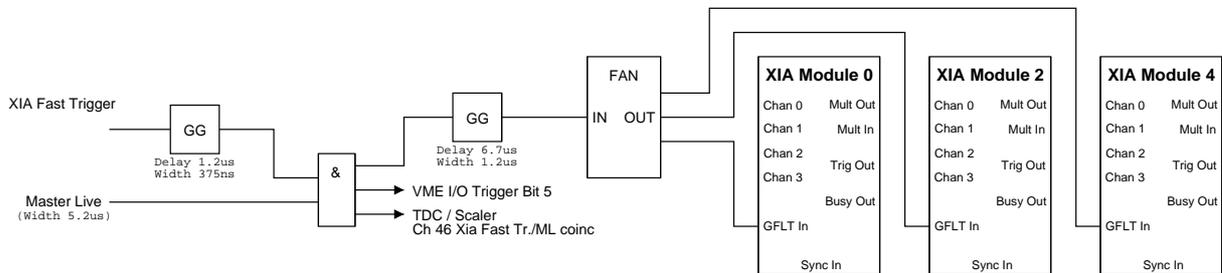


Abbildung 4.29: Nur wenn der XIA Fast Trigger in ein $5.2\ \mu\text{s}$ breites Koinzidenzfenster mit dem Master Live fällt wird das Ereignis über die GFLT-In Eingänge der DGF-4C Module validiert.

4C Karten und wird vollständig unabhängig vom globalen Busy (Abschnitt 4.5.3) betrieben.

Validierung

Da die DGF-4C Module unabhängig vom globalen Busy laufen, muss sicher gestellt werden, dass die Karten keine neuen Ereignisse aufnehmen, während die Datenaufnahme Daten aus den anderen Modulen liest. Dies geschieht über die in Abbildung 4.29 dargestellte Validierungs-Logik. Für jeden Fast Trigger wird überprüft, ob er innerhalb eines $5\ \mu\text{s}$ breiten Koinzidenzfensters mit dem Master Live liegt. Ist dies der Fall wird eine Validierung auf die GFLT-In²⁴ Eingänge gegeben.

²⁴Global First Level Trigger

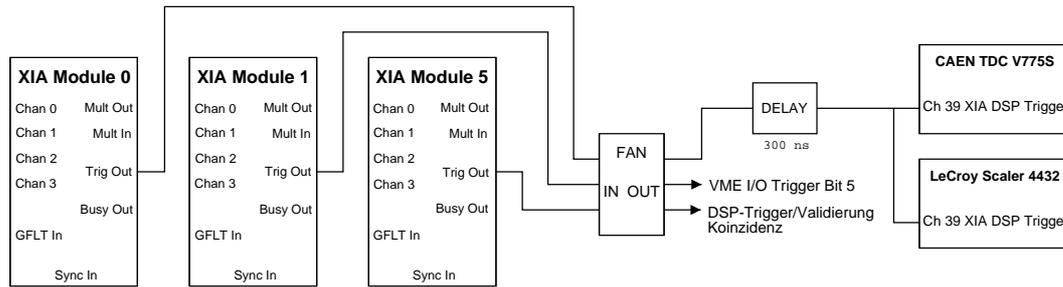


Abbildung 4.30: *Im DSP wird der Puls analysiert, liegt tatsächlich ein Ereignis vor und wurde dieses validiert, so bestätigt der DSP dies durch einen Trigger Output. Geben die DGF-4C Karten einen DSP-Trigger aus, so werden sie von der Datenaufnahme ausgelesen.*

DSP-Trigger

Erhält der DSP vom FiPPI einen Trigger, so analysiert er den vorliegenden Puls. Handelt es sich um ein gültiges Ereignis und wird dieses durch die Validierung am GFLT-In Eingang bestätigt, so gibt der DSP ein Trigger-Signal aus, analysiert den Puls und stellt die Eventdaten auf dem CAMAC-Bus zur Verfügung. In diesem Fall müssen die Karten von der Datenaufnahme ausgelesen werden, dazu erhält diese den DSP-Trigger auf das VME Input Register (siehe Abbildung 4.30).

Weitere Details zu den XIA DGF-4C Modulen, deren Aufbau, Funktionsweise und Programmierung finden sich in [32] oder in der Produktbeschreibung bzw. den Manuals der Firma XIA [38, 39].

Zur Konfiguration der XIA DGF-4C Karten wurde das von Martin Lauer entwickelte Programm `vodka.exe` [32] verwendet.

4.5.3 Trigger-Logik

Die Trigger-Logik wählt aus allen Ereignissen (etwa 20000 pro Sekunde) die aus, die aufgenommen werden sollen:

1. **γ -Singles und koinzidente Ereignisse**, d.h. alle Ereignisse bei denen ein Photon detektiert wird.
2. **n -fach untersetzte α -Singles**, d.h. Ereignisse bei denen nur ein α -Teilchen detektiert wird, von diesen Ereignissen jedoch nur jedes n -te.

In Abbildung 4.31 ist der Aufbau der Trigger-Logik dargestellt. Zentrales Glied der Trigger-Logik ist eine Trigger-Box. Sie erhält den Si- und Ge-Trigger als Eingänge und bildet daraus einen Master-Trigger. Da wegen der geringen γ -Rate alle Ge-Ereignisse verarbeitet

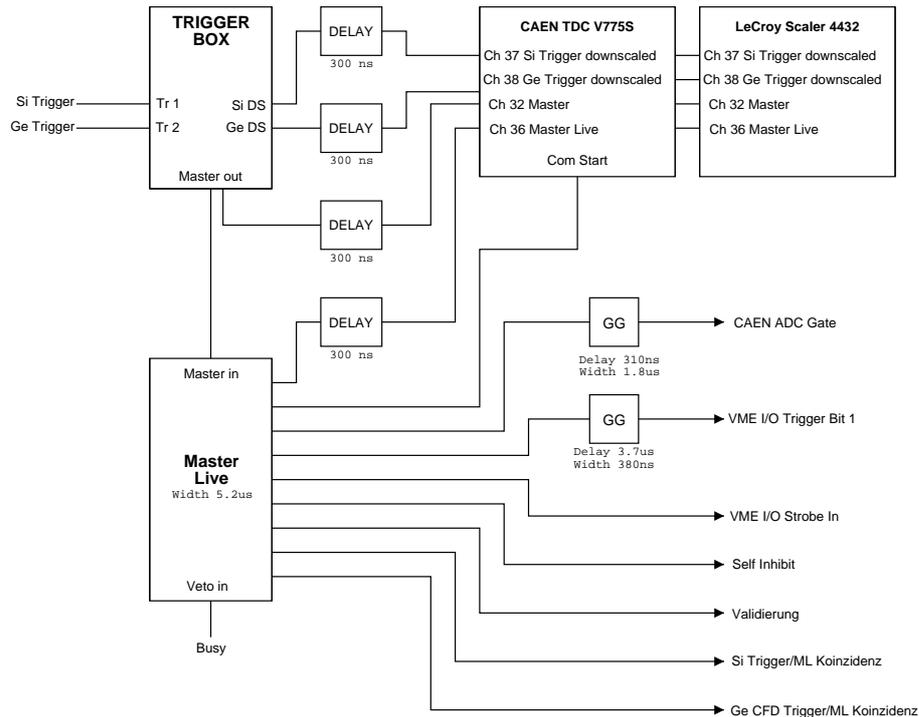


Abbildung 4.31: Trigger-Logik und DAQ-Steuersignale

werden, konnte auf den Aufbau eines zusätzlichen Koinzidenz-Triggers verzichtet werden. Im Experiment wurden α -Singles $2^7 = 128$ -fach untersetzt aufgenommen.

Der Master-Trigger erhält als Veto das globale Busy (siehe Abbildung 4.32). Mit dem so erzeugten Master-Live wird die Datenaufnahme gestartet (Strobe-In, Interrupt), die Validierung, Koinzidenzfenster und das Self-Inhibit²⁵ erzeugt.

4.5.4 Datenaufnahmesystem

Das Datenaufnahmesystem wurde im Rahmen einer Dissertation am MPI-K in Heidelberg entwickelt [40]. Es zeichnet sich aus durch eine modulare Struktur, hohe Anpassungsfähigkeit und eine hohe Stabilität, die es im langjährigen Betrieb bewiesen hat.

Im Experiment werden CAMAC-Module (XIA DGF-4C und LeCroy 4432 Scaler) und VME-Module (CAEN 775S TDCs, CAEN 556S ADCs) eingesetzt. Der CAMAC-Bus wird mit einem W-IE-NE-R²⁶ fast-CAMAC-Controller CC32 und dem dazugehörigen VME-Adapter VC32 angesteuert. Die Steuerung des VME-Busses und die Datenauslese über-

²⁵Mit dem Self-Inhibit wird erreicht, daß das globale Busy direkt mit dem Auslösen des Master-Live-Triggers gesetzt wird und damit weitere Trigger-Signale verhindert.

²⁶W-IE-NE-R, Plein & Blaus GmbH, Müllersbaum 20, D-51399 Burscheid, <http://www.wiener-d.com>

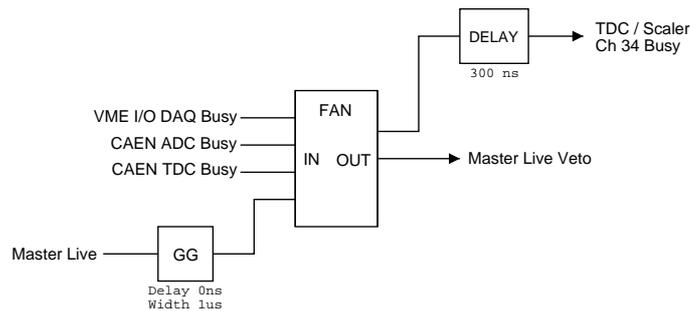


Abbildung 4.32: Globales Busy

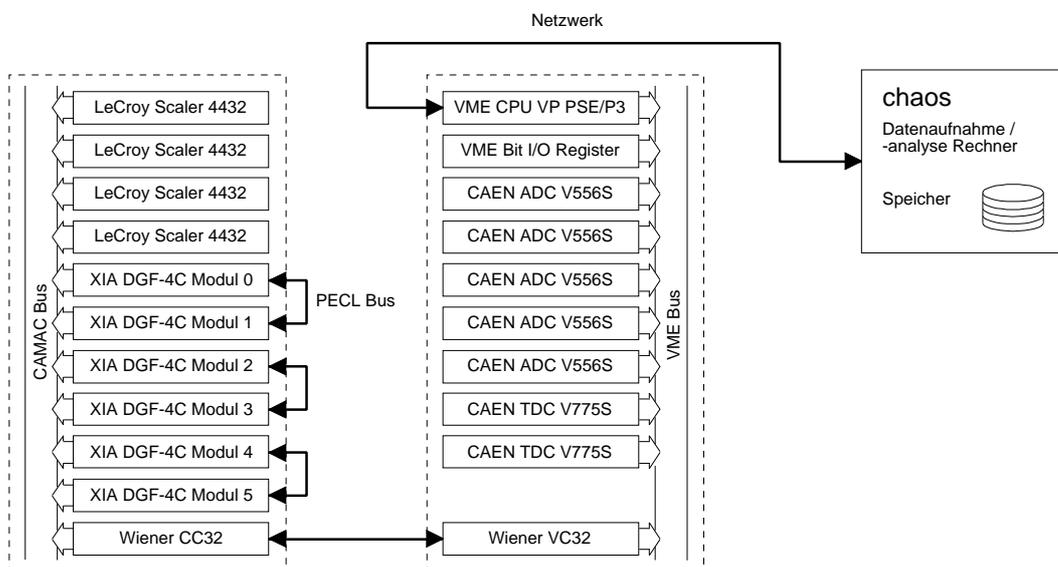


Abbildung 4.33: Organisation der Hardware des Datenaufnahmesystems

nimmt eine VME-CPU der Firma Concurrent Technologies²⁷ vom Typ VP PSE/P3 unter Debian GNU/Linux. Abbildung 4.33 zeigt schematisch den Aufbau der Hardware.

Die für [32] programmierte Einbindung der DGF-4C Karten in das Datenaufnahmesystem konnte weitgehend übernommen werden, jedoch mussten einige Änderungen vorgenommen werden, um das Betreiben der DGF-4C Karten zusammen mit den restlichen Modulen zu ermöglichen. Die Datenaufnahme wird im *common deadtime mode* betrieben, d.h. während des Auslesevorgangs kann keines der Module neue Daten aufnehmen.

Die Ansteuerung der Datenaufnahme von der Elektronik erfolgt über ein VME I/O Bit-Register. Durch den Master-Live-Trigger erhält die DAQ zunächst das Strobe-In-Bit und setzt das globale Busy über ein Ausgaberegister. Mit einer geeigneten Verzögerung wird die

²⁷Concurrent Technologies Plc., 4 Gilbert Court, Newcomen Way, Colchester, CO4 4WN, United Kingdom, <http://www.gocct.com>

Datenaufnahme über einen Interrupt (Trigger Bit 1) gestartet. Um entscheiden zu können welche Module ausgelesen werden müssen, benötigt die Datenaufnahme Informationen über die Art des Ereignisses. Hierfür werden einige der restlichen Input-Register verwendet. Entscheidend ist hierbei vor allem das Bit 5 (DSP-Trigger), über das entschieden wird, ob die XIA-Karten ausgelesen werden müssen. Die restliche Kommunikation mit den Modulen erfolgt über den CAMAC- bzw. VME-Bus.

Nach Beendigung des Auslesevorgangs werden die XIA Karten über den Camac-Bus neu gestartet und das globale Busy freigegeben.

Kapitel 5

Messung und Simulation

Im diesem Kapitel soll zunächst in den Abschnitten 5.1, 5.2 und 5.3 auf die α -, γ - und Zeitspektren und deren Eichung eingegangen werden. In Abschnitt 5.4 wird die Simulation des Experiments mit Hilfe von Geant4 besprochen, in Abschnitt 5.5 werden vorläufigen Daten der ersten Phase präsentiert.

5.1 α -Spektren

5.1.1 Peakform

Die Peakform beim Nachweis der α -Teilchen in Si-Detektoren ist asymmetrisch. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispielspektrum eines Streifens eines Si-Detektors aufgenommen mit der ^{210}Po -Quelle. Der Peak ist nicht Gauss-förmig und zeigt ein deutlich schwächeres Abfallen auf der niederenergetischen Seite.

Um die Energiespektren eichen zu können, müssen die Positionen der Peaks im Spektrum genau bestimmt werden. Dafür wird eine Funktion, die die Form des Peaks möglichst genau wiedergibt, an die experimentellen Daten gefittet. Die asymmetrische Peakform und mögliche Fitfunktionen wurden in der Literatur diskutiert [41, 42, 43, 44]. Die Fitfunktion, die mit den Daten aus dem Experiment die besten Ergebnisse erzielte, setzt sich aus drei Bestandteilen zusammen: einem Gauss-Peak (A), einem zweiten versetzten Gauss-Peak mit kleinerer Fläche (B) und einem exponentiellen Fuß (C):

$$A(x) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_0)^2}{\sigma^2}\right), \quad (5.1)$$

$$B(x) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_1)^2}{\sigma^2}\right), \quad (5.2)$$

$$C(x) = \exp\left(\mu(x - x_1) + \nu\right) \cdot \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x - x_1}{\sigma}\right)\right), \quad (5.3)$$

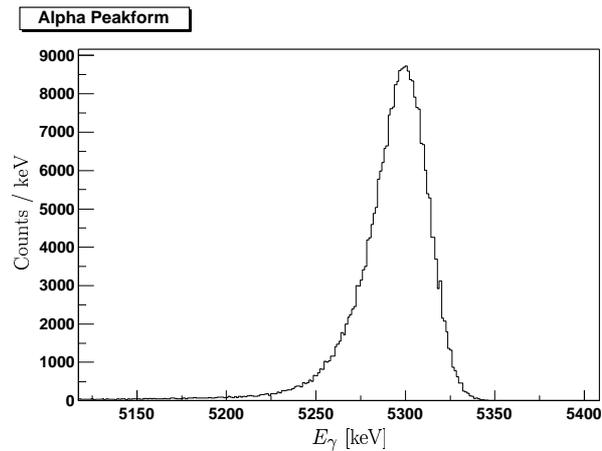


Abbildung 5.1: Der α -Peak weist eine deutlich asymmetrische Peakform auf. Es handelt sich um das Spektrum eines Streifens der Si-Detektoren aufgenommen mit den ^{210}Po -Quellen.

wobei die Fitfunktion $f(x)$ als

$$f(x) = \Gamma(A(x) + \varepsilon_1 B(x) + \varepsilon_2 C(x)) \quad (5.4)$$

definiert ist und $x_1 = x_0 - \eta 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ eingeführt wurde. Die Parameter ε_1 , ε_2 , η und μ dürfen hierbei nur in bestimmten Schranken variieren: $0 \leq \varepsilon_1 \leq 0.3$, $0 \leq \varepsilon_2 \leq 0.2$, $0.7 \leq \eta \leq 1.2$ und $0 \leq \mu \leq 0.1$, um zu gewährleisten, daß der Beitrag von $A(x)$ dominiert. Abbildung 5.2 zeigt den Fit für das Beispielspektrum aus Abbildung 5.1 und illustriert die Komponenten des Fits.

5.1.2 Eichung der α -Spektren

Für die Messung ist nur der Bereich zwischen $E_{\alpha,0}$ und $E_{\alpha,803}$ interessant (s. Abschn. 3). Bei $E_{\alpha,803}$ verhindert die γ -Strahlung des Zerfallszweigs eine Messung, darunter ist die erwartete Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung sehr gering.

Es ist daher ausreichend die α -Spektren in einem Bereich von ca. 4.4 MeV bis 5.6 MeV zu eichen. Für diesen Bereich kann von einem linearen Verhalten der Detektoren ausgegangen werden, und es bieten sich die beiden ^{210}Po -Zerfälle bei $E_{\alpha,0} = 5304.38 \text{ keV}$ und $E_{\alpha,803} = 4516.58 \text{ keV}$ zur Eichung der Spektren an.

In einem α -Single-Spektrum ist der 803 keV-Zweig durch sein geringes Verzweungsverhältnis (0.00122%) nicht deutlich genug vom Untergrund zu trennen, für Ereignisse mit koinzidentem γ -Trigger tritt dieser Zerfallszweig jedoch deutlich hervor. Wegen der hohen Aktivität der Quellen reichen die durch zufällige Koinzidenzen erzeugten Ereignisse aus, um auch genügend Statistik im $E_{\alpha,0}$ -Peak zu erhalten. Abbildung 5.3 zeigt ein koinzident getriggertes α -Spektrum (vgl. auch Abbildung 5.5).

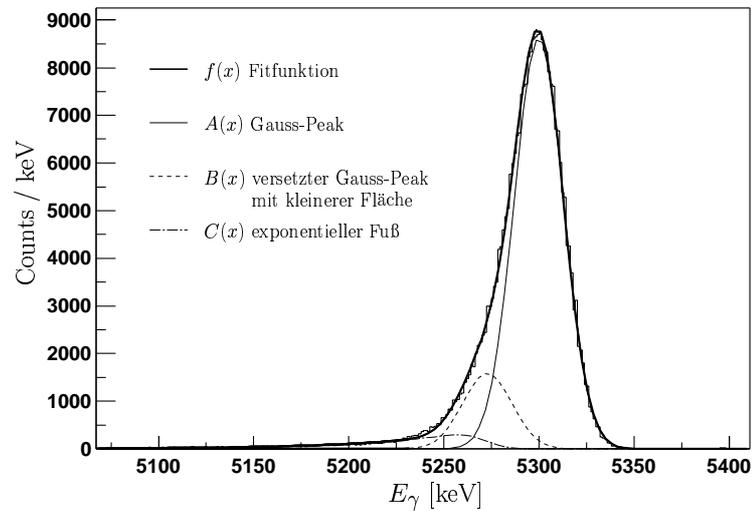


Abbildung 5.2: Dargestellt ist ein Fit an das Beispielspektrum aus Abbildung 5.1 und dessen Komponenten.

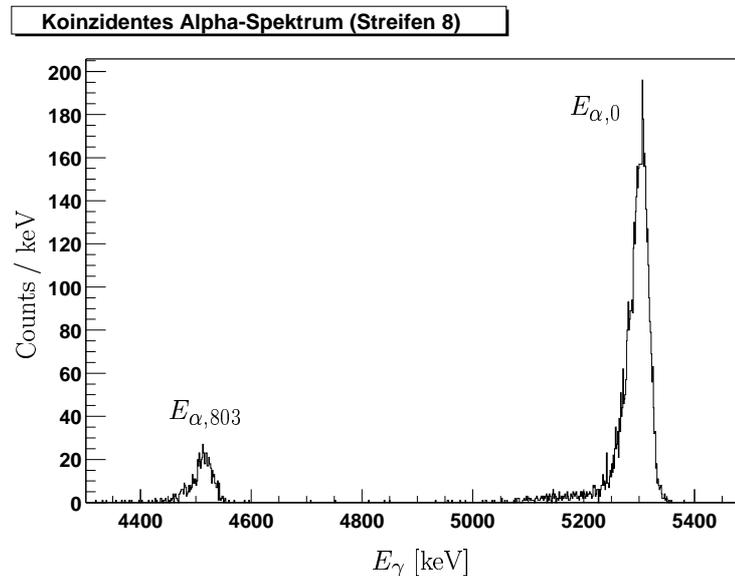


Abbildung 5.3: Im α -Energiespektrum koinzident getriggelter Ereignissen erkennt man deutlich den 803 keV-Zweig ($E_{\alpha,803} = 4516.58$ keV). Durch die hohe Aktivität der α -Quellen erzeugen zufällige Koinzidenzen genügend Statistik im α -Peak des Zerfalls in den Grundzustand ($E_{\alpha,0} = 5304.38$ keV). Anhand dieser beiden Linien werden die α -Spektren der einzelnen Streifen geeicht.

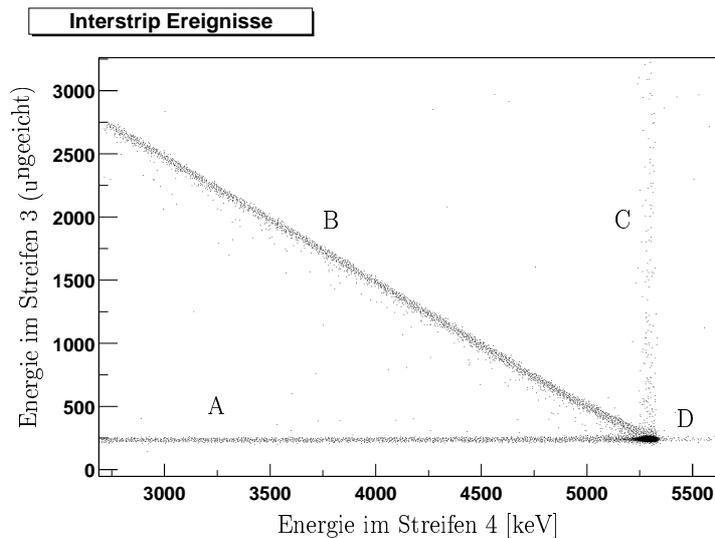


Abbildung 5.4: Fällt ein α -Teilchen im Bereich der Grenzzone zwischen zwei Streifen in den Detektor ein, so kann es vorkommen, daß in beiden Streifen Energie deponiert wird. Im Spektrum ist das Energie-Signal des benachbarten Streifens 3 (ungeeicht) gegen die Energie in Streifen 4 aufgetragen. Deutlich erkennbar sind: (A) Ereignisse, die vollständig in Streifen 4 gemessen werden, (B) Ereignisse, die in beiden Streifen Energie deponieren, (C) zufällige Koinzidenzen beider Streifen und (D) Pile-Up Ereignisse im Streifen 4.

Mit Hilfe der in Abschnitt 5.1.1 besprochenen Fitfunktion werden die Positionen der Peaks für alle 32 Streifen gefittet und daraus die Eichung ermittelt. In den Daten wurde eine leichte Drift der Eichung von wenigen keV über die Messdauer beobachtet. Aus diesem Grund wurden jeweils Messungen von 10 Tagen zusammengefaßt und separat geeicht.

5.1.3 Interstrip Ereignisse

Fällt ein α -Teilchen schräg in den Bereich der Grenzzone zwischen zwei benachbarten Streifen in den Detektor ein, so kann es vorkommen, dass es in beiden Streifen einen Teil seiner Energie deponiert.

Abbildung 5.4 zeigt am Beispiel von Streifen 4 eines Si-Detektors das Auftreten solcher Ereignisse. Aufgetragen ist das Energiesignal im benachbarten Streifen 3 (ungeeicht) gegen die Energie in Streifen 4. Vier Bereiche sind deutlich voneinander getrennt: (A) Ereignisse, die vollständig in Streifen 4 detektiert werden (und solche, deren Energie teilweise in Streifen 4 und Streifen 5 gemessen wird). Sie liegen bei einem festen Offset des benachbarten Streifens 3, da dort keine Energie deponiert wurde. (B) Ereignisse, deren Energie sich auf beide Streifen verteilt (konstante Summenenergie). (C) Zufällige Koinzidenzen beider Streifen. Außerdem erkennt man im Bereich (D) Pile-Up Ereignisse im Streifen 4.

Zwar wäre es denkbar, die im benachbarten Streifen 3 verlorene Energie zu korrigieren.

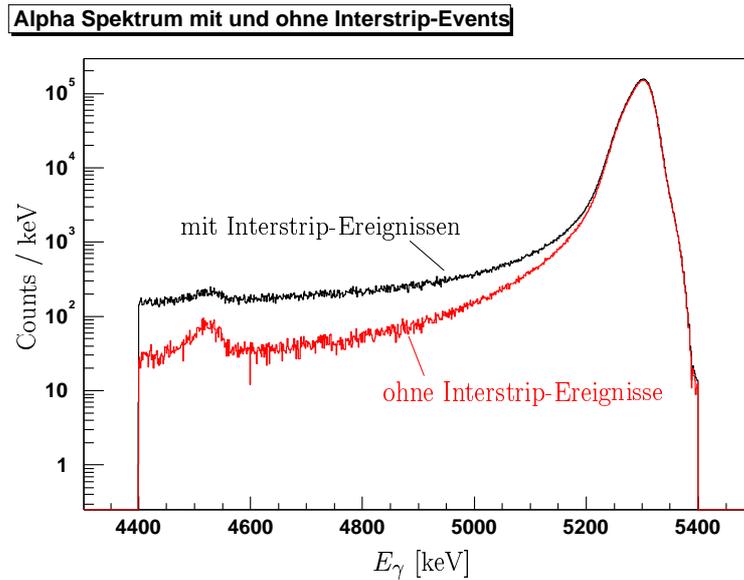


Abbildung 5.5: Durch Schwellen für das Signal in den benachbarten Streifen, werden solche Ereignisse unterdrückt, bei denen ein Teil der α -Energie im benachbarten Streifen verloren geht. Dadurch wird der Untergrund für α -Energien unterhalb von $E_{\alpha,0}$ deutlich verringert. (Die Spektren aller Streifen sind summiert dargestellt.)

Dies setzt zum einen die Eichung der α -Spektren im niederenergetischen Bereich voraus und führt außerdem zu Pile-Up-ähnlichen Effekten, wenn zufällige Koinzidenzen beider Streifen summiert werden. Aus diesen Gründen wurde auf eine Korrektur verzichtet. Stattdessen wurden geeignete Schwellen für die Signale der benachbarten Streifen eingeführt, die solche Ereignisse unterdrücken, bei denen ein Teil der α -Energie im benachbarten Streifen deponiert wurde. Abbildung 5.5 zeigt den Erfolg dieser Methode: der α -Peak verliert nur wenig an Statistik, dafür wird der Untergrund im Bereich unterhalb des α -Peaks deutlich reduziert. Für die Randstreifen kann dieses Verfahren nicht angewandt werden, daher wurden Ereignisse aus diesen Streifen zunächst aus der Analyse ausgeschlossen.

5.2 γ -Spektren

5.2.1 Peakform

Zur Eichung des γ -Spektrums müssen die Positionen der Linien im Spektrum durch geeignete Fits bestimmt werden. Die Peakform der Linien im γ -Spektrum kann hierfür als Gauss-förmig angenommen werden. Für den Fit einer Linie wird dabei der Fitbereich ent-

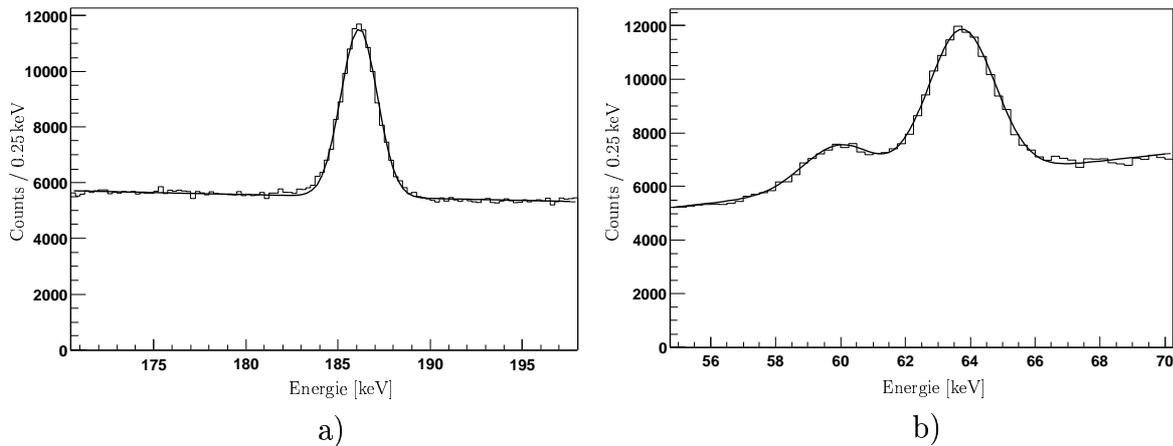


Abbildung 5.6: Die Position der Linien im γ -Spektrum werden mit Hilfe eines Gauss-Fits mit linearem Untergrund in einem entsprechend gewählten Fitbereich bestimmt (a). Für dicht liegende Linien werden doppelte oder dreifache Gauss-Funktionen mit linearem Untergrund als Fitfunktion gewählt (b).

sprechend eingeschränkt und ein linearer Untergrund angenommen:

$$f_1(x) = a \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_0)^2}{\sigma^2}\right) + bx + c. \quad (5.5)$$

Abbildung 5.6 (a) zeigt beispielhaft einen solchen Fit. Da die Linien häufig dicht liegen, ist es notwendig doppelte oder dreifache Gauss-Funktionen zu verwenden:

$$f_2(x) = a_1 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_1)^2}{\sigma_1^2}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_2)^2}{\sigma_2^2}\right) + bx + c. \quad (5.6)$$

($f_3(x)$ wird analog durch Hinzufügen einer weiteren Gauss-Funktion gebildet.) Ein Beispiel für den Fit eines doppelten Gauss-Peaks ist in Abbildung 5.6 (b) dargestellt.

5.2.2 Eichung der γ -Spektren

Zur Eichung der γ -Spektren wurden einige der prominenten Untergrundlinien verwendet (siehe Abschnitt 5.2.3), wobei ein lineares Verhalten der Detektoren angenommen wurde. Für jeden Detektor wurde eine separate Eichung durchgeführt. In Abbildung 5.7 sind die Differenzen zwischen den gefitteten Linien aus dem experimentellen Spektrum (Anhang D) und den Literaturwerten aufgetragen. Ein polynomialer Fit dritten Grades an die gemess-

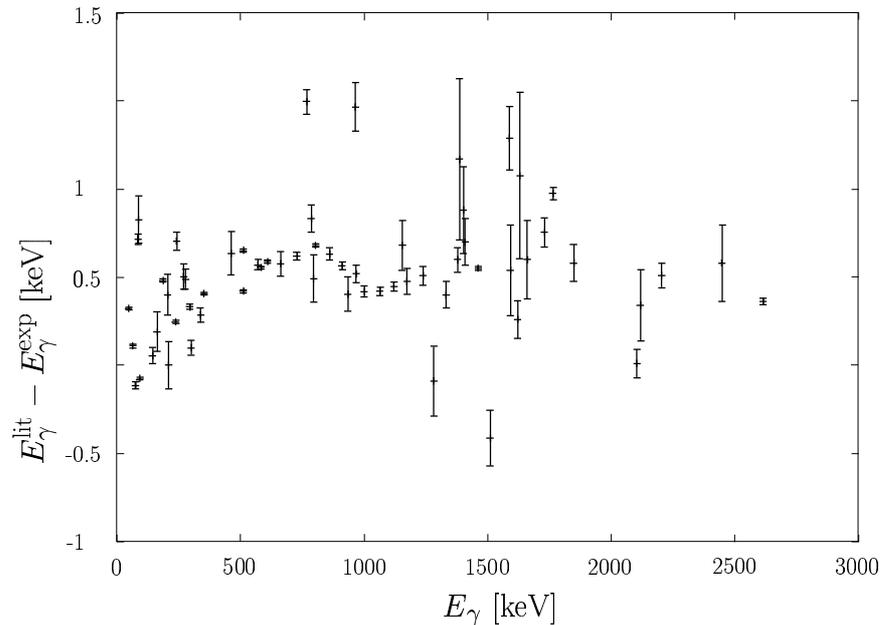


Abbildung 5.7: Das Spektrum zeigt die Abweichung zwischen den experimentell gemessenen Linien (E_{γ}^{exp}) des Untergrundspektrums (siehe Anhang D) und den Literaturwerten (E_{γ}^{lit}) für die verschiedenen γ -Energien.

senen Energien in Abhängigkeit von den Literaturwerten der Untergrundlinien liefert:

$$\text{Fitfunktion: } f(x) = a_3 x^3 + a_2 x^2 + a_1 x + a_0$$

$$\begin{aligned} \text{Fit: } a_3 &= -4 \cdot 10^{-13} \pm 1.7 \cdot 10^{-10} \\ a_2 &= -2.1 \cdot 10^{-7} \pm 5.8 \cdot 10^{-7} \\ a_1 &= 1 - 4 \cdot 10^{-4} \pm 5 \cdot 10^{-4} \\ a_0 &= 0.06 \pm 0.11 \end{aligned}$$

Die Werte liegen daher mit hoher Genauigkeit auf einer Ursprungsgeraden der Steigung 1. Dies bestätigt die angenommene Linearität des Detektors und zeigt die Güte der gewählten Eichung.

Auch bei der Eichung der γ -Spektren wurde eine Drift von etwa 0.2 keV über die Messdauer festgestellt. Diese wurde auf gleiche Weise wie bei den α -Spektren korrigiert.

5.2.3 Zuordnung der Untergrundlinien

In Abbildung 5.8 ist ein γ -Single-Spektrum abgebildet. Darin sind die Zuordnungen der stärksten Linien eingezeichnet. Ein detaillierteres γ -Spektrum mit allen Zuordnungen befindet sich im Anhang D.

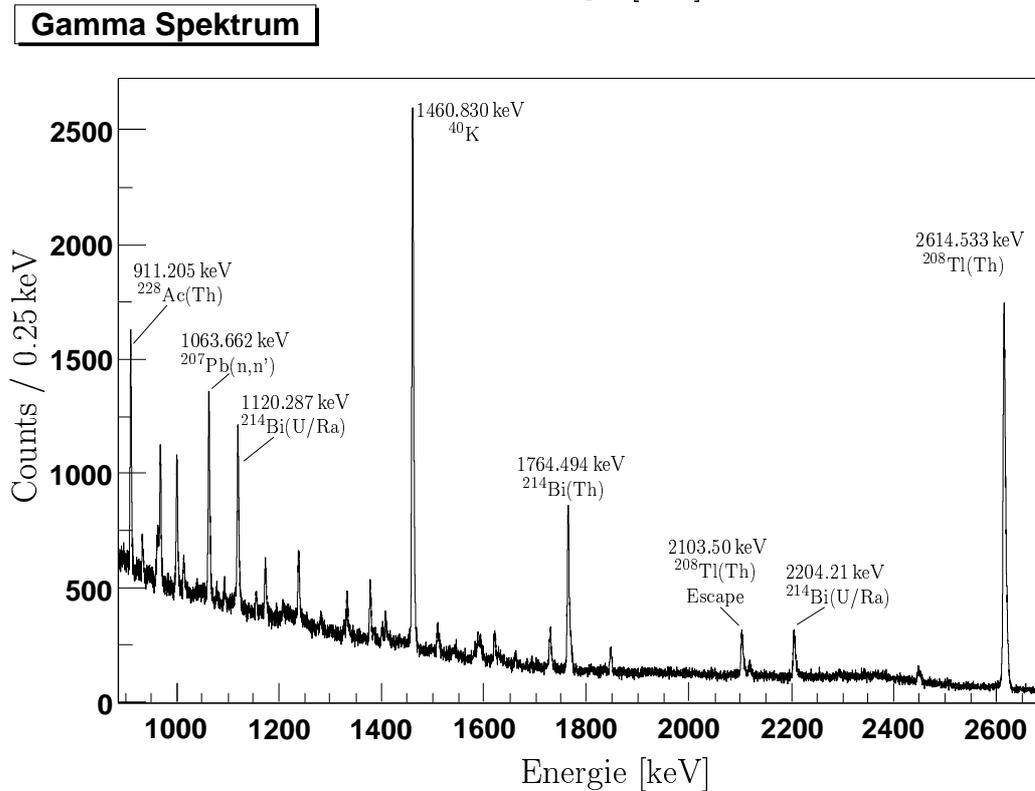
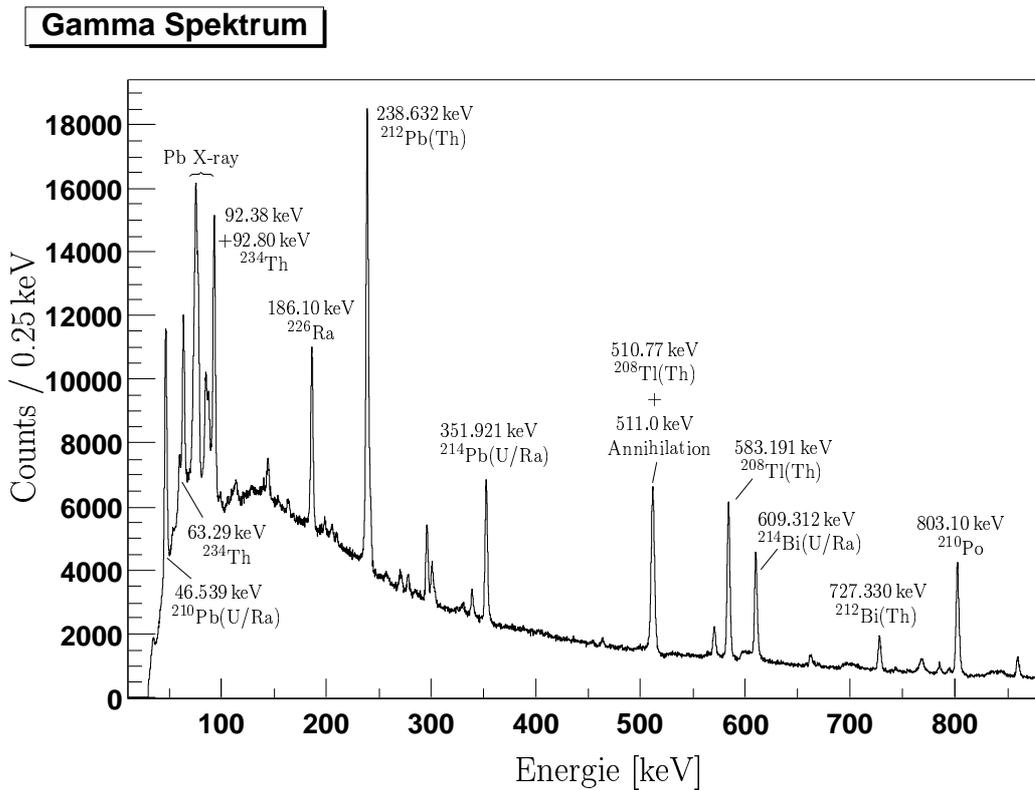


Abbildung 5.8: Spektrum der γ -Strahlung mit Zuordnung der starken Linien [45, 24]. Das Spektrum wurde über einen Zeitraum von 9 Tagen während der Messung, d.h. mit den ^{210}Po -Quellen, aufgenommen (keine Koinzidenzbedingung, mit Addback-Korrektur). Ein detailliertes Spektrum mit Zuordnung aller Linien finden sich im Anhang D.

In den Tabellen 5.1 und 5.2 sind alle im Spektrum vorkommenden Linien und deren Zuordnung aufgelistet. Es finden sich die üblichen Untergrundlinien aus radioaktiven Zerfällen: ^{40}K , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{235}U , die γ -Strahler aus der Thorium Zerfallsreihe (^{228}Ac , ^{224}Ra , ^{212}Bi , ^{212}Pb und ^{208}Tl) und der Uran-Radium Zerfallsreihe (^{234}Th , ^{234}Pa , ^{226}Ra , ^{214}Bi , ^{214}Pb und ^{210}Pb), [45]. Bei 511 keV ist die Annihilation von Elektronen und Positronen sichtbar, außerdem treten Zerfälle von durch elastische Streuung an Neutronen angeregtem ^{207}Pb aus der Abschirmung auf [35]. Die Linie bei 803.10 keV stammt von einem angeregten Zustand im ^{206}Pb , das durch den α -Zerfall von ^{210}Po populiert wird (siehe Abbildung 4.1).

5.2.4 Effizienz

Effizienzmessung

Zur Bestimmung der Effizienz des γ -Nachweises wurden Effizienzmessungen mit einer ^{152}Eu -Quelle durchgeführt. Dabei wurde die Quelle an verschiedenen definierten Punkten in der Kammer positioniert, um später auch Informationen über den Einfluß der Position auf die Effizienz erhalten zu können.

Zur vorläufigen Auswertung wurden die Daten der Effizienzmessung benutzt, um die Zuverlässigkeit der Simulation (siehe Abschnitt 5.4) abzuschätzen. Abbildung 5.9 zeigt das Spektrum der Effizienzmessung für Detektor C im Vergleich zu dem Ergebnis der Simulation. Aus Zeitgründen wurden die Simulationsläufe in Energieschritten von 50 keV mit einer Statistik von 500000 Ereignissen pro Schritt berechnet. Sowohl die Daten der Messung, wie auch die simulierte Effizienz wurde für die 411.115 keV-Linie von ^{152}Eu auf 1 normiert. Der simulierte Verlauf der Effizienz stimmt grob mit den Messwerten überein. Eine genauere Analyse der Effizienzdaten, die den Einfluß der Position der Quelle und eine Analyse der absoluten Effizienz beinhaltet und diese mit zuverlässigeren Daten der Simulation in Verbindung bringen kann, wird noch durchgeführt werden.

Addback

Da das MINIBALL-Cluster aus drei HPGe-Detektoren besteht, können die in den drei Detektoren deponierten Energien aufaddiert werden. Verliert ein Photon in einem Detektor nur einen Teil seiner Energie, die restliche in einem der beiden anderen (oder beiden), so kann auf diese Weise dennoch die vollständige Energie rekonstruiert werden, wodurch eine höhere full-energy peak Effizienz (siehe Fußnote Seite 28) erreicht wird. Man spricht vom Addback-Verfahren, Abbildung 5.10 zeigt einen Vergleich zwischen Spektren mit und ohne Addback.

Quelle	Literaturwert [keV]	gem. Energie [keV]	FWHM [keV]	Zählrate
²¹⁰ Pb (U/Ra)	46.539	46.72 ₍₁₎	2.5	13.3
		59.95 ₍₄₎	2.6	2.8
²³⁴ Th	63.29	63.68 ₍₁₎	2.4	8.9
Pb X-ray $K_{\alpha 1}$	74.969	75.58 ₍₂₎	4.2	24.4
		78.01 ₍₃₎	4.2	2.1
Pb X-ray $K_{\beta 1}$	84.938	84.72 ₍₃₎	2.4	10.9
Pb X-ray $K_{\beta 2}$	87.300	86.97 ₍₁₃₎	1.9	5.5
²³⁴ Th	92.38			
²³⁴ Th	92.80	92.96 ₍₁₎	4.1	15.2
		112.87 ₍₁₃₎	4.9	1.9
²³⁵ U	143.76	144.21 ₍₅₎	2.5	1.9
²³⁵ U	163.33	163.64 ₍₁₁₎	2.6	0.7
²²⁶ Ra	186.10	186.12 ₍₁₎	2.4	9.5
		198.55 ₍₉₎	1.8	0.5
²³⁵ U	205.311	205.41 ₍₁₂₎	2.7	0.7
²²⁸ Ac (Th)	209.253	209.75 ₍₁₃₎	2.2	0.4
²¹² Pb (Th)	238.632	238.89 ₍₁₎	2.6	24.6
²¹⁴ Pb (Ra)	241.981	241.78 ₍₅₎	2.5	3.6
²²⁸ Ac (Th)	270.243	270.24 ₍₇₎	3.0	0.8
²⁰⁸ Tl (Th)	277.358	277.37 ₍₆₎	2.1	1.1
²¹⁴ Pb (Ra)	295.213	295.38 ₍₂₎	2.4	3.9
²¹² Pb (Th)	300.087	300.49 ₍₄₎	3.6	2.6
²²⁸ Ac (Th)	338.332	338.55 ₍₄₎	2.7	1.2
²¹⁴ Pb (Ra)	351.921	352.01 ₍₁₎	2.7	7.9
²⁸⁸ Ac (Th)	463.005	462.87 ₍₁₃₎	2.8	0.4
²⁰⁸ Tl (Th)	510.77			
		510.85 ₍₁₎	3.7	12.6
Annihilation	511.0			
²⁰⁷ Pb(n,n')	569.702	569.63 ₍₃₎	2.9	1.7
²⁰⁸ Tl (Th)	583.191	583.14 ₍₁₎	2.9	9.5
²¹⁴ Bi (Th)	609.312	609.22 ₍₁₎	2.8	6.2
¹³⁷ Cs	661.60	661.53 ₍₇₎	3.0	0.6
²¹² Bi (Th)	727.330	727.21 ₍₂₎	3.0	2.1
²¹⁴ Bi (Ra)	768.356	767.36 ₍₇₎	4.8	1.2
²¹⁴ Pb (Ra)	785.91	785.58 ₍₈₎	3.2	0.5
²²⁸ Ac (Th)	794.947	794.95 ₍₁₃₎	2.9	0.3
²¹⁰ Po	803.10	802.92 ₍₁₎	3.3	7.3

Tabelle 5.1: Im γ -Spektrum vorkommende γ -Linien und deren Zuordnung (0 keV bis 850 keV). Die Intensitäten sind in 10^{-3} Zerfällen pro Sekunde angegeben, bei den experimentell gemessenen Energien ist der Fehler des Fits in Klammern notiert.

Quelle	Literaturwert [keV]	gem. Energie [keV]	FWHM [keV]	Zählrate
^{208}Tl (Th)	860.564	860.43 ⁽³⁾	3.1	1.2
^{228}Ac (Th)	911.205	911.14 ⁽²⁾	3.2	2.0
^{214}Bi (U/Ra)	934.061	934.16 ⁽⁹⁾	3.0	0.3
^{228}Ac (Th)	964.770	963.80 ⁽¹⁴⁾	4.8	0.7
^{228}Ac (Th)	968.971	968.95 ⁽⁵⁾	3.4	1.2
^{234}Pa (U/Ra)	1001.03	1001.11 ⁽³⁾	3.4	1.3
		1014.61 ⁽¹¹⁾	3.0	0.3
^{207}Pb (n,n')	1063.662	1063.74 ⁽²⁾	3.6	2.0
		1094.28 ⁽¹⁸⁾	3.1	0.2
^{214}Bi (U/Ra)	1120.287	1120.34 ⁽³⁾	3.4	1.7
^{214}Bi (U/Ra)	1155.19	1155.01 ⁽¹⁴⁾	3.0	0.2
^{60}Co	1173.237	1173.26 ⁽⁷⁾	3.7	0.5
^{214}Bi (U/Ra)	1238.110	1238.10 ⁽⁵⁾	3.6	0.7
^{214}Bi (U/Ra)	1280.96	1281.55 ⁽²⁰⁾	3.6	0.2
^{60}Co	1332.501	1332.60 ⁽⁸⁾	3.2	0.4
^{214}Bi (U/Ra)	1377.669	1377.57 ⁽⁷⁾	3.6	0.6
^{214}Bi (U/Ra)	1385.31	1384.64 ⁽⁴⁶⁾	5.8	0.2
^{214}Bi (U/Ra)	1401.50	1401.12 ⁽²⁵⁾	3.9	0.1
^{214}Bi (U/Ra)	1407.98	1407.78 ⁽¹⁴⁾	3.4	0.2
^{40}K	1460.830	1460.78 ⁽¹⁾	4.1	6.2
^{214}Bi (U/Ra)	1509.228	1510.14 ⁽¹⁶⁾	5.3	0.3
^{228}Ac (Th)	1588.21	1587.42 ⁽¹⁸⁾	3.1	0.1
^{208}Tl (Th) [†]	1592.6	1592.56 ⁽²⁶⁾	4.9	0.2
^{212}Bi (Th)	1620.50	1620.74 ⁽¹¹⁾	4.2	0.3
^{228}Ac (Th)	1630.627	1630.05 ⁽⁴⁷⁾	9.6	0.3
^{214}Bi (U/Ra)	1661.28	1661.18 ⁽²²⁾	3.8	0.1
^{214}Bi (U/Ra)	1729.595	1729.34 ⁽⁸⁾	4.9	0.5
^{214}Bi (U/Ra)	1764.494	1764.02 ⁽⁴⁾	3.6	1.4
		1767.08 ⁽⁴³⁾	7.4	1.0
^{214}Bi (U/Ra)	1847.420	1847.34 ⁽¹⁰⁾	4.3	0.3
^{208}Tl (Th) [†]	2103.5	2103.99 ⁽⁸⁾	5.7	0.6
^{214}Bi (U/Ra)	2118.55	2118.71 ⁽²⁰⁾	5.4	0.2
^{214}Bi (U/Ra)	2204.21	2204.20 ⁽⁷⁾	5.4	0.6
^{214}Bi (U/Ra)	2447.86	2447.78 ⁽²²⁾	7.1	0.2
^{208}Tl (Th)	2614.533	2614.67 ⁽²⁾	6.3	6.2
		3196.90 ⁽²⁷⁾	9.2	0.1

† Escape-Peak, ‡ Double-Escape-Peak

Tabelle 5.2: Im γ -Spektrum vorkommende γ -Linien und deren Zuordnung (850 keV bis 3500 keV). Die Intensitäten sind in 10^{-3} Zerfällen pro Sekunde angegeben, bei den experimentell gemessenen Energien ist der Fehler des Fits in Klammern notiert.

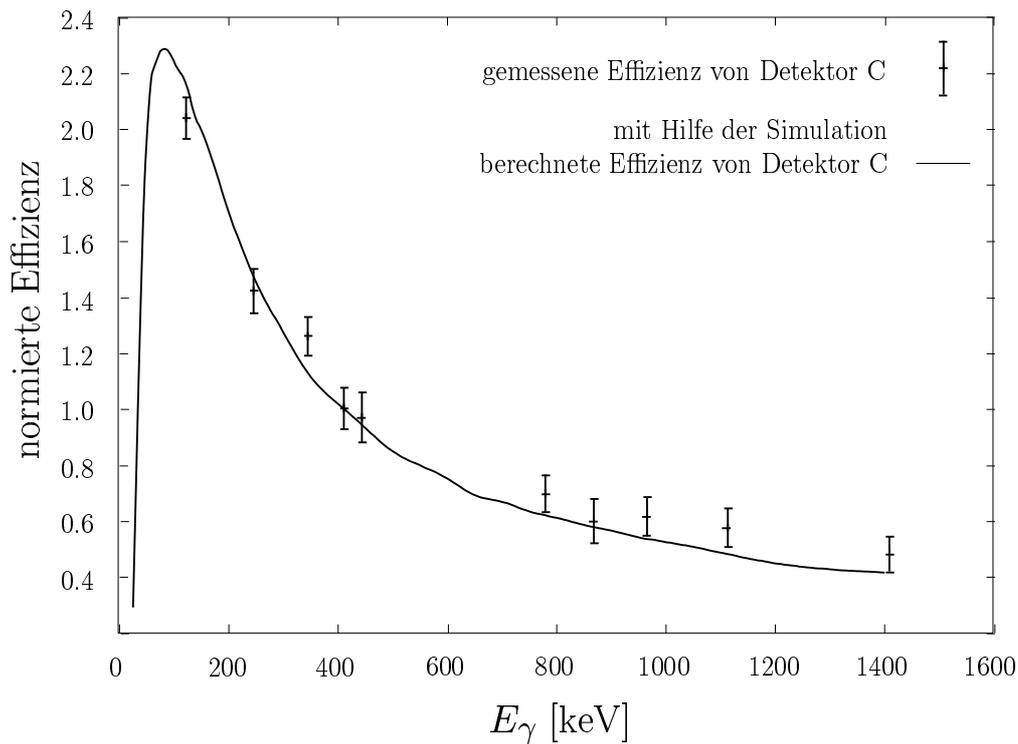


Abbildung 5.9: Mit einer ^{152}Eu -Quelle wurde eine Effizienzmessung durchgeführt, die dargestellten Daten sind auf die 411.115 keV-Linie von ^{152}Eu normiert. Der mit Hilfe einer Geant4-Simulation (Abschnitt 5.4) berechnete Verlauf der Effizienz gibt den gemessenen Verlauf recht gut wieder. Eine genauere Analyse der Effizienzdaten im Zusammenhang mit einer verbesserten Simulation wird noch durchgeführt werden.

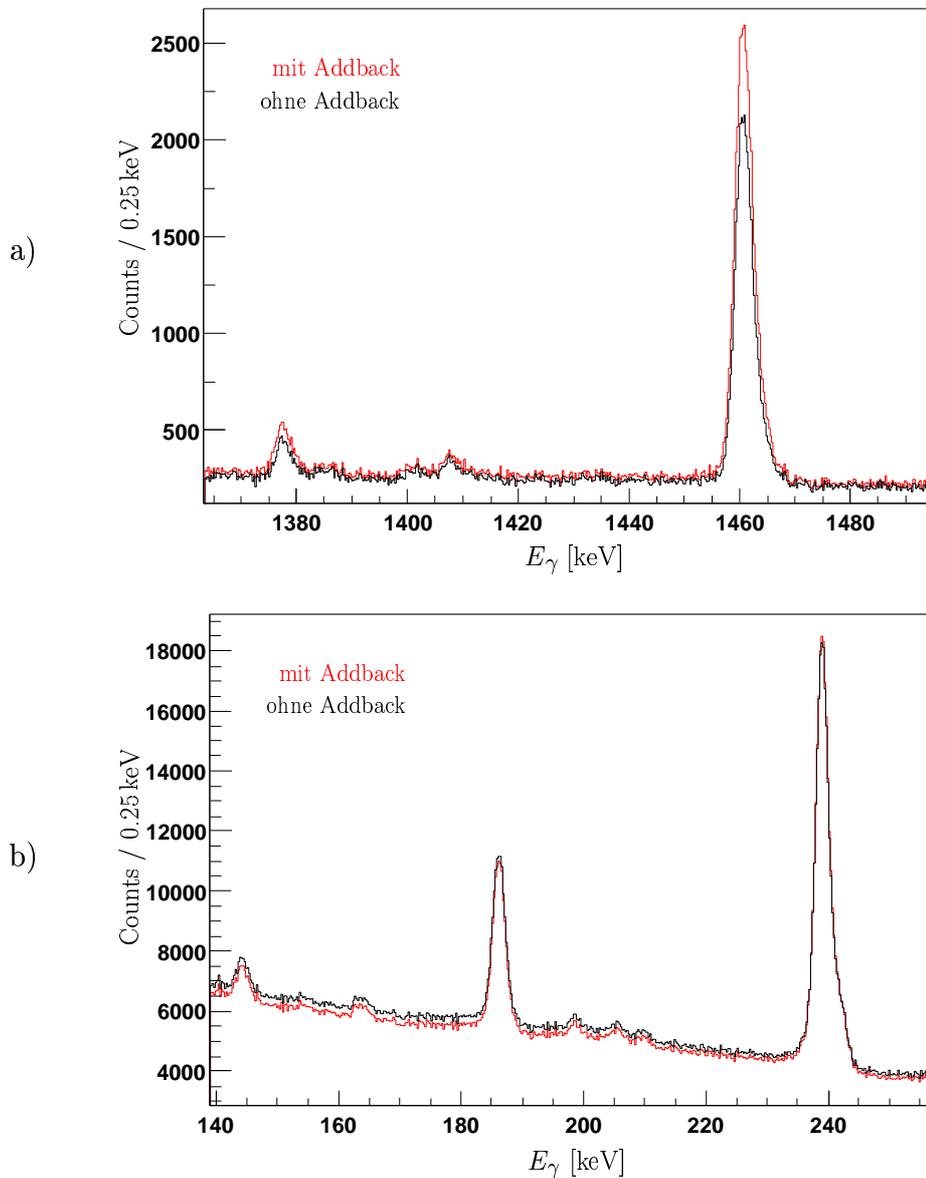


Abbildung 5.10: Durch das Addback-Verfahren erhöht sich die Effizienz des Detektors. Die Anzahl der Ereignisse insbesondere in den hochenergetischen Linien wird größer (a), der Compton-Untergrund wird (vor allem im niederenergetischen Bereich) reduziert.

5.3 Zeitspektren

5.3.1 Eichung der Zeitspektren

Zur Eichung der Zeitspektren wurde die Referenzfrequenz des Heidelberg Tandem-Beschleunigers (13.56 MHz) mit geeigneter Umsetzerung verwendet. Die eingesetzten CAEN TDCs zeigten sich als gut linear.

Die gemessenen Zeiten für die Si-Streifen bzw. die Ge-Kanäle entsprechen jeweils der Differenz aus der Triggerzeit t_{trigger} des Master-Live-Triggers und der Zeit des Ereignisses in dem entsprechenden Kanal t_α bzw. t_γ . Wird der Trigger für ein Ereignis durch z.B. einen Streifen der Si-Detektoren ausgelöst, so hängt die gemessene Zeit $t_{\text{trigger}} - t_\alpha$ für diesen Streifen selbst nur von dem Delay zwischen Diskriminator und TDC ab und ist für alle solche Ereignisse konstant. Diese Selbsttriggerzeit ist daher in den Zeitspektren als deutlicher Peak erkennbar und wurde als Referenzpunkt für den Offset benutzt. Abbildung 5.11 zeigt das Zeitspektrum $t_{\text{trigger}} - t_\alpha$ eines Streifen der Silizium-Detektoren. Zufällige Koinzidenzen mit Photonen aus dem Raumuntergrund sind über das ganze Zeitspektrum verteilt, zufällige Koinzidenzen mit α -Teilchen in anderen Streifen liegen grob im Zeitbereich nach dem Selbsttrigger, bis auf Laufzeitdifferenzen der einzelnen Kanäle, die durch den vollständig parallelen Aufbau aller 32 Kanäle gering sein sollten. Koinzidente γ -Ereignisse werden durch den analogen CFD-Zweig der Ge-Detektoren getriggert und sind als Peak vor dem Selbsttrigger-Peak erkennbar.

Durch das nachträgliche Einbringen einer weiteren Delay-Einheit in die Silizium-Zweige musste für einen Teil der Daten der Offset neu geeicht werden.

5.3.2 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung für α - γ -Koinzidenzen kann mit Hilfe des 803 keV-Zweiges untersucht werden. Dazu werden koinzidente Ereignisse betrachtet, bei denen eine α -Energie um $E_{\alpha,803}$ verlangt wird. Abbildung 5.12 zeigt ein γ -Energiespektrum von koinzidenten Ereignissen. Deutlich erkennbar ist der Zerfallszweig bei 803.1 keV und dessen Compton-Untergrund.

Um die Zeitauflösung für die unterschiedlichen Energien zu erhalten, ist in Abbildung 5.13 die γ -Energie gegen die Differenzzeit $t_\alpha - t_\gamma$ aufgetragen. Hierbei wurde als γ -Zeit die Zeit des analogen CFD-Triggers (t_γ^{CFD}) verwendet.

Für hohe γ -Energien zeigt das Spektrum eine gute, energieunabhängige Zeitauflösung, für geringe γ -Energien ($E_\gamma < 300$ keV) jedoch weitet sich die Verteilung stark auf. Mit Hilfe einer γ - γ -Koinzidenzmessung mit einer ^{152}Eu - und einer ^{60}Co -Quelle wurden die Einstellungen der TFAs und CFDs der analogen Trigger-Zweige optimiert. Die schlechte Auflösung im niederenergetischen Energiebereich liegt nicht an einer falschen Einstellung, sondern in der Geometrie des MINIBALL-Detektors begründet. Niederenergetische Photonen dringen nur wenig in den Detektor ein, die Drift der erzeugten Ladungsträgerpaare hängt von

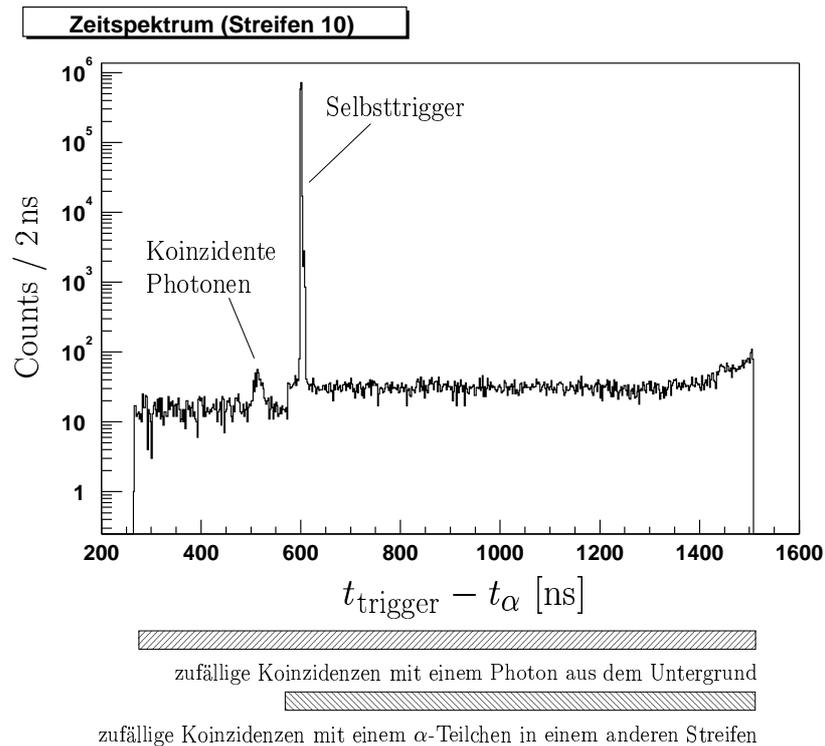


Abbildung 5.11: Im Plot ist das Zeitspektrum eines Streifens der Si-Detektoren dargestellt. Die Selbsttrigger-Zeit ist deutlich erkennbar. Diese wurde auf den willkürlichen Wert von 600 ns gesetzt. In den Zeitbereich nach dem Selbsttrigger-Peak fallen zufällige Koinzidenzen mit einem α -Teilchen in einem anderen Streifen des Si-Detektors. Zufällige Koinzidenzen mit einem Photon sind über das ganze Spektrum verteilt. Vor dem Selbsttriggerpeak ist ein kleiner Peak erkennbar, der von koinzidenter γ -Strahlung (z.B. 803 keV-Zweig oder Bremsstrahlung) erzeugt wird.

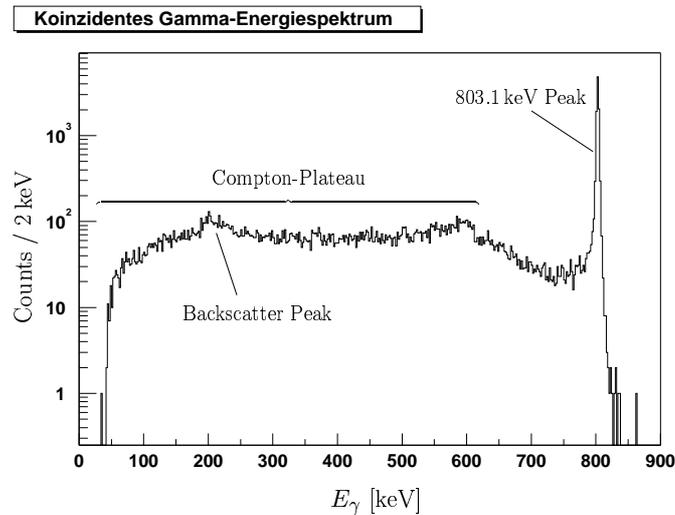


Abbildung 5.12: γ -Energiespektrum von koinzidenten Ereignissen für α -Energien um $E_{\alpha,803}$. Deutlich erkennbar ist der 803 keV-Peak und der dazugehörige Compton-Untergrund, außerdem der Backscatter Peak (siehe [26]).

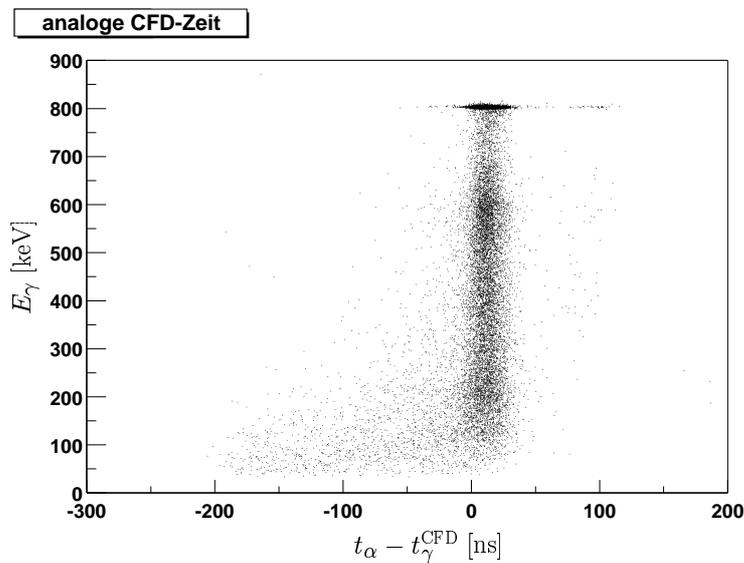


Abbildung 5.13: Aufgetragen sind die γ -Energien gegen die Differenzzeit $t_{\alpha} - t_{\gamma}$ für koinzidente Ereignisse aus dem 803 keV-Zerfallszweig. Für t_{γ} wurde hier die Zeit des analogen CFD-Triggers t_{γ}^{CFD} verwendet. Bei hohen γ -Energien weist die analoge CFD-Zeit eine gute, energieunabhängige Auflösung auf, für geringe γ -Energien weitet sich die Verteilung jedoch stark auf. (Die Ursache für die um 100 ns versetzten Ereignisse wird noch untersucht.)

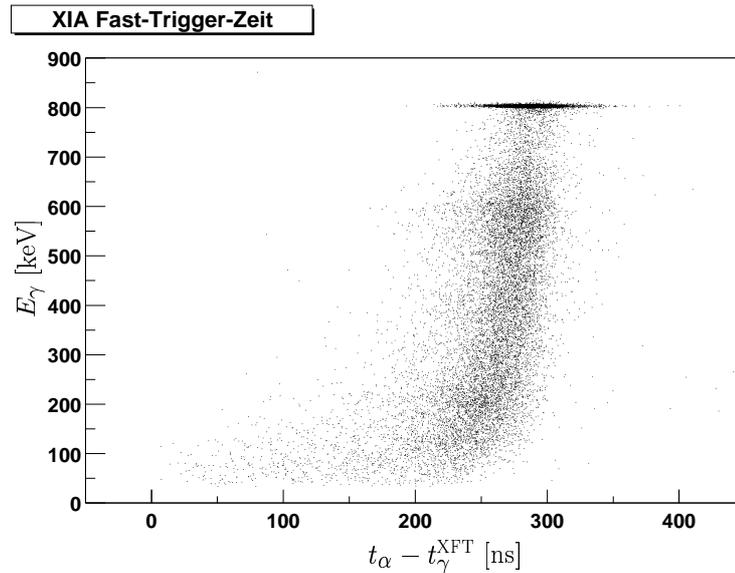


Abbildung 5.14: Spektrum der γ -Energien gegen $t_\alpha - t_\gamma$ unter Verwendung der XIA Fast-Trigger Zeit (t_γ^{XFT}) für Ereignisse des 803 keV-Zweiges. Auch für die XIA Fast-Trigger-Zeit zeigt sich eine verschlechterte Auflösung im niederenergetischen Bereich. Die Zeitauflösung ist durch die Samplingfrequenz des ADC auf etwa 50 ns beschränkt.

den dort herrschenden Felder ab und führt zu einem langsamen Anstieg des Core-Signals [31, 32, 33].

Alternativ zur analogen CFD-Trigger-Zeit kann auch die Zeit des XIA Fast-Triggers t_γ^{XFT} (siehe Abschnitt 4.5.2) verwendet werden. Abbildung 5.14 zeigt das Abbildung 5.13 entsprechende Spektrum für t_γ^{XFT} . (Die unterschiedlichen Laufzeiten des XIA Fast-Trigger-Signals für die einzelnen Detektoren wurden hier schon korrigiert.) Deutlich erkennbar ist auch hier die schlechte Zeitauflösung für kleine γ -Energien. Wie in Abschnitt 4.5.2 erläutert liegt dem XIA Fast-Trigger-Zeit ein LE-Trigger zugrunde, dies führt zu einer deutlichen Energieabhängigkeit auch bei höheren γ -Energien. Die Samplingrate des ADCs auf den DGF-4C Karten beschränkt das Auflösungsvermögen durch eine Sampellänge von 25 ns. Daraus folgt die erkennbare Zeitauflösung von etwa 50 ns.

5.3.3 Verbesserung der Zeitauflösung durch Pulsformanalyse

Zur Untersuchung der Ursachen der schlechten Zeitauflösung wurden die Pulsformen der Signale der HPGe-Detektoren analysiert. In Abbildung 5.15 sind die Pulse von drei verschiedenen Ereignissen für den Core-Kontakt (linke Spalte) und das getroffene Segment dargestellt (rechte Spalte). In den Zeilen (a) und (b) sind Pulse niederenergetischer γ -Quanten ($E_\gamma \approx 122$ keV) gezeigt. Zeile (a) entspricht der typischen Pulsform eines Ereignisses mit besonders schlechter Triggerzeit, d.h. ein solches Ereignis befindet sich in den

Spektren 5.13 bzw. 5.14 bei stark negativer Differenzzeit. In Zeile (b) dagegen ist ein Ereignis mit etwa gleicher γ -Energie jedoch besserer Triggerzeit dargestellt. In Zeile (c) sind zum Vergleich die Pulse eines höherenergetischen Photons ($E_\gamma \approx 440$ keV) abgebildet.

Der Vergleich der Pulse zeigt, daß die Core-Pulse im niederenergetischen Bereich einen sehr langsamen Anstieg aufweisen. Dieses Verhalten lässt sich auf die Geometrie der Detektoren zurückführen [32, 31]. Dieser langsame Anstieg hat zur Folge, dass der Beginn der Pulse und damit der Augenblick der Wechselwirkung schwer bestimmt werden kann. Die Segmentpulse dagegen besitzen einen fast linearen Anstieg. Der Startzeitpunkt der Pulse lässt sich daher anhand des Segmentpulses genauer bestimmen. Im Beispiel (a) reagiert der LE-Trigger im Core wegen des flachen Anstiegs erst in Sample 13, obwohl der Puls, wie im Segment erkennbar ist, schon im Sample 4 beginnt. Dies führt zu einer stark verzögerten Triggerzeit. Beispiel (b) liefert eine etwas bessere Triggerzeit, da der Beginn des Pulses etwa bei Sample 8 liegt, aber der Core wieder bei Sample 13 triggert.

Um die Zeitauflösung zu verbessern, muss die Differenz zwischen Triggerzeit des Core-Triggers und dem tatsächlichen Beginn des Pulses bestimmt und die Triggerzeit entsprechend korrigiert werden. Dies wurde mit Hilfe einer Pulsformanalyse (PSA¹) sowohl für die XIA Fast-Trigger-Zeit, als auch für die analoge CFD-Zeit durchgeführt.

Da der Beginn des Samples direkt mit der XIA Fast-Trigger-Zeit korreliert ist, ist es hier ausreichend, in der PSA die Startzeit des Pulses im Segment genau zu bestimmen und zu der gemessenen XIA Fast-Trigger-Zeit zu addieren. Die Startzeit wird aus den Segmentsignalen durch lineare Interpolation auf die Baseline gewonnen [32], wie in Abbildung 5.15 dargestellt. Abbildung 5.16 zeigt das Spektrum der so korrigierten Triggerzeit $t_\gamma^{\text{XFT}corr}$, Abbildung 5.17 die damit erreichte Zeitauflösung (integriert über alle γ -Energien). Auf diese Weise konnten nicht nur die Zeiten für geringe γ -Energien korrigiert, sondern auch die Auflösung für hohe Energien auf etwa 25 ns verbessert werden.

Zur Korrektur der analogen CFD-Zeit wurde in der PSA ein LE-Trigger simuliert und die Differenz Δt dieser simulierten LE-Trigger-Zeit und der Startzeit des Pulses im Segment gebildet. Die so gewonnen Differenzzeit Δt ist somit ein Maß für die Abweichung zwischen dem Core-Trigger und dem Startzeitpunkt des Pulses. Abbildung 5.18 zeigt das Spektrum der gemessenen CFD-Zeiten gegen Δt , da der simulierte LE-Trigger nicht dem tatsächlichen Triggerzeitpunkt des analogen CFD-Triggers entspricht, ist die Abhängigkeit zwar nicht linear, eine Korrelation ist jedoch deutlich erkennbar. Mit Hilfe einer gefitteten Funktion (Polynom sechsten Grades) wird aus dieser Größe die Korrektur der CFD-Zeit gewonnen:

$$t_\gamma^{\text{CFD}corr} = t_\gamma^{\text{CFD}} + a_6 \Delta t^6 + a_5 \Delta t^5 + a_4 \Delta t^4 + a_3 \Delta t^3 + a_2 \Delta t^2 + a_1 \Delta t \quad (5.7)$$

Abbildung 5.19 zeigt die korrigierte CFD-Zeit $t_\gamma^{\text{CFD}corr}$ und Abbildung 5.20 die Projektion. Beide Ergebnisse sind zufriedenstellend und liefern verwertbare Triggerzeiten. Wie in den Abbildungen 5.16 (Pfeil) und 5.17 ersichtlich, konnten jedoch im Falle der XIA Fast-Trigger-Zeit nicht alle Ereignisse erfolgreich korrigiert werden. Die Ursachen die dazu führen,

¹Pulse Shape Analysis

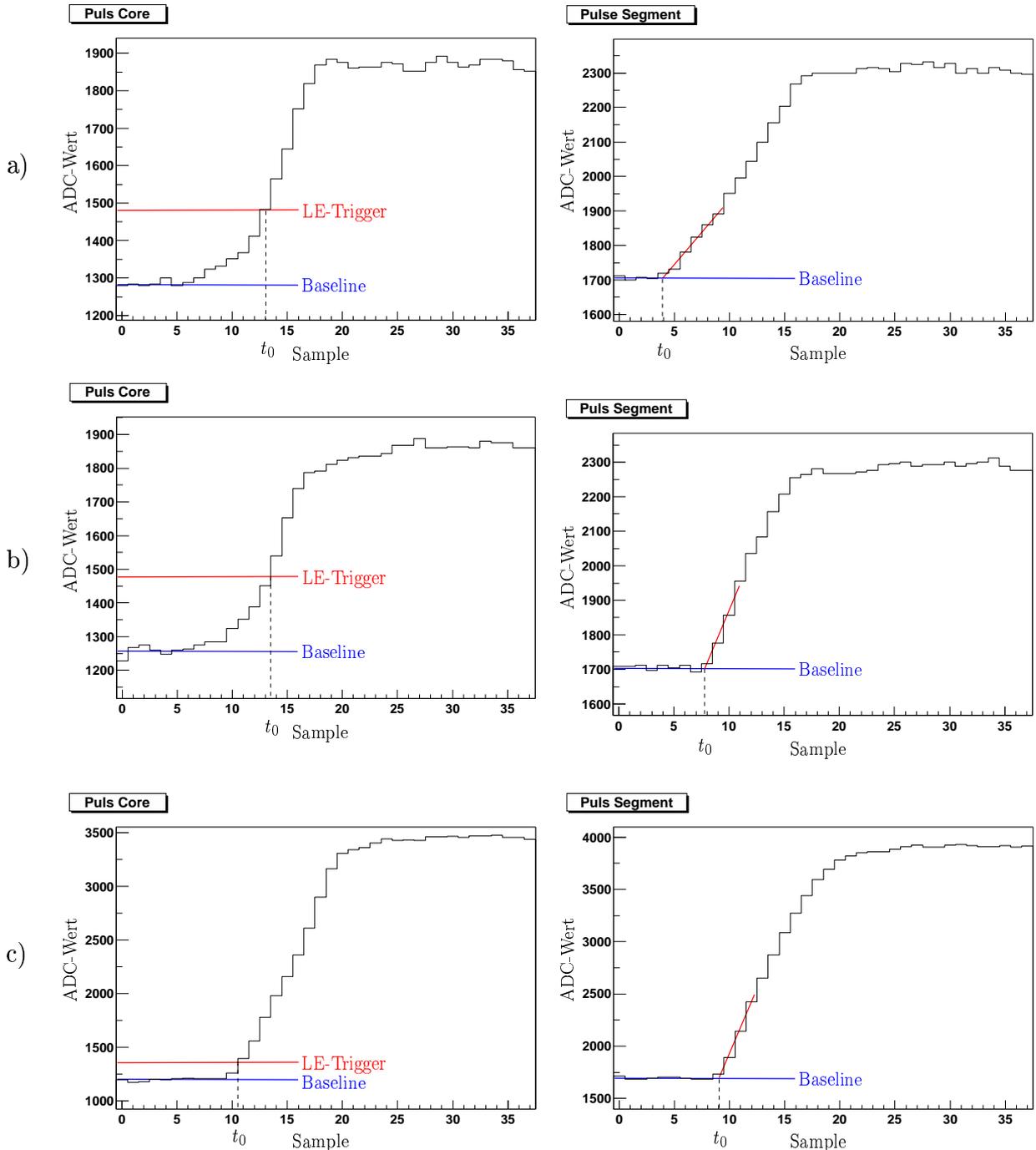


Abbildung 5.15: Dargestellt sind die Pulse des Core-Kontakts und des getroffenen Segments. (a) und (b) zeigen Pulse für niedere γ -Energien ($E_\gamma \approx 122$ keV), (c) zum Vergleich dazu für hohe γ -Energie ($E_\gamma = 440$ keV). Für geringe γ -Energien ist der Startzeitpunkt des Pulses im Core-Signal durch den langsamen Anstieg nur schwer bestimmbar. Die Segmentpulse hingegen zeigen einen fast linearen Anstieg und ermöglichen so eine genauere Bestimmung des Startzeitpunktes. (a) zeigt ein Ereignis mit schlechter Triggerzeit, (b) ein Ereignis mit besserer Triggerzeit. Die aus den Segmentensignalen gewonnene Startzeit läßt eine Korrektur der Triggerzeit zu.

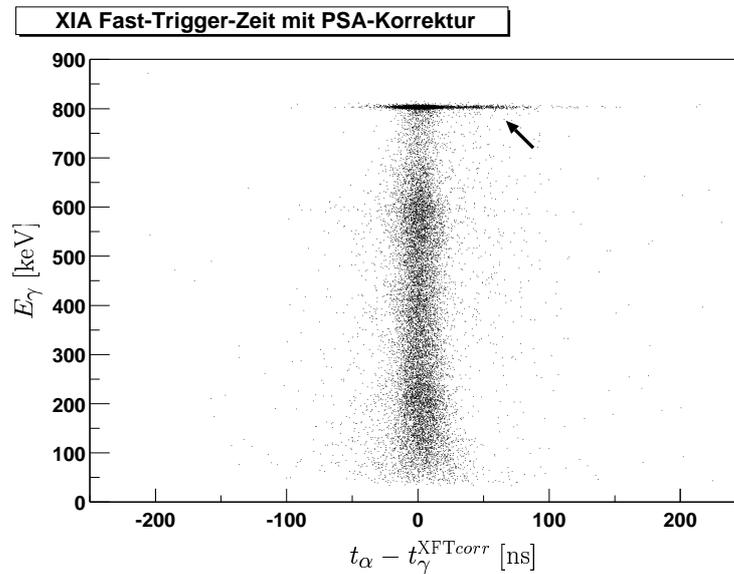


Abbildung 5.16: Das Spektrum der Differenz aus t_α und der korrigierten XIA Fast-Trigger-Zeit $t_\gamma^{\text{XFTcorr}}$ für die verschiedenen γ -Energien zeigt die Energieunabhängigkeit der korrigierten Koinzidenzzeit. (vgl. auch Abbildung 5.14). Außerdem konnte die Zeitauflösung auf etwa 25 ns reduziert werden.

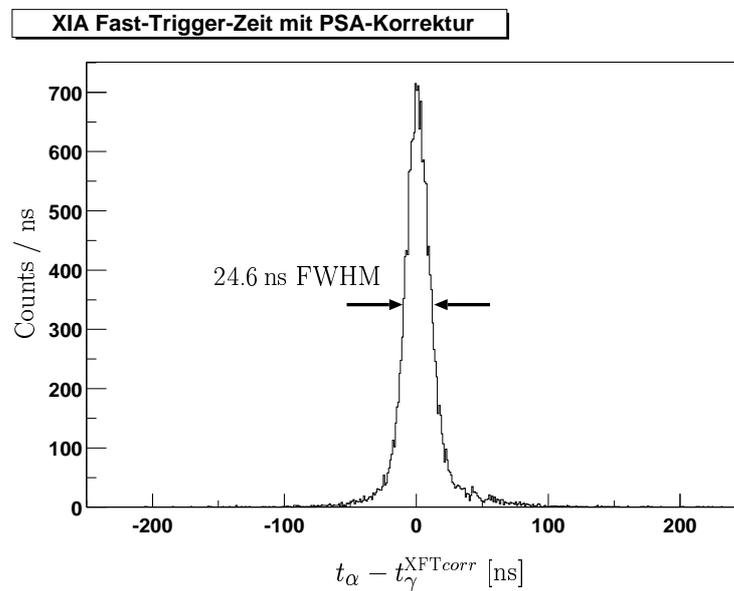


Abbildung 5.17: Das Spektrum von $t_\alpha - t_\gamma^{\text{XFTcorr}}$ mit der korrigierten XIA Fast-Trigger-Zeit für den 803 keV-Zweig zeigt eine Auflösung von 24.6 ns.

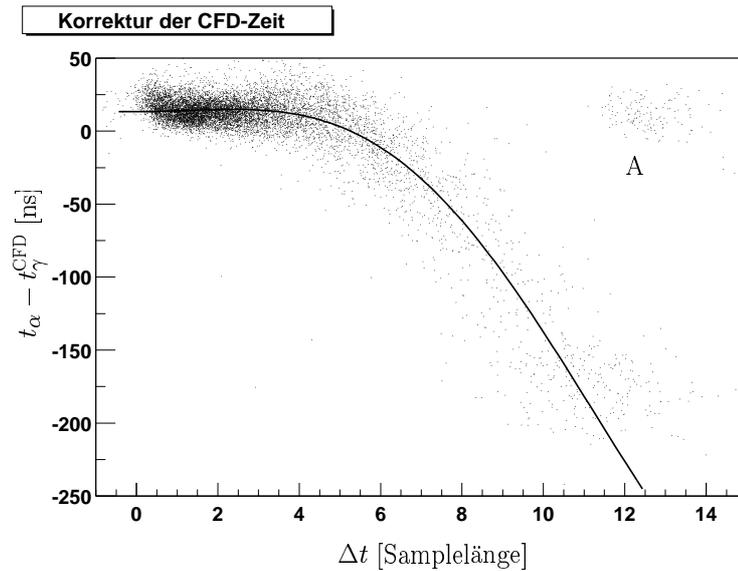


Abbildung 5.18: Zur Korrektur der analogen CFD-Zeit wird die Differenz Δt zwischen einer simulierten LE-Tiggerzeit im Core und der Startzeit des Pulses im Segment verwendet. Die Abhängigkeit dieser Größe von $t_\alpha - t_\gamma^{\text{CFD}}$ ist deutlich erkennbar. Mit Hilfe eines polynomialen Fits wird daraus die Zeitkorrektur gewonnen. Für die Ereignisse bei A liegen wegen Problemen bei der Auslese der XIA DGF-4C Karten keine Pulsdaten vor. Da diese Ereignisse zum überwiegenden Teil eine gute Zeitauflösung aufweisen, kann auf die Zeitkorrektur verzichtet werden.

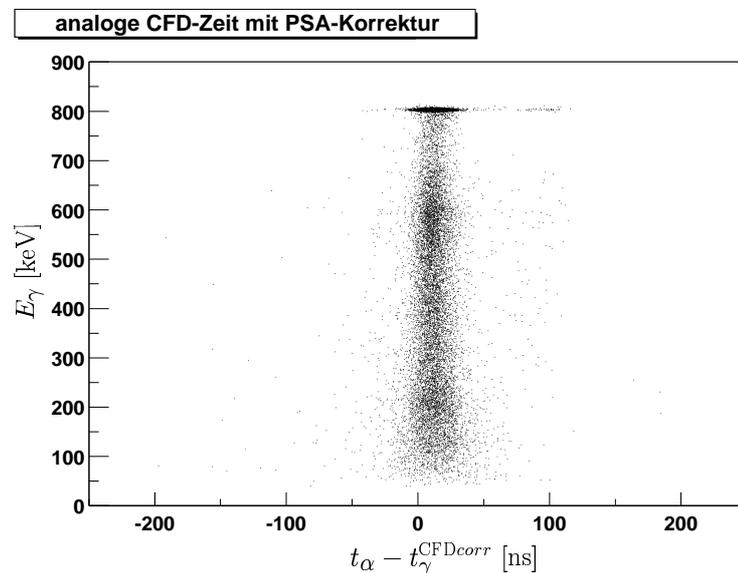


Abbildung 5.19: Das Spektrum der γ -Energien gegen $t_\alpha - t_\gamma^{\text{CFD}^{\text{corr}}}$ unter Verwendung der korrigierten CFD-Zeit zeigt den Erfolg der Korrektur im Bereich geringer γ -Energien. Für hohe γ -Energien bleibt die gute Zeitauflösung der analogen CFD-Zeit erhalten.

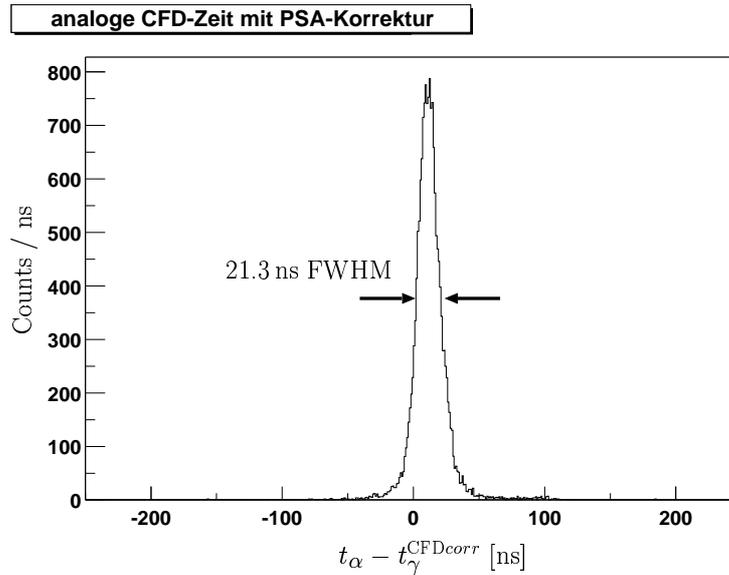


Abbildung 5.20: Das Spektrum von $t_\alpha - t_\gamma^{\text{CFD}^{\text{corr}}}$ mit der korrigierten CFD-Zeit für den 803 keV-Zweig liefert eine Zeitauflösung von 21.3 ns.

werden noch weiter untersucht. Aus diesem Grund wurde für die Auswertung die korrigierte CFD-Zeit $t_\gamma^{\text{CFD}^{\text{corr}}}$ zugrunde gelegt, obwohl sie mehrere gefittete Parameter enthält.

5.4 Simulation

Die Effizienz, mit der die Bremsstrahlung nachgewiesen werden kann, hängt von der Geometrie der Quellen, der γ - und α -Detektoren und von der Winkelverteilung der Bremsstrahlung ab. Um die Effizienz der Anordnung zu bestimmen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation in Geant4² entwickelt. Geant4 simuliert die Ausbreitung der Teilchen (und der erzeugten Sekundärteilchen), deren Wechselwirkungen in Materie und liefert die in den verschiedenen Materialien (auch den Detektoren) deponierten Energien.

Zunächst wurden die Geometrien der wichtigsten Komponenten des Experiments implementiert. Die Abbildungen 5.21 und 5.22 zeigen die Visualisierung des gekapselten HPGe-Detektors und des experimentellen Aufbaus. Für ein besseres Verständnis der Effizienz sollen zukünftig weitere Elemente des Aufbaus in die Simulation eingebaut werden.

Durch einen Ereignisgenerator werden α -Teilchen und Bremsstrahlungsphotonen im Bereich des Quellenmaterials erzeugt. Für die Ausbreitungsrichtung der α -Teilchen wird hierbei eine isotrope Verteilung simuliert, für die Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen bezogen auf die Ausbreitungsrichtung der α -Teilchen wurde eine Dipolcharakteristik

²Geant4 (**GE**ometry **AN**d **T**racking) ist ein objekt-orientiertes Softwarepaket für Simulationen in der Hochenergiephysik [46, 47].

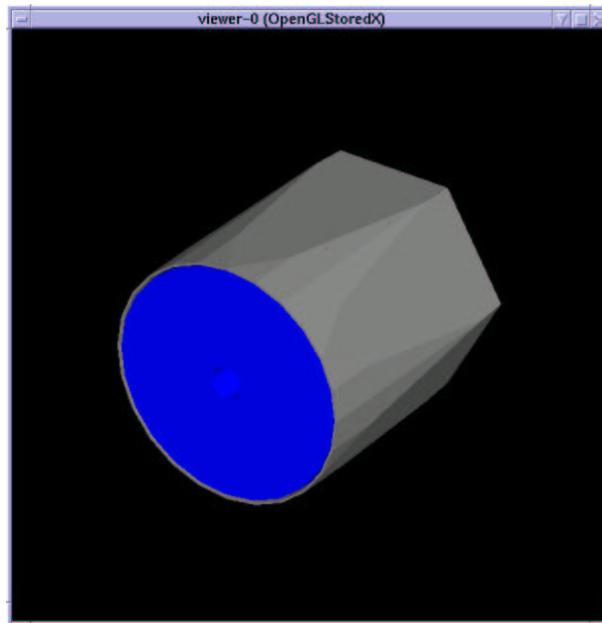


Abbildung 5.21: Implementierung des gekapselten HPGe-Detektors in der Geant4-Simulation. Der HPGe-Kristall ist blau dargestellt, die Aluminium-Kapsel grau.

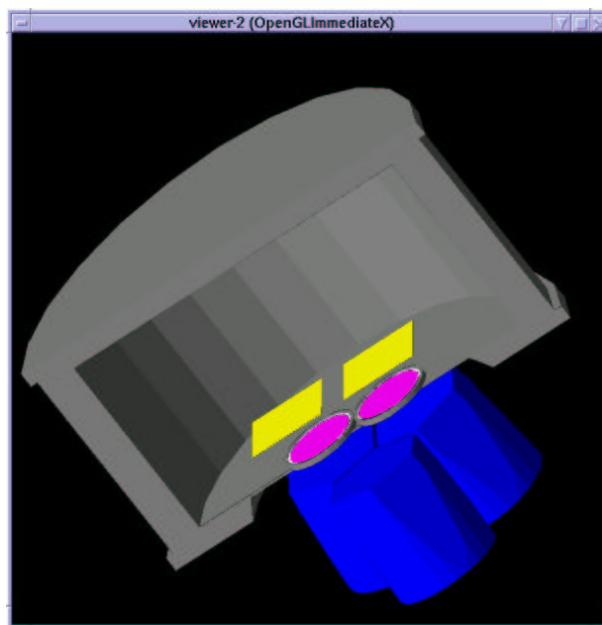


Abbildung 5.22: Implementierung des Aufbaus in der Geant4-Simulation. Blau dargestellt ist der MINIBALL-Cluster-Detektor und gelb die Silizium-Detektoren. Dazwischen sind die Quellenträger (grau), das Silber-Backing (weiß) und das Quellenmaterial (rot) sichtbar. Die Kammer aus Aluminium ist in dieser Visualisierung geschnitten dargestellt (grau).

($W \propto \sin^2 \vartheta$) verwendet.

Zur Auswertung der simulierten Daten werden die deponierten Energien in den Detektormaterialien untersucht. Dabei werden die sensitiven Bereiche und die Segmentierung der Detektoren berücksichtigt. Auf diese Weise werden die Anzahl der detektierten α -Teilchen und Photonen, sowie die Anzahl der koinzident detektierten Ereignisse und deren Verhältnisse gewonnen.

Um die Zuverlässigkeit der Simulation abschätzen zu können, wurde zusätzlich eine isotrope γ -Quelle an dem Ort simuliert, an der die ^{152}Eu -Quelle der Effizienzmessung positioniert war. Abbildung 5.9 vergleicht den simulierten Verlauf der Effizienz von Detektor C mit den gemessenen Werten. Hierbei ist zu beachten, dass in der Simulation bisher nur die Detektoren, die Quellenträger und die Kammer implementiert wurden und aus Zeitgründen die simulierte Statistik auf 500000 Ereignisse pro Datenpunkt beschränkt werden mußte. Das Ergebnis der Simulation stimmt grob innerhalb der Fehler mit der gemessenen Effizienz überein, zeigt aber deutlich abweichende Tendenzen. Das Ergebnis der Simulation darf daher nur als Abschätzung der Effizienz gewertet werden, für die Auswertung der Daten wird eine bessere Simulation erstellt werden.

Der Verlauf der simulierten Effizienz für Bremsstrahlungseignisse unter Berücksichtigung der Dipolcharakteristik und Einschränkung auf die, in die vorläufige Analyse aufgenommenen Streifen der Si-Detektoren, ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Die mit der Simulation berechneten Datenpunkte wurde hier durch eine glättete Kurve verbunden, um den Verlauf der Effizienz zu veranschaulichen. Die Effizienz liegt je nach γ -Energie in einem Bereich zwischen ca. 5% und 9%. Der dargestellte Verlauf dient als Abschätzung der Effizienz für die vorläufige Auswertung in Abschnitt 5.5, man erkennt deutlich Abweichungen einzelner Datenpunkte, deren Ursache noch untersucht wird.

In Zukunft soll auch der 803 keV-Zweig mit dem bekannten Verzweigungsverhältnis in die Simulation aufgenommen werden als Test für die absolute Effizienz.

5.5 Vorläufiges Ergebnis der Messung

Für die vorläufige Auswertung wurde ein Zeitraum von 74 Tagen aus den 94 Tagen der ersten Messphase ausgewählt, da in der ersten Zeit die Elektronik noch nicht optimal eingestellt war. Außerdem wurden, wie in Abschnitt 5.1 erläutert die Randstreifen der Si-Detektoren aus der Analyse ausgeschlossen. Bei einigen anderen Streifen zeigte sich gegen Ende der ersten Messphase eine deutliche Verschlechterung der Energieauflösung, deren Ursache noch zu klären ist. Um eine deutliche Erhöhung des Untergrund zu vermeiden und die Analyse aus Zeitgründen einfach zu halten, wurden auch diese Streifen für die gesamte Laufzeit aus der Analyse herausgenommen.

Abbildung 5.24 zeigt das Spektrum der Differenzzeit $t_\alpha - t_\gamma$ für die koinzident getriggerten Ereignisse aus dem Auswertezeitraum. Hierbei wurde für t_γ die korrigierte CFD-

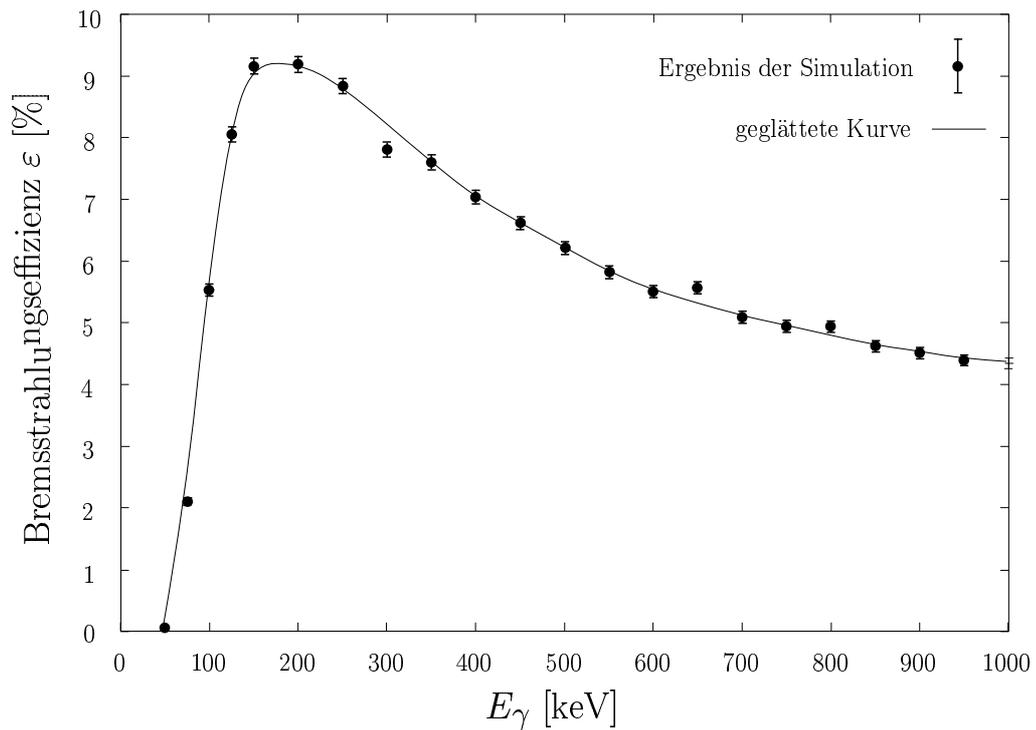


Abbildung 5.23: Mit Hilfe der Simulation wurde der Verlauf der Effizienz für Bremsstrahlungsereignisse berechnet, bei denen das α -Teilchen mit voller Energie im Si-Detektor und das Bremsstrahlungsphoton mit voller Energie im HPGe-Detektor nachgewiesen wird. Zur Veranschaulichung des Verlaufs der Effizienz wurden die Werte der Simulation durch eine geglättete Kurve verbunden. Das Ergebnis der Simulation dient als Abschätzung der Effizienz für die vorläufige Auswertung.

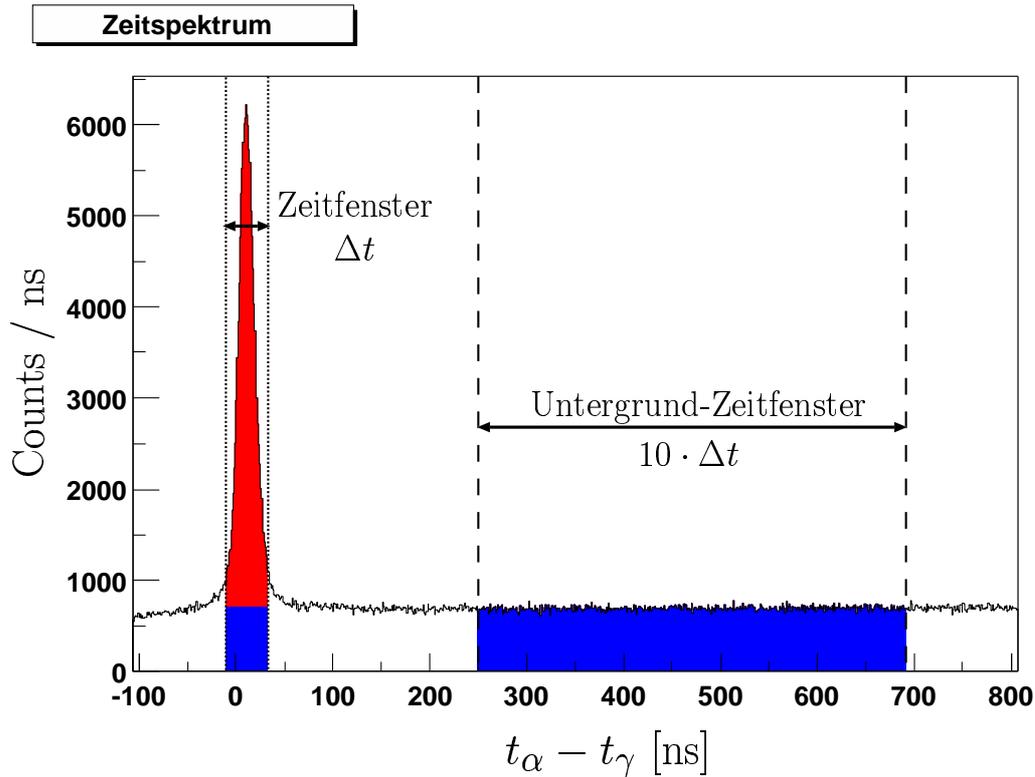


Abbildung 5.24: In dem abgebildeten Zeitspektrum der Differenzzeit $t_\alpha - t_\gamma$ für koinzident getriggerte Ereignisse ist der koinzidente Peak deutlich erkennbar. Die koinzidenten Ereignisse (rot) werden durch ein $\Delta t = 44$ ns breites Zeit-Fenster selektiert. Um den Untergrund subtrahieren zu können, wird dieser mit Hilfe einer $10 \cdot \Delta t$ breiten Zeitbedingung bestimmt.

Zeit $t_\gamma^{\text{CFDcorr}}$ verwendet. Deutlich erkennbar ist der Peak der koinzidenten Ereignisse, der hauptsächlich durch koinzidente Ereignisse aus dem 803.10 keV-Zweig entsteht, jedoch auch die Bremsstrahlungseignisse enthält. Um die Koinzidenzen zu erhalten, werden Ereignisse innerhalb eines koinzidenten Zeitfensters mit einer Breite von $\Delta t = 2 \cdot 2.5\sigma \approx 44$ ns ausgewählt. Mit Hilfe eines $10 \cdot \Delta t$ breiten Untergrund-Zeitfensters wird der Untergrund bestimmt und kann entsprechend skaliert von den koinzidenten Ereignissen subtrahiert werden.

Die Abbildungen 5.25 und 5.26 zeigen das E_α - E_γ -Spektrum für die Ereignisse im koinzidenten Zeitfenster bzw. im Untergrund-Zeitfenster. Im koinzidenten Spektrum (Abbildung 5.25) ist, wie in Abschnitt 3.1 erläutert, bei $E_\gamma = 803.1$ keV und der entsprechenden α -Energie $E_{\alpha,803} = 4516.58$ keV der 803 keV-Zweig und bei geringeren γ -Energien der dazugehörige Compton-Untergrund erkennbar. Bei $E_{\alpha,0} = 5304.38$ keV liegen über alle γ -Energien verteilt zufällige Koinzidenzen. In dem durch Gleichung 3.2 beschriebenen Bereich (entspricht in etwa der Diagonalen) liegen die Bremsstrahlungseignisse. Es wurde ein Energieschnitt mit einer Breite von $\Delta E_\alpha = 95$ keV (entspricht $2 \cdot 2.5\sigma$) gewählt, der

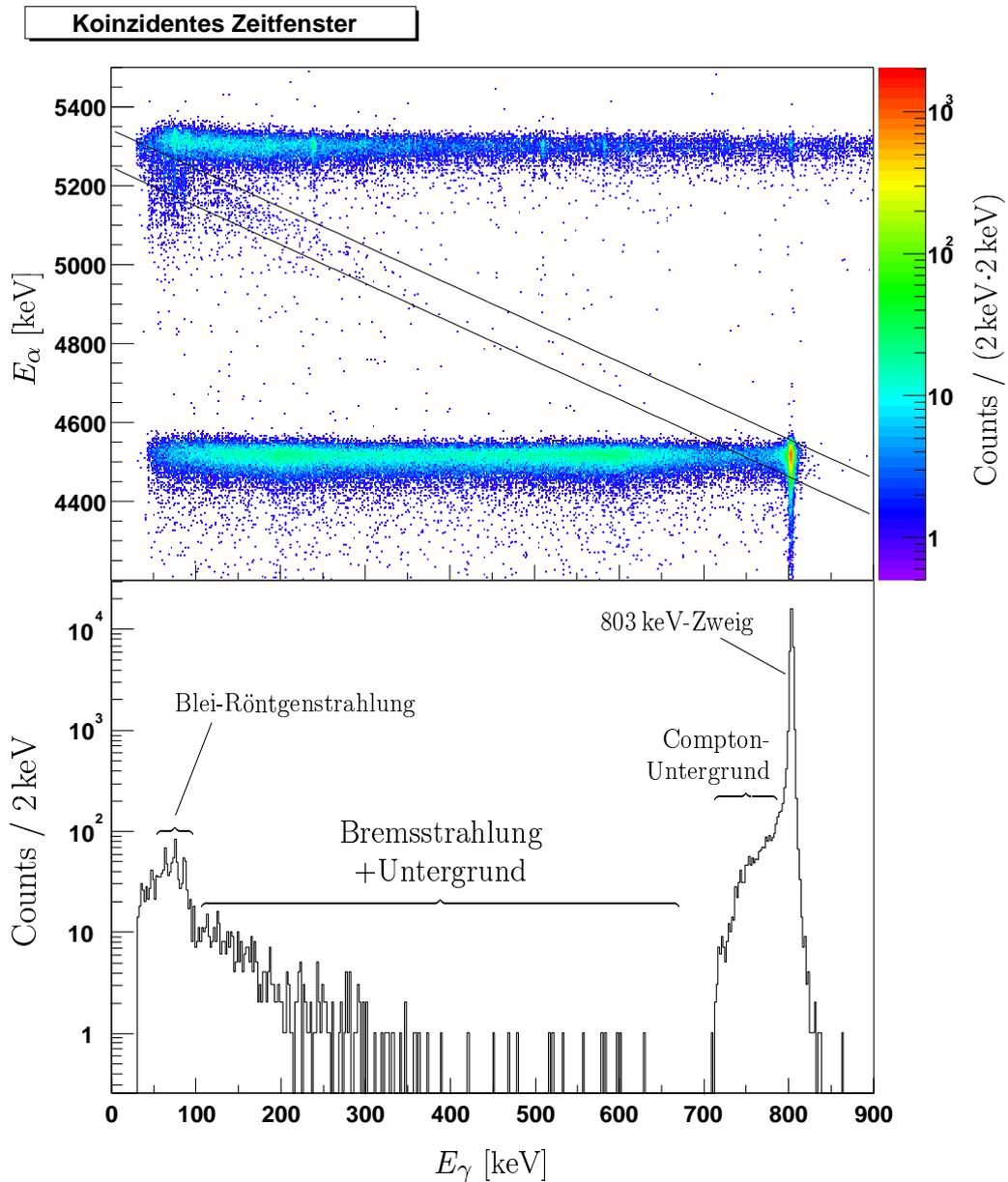


Abbildung 5.25: In der oberen Abbildung ist das E_α - E_γ -Spektrum für Ereignisse im koinzidenten Zeitfenster aufgetragen (vgl. Abbildung 5.24). Deutlich erkennbar ist der 803 keV-Zweig bei $E_\gamma = 803.01$ keV und $E_{\alpha,803} = 4516.58$ keV und der dazugehörige Compton-Untergrund. Zufällige Koinzidenzen liegen bei $E_{\alpha,0} = 5304.38$ keV über alle γ -Energien verteilt. In dem durch die beiden Linien eingegrenzten Energieschnitt sind die Bremsstrahlungseignisse deutlich erkennbar. Die untere Abbildung zeigt die Projektion der Ereignisse im Energieschnitt auf die E_γ -Achse.

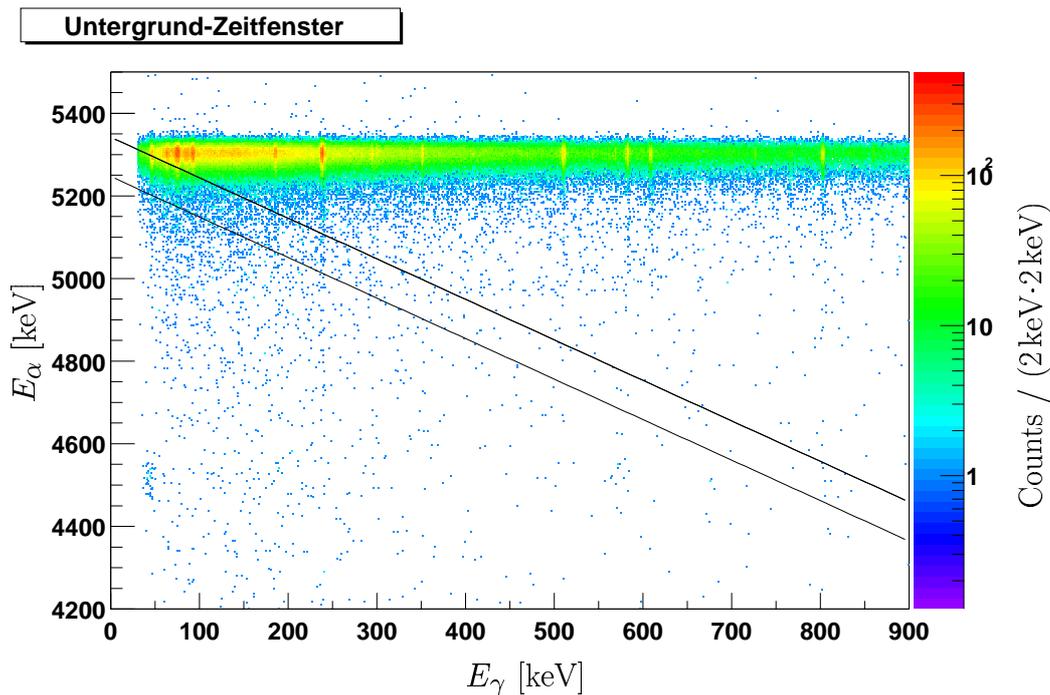


Abbildung 5.26: Aufgetragen ist das E_α - E_γ -Spektrum für Ereignisse im Untergrund-Zeitfenster der Breite $10 \cdot \Delta t$ (vgl. Abbildung 5.24). Deutlich erkennbar sind zufällige Koinzidenzen bei $E_{\alpha,0}$ über alle γ -Energien verteilt. Die koinzidenten Ereignisse aus dem 803 keV-Zweig und die Bremsstrahlung ist klar nicht vorhanden. Zur Orientierung wurde der gewählte Energieschnitt eingezeichnet.

entlang der durch Gleichung 3.2 gegebenen Geraden verläuft, wobei der asymmetrischen Form des α -Peaks Rechnung getragen wurde. Der gewählte Energieschnitt ist in der Abbildung durch zwei Linien verdeutlicht. Die Projektion der Ereignisse im Energieschnitt auf die E_γ -Achse ist in der unteren Hälfte von Abbildung 5.25 dargestellt. Deutlich erkennbar sind der 803 keV-Zweig und die Röntgenlinien aus dem Tochterkern ^{206}Pb . Unterhalb des 803 keV-Zweiges liegt noch ein Teil des dazugehörigen Compton-Untergrundes im Energieschnitt. Im Energiebereich zwischen den Blei-Röntgenlinien und diesem Compton-Untergrund liegen die Bremsstrahlungseignisse.

Das Untergrundspektrum in Abbildung 5.26 zeigt auch deutlich den statistischen Untergrund bei $E_{\alpha,0}$ verteilt über alle γ -Energien. Die koinzidenten Ereignisse des 803 keV-Zweiges und die Bremsstrahlungseignisse sind nicht erkennbar. Zur Orientierung wurde auch hier der gewählte Energieschnitt eingezeichnet.

In Abbildung 5.27 ist nochmals die Projektion der Ereignisse aus dem Energieschnitt im koinzidenten Zeitfenster auf die E_γ -Achse dargestellt (rot+blau). Hierbei wurden die Einträge in Energiebereichen von jeweils 50 keV zusammengefasst. Die gleiche Projektion des Energieschnittes auf E_γ für Ereignisse im Untergrund-Zeitfenster liefert skaliert entsprechend

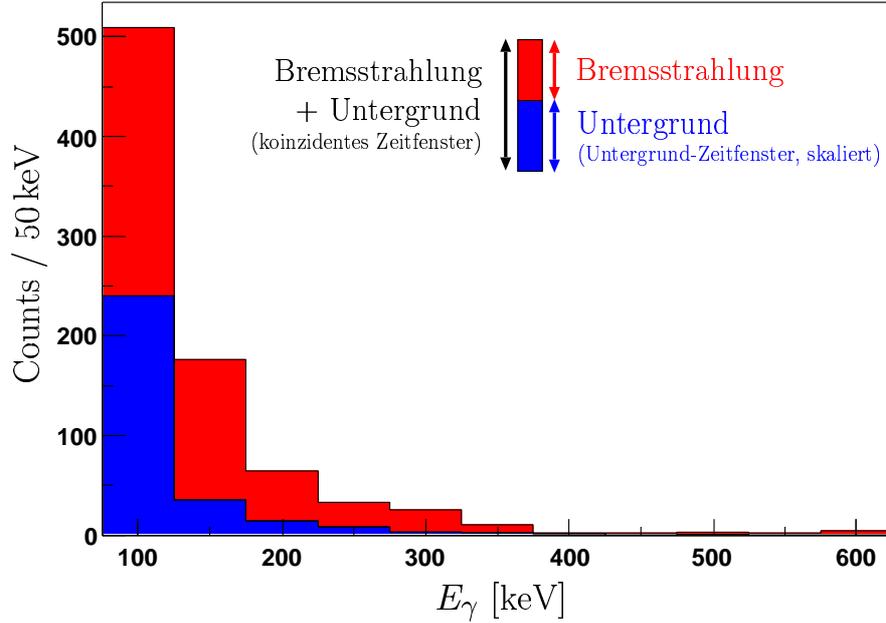


Abbildung 5.27: Die Projektion des Energieschnitts auf die E_γ -Achse für Ereignisse aus dem koinzidenten Zeitfenster liefert ein Spektrum für die Bremsstrahlung und den darunterliegenden Untergrund. Zur Bestimmung des Untergrunds wird dieselbe Projektion für Ereignisse im Untergrund-Zeitfenster durchgeführt und entsprechend der Breite der Zeitfenster skaliert (blau). Die Differenz liefert die Anzahl der Bremsstrahlungseignisse (rot). In dem dargestellten Spektrum wurde ein Binning von 50 keV gewählt.

der Breiten der Zeitfenster das in Abbildung 5.27 blau eingezeichnete Untergrundsspektrum. Die Differenz beider Spektren entspricht den Bremsstrahlungseignissen (rot).

Aus der so bestimmten Anzahl der gemessenen Bremsstrahlungspotonen kann die Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung berechnet werden, wobei die Anzahl der gemessenen α -Teilchen N_α im Zeitraum der Messung, die γ -Effizienz des Aufbaus $\varepsilon(E_\gamma)$ und das Binning ΔE berücksichtigt werden muss. Für die Emissionswahrscheinlichkeit pro keV gilt

$$\frac{dP}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \frac{1}{N_\alpha} \frac{1}{\varepsilon(E_\gamma)} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma), \quad (5.8)$$

wobei dN_γ/dE_γ die Anzahl der gemessenen Bremsstrahlungspotonen pro keV bezeichnet. Integration über das Energieintervall ΔE liefert dann für dP/dE_γ gemittelt über ΔE

$$\frac{dP}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \frac{1}{N_\alpha} \frac{1}{\varepsilon(E_\gamma)} \frac{1}{\Delta E} \int_{E_\gamma - \frac{\Delta E}{2}}^{E_\gamma + \frac{\Delta E}{2}} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E'_\gamma) dE'_\gamma, \quad (5.9)$$

wobei das Integral mit $\Delta E = 50$ keV der Anzahl der Counts im Spektrum von Abbildung 5.27 entspricht.

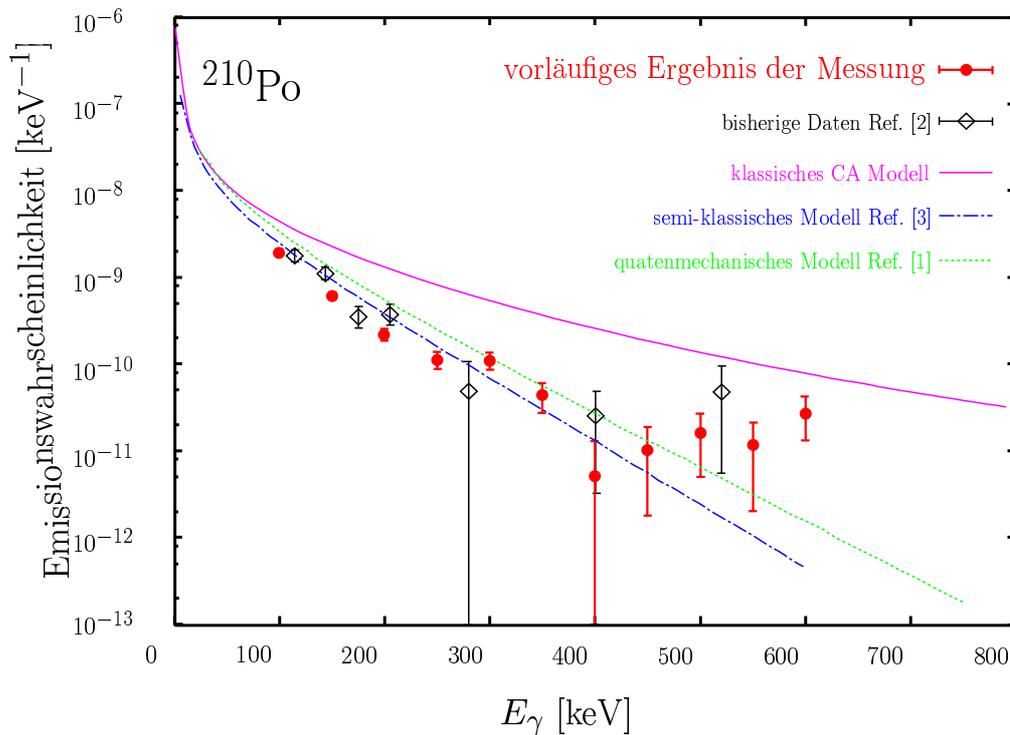


Abbildung 5.28: Im Spektrum dargestellt ist das vorläufige Ergebnis der Messung der Emissionswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung im α -Zerfall von ^{210}Po . Außerdem eingetragen sind die bisherigen Daten aus [2] und verschiedene Vorhersagen klassischer (CA), semiklassischer [3] und quantenmechanischer [1] Modelle. Für die Daten wurde ein Binning von 50 keV gewählt, die dargestellten Fehler geben lediglich den statistischen Fehler wieder.

Die Anzahl der gemessenen α -Teilchen kann aus den α -Single-Spektren gewonnen werden. Hierbei wird ein Energiefenster um $E_{\alpha,0}$ benutzt, das dem verwendeten Energieschnitt für $E_\gamma = 0$ keV entspricht. Unter Berücksichtigung der Untersetzung von 128 ergibt sich daraus für die Anzahl der gemessenen α -Teilchen N_α in dem hier betrachteten Zeitraum

$$N_\alpha = 3.92 \cdot 10^8 \cdot 128 = 5.02 \cdot 10^{10} \quad (5.10)$$

Für die Effizienz $\varepsilon(E_\gamma)$ wurde in einer vorläufigen Analyse die Abschätzung aus der Simulation verwendet, wie in Abbildung 5.23 dargestellt.

Das so gewonnene Spektrum der Emissionswahrscheinlichkeit für die Bremsstrahlung im α -Zerfall von ^{210}Po ist in Abbildung 5.28 dargestellt. Zum Vergleich wurden die Daten der bisherigen Messung [2] und verschiedene theoretische Vorhersagen [1, 3] mit in das Spektrum eingezeichnet.

Kapitel 6

Abschließende Bemerkung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Experiment zur Messung des Spektrums der Bremsstrahlung im α -Zerfall entworfen und aufgebaut. Hierbei musste aufgrund der sehr geringen zu erwartenden Emissionswahrscheinlichkeiten eine hohe Effizienz des α - und γ -Nachweises, starke Quellenaktivitäten und eine effiziente Unterdrückung des Untergrunds erreicht werden. In dem vorliegenden Experiment wurde mit ^{210}Po -Quellen mit jeweils einer Aktivität von 100 kBq gemessen, zur Detektion der γ -Strahlung konnte mit dem MINIBALL-Dreier-Cluster ein besonders effizientes Nachweisinstrument eingesetzt werden. Zum Nachweis der α -Teilchen wurden großflächige segmentierte Silizium-Detektoren verwendet.

In einer ersten Meßphase wurden 94 Tage lang Daten aufgenommen. Mit einer vorläufigen Auswertung dieser Daten konnte gezeigt werden, daß der Aufbau in der Lage ist, das Spektrum der Bremsstrahlung mit einer schon jetzt besseren statistischen Genauigkeit zu messen, als in [2]. Die Ergebnisse dieser vorläufigen Auswertung sind mit den bisherigen Daten und den wichtigsten Theorien verträglich, obwohl noch deutliche Unsicherheiten in der Abschätzung der Effizienz vorliegen.

In einer kommenden genaueren Auswertung der vorliegenden Daten wird mit Hilfe einer besseren Simulation und einer vollständigen Auswertung der Effizienzmessung die Effizienz des Aufbaus genauer untersucht werden. In einer vollständigen Auswertung werden auch bisher nicht in die Analyse aufgenommene Daten ausgewertet werden. Weitere Untersuchungen der Pulsformen sollten es ermöglichen die gemessenen Zeiten bisher noch nicht korrekt erfaßter Ereignisse besser korrigieren zu können, wodurch eine weitere Reduktion des Untergrunds erwartet wird.

Die mit Hilfe vorhandener Algorithmen der Pulsformanalyse [32, 31] erreichbare hohe Granularität des MINIBALL-Dreier-Clusters soll in einem weiteren Schritt genutzt werden, um erstmals auch experimentelle Daten zur Winkelverteilung der Bremsstrahlung im α -Zerfall gewinnen zu können.

In einer zweiten Phase wird mit neuen ^{210}Po -Quellen und neuen Silizium-Detektoren nochmals über einen Zeitraum von mehr als 120 Tagen gemessen werden. Es wird erwartet, daß die statistische Genauigkeit der Daten damit nochmals deutlich erhöht werden kann. Hierbei kann auf die Erfahrungen der ersten Phase zurückgegriffen und der Aufbau weiter verbessert werden.

Die so erreichbare Genauigkeit der Daten sollte es möglich machen, Aussagen über die verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Bremsstrahlungsemission im α -Zerfall treffen zu können.

Anhang A

Bisherige Experimente

In [2] wurde das Bremsstrahlungsspektrum einer ^{210}Po Quelle gemessen. Das Prinzip der Messung beruht auf einer Koinzidenzmessung von α -Teilchen und den Bremsstrahlungsphotonen. Zur Detektion der α -Teilchen wurde ein Silizium-Detektor mit einer Fläche von 200 mm^2 in einem Abstand von 4.5 mm von der Quelle verwendet. In der ersten Phase der Messung wurde mit einer Quelle der Aktivität 3.47 kBq über die Dauer von 120 Tagen gemessen, in der zweiten Phase mit einer Quelle der Aktivität 11.7 kBq für 150 Tage. Die γ -Strahlung wurde mit Hilfe eines Germanium-Detektors gemessen, der einen Durchmesser von 43 mm und eine Länge von 55 mm hatte und im Abstand von 20 mm von der Quelle unter einem Winkel von 25° positioniert war. In der zweiten Phase der Messung wurde zusätzlich ein zweiter Detektor gleichen Typs verwendet. Im Energiebereich von 300 keV bis 600 keV konnten in diesem Experiment ca. 11 Photonen gemessen werden. Abbildung 1.1 zeigt die Daten dieser Messung im Vergleich zu verschiedenen theoretischen Modellen.

Die Autoren von [7] verwendeten in ihrem Experiment eine ^{226}Ra Quelle mit einer Aktivität von etwa 10 kBq . Dabei wurde die 4.784 MeV -Linie des ^{226}Ra (33 Tage) und die 7.686 MeV -Linie des ^{214}Po aus der Zerfallsreihe (4 Tage) beobachtet. Die α -Teilchen wurden ebenfalls mit einem Silizium-Detektor im Abstand von 1 cm nachgewiesen. Für die Detektion der γ -Strahlung wurde ein 10 mm dicker NaI(Tl) Szintillator-Kristall mit einem Durchmesser von 22 mm verwendet. Dieser wurde unter 90° in 3 cm Entfernung von der Quelle aufgestellt. In Abbildung 1.2 sind die Daten dieser Messung dargestellt. Die Messwerte dieses Experiments liegen im Gegensatz zu denen von [2] deutlich oberhalb der im CA-Modell berechneten Werte und damit auch mehr als eine Größenordnung über den anderen theoretischen Vorhersagen.

Auch in der Messung [8] wurde eine ^{226}Ra Quelle verwendet, wobei der Zerfall von ^{210}Po aus der Zerfallsreihe des ^{226}Ra beobachtet wurde. Die Aktivität der Quelle lag bei $\sim 3.5\text{ kBq}$ für ^{210}Po und $\sim 10\text{ kBq}$ für die restlichen Isotope. Zum Nachweis der α -Teilchen wurde ein Si-Detektor mit einem Durchmesser von $\sim 0.8\text{ cm}$ verwendet, zum Nachweis der Photonen ein NaI(Tl) Szintillator mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Dicke von ebenfalls 3 cm . Beide Detektoren wurden unter einem Winkel von 45° relativ zur Quellenoberfläche

im Abstand von 1 cm (Si-Detektor) bzw. 1.6 cm (Szintillator) positioniert, wobei der Winkel zwischen den Detektoren 90° betrug. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Im Bereich von etwa 100 keV bis 300 keV zeigen die Daten einen Verlauf der deutlich verschieden ist, von denen aus [2] und mit keinem der theoretischen Modelle vereinbart werden kann. Im weiteren Verlauf ist eine Stufenstruktur erkennbar, deren Ursache in [8] ebensowenig erläutert wird, wie die in den angegebenen Fehlern berücksichtigten Fehlerquellen. Die deutliche Abweichung der experimentellen Daten von den Vorhersagen der quantenmechanischen Rechnung führen die Autoren auf die beschränkte Anwendbarkeit der in [1] verwendeten ersten Ordnung der Störungstheorie zurück.

Anhang B

Theoretische Herleitungen

B.1 Der Tunnelprozess beim α -Zerfall

Für die Tunnelwahrscheinlichkeit eines Teilchens mit der Masse m und der Energie E durch ein Potential $V(x)$ gilt

$$|S(E)|^2 = \exp \left(-2 \int_a^b \frac{\sqrt{2m(V(x) - E)}}{\hbar} dx \right), \quad (\text{B.1})$$

wobei a und b die klassischen Wendepunkte des Teilchens beschreiben [17].

Beim α -Zerfall erstreckt sich das Integral in Gleichung B.1 vom Kernradius r_K auf der einen Seite bis zum klassischen Wendepunkt des Coulomb-Potentials r_0 auf der anderen (siehe Abbildung 2.1). Da die Kernkräfte kurzreichweitig sind, können sie näherungsweise für $r > r_K$ vernachlässigt werden. Bei einem Ausgangskern mit der Ladungszahl Z gilt somit für das Potential $V(r)$ im Bereich $r > r_K$

$$V(r) = V_C(r) = \frac{2(Z - 2) e^2}{r}, \quad (\text{B.2})$$

hierbei steht e für die Elementarladung. Der äußere klassische Wendepunkt r_0 ist für dieses Potential gegeben durch die Bedingung

$$r_0 = \frac{2(Z - 2) e^2}{Q_\alpha}. \quad (\text{B.3})$$

Mit der Definition des Gamow-Faktors G

$$|S(E)|^2 = e^{-2G} \quad (\text{B.4})$$

gilt dann

$$G = \frac{1}{\hbar} \int_{r_K}^{r_0} dr \sqrt{2m \left(\frac{2(z-2)e^2}{r} - E \right)} \quad (\text{B.5})$$

$$= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \int_{r_K}^{r_0} dr \sqrt{\frac{r_0}{r} - 1}. \quad (\text{B.6})$$

Das Integral in Gleichung B.6 kann analytisch berechnet werden [48] und es gilt

$$\int_{r_K}^{r_0} dr \sqrt{\frac{r_0}{r} - 1} = r_0 \left[\arctan \sqrt{\frac{r_0}{r} - 1} - \sqrt{\frac{r}{r_0} - \frac{r^2}{r_0^2}} \right]_{r_K}^{r_0} \quad (\text{B.7})$$

$$= r_0 \left(\arctan \sqrt{\frac{r_0}{r_K} - 1} - \sqrt{\frac{r_K}{r_0} - \frac{r_K^2}{r_0^2}} \right). \quad (\text{B.8})$$

$$(\text{B.9})$$

Mit einer kleinen trigonometrischen Betrachtung

$$\tan^2 \alpha = \frac{a}{b} - 1 = \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} \Rightarrow \cos^2 \alpha = \frac{b}{a} \quad (\text{B.10})$$

folgt schließlich

$$G = \frac{r_0}{\hbar} \sqrt{2mE} \left(\arccos \sqrt{\frac{r_K}{r_0}} - \sqrt{\frac{r_K}{r_0} - \frac{r_K^2}{r_0^2}} \right). \quad (\text{B.11})$$

Für $r_0 \gg r_K$ gilt näherungsweise

$$\arccos \sqrt{\frac{r_K}{r_0}} \approx \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{r_K}{r_0}} - \frac{1}{6} \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{B.12})$$

$$\sqrt{\frac{r_K}{r_0} - \frac{r_K^2}{r_0^2}} \approx \sqrt{\frac{r_K}{r_0}} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (\text{B.13})$$

Damit kann der Gamow-Faktor als

$$G = \frac{r_0}{\hbar} \sqrt{2mE} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{r_K}{r_0}} + \frac{1}{3} \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^{\frac{3}{2}} \right) \quad (\text{B.14})$$

$$= \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \left(\frac{(Z-2)\pi e^2}{\sqrt{E}} - 2\sqrt{2(Z-2)e^2 r_K} + \frac{E\sqrt{r_K^3}}{3e\sqrt{2(Z-2)}} \right) \quad (\text{B.15})$$

geschrieben werden.

B.2 Anwendung: Halbwertszeit beim α -Zerfall

Die Zerfallswahrscheinlichkeit beim α -Zerfall hängt außer von der der Transmissionswahrscheinlichkeit $|S(E)|$ noch ab von der Wahrscheinlichkeit w_α , ein α -Teilchen im Kerninneren zu finden, und von der Frequenz, mit der das α -Teilchen im Kern gegen die Coulomb-Barriere stößt. Nimmt man ein rechteckiges Kernpotential und eine bestimmte Geschwindigkeit v_i der α -Teilchen im Kerninneren an, so ergibt sich für diese Frequenz

$$\nu = \frac{v_i}{2 r_K}. \quad (\text{B.16})$$

Damit gilt also für die Zerfallskonstante

$$\lambda = \frac{v_i}{2 r_K} w_\alpha \exp(-2G) \quad (\text{B.17})$$

bzw. die Halbwertszeit

$$T = \ln 2 \tau = \ln 2 \frac{2 r_K}{v_i} w_\alpha e^{2G} \quad (\text{B.18})$$

bzw.

$$\log_{10} T = 2G \cdot \log_{10} e + \log_{10} \left(\ln 2 \frac{2 r_K}{v_i} w_\alpha \right). \quad (\text{B.19})$$

Der zweite Summand ändert sich für schwere Kerne nur schwach. Der Kernradius kann empirisch genähert werden als [16]

$$r_K \approx 1.21 \cdot A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}. \quad (\text{B.20})$$

Für schwere Kerne gilt weiter genähert mit $A \approx 2.3 \cdot Z$

$$r_K \approx 1.6 \cdot Z^{\frac{1}{3}} \text{ fm}. \quad (\text{B.21})$$

Diese Näherung liefert mit Gleichung B.15 und $m = m_\alpha = 3728 \text{ MeV}/c^2$ für den ersten Summanden aus Gleichung B.19 den Ausdruck

$$2G \cdot \log_{10} e = 1.71 \frac{Z-2}{\sqrt{E}} - 1.63 \sqrt{Z^{\frac{1}{3}}(Z-2)} + 0.15 \cdot E. \quad (\text{B.22})$$

Für die Halbwertszeit folgt damit

$$\log_{10} T = 1.71 \frac{Z-2}{\sqrt{E}} - 1.63 \sqrt{Z^{\frac{1}{3}}(Z-2)} + 0.15 \cdot E + \log_{10} \left(\ln 2 \frac{2 r_K}{v_i} w_\alpha \right). \quad (\text{B.23})$$

Da weder die Geschwindigkeit des α -Teilchens im Kern v_i noch die Wahrscheinlichkeit w_α ein α -Teilchen im Kern zu finden bekannt sind, muß der letzte Summand aus einem Fit an die experimentellen Daten gewonnen werden.

In der Literatur [20, 17] findet sich häufig eine ähnliche Näherung, die sogenannte Formel von Taagepera und Nurmia:

$$\log_{10} T = 1.61 \left(\frac{Z-2}{\sqrt{E}} - (Z-2)^{\frac{2}{3}} \right) - 28.9. \quad (\text{B.24})$$

B.3 Vektorpotential der Bremsstrahlung

Das elektromagnetische Feld in einem Beobachtungspunkt \mathbf{x} zum Zeitpunkt t wird durch die Bewegung einer Elementarladung e am Ort \mathbf{r} an einem vorangegangenen Zeitpunkt t' bestimmt. Definiert man den Abstand $\mathbf{R}(t) = \mathbf{x} - \mathbf{r}(t)$, so gilt

$$t' + \frac{R(t')}{c} = t, \quad (\text{B.25})$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Die Zeit t' wird als retardierte Zeit bezeichnet. Das Viererpotential im Beobachtungspunkt ist gegeben durch das Liénard-Wiechert'sche Potential [9, 49]

$$A^\mu(x) = \frac{e u^\mu(t')}{u_\nu \cdot [x^\nu - r^\nu(t')]}, \quad (\text{B.26})$$

wobei u^μ die Vierergeschwindigkeit der Ladung ist. Daraus folgen die elektrischen und magnetischen Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} einer bewegten Elementarladung e

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = e \left[\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{\gamma^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R^2} \right]_{\text{ret}} + \frac{e}{c} \left[\frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.27})$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \left[\mathbf{n} \times \mathbf{E} \right]_{\text{ret}}. \quad (\text{B.28})$$

Für die Auswertung der rechten Seite ist die retardierte Zeit t' aus Definition B.25 zu verwenden. Für $\boldsymbol{\beta}$ und γ gelten die üblichen relativistischen Definitionen

$$\boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{v}}{c} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (\text{B.29})$$

wobei \mathbf{n} der Einheitsvektor in Richtung $\mathbf{x} - \mathbf{r}(t')$ ist.

Der von der Geschwindigkeit abhängige erste Beitrag in B.27 fällt mit R^{-2} ab und kann daher im Fall einer beschleunigten Ladung ($\dot{\boldsymbol{\beta}} > 0$) im Vergleich zu dem beschleunigungsabhängigen Beitrag für große R vernachlässigt werden. Im nichtrelativistischen Grenzfall ($\beta \ll 1$) folgt

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \approx \frac{e}{c} \left[\frac{\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{R} \right]_{\text{ret}}. \quad (\text{B.30})$$

Für das Vektorpotential kann als Eichung

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \left[R\mathbf{E} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.31})$$

gewählt werden, da mit B.28 gilt

$$\text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = [(\nabla R) \times \mathbf{E}] + R \text{ rot } \mathbf{E} = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}] = \mathbf{B}(\mathbf{x}, t). \quad (\text{B.32})$$

Mit dieser Eichung folgt für das Vektorpotential der beschleunigten Ladung

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{e}{c} \left[\left[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] \right] \right]_{\text{ret}}, \quad (\text{B.33})$$

oder für die Fouriertransformierte

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{A}(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{B.34})$$

$$= \frac{e}{c} \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\left[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] \right] \right]_{\text{ret}} e^{i\omega t} dt. \quad (\text{B.35})$$

Für große R kann $R(t')$ genähert werden durch

$$R(t') \approx x - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t') \quad \implies \quad t = t' + \frac{x - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t')}{c}. \quad (\text{B.36})$$

Für das Vektorpotential aus Gleichung B.35 gilt damit bis auf einen Phasenfaktor (lokale Eichinvarianz)

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{e}{c} \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}(t')] \right] \exp \left(i\omega \left(t' - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t')}{c} \right) \right) dt'. \quad (\text{B.37})$$

B.4 Frequenz- und Winkelverteilung der Bremsstrahlung

Die Energiestromdichte elektromagnetischer Strahlung wird durch den Poynting-Vektor

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \quad (\text{B.38})$$

beschrieben [9]. Für die abgestrahlte Leistung dP in einem Raumwinkelelement $d\Omega$ folgt aus

$$|\mathbf{S}| = \frac{dP}{r^2 d\Omega} \quad (\text{B.39})$$

unter Verwendung von B.28 und mit der Transversalität des \mathbf{E} -Feldes für große Abstände

$$\frac{dP(\mathbf{x}, t)}{d\Omega} = r^2 |\mathbf{S}| = r^2 \frac{c}{4\pi} \left| [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \right| \quad (\text{B.40})$$

$$= r^2 \frac{c}{4\pi} \left| [\mathbf{E} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]] \right| \quad (\text{B.41})$$

$$= \frac{c}{4\pi} r^2 \mathbf{E}^2. \quad (\text{B.42})$$

In einem Bezugssystem, in dem die Bremsstrahlung im Ursprung emittiert wird, folgt mit der in B.31 gewählten Eichung

$$\frac{dP(\mathbf{x}, t)}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} r^2 \mathbf{E}^2 = \frac{c}{4\pi} \mathbf{A}^2. \quad (\text{B.43})$$

Für die im Raumwinkelement $d\Omega$ abgestrahlte Energie gilt mit B.35

$$\frac{dW(\mathbf{x})}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{A}(t)|^2 dt \quad (\text{B.44})$$

$$= \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \mathbf{A}^*(\omega') \cdot \mathbf{A}(\omega) e^{i(\omega' - \omega)t} \quad (\text{B.45})$$

$$= \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \mathbf{A}^*(\omega') \cdot \mathbf{A}(\omega) \cdot \delta(\omega' - \omega) \quad (\text{B.46})$$

$$= \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{A}(\omega)|^2 d\omega \quad (\text{B.47})$$

$$= \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^0 |\mathbf{A}(\omega)|^2 d\omega + \int_0^{\infty} |\mathbf{A}(\omega)|^2 d\omega. \quad (\text{B.48})$$

Da \mathbf{A} in B.35 reel gewählt war, gilt $\mathbf{A}(-\omega) = \mathbf{A}^*(\omega)$ und damit

$$\frac{dW(\mathbf{x})}{d\Omega} = \frac{c}{2\pi} \int_0^{\infty} |\mathbf{A}(\omega)|^2 d\omega. \quad (\text{B.49})$$

(Anm: Durch den in Gleichung B.37 unterdrückten Phasenfaktor ist zwar \mathbf{A} u.U. nicht mehr reel, die Beziehung $\mathbf{A}(-\omega) = \mathbf{A}^*(\omega)$ gilt aber dennoch.) Für die in einem Frequenzintervall $d\omega$ auf ein Raumwinkelement $d\Omega$ abgestrahlte Energie I gilt

$$\frac{dW(\mathbf{x})}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{d^3 I(\omega, \mathbf{n})}{d\omega d\Omega} d\omega, \quad (\text{B.50})$$

woraus sich mit B.49

$$\frac{d^3 I(\omega, \mathbf{n})}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{2\pi} |\mathbf{A}(\omega)|^2 \quad (\text{B.51})$$

ergibt. Einsetzen von B.37 führt zu der die Strahlungsenergie pro Raumwinkelement und Frequenzintervall

$$\frac{d^3 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}(t)]] \exp\left(i\omega\left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2. \quad (\text{B.52})$$

Division durch die Energie eines Bremsstrahlungsphoton $\hbar\omega$, liefert die Anzahl der Bremsstrahlungsphotonen pro Raumwinkelelement und pro Frequenzintervall bzw. pro Energieintervall

$$\frac{d^3 N_\gamma}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c \hbar \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}(t)]] \exp\left(i\omega\left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2 \quad (\text{B.53})$$

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2 E_\gamma} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}(t)]] \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_\gamma \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2 \quad (\text{B.54})$$

mit der Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/(\hbar c)$.

Aus $\mathbf{n} \perp [\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{r}}]$ folgt

$$[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}(t)]] = \frac{1}{c} |[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{r}}]]| = \frac{1}{c} |[\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{r}}]| = \frac{\ddot{r}}{c} \sin \vartheta, \quad (\text{B.55})$$

wobei ϑ der Winkel zwischen der Richtung der Beschleunigung $\ddot{\mathbf{r}}$ und der Beobachtungsrichtung \mathbf{n} ist. Damit lässt sich B.54 schreiben als

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2 c^2 E_\gamma} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{r}(t) \sin \vartheta(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_\gamma \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2. \quad (\text{B.56})$$

Für große Abstände kann man ϑ als konstant annehmen, so dass folgt

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2 c^2 E_\gamma} \sin^2 \vartheta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{r}(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_\gamma \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2. \quad (\text{B.57})$$

Die Integration über den gesamten Raumwinkel liefert

$$\int_{4\pi} \sin^2 \vartheta d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin^3 \vartheta d\vartheta = 2\pi \int_0^\pi \sin^3 \vartheta d\vartheta = \frac{8\pi}{3} \quad (\text{B.58})$$

und damit

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{2}{3\pi} \frac{\alpha}{c^2 E_\gamma} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{r}(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_\gamma \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2. \quad (\text{B.59})$$

B.5 Bremsstrahlung zweier geladener Teilchen

Seien 1 und 2 zwei Teilchen mit den Ladungen $q_1 = Z_1 \cdot e$ und $q_2 = Z_2 \cdot e$ und den Massen m_1 und m_2 an den Orten $\mathbf{x}_1(t)$ und $\mathbf{x}_2(t)$. Im Schwerpunktsystem gilt

$$R(t) = \frac{m_1 \mathbf{x}_1 + m_2 \mathbf{x}_2}{M} = 0 \quad (\text{B.60})$$

wobei $M = m_1 + m_2$ die Gesamtmasse bezeichnet.

Beide Teilchen werden jeweils im Coulomb-Feld des anderen beschleunigt und emittieren dabei Bremsstrahlung die interferiert. Aus Gleichung B.51 folgt für die Anzahl der Bremsstrahlungsphotonen N_γ im Frequenzintervall $d\omega$ und dem Raumwinkelement $d\Omega$

$$\frac{d^3 N_\gamma}{d\omega d\Omega} = \frac{2}{\hbar\omega} |\mathbf{A}_1(\omega) + \mathbf{A}_2(\omega)|^2 \quad (\text{B.61})$$

$$= \frac{\alpha}{4\pi^2 c^2 \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} Z_1 [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{x}}_1(t)]] \exp\left(i\omega\left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}_1(t)}{c}\right)\right) + Z_2 [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{x}}_2(t)]] \exp\left(i\omega\left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}_2(t)}{c}\right)\right) dt \right|^2. \quad (\text{B.62})$$

Aus Gleichung B.60 folgt $\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2$ gilt

$$m_1 \ddot{\mathbf{x}}_1 = -m_2 \ddot{\mathbf{x}}_2 \quad \text{bzw.} \quad \ddot{\mathbf{x}}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \ddot{\mathbf{x}}_2. \quad (\text{B.63})$$

Durch die Einführung von Relativkoordinaten

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{x}_1(t) - \mathbf{x}_2(t) \quad (\text{B.64})$$

mit der reduzierten Masse

$$\mu = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}, \quad (\text{B.65})$$

können $\ddot{\mathbf{x}}_1$ und $\ddot{\mathbf{x}}_2$ geschrieben werden als

$$\ddot{\mathbf{x}}_1 = \frac{\mu}{m_1} \ddot{\mathbf{r}}(t) \quad \text{und} \quad \ddot{\mathbf{x}}_2 = \frac{\mu}{m_2} \ddot{\mathbf{r}}(t). \quad (\text{B.66})$$

Damit kann Gleichung B.61 geschrieben werden als

$$\frac{d^3 N_\gamma}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha\mu^2}{4\pi^2 c^2 \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{Z_1}{m_1} e^{-i\omega \frac{\mu}{m_1} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}} - \frac{Z_2}{m_2} e^{-i\omega \frac{\mu}{m_2} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}} \right) [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{r}}(t)]] e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (\text{B.67})$$

bzw. mit B.55

$$\frac{d^3 N_\gamma}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha\mu^2}{4\pi^2 c^2 \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta(t) \ddot{r}(t) \left(\frac{Z_1}{m_1} e^{-i\omega \frac{\mu}{m_1} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}} - \frac{Z_2}{m_2} e^{-i\omega \frac{\mu}{m_2} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}} \right) e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (\text{B.68})$$

wobei $\vartheta(t)$ den Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Richtung der Beschleunigung im Schwerpunktssystem bezeichnet.

Die Entwicklung der Exponentialfaktoren liefert

$$e^{-i\omega \frac{\mu}{m_1} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}} \approx 1 - i\omega \frac{\mu}{m_1} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c} \quad \text{und} \quad e^{-i\omega \frac{\mu}{m_2} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}} \approx 1 - i\omega \frac{\mu}{m_2} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c}. \quad (\text{B.69})$$

Zur Dipolstrahlung trägt dabei jeweils nur der erste Term bei. Unter Vernachlässigung der Beiträge höherer Multipolordnung folgt für die Anzahl der Bremsstrahlungspotonen pro Raumwinkelelement und Frequenzintervall

$$\frac{d^3 N_\gamma}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \mu^2}{4\pi^2 c^2 \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta(t) \ddot{r}(t) \left(\frac{Z_1}{m_1} - \frac{Z_2}{m_2} \right) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (\text{B.70})$$

$$= \frac{\alpha}{4\pi^2 c^2 \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta(t) \ddot{r}(t) \frac{m_2 Z_1 - m_1 Z_2}{m_1 + m_2} e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (\text{B.71})$$

$$= \frac{\alpha Z_{\text{eff}}^2}{4\pi^2 c^2 \omega} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta(t) \ddot{r}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (\text{B.72})$$

wobei Z_{eff} als effektive Ladung bezeichnet wird, es gilt

$$Z_{\text{eff}} = \frac{m_2 Z_1 - m_1 Z_2}{m_1 + m_2} = \mu \left(\frac{Z_1}{m_1} - \frac{Z_2}{m_2} \right). \quad (\text{B.73})$$

Für große Abstände kann $\vartheta(t)$ als konstant angenommen werden und es folgt

$$\frac{d^3 N_\gamma}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha Z_{\text{eff}}^2}{4\pi^2 c^2 \omega} \sin^2 \vartheta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{r}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (\text{B.74})$$

bzw. für die Anzahl der Bremsstrahlungspotonen pro Raumwinkelelement und Energieintervall

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\alpha Z_{\text{eff}}^2}{4\pi^2 c^2 E_\gamma} \sin^2 \vartheta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{r}(t) e^{iE_\gamma t/\hbar} dt \right|^2, \quad (\text{B.75})$$

B.6 Klassische CA-Bewegungsgleichung

Im Coulomb-Acceleration-Modell erfolgt die Beschleunigung des α -Teilchens vom klassischen Wendepunkt aus im Coulomb-Feld des Restkerns.

Z_α sei die Ladungszahl des α -Teilchens, Z_K die des Restkerns und Q_α die beim Zerfall frei werdende Energie. Für das Coulomb-Potential in Relativkoordinaten gilt

$$V(r) = -\frac{Z_\alpha Z_K e^2}{r}. \quad (\text{B.76})$$

Der klassische Wendepunkt r_0 ist gegeben durch die Bedingung $V(r_0) = Q_\alpha$, woraus sich

$$r_0 = \frac{Z_\alpha Z_K e^2}{Q_\alpha} \quad (\text{B.77})$$

ergibt. Die Bewegungsgleichung im Potential B.76 lautet in Relativkoordinaten (siehe Gleichungen B.64-B.66)

$$\mu \ddot{r}(t) = \frac{\partial}{\partial r} V(r) = \frac{Z_\alpha Z_K e^2}{r^2(t)} \quad \Longrightarrow \quad \ddot{r}(t) = \frac{Z_\alpha Z_K e^2}{\mu r^2(t)}. \quad (\text{B.78})$$

Zu Beginn der Bewegung ($t_0 = 0$) sei das α -Teilchen am klassischen Wendepunkt r_0 in Ruhe. Aus der Energieerhaltung folgt

$$\frac{1}{2} \mu v^2(r) = Q_\alpha - \frac{Z_\alpha Z_K e^2}{r} \quad (\text{B.79})$$

$$\Longrightarrow \quad v(r) = \frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2 \left(Q_\alpha - \frac{Z_\alpha Z_K e^2}{r} \right)}{\mu}} = \sqrt{\frac{2 Z_\alpha Z_K e^2}{\mu}} \sqrt{\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}}. \quad (\text{B.80})$$

Damit lässt sich t als Funktion von r schreiben

$$dt = \sqrt{\frac{\mu}{2 Z_\alpha Z_K e^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}}} dr \quad (\text{B.81})$$

$$\Longrightarrow \quad t(r) = \sqrt{\frac{\mu}{2 Z_\alpha Z_K e^2}} \int_{r_0}^r \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r'} \right)^{-\frac{1}{2}} dr'. \quad (\text{B.82})$$

Mit Hilfe von

$$\ddot{r} = \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dr} \frac{dr}{dt} = v'(r) v, \quad (\text{B.83})$$

kann die Integration über t in B.75 durch eine Integration über r mit $\ddot{r} dt = v' dr$ ersetzt werden, so dass folgt

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{Z_{\text{eff}}^2 \alpha}{4\pi^2 c^2 E_\gamma} \sin^2(\vartheta) \left| \int_{r_0}^{+\infty} v'(r) e^{i\omega t(r)} dr \right|^2. \quad (\text{B.84})$$

Der Verlauf von $v'(r)$ ergibt sich aus Gleichung B.80 durch Differentiation zu

$$v'(r) = \sqrt{\frac{Z_\alpha Z_K e^2}{2\mu}} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r'} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{1}{r^2}. \quad (\text{B.85})$$

Damit sind alle Beiträge zur der Integration in Gleichung B.84 bekannt und diese kann numerisch durchgeführt werden.

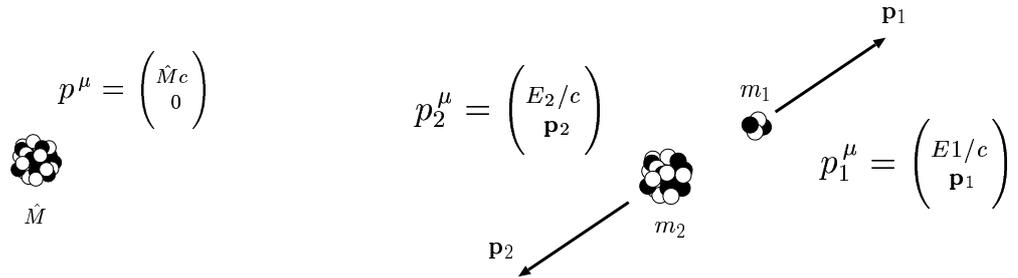


Abbildung B.1: Ein Teilchen der Masse \hat{M} zerfällt in seinem Ruhesystem in zwei Teilchen 1 und 2 mit den Dreierimpulsen \mathbf{p}_1 und \mathbf{p}_2 und den Ruhemassen m_1 und m_2 .

B.7 Zwei-Körper-Zerfall

Ein Teilchen mit der Ruhemasse \hat{M} zerfällt in zwei Teilchen der Massen m_1 und m_2 mit den Impulsen \mathbf{p}_1 und \mathbf{p}_2 (Abbildung B.1). Im Ruhesystem des Ausgangsteilchen lauten die Viererimpulse

$$p^\mu = \begin{pmatrix} \hat{M}c \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.86})$$

$$p_1^\mu = \begin{pmatrix} E_1/c \\ \mathbf{p}_1 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.87})$$

$$p_2^\mu = \begin{pmatrix} E_2/c \\ \mathbf{p}_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.88})$$

mit den relativistitschen Energien

$$E_1 = \sqrt{m_1^2 c^4 + p_1^2 c^2} \quad \text{und} \quad E_2 = \sqrt{m_2^2 c^4 + p_2^2 c^2}, \quad (\text{B.89})$$

wobei $p_1 = |\mathbf{p}_1|$ bzw. $p_2 = |\mathbf{p}_2|$ verwendet wurde. Aus der Viererimpulserhaltung

$$p^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu \quad (\text{B.90})$$

folgt Energie- und Impulserhaltung

$$\begin{aligned} \hat{M}c^2 &= E_1 + E_2 \\ &= \sqrt{m_1^2 c^4 + p_1^2 c^2} + \sqrt{m_2^2 c^4 + p_2^2 c^2} \end{aligned} \quad (\text{B.91})$$

$$\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2. \quad (\text{B.92})$$

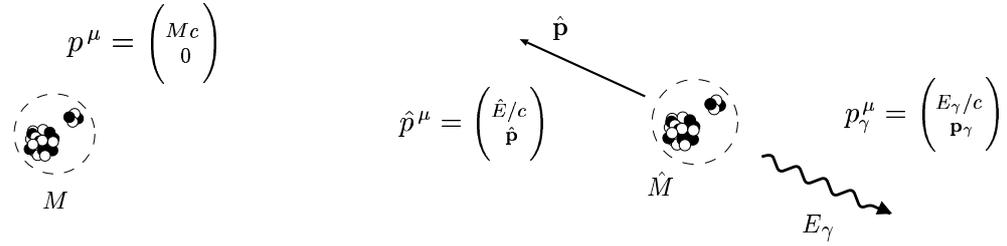


Abbildung B.2: Die Energie E_γ , die bei der Bremsstrahlungsemission frei wird, wird dem System aus α -Teilchen und Restkern entzogen. Daher wird dieses System zunächst als ein ruhendes Teilchen der Masse M betrachtet, nach der Emission des Bremsstrahlungsphotons als ein Teilchen der Masse \hat{M} und dem Dreierimpuls $\hat{\mathbf{p}}$.

Gleichung B.92 eingesetzt in Gleichung B.91 ergibt

$$2\hat{M}c^2\sqrt{m_2^2c^4 + p_1^2c^2} = \hat{M}^2c^4 + m_2^2c^4 - m_1^2c^4 \quad (\text{B.93})$$

$$\Rightarrow p_1^2c^2 = \frac{(\hat{M}^2c^4 + m_2^2c^4 - m_1^2c^4)^2 - 4\hat{M}^2c^4 m_2^2c^4}{4\hat{M}^2c^4} \quad (\text{B.94})$$

$$= \frac{(\hat{M}^2c^4 - (m_1c^2 + m_2c^2)^2)(\hat{M}^2c^4 - (m_1c^2 - m_2c^2)^2)}{4\hat{M}^2c^4}. \quad (\text{B.95})$$

Damit folgt für die Beträge der relativistischen Dreierimpulse

$$p_1c = p_2c = \frac{1}{2\hat{M}c^2}\sqrt{(\hat{M}^2c^4 - (m_1c^2 + m_2c^2)^2)(\hat{M}^2c^4 - (m_1c^2 - m_2c^2)^2)}, \quad (\text{B.96})$$

bzw. für die Energien E_1 und E_2 der beiden Zerfallsprodukte

$$E_1 = \sqrt{m_1^2c^4 + p_1^2c^2} = \frac{\hat{M}^2c^4 + m_1^2c^4 - m_2^2c^4}{2\hat{M}c^2} \quad (\text{B.97})$$

$$E_2 = \sqrt{m_2^2c^4 + p_2^2c^2} = \frac{\hat{M}^2c^4 + m_2^2c^4 - m_1^2c^4}{2\hat{M}c^2}. \quad (\text{B.98})$$

B.8 Kinematik der Bremsstrahlung beim α -Zerfall

Das Bremsstrahlungsphoton wird bei der relativen Beschleunigung von α -Teilchen und Restkern emittiert. Die dafür benötigte Energie wird dem Gesamtsystem entzogen. Daher sollen zunächst die beiden Zerfallsprodukte als ein Teilchen mit der Ruhemasse M vor und der Ruhemasse \hat{M} und dem Dreierimpuls $\hat{\mathbf{p}}$ nach der Bremsstrahlungsemission betrachtet

werden (Abbildung B.2). Für den Viererimpuls des Ausgangssystems (M) gilt in dessen Ruhesystem

$$p^\mu = \begin{pmatrix} Mc \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.99})$$

Für Bremsstrahlungsphotons und das α -Teilchen-Restkern-System nach der Emission gilt

$$p_\gamma^\mu = \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ \mathbf{p}_\gamma \end{pmatrix} \quad (\text{B.100})$$

$$\hat{p}^\mu = \begin{pmatrix} \hat{E}/c \\ \hat{\mathbf{p}} \end{pmatrix}, \quad (\text{B.101})$$

mit

$$p_\gamma = |\mathbf{p}_\gamma| = \frac{E_\gamma}{c} \quad (\text{B.102})$$

und

$$\hat{E} = \sqrt{\hat{M}^2 c^4 + \hat{p}^2 c^2}. \quad (\text{B.103})$$

Aus der Viererimpulserhaltung (Gleichung B.90) folgt

$$\mathbf{p}_\gamma = -\hat{\mathbf{p}} \quad \text{bzw.} \quad \hat{p} = p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}, \quad (\text{B.104})$$

mit $\hat{p} = |\hat{\mathbf{p}}|$ und $p_\gamma = |\mathbf{p}_\gamma|$. Weiter gilt

$$\hat{E} + E_\gamma = Mc^2 \quad (\text{B.105})$$

$$\implies \hat{E} = Mc^2 - E_\gamma \quad (\text{B.106})$$

$$\text{bzw.} \quad \sqrt{\hat{M}^2 c^4 + \hat{p}^2 c^2} + E_\gamma = Mc^2 \quad (\text{B.107})$$

$$\implies \hat{M}^2 c^4 = Mc^2 (Mc^2 - 2E_\gamma). \quad (\text{B.108})$$

Somit folgt für das System beider Zerfallsprodukte nach der Emission des Bremsstrahlungsphotons

$$\hat{M}c^2 = \sqrt{Mc^2 (Mc^2 - 2E_\gamma)} \quad (\text{B.109})$$

$$\hat{E} = Mc^2 - E_\gamma \quad (\text{B.110})$$

$$\hat{p}c = E_\gamma. \quad (\text{B.111})$$

Aus

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v} \quad \text{und} \quad E = \gamma mc^2, \quad (\text{B.112})$$

mit den üblichen Definitionen von γ und β (Gleichung B.29), folgt

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}c^2}{E} \quad \text{bzw.} \quad \beta = \frac{\mathbf{p}c}{E}, \quad (\text{B.113})$$

und damit für die Geschwindigkeit des cm-Systems von α -Teilchen und Restkern

$$\hat{\mathbf{v}} = \frac{E_\gamma c}{M c^2 - E_\gamma} \quad \text{bzw.} \quad \hat{\boldsymbol{\beta}} = \frac{E_\gamma}{M c^2 - E_\gamma}. \quad (\text{B.114})$$

Breitet sich das Bremsstrahlungsphoton in positive x -Richtung aus ($\mathbf{p}_\gamma \parallel \mathbf{e}_x$), so gilt für die Lorentz-Transformation der Größen im cm-System von α -Teilchen und Restkern (gestrichene Größen)

$$\begin{aligned} x^0 &= \gamma(x'^0 - \beta x'^1) \\ x^1 &= \gamma(x'^1 - \beta x'^0) \\ x^2 &= x'^2 \\ x^3 &= x'^3. \end{aligned} \quad (\text{B.115})$$

Die Ausbreitungsrichtung des α -Teilchens liege im cm-System in der x' - y' -Ebene (bzw. x'^1 - x'^2 -Ebene) und schließe mit der x' -Richtung den Winkel ϑ' ein. Aus den Gleichungen B.96 und B.97 für den Betrag des Dreierimpulses und die Energie des α -Teilchens im cm-System

$$p'_\alpha = \frac{1}{2\hat{M}c^3} \sqrt{\left(\hat{M}^2 c^4 - (m_K c^2 + m_\alpha c^2)^2\right) \left(\hat{M}^2 c^4 - (m_K c^2 - m_\alpha c^2)^2\right)} \quad (\text{B.116})$$

$$E'_\alpha = \frac{\hat{M}^2 c^4 + m_\alpha^2 c^4 - m_K^2 c^4}{2\hat{M}c^2} \quad (\text{B.117})$$

folgt für den Viererimpuls p'^μ

$$\begin{aligned} p'^0_\alpha &= E'_\alpha/c \\ p'^1_\alpha &= p'_\alpha \cos \vartheta' \\ p'^2_\alpha &= p'_\alpha \sin \vartheta' \\ p'^3_\alpha &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.118})$$

und mit Gleichung B.115

$$\begin{aligned} p_\alpha^0 &= \gamma(E'_\alpha/c - \beta p'_\alpha \cos \vartheta') \\ p_\alpha^1 &= \gamma(p'_\alpha \cos \vartheta' - \beta E'_\alpha/c) \\ p_\alpha^2 &= p'_\alpha \sin \vartheta' \\ p_\alpha^3 &= 0. \end{aligned} \quad (\text{B.119})$$

Für die kinetische Energie T_α des α -Teilchens im Laborsystem gilt also

$$T_\alpha = P_\alpha^0 c - m_\alpha c^2 \quad (\text{B.120})$$

$$= \gamma(E'_\alpha - \beta p'_\alpha c \cos \vartheta') - m_\alpha c^2, \quad (\text{B.121})$$

wobei zu beachten ist, daß ϑ' den Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung des α -Teilchens und der x' -Achse im gestrichenen System beschreibt und somit von E_γ abhängt.

Das Ergebnis einer klassischen Rechnung unter Berücksichtigung des Impulses des Bremsstrahlungsphotons weicht nur wenig von dem aus Gleichung B.120 ab. Wie Abbildung 2.5 zeigt, ist auch der Beitrag des Impulses des Bremsstrahlungsphotons gering und beläuft sich auf max. etwa ± 1 keV je nach Ausbreitungsrichtung bei einer Energie des Bremsstrahlungsphotons um 1 MeV.

B.9 Konstanten

c	$2.99792458 \cdot 10^8$ m/s
\hbar	$6.582122 \cdot 10^{-22}$ MeV s
$\hbar c$	197.327 MeV fm
α	1/137.03598
$e^2 = \alpha \hbar c$	1.43997 MeV fm
u	931.49432 MeV/ c^2
m_α	4.00260325 u
$m(^{210}\text{Po})$	209.982857 u
$m(^{206}\text{Pb})$	205.974449 u

Anhang C

Kontrollsoftware

Für den Betrieb des MINIBALL-Dreier-Clusters ist zum einen erforderlich, dass die Kristalle durch flüssigen Stickstoff (LN₂) dauerhaft auf ca. -180° C gekühlt werden, zum anderen muß eine Hochspannung von zwischen 3 kV und 4 kV an die Core-Kontakte der drei Detektoren angelegt werden. Diese Hochspannung muß gesteuert und kontrolliert werden können, da ein zu hoher Strom im Kristall, z.B. beim Aufwärmen des Kristalls mit anliegender Hochspannung, diesen beschädigen kann. Da die Vorverstärkerelektronik der Detektoren sehr empfindlich ist, und der Entladestrom, der bei einem schlagartigen Abschalten der Hochspannung entstehen würde, diese u.U. zerstören kann, ist es wichtig, dass die Hochspannung im Falle einer Störung geregelt heruntergefahren wird. Dieser Fall tritt z.B. ein bei einem ansteigendem Leckstrom im Kristall, einem Ausfall der Kühlung bzw. einer anderen Störung, die zum Aufwärmen der Kristalle führt, oder einem Stromausfall.

Um dies zu garantieren wurde eine Kontrollsoftware entwickelt, die aus drei Bestandteilen besteht: einer Hochspannungssteuerung (**hvserv**), die die Ansteuerung und Überwachung der Hochspannung übernimmt, einer Überwachungssoftware für das Autofill-System (**afserv**), die die Temperaturen von Dewar und Detektoren mißt und das Autofill-System überwacht, und einem Kontroll- und Log-Server (**infoserv**), der die beiden anderen Prozesse kontrolliert und alle Daten protokolliert. Alle drei Komponenten können auf unterschiedlichen Rechnern verteilt laufen und kommunizieren miteinander über Netzwerk (Abbildung C.1). Dadurch wird die Zuverlässigkeit des Systems erhöht, da beim Ausfall einer Komponente die anderen Komponenten weiter funktionieren und den Fehler melden können.

C.1 Bedienung der Software

Zum Starten oder Stoppen der Software gibt es für jeden der Server ein entsprechendes Shell-Skript: **hvserv**, **afserv** bzw. **infoserv**. Alle drei Skripte kennen die Optionen **start** zum Starten, **stop** zum Stoppen und **restart** zum Neustart des entsprechenden Servers, und die Option **info** um den Status des entsprechenden Servers zu überprüfen.

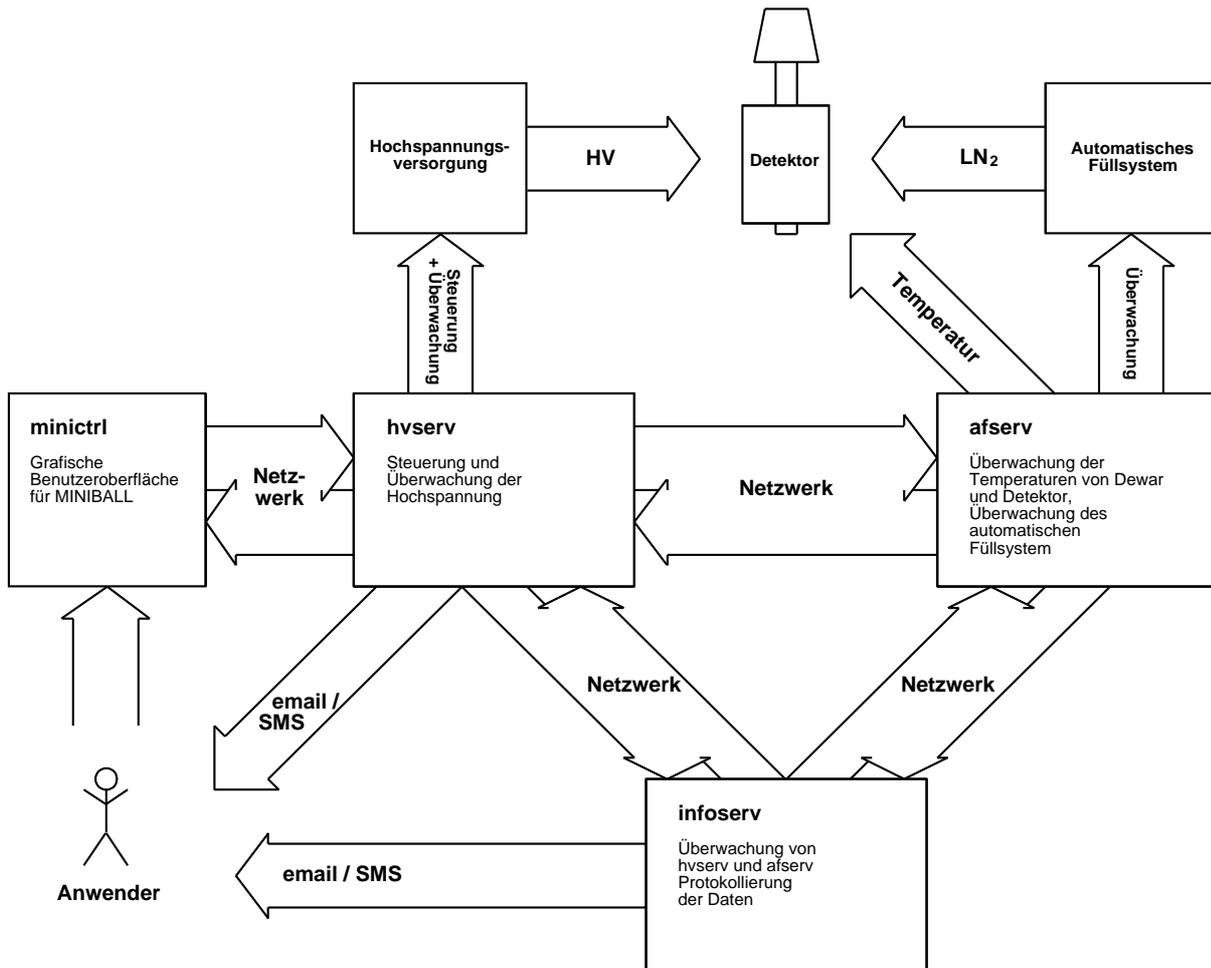


Abbildung C.1: Schematischer Aufbau der Kontrollsoftware.

Beispielsweise kann die Hochspannungssteuerung durch den Befehl

```
hvserv start
```

gestartet werden, worauf auf der Konsole einige Informationen über den Erfolg des Startvorgangs dokumentiert werden.

Die Einstellung der Server erfolgt über die Files `HVMiniServ.conf`, `AFServ.conf` und `CEye.conf`. Diese Konfigurationsdateien werden beim Start des Servers gelesen. Damit eine Änderung in der Einstellung wirksam wird, muss der entsprechende Server neu gestartet werden. In der Tabelle C.1 sind die konfigurierbaren Felder beschrieben, eine ausführlichere Dokumentation der einzelnen Felder findet sich in den Beispiel-Konfigurationsdateien des Programmpakets. Die Verarbeitung der Konfigurationsdateien erfolgt string-orientiert, wobei jeweils die letzte Zuweisung gültig ist.

Für das Starten bzw. Herunterfahren der einzelnen Server ist zu beachten, dass das System mit entsprechenden Warnhinweisen bzw. mit dem Herunterfahren der Hochspannung auf den Ausfall einzelner Server reagiert. Die Hochspannungssteuerung kann ohne Probleme bei angelegter Hochspannung heruntergefahren bzw. neu gestartet werden, allerdings sollte der Zeitraum, in dem die Steuerung nicht läuft, möglichst kurz gehalten werden, da während dessen die Ströme in den Detektoren nicht überwacht werden. Das Trennen der Verbindung zwischen Hochspannungsversorgung und Steuer-Computer sollte verhindert werden, im Falle einer Unterbrechung sollte die Steuersoftware zunächst heruntergefahren und dann mit wiederhergestellter Verbindung neu gestartet werden.

C.2 Aufbau der Software

Im folgenden Abschnitt soll kurz der Aufbau der einzelnen Komponenten des Softwarepakets erläutert werden. Die genaue Beschreibung der einzelnen Klassen und deren Methoden wird in den jeweiligen Header-Files gegeben.

C.2.1 Hochspannungssteuerung - HVServ / HVServ2

Die Hochspannungssteuerung **HVServ** ist in zwei parallel laufende Prozesse unterteilt, einen Kontrollprozess (Control-thread), der die Steuerung und Überwachung der Hochspannungsmodule und die Kommunikation mit dem MINIBALL-backend `minictrl` übernimmt, und einen Kommunikationsprozess (Talk-thread), der mit den anderen Komponenten des Systems (`afserv`, `infoserv`, `UPS-shutdown`) kommuniziert. Der schematische Aufbau ist in Abbildung C.2 dargestellt.

Feld	HV	AF	Info	Beschreibung
HVServ		×	×	Hostname von hvserv
AFServ	×		×	Hostname von afserv
InfoServ	×	×		Hostname von infoserv
UPSServ	×			Hostname für den UPS-shutdown
AllowedHosts	×			zugelassene Hosts für minictrl
ServerPort	×			Port auf HVServ für minictrl-Verbindung
ScanPorts	×			Com-Ports zur Steuerung der HV-Versorgung
AFAlive	×			Zeitintervall für die HV-AF-Kommunikation
TempScanPorts		×		Com-Ports der Temperatursensoren
ShutdownTemp		×		maximal zugelassene Temperatur (Celsius)
Refresh		×		Zeitintervall der Temperaturüberprüfung
AFHVPort	×	×		Port auf AFServ für die HV-AF-Kommunikation
HVAFPort	×	×		Port auf HVServ für die HV-AF-Kommunikation
UPSHVPort	×			Port auf UPSServ für den UPS-shutdown
HVUPSPort	×			Port auf HVServ für den UPS-shutdown
InfoHVPort	×		×	Port auf InfoServ für die Info-HV-Kommunikation
HVInfoPort	×		×	Port auf HVServ für die Info-HV-Kommunikation
InfoAFPort		×	×	Port auf InfoServ für die Info-AF-Kommunikation
AFInfoPort		×	×	Port auf AFServ für die Info-AF-Kommunikation
DataLogFile			×	Datei zur Protokollierung der Daten
DataLogTime			×	Zeitintervall der Protokollierung
MailList	×		×	Liste der zu informierenden email-Adressen
MailX	×		×	Mail-Programm (mailx)
SMSList	×		×	Liste der zu informierenden Mobilfunknummern
ContactMail	×		×	Kontakadresse
LogLevel	×	×	×	Log-Level
LogFile	×	×	×	Log-File

Tabelle C.1: Erläuterung der Einträge in den Konfigurationsdateien für die verschiedenen Server-Programme. Ausführliche Beschreibungen und eine Beispiel-Konfiguration findet sich in den Konfigurationsdateien des Programmpakets.

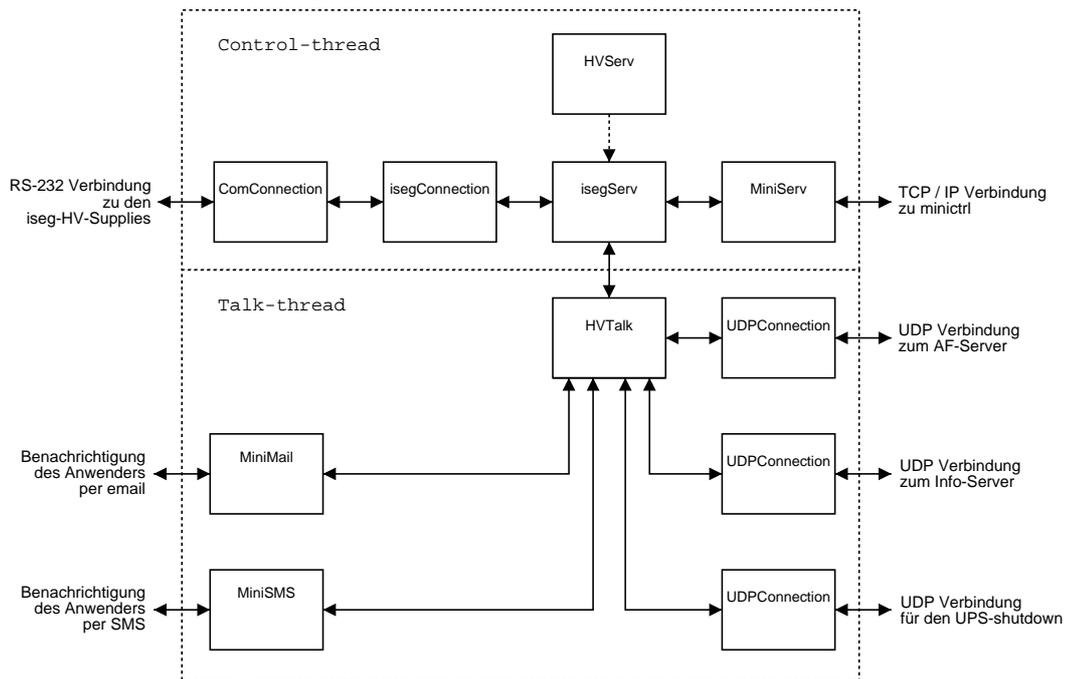


Abbildung C.2: Schematischer Aufbau der Hochspannungssoftware HVServ.

Die HVServ-Klasse

Durch die virtuelle Klasse `HVServ` wird die Schnittstelle zu einem Frontend der Hochspannungssteuerung definiert. Hierbei wird nicht auf die besonderen Eigenheiten der verwendeten Hochspannungsmodule eingegangen, sondern eine allgemeine Schnittstelle definiert. Dadurch kann das Frontend auf Hochspannungsmodule anderer Hersteller angepaßt werden, ohne dabei die restliche Struktur der Software verändern zu müssen.

Die isegServ- und isegConnection-Klassen

Die `isegServ`-Klasse erbt die Struktur einer `HVServ`-Klasse und ist eine Implementierung der dort definierten Funktionalitäten für Hochspannungsmodule der Firma iseg. Die Verbindung zu den Modulen über RS232 - Schnittstelle wird durch die `isegConnection`-Klasse geliefert, die auf den `ComConnection`-Klassen aufbaut (Abschnitt C.2.4).

Die MiniServ-Klasse

Die `MiniServ`-Klasse stellt eine Server-Verbindung für das MINIBALL-backend `minictrl` zur Verfügung. Sie greift auf das Frontend für die Ansteuerung der Hochspannungsversorgung zu, dessen Schnittstellen durch die `HVServ`-Klasse definiert sind. Die hier zur Zeit

noch beinhaltete TCP/IP-Verbindung soll in Zukunft in eigenen `TCPServerConnection`- und `TCPClientConnection`-Klassen ausgelagert werden.

Die `HVTalk`-Klasse

Die Kommunikation der Hochspannungssteuerung mit den restlichen Komponenten des Systems wird durch die `HVTalk`-Klasse abgewickelt. Sie überprüft in regelmäßig Zeiträumen (durch `AFAlive` bestimmt), ob der AF-Server läuft und sendet die Soll- und Ist-Werte der Spannungen und Ströme an den Info-Server. Erhält sie eine Fehlermeldung vom AF-Server oder einen UPS-shutdown, so fährt sie gegebenenfalls die Hochspannung herunter und informiert den Anwender.

`HVServ2` - die `HVThread`-Klasse

`HVServ2` versteht sich als Erweiterung der `HVServ`-Software. Während bei `HVServ` die Überwachung der Ströme durch das `minictrl`-Programm übernommen wird, geschieht dies hier durch einen zwischengeschalteten Überwachungsprozess (`hv-thread`). Die `HVThread`-Klasse greift auf der einen Seite auf die durch die `HVServ`-Klasse definierte Schnittstelle des Frontends zu und bietet auf der anderen Seite die gleiche Schnittstelle für die Steuerung und Überwachung an. Der so definierte Überwachungsprozess kann daher ohne weitere Änderungen zwischen die `MiniServ`-Klasse und das `HVServ`-Frontend eingeschoben werden. Abbildung C.3 verdeutlicht diesen Aufbau. Die `HVThread`-Klasse liest sofern keine Anfrage der `MiniServ`-Klasse vorliegen regelmäßig die aktuellen Spannungs- und Strom-Werte aus. Da während des Experiments keine Test mit der Steuerungssoftware durchgeführt werden konnte, ist die Überwachung der Ströme zur Zeit noch nicht implementiert, dies wird jedoch vor dem nächsten Experiment eingefügt werden.

C.2.2 Überwachung des Autofill-System - `AFServ`

Auch die Überwachungssoftware für das Autofill-System `AFServ` besteht aus zwei unabhängigen Prozessen. Der `Watch-Thread` überwacht die Temperaturen und das Autofill-System und stellt zusätzlich ein Interface für benutzerdefinierte Vorgänge zur Verfügung. Der `Talk-Thread` steuert die Kommunikation mit den restlichen Komponenten und veranlasst das Herunterfahren der Hochspannung falls die Detektortemperatur die Schwellentemperatur `ShutdownTemp` überschreitet. Abbildung C.4 zeigt schematisch den Aufbau des AF-Servers.

Die `AFWatch`-Klasse

Die `AFWatch`-Klasse überprüft in regelmäßigen Intervallen (`Refresh`) die Temperaturen von Dewar und Detektor und den Fehlerstatus des Autofill-Systems. Ein Fehler wird der Hoch-

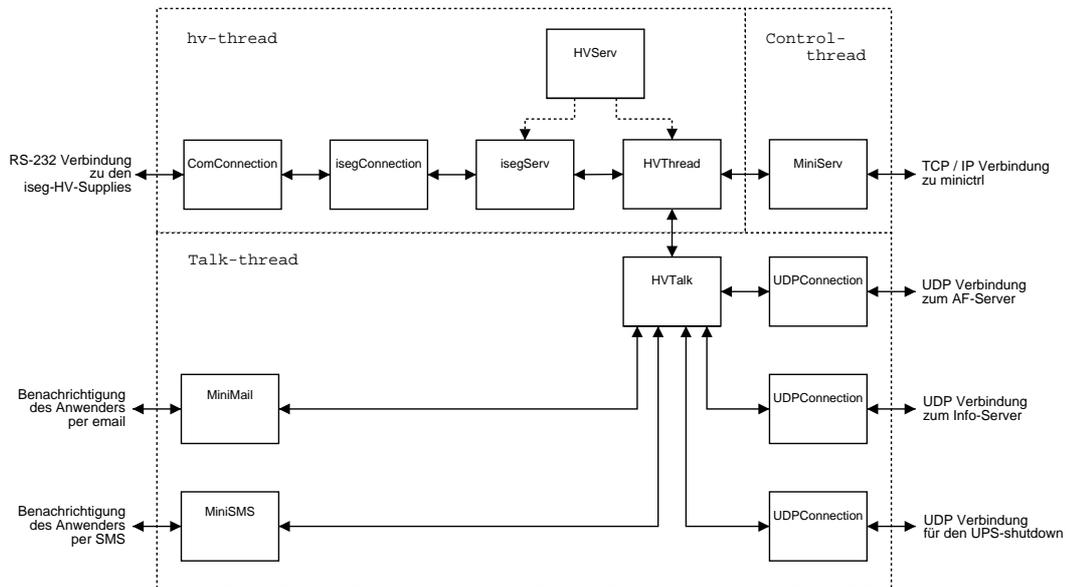


Abbildung C.3: Schematischer Aufbau der Hochspannungssoftware HVServ2.

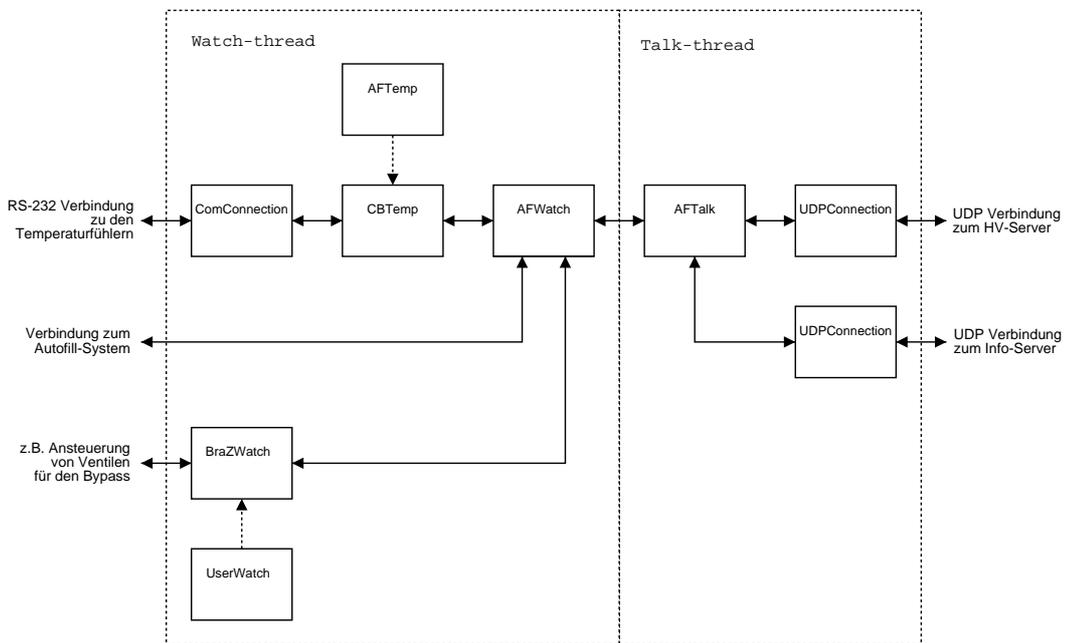


Abbildung C.4: Schematischer Aufbau der Überwachungssoftware für das Autofill-System AFServ.

spannungssteuerung gemeldet, die dann entsprechend den Benutzer informiert, bzw. die Hochspannung herunterfährt.

Die UserWatch-Klasse

Über die `UserWatch`-Klasse ist eine Möglichkeit gegeben, regelmäßige benutzerdefinierte Überwachungs- oder Steuerungsprozesse in die Software zu integrieren, ohne dabei den Kern verändern zu müssen. Die Klasse `BraZWatch` ist ein Beispiel für eine solche Erweiterung für spezielle Aufgaben in Zusammenhang mit dem Experiment dieser Diplomarbeit.

Die AFTemp-Klasse

Die virtuelle `AFTemp`-Klasse stellt die Schnittstellen für die Temperatúrauslese von Detektor- und Dewar-Temperatur zur Verfügung. Die Klasse `CBTemp` ist ein Beispiel für eine Realisierung dieser Klasse, die mit Hilfe von einem Multimeter die PT100-Fühler ausliest.

Die Multimeter-Klassen

Die Klassen `M4660M` und `ME42DMM` ermöglichen die Auslese der entsprechenden Multimeter auf Grundlage der `ComConnection`-Klassen. Die Klasse `PT100` bietet die Umrechnung der PT100-Widerstandswerte in die entsprechenden Kelvin- oder Celsius-Temperaturen.

Die AFTalk-Klasse

Die `AFTalk`-Klasse kommuniziert mit den restlichen Komponenten, berichtet Fehler im Autofill-System oder zu hohe Temperaturen an die Hochspannungssteuerung und sendet die Ist-Werte zur Protokollierung an den Info-Server.

C.2.3 Kontroll- und Log-Server - CEye

Der Info-Server `CEye` fragt in regelmäßigen Abständen (`DataLogTime`) die Soll- und Ist-Werte ab und schreibt diese in die im Feld `DataLogFile` spezifizierte Protokolldatei. Reagiert einer oder mehrere Server nicht, so wird der Anwender davon informiert. Der schematische Aufbau ist in Abbildung C.5 dargestellt.

Die DataLog-Klasse

Schreibt die von den restlichen Komponenten übertragenen Soll- und Ist-Werte in eine Protokolldatei. Der Name der Protokolldatei wird aus dem Feld `DataLogFile` und dem Erstellungsdatum der Datei gebildet, um gleiche Dateinamen zu verhindern. Nach einer

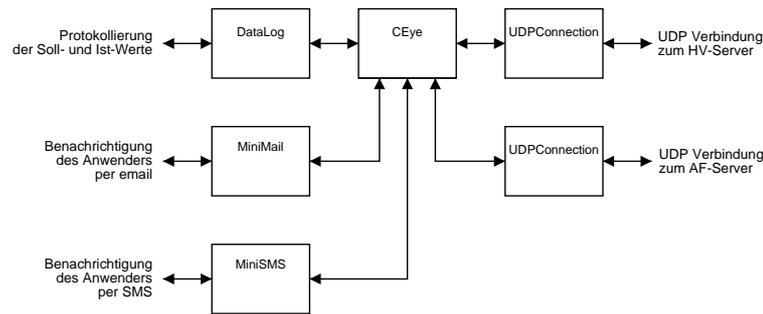


Abbildung C.5: Schematischer Aufbau des Info-Servers CEye.

vorgegebenen Anzahl von Einträgen wird die aktuelle Datei geschlossen und eine neue geöffnet.

C.2.4 gemeinsame Komponenten

Einige Klassen werden von mehreren Programmen genutzt und sollen hier kurz vorgestellt werden:

Die UDPConnection-Klasse

Über eine UDP-Verbindung können mit Hilfe der `UDPConnection`-Klasse zwei Programme über Netzwerk miteinander kommunizieren. Hierbei können beide Programme auf unterschiedlichen Computern im Netzwerk oder auf dem gleichen Computer laufen. Die UDP-Ports müssen entsprechend angegeben werden und verfügbar sein.

Die ComConnection-Klassen

Die `ComConnection`-, `ComConnectionHandler`-, `FDComConnection`-, `ComPortConnection`- und `WutComConnection`-Klassen ermöglichen es, die Steuerung externer Komponenten über die RS232 - Schnittstelle flexibel zu gestalten.

Die Klasse `ComConnection` definiert die möglichen Funktionen, wie das Aufbauen oder Trennen der Verbindung, das Senden und Lesen von Daten oder die Konfiguration der Schnittstellen (Baudrate, Paritätsbit, ... usw.). Die `ComConnection`-Klassen können auch eigenständig den Handshake mit dem anderen Gerät abwickeln, sofern dieser benötigt wird.

Der `ComConnectionHandler` erhält eine Zeichenkette, in der die zu öffnenden COM-Ports definiert werden, z.B. würde die Zeichenkette

```
"0 /dev/ttyC2 WUT 149.217.16.25 A B"
```

den COM0-Port (ttyS0), der 2te-Port einer Cyclades-Karte und die Ports A und B auf einem W&T-Com-Port-Server mit der Adresse 149.217.16.25 öffnen. Der `ComConnectionHandler` gibt Zeiger auf Objekte der `ComConnection`-Klasse zurück, unabhängig davon, um was für einen COM-Port es sich handelt.

Die `MiniConfigFile`-Klasse

Die `MiniConfigFile`-Klasse liest die Konfigurationsdatei ein und setzt die in Tabelle C.1 angegebenen Felder entsprechend. Die in der Datei nicht spezifizierten Felder werden auf Default-Wert gesetzt und die gültigen Einstellungen werden in einem Start-Up-Logfile dokumentiert.

Die `MiniLog`-Klasse

Mit der `MiniLog`-Klasse werden verschiedene Arbeitsschritte im Programmablauf dokumentiert. Der Grad der Dokumentierung kann auf die einzelnen Programmaufgaben spezifiziert über das Feld `LogLevel` gesetzt werden. Die Ausgabe erfolgt in die Datei `LogFile`.

Die `MiniMail`- und `MiniSMS`-Klassen

Die Klassen `MiniMail` und `MiniSMS` verwenden das im Feld `MailX` definierte Mailprogramm (mailx), um Nachrichten per Email an die in `MailList` registrierten Benutzer bzw. per SMS an die in `SMSList` registrierten Mobilfunknummern (zur Zeit nur e-plus) zu versenden. In den Nachrichten werden die in `ContactMail` definierten Email-Adressen als Kontaktadressen angegeben.

Anhang D

γ -Spektrum

In den Abbildungen D.1-D.3 ist das Spektrum der HPGe-Detektoren mit den Zuordnungen der Untergrundlinien aus den Tabellen 5.1 und 5.2 dargestellt. Die Spektren stammen aus einem Zeitraum von 9 Tagen während der Messung. Sie wurden bei eingebauter ^{210}Po -Quelle aufgenommen, wobei keine weitere Koinzidenzbedingung verlangt wird, d.h. es handelt sich daher sowohl um γ -Single- als auch um koinzidente Ereignisse. Die Spektren der drei HPGe-Kristalle wurden addierte, wobei das Addback-Verfahren verwendet wurde.

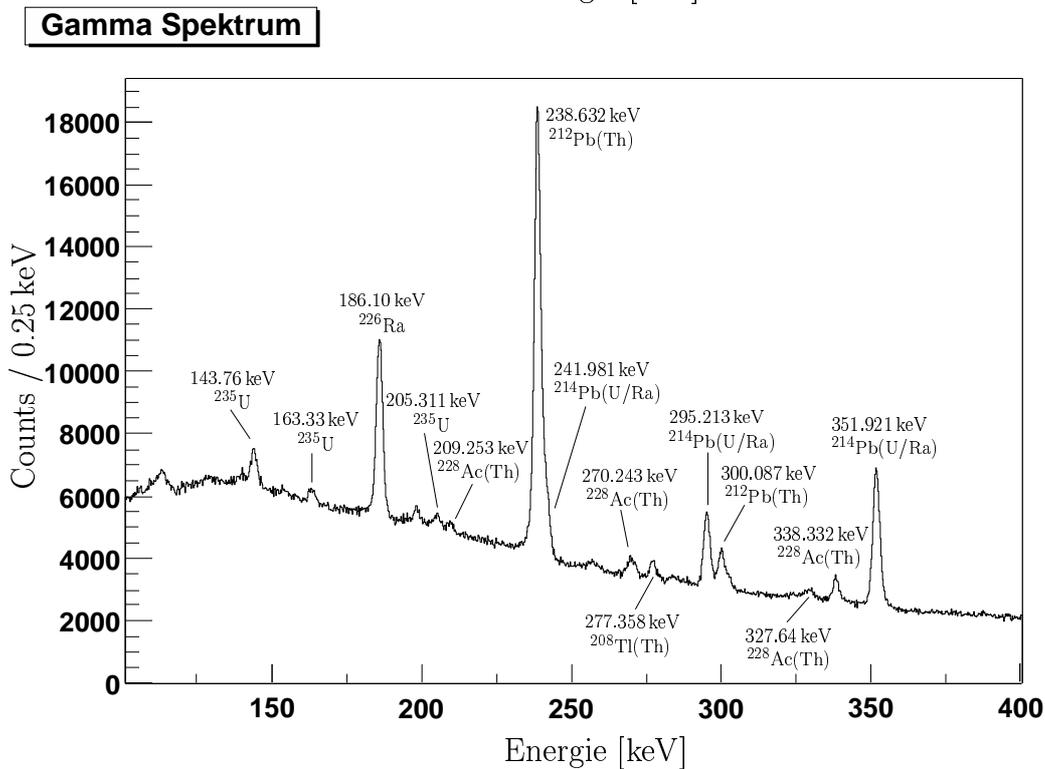
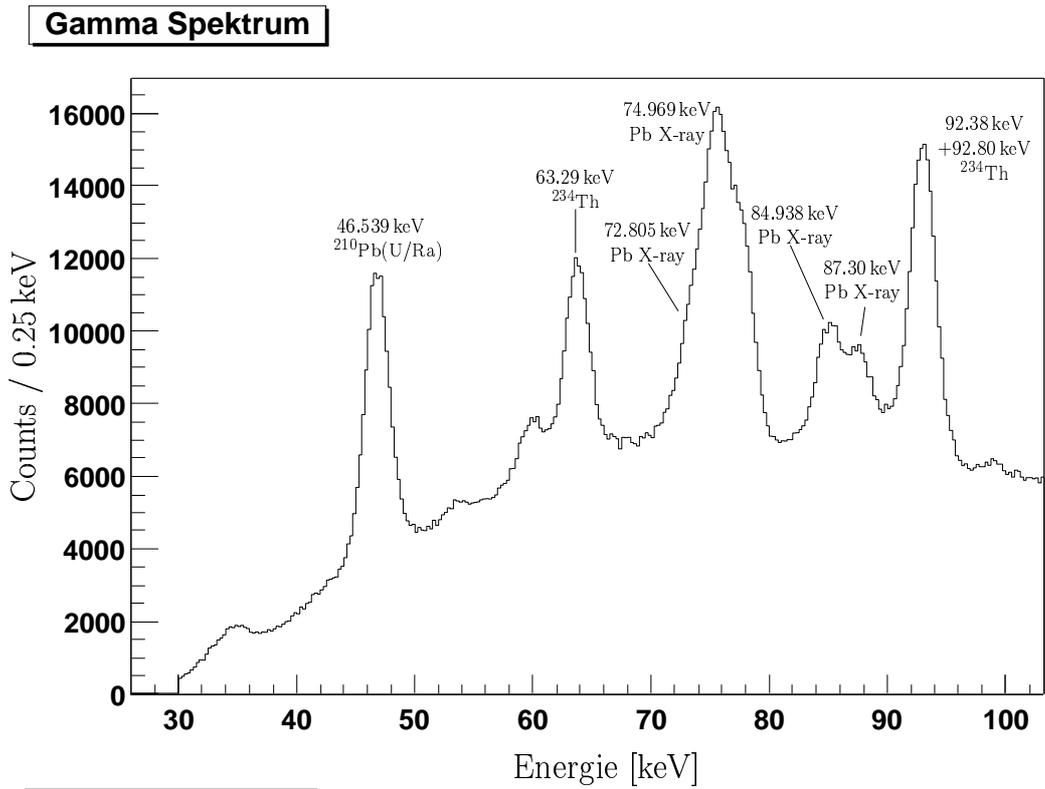


Abbildung D.1: Spektrum der γ -Strahlung (0 keV bis 400 keV).

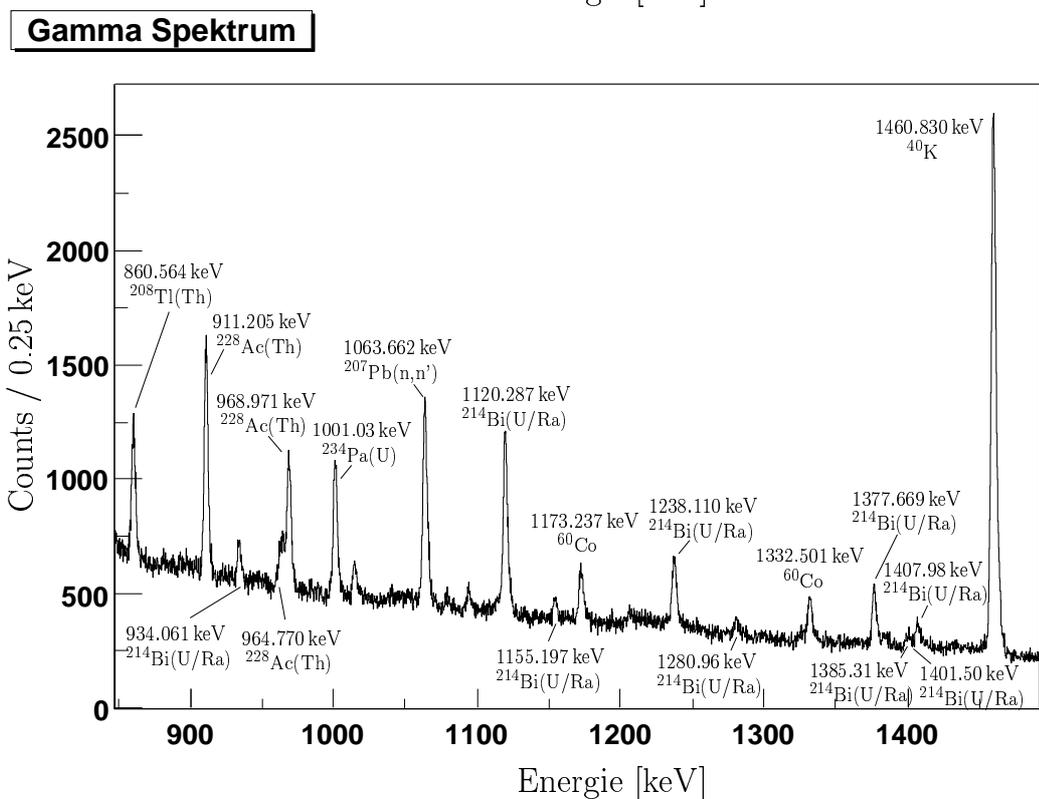
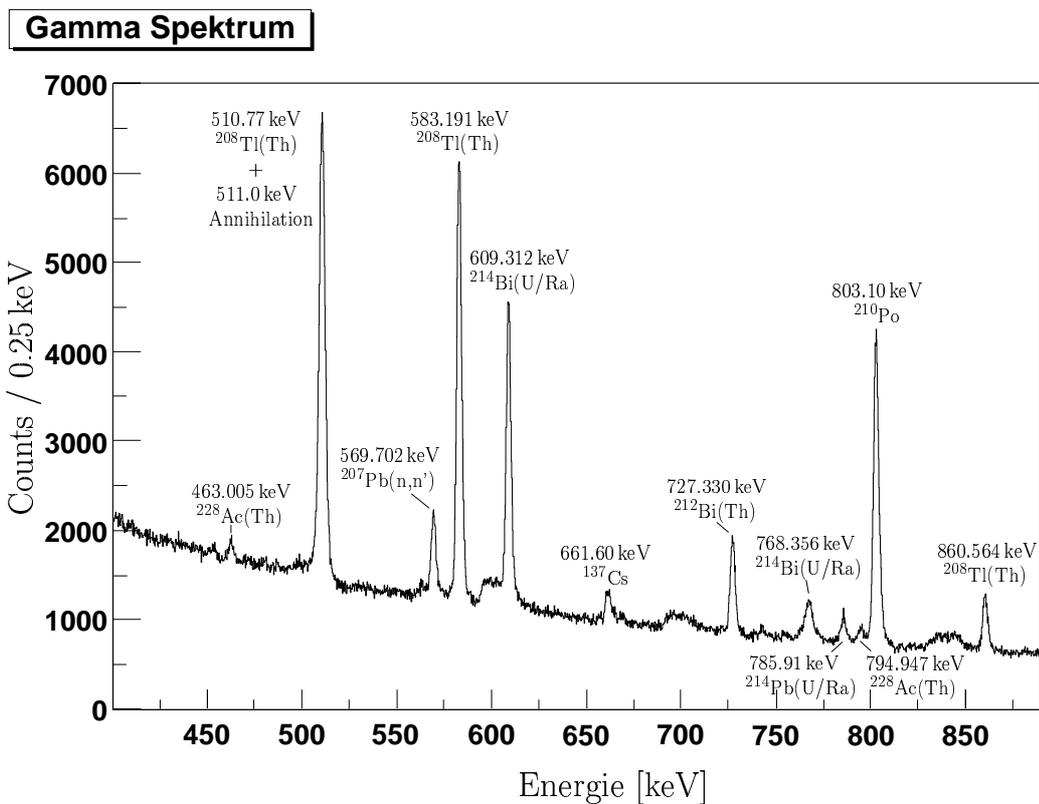


Abbildung D.2: Spektrum der γ -Strahlung (400 keV bis 1500 keV).

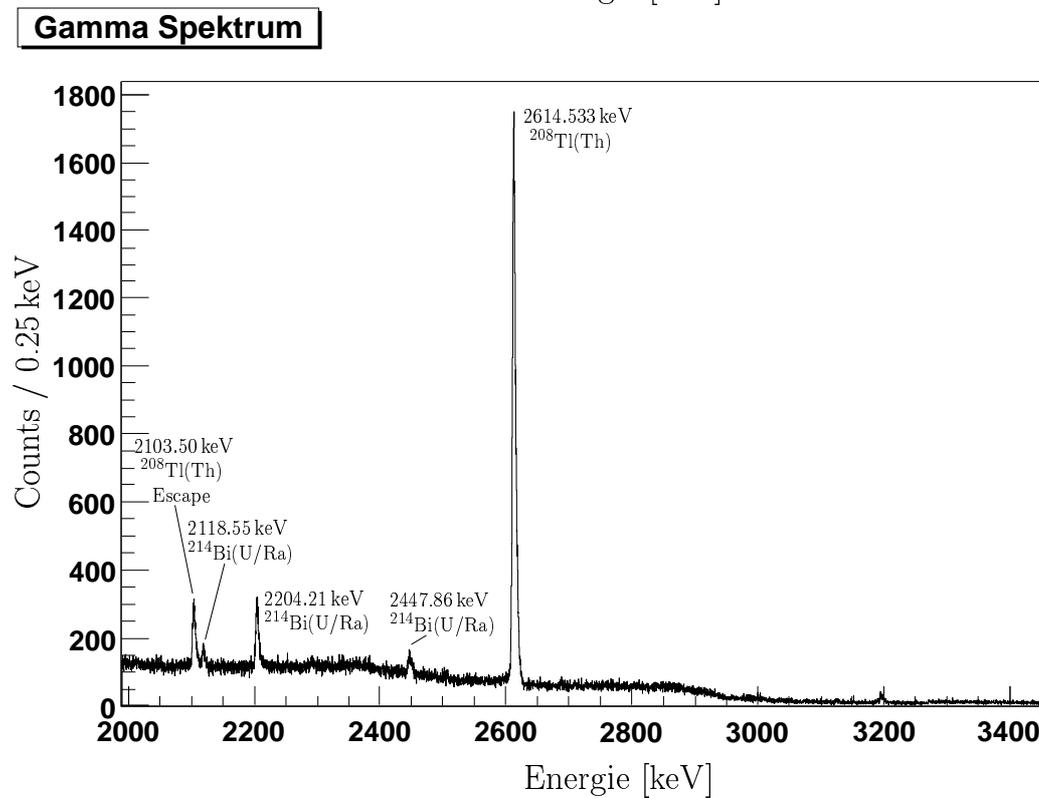
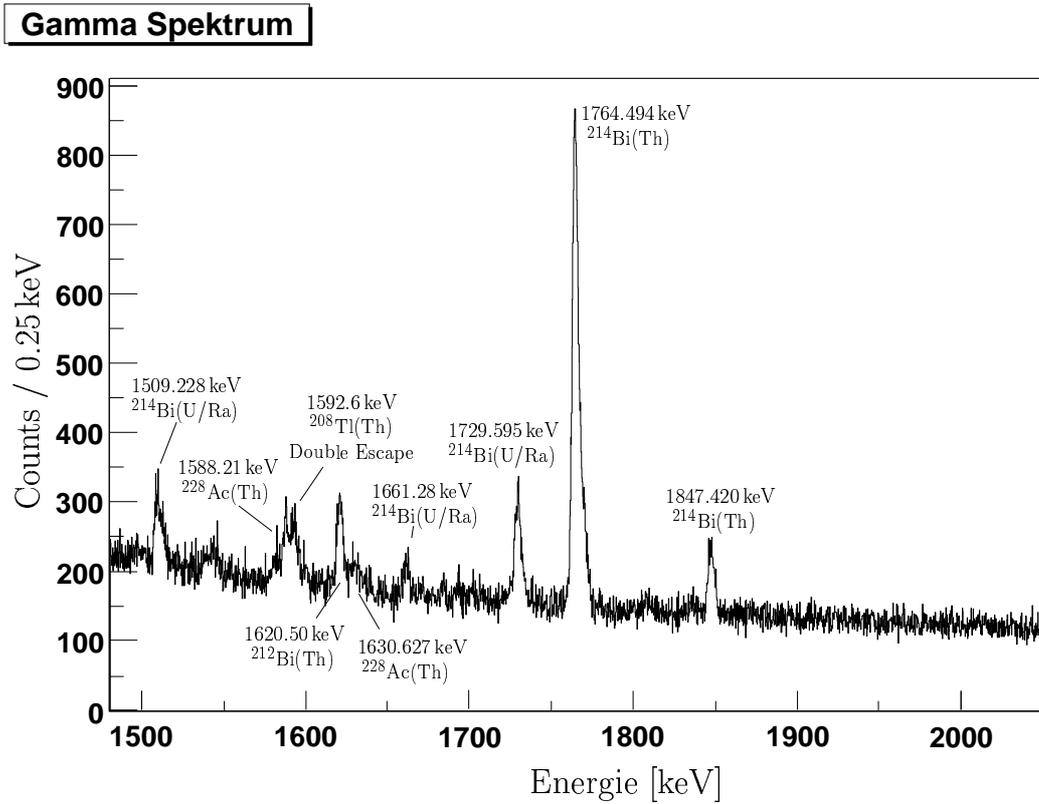


Abbildung D.3: Spektrum der γ -Strahlung (1500 keV bis 3500 keV).

Literaturverzeichnis

- [1] PAPPENBROCK, T. und F.B. BERTSCH: *Bremsstrahlung in α Decay*. Phys. Rev. Lett., **80** (1998) 4141.
- [2] KASAGI, J., H. YAMAZAKI, N. KASAJIMA, T. OHTSUKI und H. YUKI: *Bremsstrahlung in α Decay of ^{210}Po : Do α Particles Emit Photons in Tunneling?* Phys. Rev. Lett., **79** (1997) 371.
- [3] DYAKONOV, M.I.: *Bremsstrahlung spectrum in α decay*. Phys. Rev. C, **60** (1999) 037602–1.
- [4] TAKIGAWA, N., Y. NOZAWA, K. HAGINO, A. ONO und D.M. BRINK: *Bremsstrahlung in α decay*. Phys. Rev. C, **59** (1999) R593.
- [5] SO, W und Y. KIM: *Energy and Charge Dependency for Bremsstrahlung in α -decay*. Journal of the Korean Physical Society, **37** (2000) 202.
- [6] MIŞICU, Ş, M. RIZEA und W. GREINER: *Emission of electromagnetic radiation in α -decay*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **27** (2001) 993.
- [7] D'ARRIGO, A., N.V. EREMIN, G. FAZIO, G. GIARDINA, M.G. GLOTOVA, T.V. KLOCHKO, M. SACCHI und A. TACCONE: *Investigation of bremsstrahlung emission in α -decay of heavy nuclei*. Phys. Rev. Lett. B, **332** (1994) 25.
- [8] EREMIN, N.V., S.V. KLIMOV, D.A. SMIRNOV und A.F. TULINOV: *Bremsstrahlung Emission Accompanying α -Decay of ^{210}Po Nucleus*. Moscow University Physics Bulletin, **55** (2000) 62.
- [9] JACKSON, J.D.: *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, 3. Auflage, 1998.
- [10] JACKSON, F. und M. RHOADES-BROWN: *Theories of Alpha-Decay*. Ann. Phys., **105** (1977) 151.
- [11] PRESTON, M.A.: *Physics of the Nucleus*. Addison-Wesley, 2. Auflage, 1963.
- [12] PRESTON, M.A. und R.K. BHADURI: *Structure of the Nucleus*. Addison-Wesley, 1. Auflage, 1975.

- [13] DYAKONOV, M.I. und I.V. GORNYI: *Electromagnetic Radiation by a Tunneling Charge*. Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 3542.
- [14] EREMIN, N.V., G. FAZIO und G. GIARDINA: *Comment on "Bremsstrahlung in α Decay of ^{210}Po : Do α Particles Emit Photons in Tunneling?"*. Phys. Rev. Lett., **85** (2000) 3061.
- [15] KASAGI, J., H. YAMAZAKI, N. KASAJIMA, T. OHTSUKI und H. YUKI: *Kasagi et al. Reply*. Phys. Rev. Lett., **85** (2000) 3062.
- [16] POVH, B., K. RITH, C. SCHOLZ und F. ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. Springer-Verlag, 5. Auflage, 1999.
- [17] SCHWABL, F.: *Quantenmechanik*. Springer-Verlag, 5. Auflage, 1998.
- [18] AMDC – Atomic Mass Data Center. <http://csnwww.in2p3.fr/amdc/>.
- [19] AUDI, G und A.H. WAPSTRA: *The 1995 update to the atomic mass evaluation*. Nucl. Phys. A, **4** (1995) 409.
- [20] SEGRÈ, E.: *Nuclei and Particles*. W.A. Benjamin, Inc., 2. Auflage, 1977.
- [21] RUTHERFORD, E, J. CHADWICK und C.D. ELLIS: *Radiations from Radioactive Substances*. Cambridge University Press, 1930.
- [22] TKALYA, E.V.: *Bremsstrahlung in α decay and "interference of space regions"*. Phys. Rev. C, **60** (1999) 054612.
- [23] BERTULANI, C.A., D.T. DE PAULA und V.G. ZELEVINSKY: *Bremsstrahlung radiation by a tunneling particle: A time-dependent description*. Phys. Rev. C, **60** (1999) 031602.
- [24] FIRESTONE, R.B. und V.S. SHIRLEY: *Table of isotopes*, Band 1. John Wiley & Sons, Inc, 8. Auflage, 1996.
- [25] BERGER, M.J., J.H. HUBBELL und S.M. SELTZER: *XCOM: Photon Cross Sections Database*. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>, November 1999.
- [26] KNOLL, G.F.: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 3. Auflage, 1999.
- [27] EG & G ORTEC, PERKIN ELMER INSTRUMENTS, INC.: *Introduction to Charged-Particle Detectors*, 1998. <http://www.ortec-online.com>.
- [28] HANSER, F.A. und B. SELLERS: *Radiation Damage Effects in a Surface Barrier Detector after Irradiation by 4.5 MeV α Particles*. Rev. Sci. Inst., **41** (1970) 780.

- [29] SIEGELE, R., G.C. WEATHERLY, HAUGEN H.K., D.J. LOCKWOOD und L.M. HOWE: *Helium bubbles in silicon: Structure and optical properties*. Appl. Phys. Lett., **66** (1995) 1319.
- [30] EBERTH, J., H. PASCOVICI, G. THOMAS, N. WARR, D. WEISSHAAR, D. HABS, P. REITER, P. THIROLF, D. SCHWALM, C. GUND, H. SCHEIT, M. LAUER, P. VAN DUPPEN, S. FRANCHOO, M. HUYSE, R.M. LIEDER, W. GAST, J. GERL, K.P. LIEB und THE MINIBALL COLLABORATION: *MINIBALL, A Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities*. Prog. Part. Nucl. Phys., **46** (2001) 389.
- [31] GUND, C.: *The Sixfold Segmented MINIBALL Module Simulation and Experiment*. Doktorarbeit, MPI-K Heidelberg, 2000.
- [32] LAUER, M.: *Implementierung von Algorithmen zur Echtzeitpulsformanalyse von HPGe Detektorsignalen*. Diplomarbeit, MPI-K Heidelberg, 2001.
- [33] MIHAILESCU, L.: *Principles and Methods for γ -Ray Tracking with Large Volume Germanium Detectors*. Doktorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [34] HOPPE, A.: *Periodensystem.info*. <http://www.periodensystem.info/>, 2001.
- [35] HEUSSER, G.: *Cosmic ray-induced background in Ge-spectrometry*. Nucl. Instr. Meth. B, **83** (1993) 223.
- [36] SCHNEIDER, R. und G. MONTERMANN: *MPR-16*. mesytec GbR, Wernher-von-Braun Str. 1, D-85640 Putzbrunn, 2001. <http://www.mesytec.com>.
- [37] SCHNEIDER, R. und G. MONTERMANN: *STM-16*. mesytec GbR, Wernher-von-Braun Str. 1, D-85640 Putzbrunn, 2001. <http://www.mesytec.com>.
- [38] X-RAY INSTRUMENTATION ASSOCIATES: *Product Description, The Digital Gamma Finder, DGF-4C*, 1999. http://www.xia.com/Datasheets/DGF4C_990413.pdf.
- [39] X-RAY INSTRUMENTATION ASSOCIATES: *DGF-4C Manuals, Technical Notes, DSP- and FiPPI-Codes*. <http://www.xia.com/downloads.html>.
- [40] KÖCK, F.: *Datenerfassung für kernphysikalische Experimente in einer heterogenen Rechnerumgebung*. Doktorarbeit, MPI-K Heidelberg, 1994.
- [41] GARCIA-TORAÑO, E und M.L. ACEÑA: *NOLIN: Nonlinear Analysis of Complex Alpha Spectra*. Nucl. Instr. Meth., **185** (1981) 261.
- [42] ACEÑA, M.L. und E. GARCIA-TROAÑO: *A method to fit alpha spectra*. Nucl. Instr. Meth., **223** (1984) 346.
- [43] WÄTZIG, W. und W. WESTMEIER: *ALFUN - A Program for the Evaluation of Complex Alpha-Spectra*. Nucl. Instr. Meth., **153** (1978) 517.

- [44] BABA, H.: *A computer program for α spectrum analysis*. Nucl. Instr. Meth., **148** (1978) 173.
- [45] DEBERTIN, K. und R.G. HELMER: *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland, 1. Auflage, 1988.
- [46] GIANI, S. und THE RD44 COLLABORATION: *GEANT4: An Object-Oriented Toolkit for Simulation in HEP*. CERN/LHCC 98-44.
- [47] AMAKO, K. und THE GEANT4 COLLABORATION: *Present Status of Geant4*. Nucl. Instr. Meth. A, **453** (200) 455–460.
- [48] BRONSTEIN, I.N., K.A. SEMEDJAJEW, G. MUSIOL und H. MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 3. Auflage, 1997.
- [49] LANDAU, L.D. und E.M. LIFSCHITZ: *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 2, Klassische Feldtheorie*. Akademie Verlag, 12. Auflage, 1992.