

---

# Messung des prompten $\gamma$ -Strahlungsspektrums aus der Spontanspaltung von $^{242}\text{Pu}$

---

MASTERARBEIT

zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades

Master of Science (M.Sc.)

vorgelegt der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Dresden

von

**Sebastian Urlauß**

geboren am 05.01.1991 in Annaberg-Buchholz

Eingereicht am 03.03.2017

Die Masterarbeit wurde im Zeitraum von 02.09.2016 bis 03.03.2017 am Institut für  
Strahlenphysik, Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf angefertigt.

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber
2. Gutachter: PD Daniel Bemmerer

---

## Kurzdarstellung

Das prompte  $\gamma$ -Strahlungsspektrum der Spaltfragmente spielt eine wichtige Rolle sowohl für die Dynamik der Kernspaltung, als auch in der Kernreakorttechnologie durch den Wärmeeintrag von Gammastrahlen im Reaktorkern. In dieser Arbeit wurde das prompte Gammaskpektrum aus der Spontanspaltung von  $^{242}\text{Pu}$  gemessen. Das Spektrum der prompten Spaltgammastrahlung (im Folgenden PFGS) wurde durch  $\text{LaBr}_3$ -Szintillatoren und HPGe-Detektoren mit hoher Zeit und Energieauflösung in Koinzidenz mit den Spontanspalttereignissen in einem Flugzeitexperiment nachgewiesen. Verwendet wurde dazu die am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf entwickelte  $^{242}\text{Pu}$ -Spaltionisationskammer.

Die ermittelten Ergebnisse haben eine sehr viel geringere statistische Unsicherheit als vorherige Messungen. Das mit den HPGe-Detektoren gemessene prompte Gammastrahlungsspektrum zeigt Linienstrukturen, die Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden  $\gamma$ -Übergänge in den Spaltfragmenten zulassen. Mit den gewonnenen Daten können statistische Modellrechnungen des PFGS, wie z.B. im GEF-Modell überprüft und verbessert werden.

## Abstract

Abstract The prompt gamma-ray spectrum of fission fragments (in the following PFGS) is important role for the dynamics of the fission process, as well as for nuclear engineering through gamma-ray heating in nuclear reactors. In this thesis the prompt gamma-ray spectrum from the spontaneous fission of  $^{242}\text{Pu}$  was measured. The gamma-quanta were detected with high time- and energy-resolution using  $\text{LaBr}_3$  scintillators and High Purity Germanium detectors in coincidence with spontaneous fission events of  $^{242}\text{Pu}$  fission chamber. This chamber was recently developed at the Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. The acquired results show a much reduced statistical uncertainty in comparison with previous measurements. The PFGS measured with the HPGe detectors shows structures that allow conclusions about the nature of the gamma-ray transitions in the fission fragments. The measured data can be used to test and improve statistical model calculations of the PFGS, e.g. in the GEF-model.





# Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	v
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Messaufbau</b>	<b>9</b>
2.1 $^{242}\text{Pu}$ -Spaltionsationskammer . . . . .	9
2.2 $\gamma$ -Strahlungsdetektoren . . . . .	13
2.3 Gesamter Versuchsaufbau . . . . .	19
2.4 Datenaufnahme . . . . .	22
<b>3 Experimentelle Durchführung</b>	<b>27</b>
3.1 Datenanalyse . . . . .	27
3.2 Effizienz- und Kalibrierungsmessung . . . . .	55
<b>4 Detektorantwort</b>	<b>63</b>
4.1 Simulation . . . . .	63
4.2 Spektrumstripping . . . . .	73
<b>5 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>81</b>
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
<b>A Anhang</b>	<b>91</b>
A.1 Hochspannungsversorgung . . . . .	91
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>93</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>99</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>101</b>
<b>Liste der verwendeten Akronyme</b>	<b>103</b>



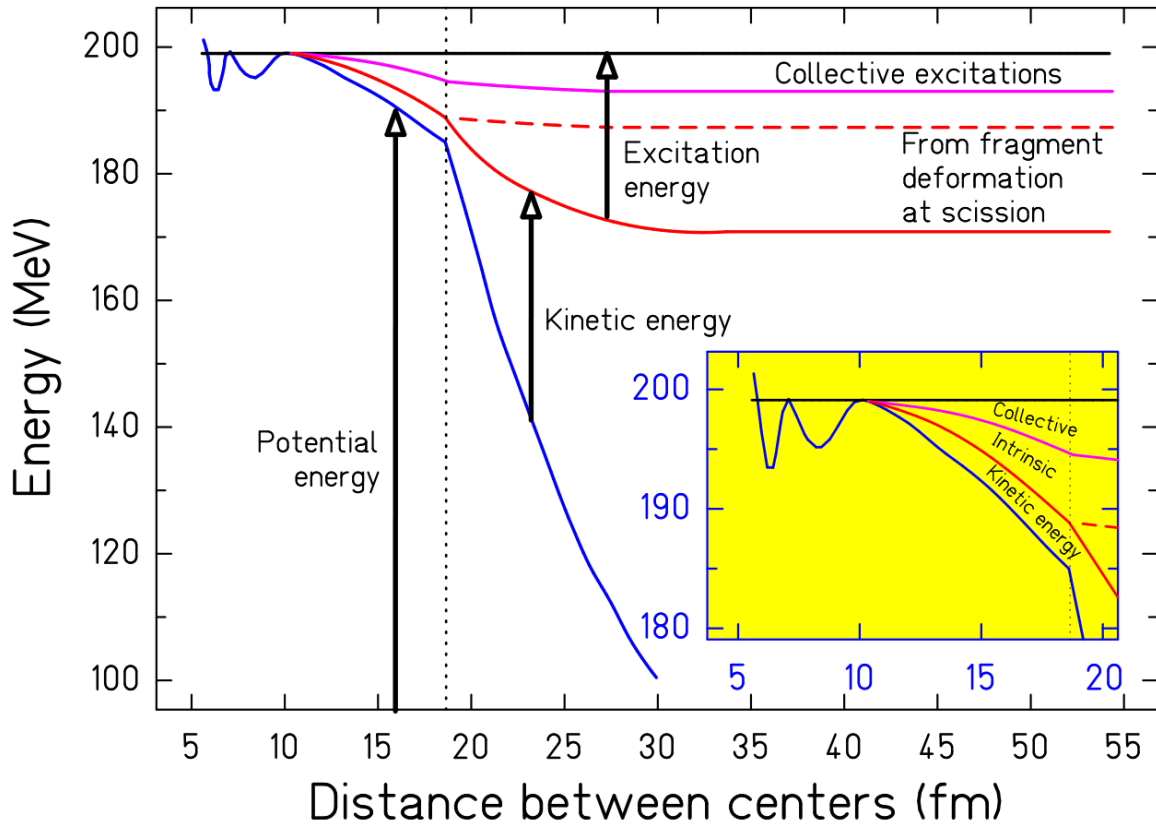
# 1 Einleitung

**Das prompte Gamma-Spektrum in der Kernspaltung** Die Kernspaltung bleibt auch beinahe 80 Jahre nach ihrer Entdeckung durch Otto Hahn eine der komplexesten Kernreaktionen, für die es bis heute keine vollständige mikroskopische Beschreibung ihres Reaktionsmechanismus gibt. Schwere Atomkerne mit Ordnungszahlen von ungefähr 90 können bereits ab einer im Vergleich zu ihrer Bindungsenergie sehr geringen Anregungsenergie von ca. 5 bis 6 MeV spalten, wobei in den meisten Fällen zwei verschieden schwere Spaltfragmente gebildet werden.

Der verfügbare Phasenraum des sich deformierenden spaltenden Kerns bis hin zu zwei auseinander reißenden Spaltfragmenten am Zerreißpunkt ist die Grundlage für die Dynamik der Spaltung. Eine weiterführende Darstellung über das prompte  $\gamma$ -Strahlungsspektrum der primären Spaltfragmente befindet sich zum Beispiel in dem Lehrbuch von R.Vandenbosch und J.R.Huizenga [[Vandenbosch und Huizenga, 1973](#), Kap.XIII]. Der Grundzustand des Systems kann dabei durch eine Potentialenergielandschaft dargestellt werden, die von mehreren Parametern, z.B. der Deformation in Spaltrichtung und der Massenasymmetrie abhängt. Die Dynamik der Spaltung manifestiert sich in komplizierten Verteilungen von Spaltfragmenten. Die Spaltfragmente zeigen eine Verteilung in der Massenzahl, der Anregungsenergie und der kinetischen Energie. Eine moderne Beschreibung der Observablen der Kernspaltung ist mit dem GEF-Modell realisiert worden [[Schmidt et al., 2014](#)].

Hier soll nur kurz auf die dynamischen Aspekte der Kernspaltung auf Basis des GEF-Modells eingegangen werden, die letztendlich zu den angeregten Spaltfragmenten führen, die Neutronen und auch die in dieser Arbeit untersuchten prompten Gammaquanten emittieren. Die gesamte Energiefreisetzung in der Kernspaltung ist in Abbildung 1.0.1 exemplarisch dargestellt am Beispiel von  $^{236}\text{U}$ . Die Spaltung bei niedrigen Anregungsenergien und die Spontanspaltung verlaufen sehr ähnlich. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass in der Spontanspaltung die Spaltbarriere durchtunnelt wird und somit keine anfängliche Anregungsenergie über dem Grundzustand vorliegt.

Ein Teil der Energiefreisetzung durch die abfallende potentielle Energie des spaltenden Kerns wird schon vor dem Zerreißpunkt in intrinsische und kollektive Anregungen der



**Abbildung 1.0.1:** Schematische Darstellung der verschiedenen Energien, die im Spaltprozess auftreten. Das Beispiel (entnommen aus [Schmidt et al., 2014, Abbildung 12]) zeigt die Spaltung des Kerns  $^{236}\text{U}$  mit einer anfänglichen Anregungsenergie die der Höhe der Spaltbarriere entspricht. Die doppelhckrige Spaltbarriere liegt bei einem Abstand der Spaltfragment-Mittelpunkte von ca. 7 bis 10 fm. Die gestrichelte Linie zeigt den Zerreißpunkt an dem die beiden Spaltfragmente entstehen und durch die Coulomb-Abstoßung weiter beschleunigt werden. Im Ausschnitt sieht man, dass es auch schon auf dem Weg vom Sattel zum Zerreißpunkt eine kinetische Energie und Anregungsenergieverteilung in den entstehenden Spaltfragmenten gibt. Der Abstand der Spaltfragment-Mittelpunkte wächst mit der Zeit während des Spaltvorgangs.

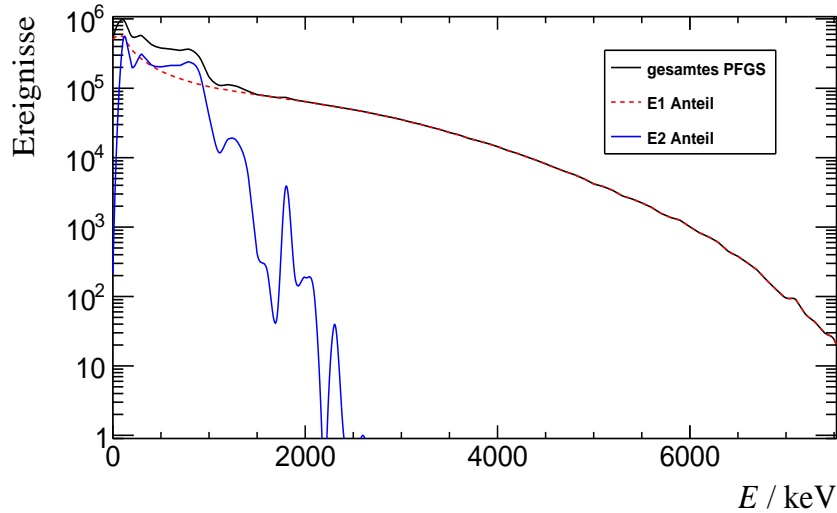
Spaltfragmente dissipiert. Der Rest geht noch vor dem Zerreißen in die kinetische Energie. Die Anregungsenergie der Spaltfragmente steigt sogar nach dem Zerreißen noch weiter an. Der Überschuss der Oberflächenenergie der stark deformierten Spaltfragmente im Vergleich zu ihrem weniger stark deformierten Grundzustand wird kurz nach dem Zerreißen verfügbar und kann in Anregungsenergie umgewandelt werden. Später werden kollektive Anregungen der Spaltfragmente noch in intrinsische Anregungen dissipiert. Der Zeitverlauf des Spaltprozesses vom Grundzustand bis zum Sattelpunkt dauert ca. 10 bis 15 s (für Spaltung mit thermischen Neutronen), vom Sattel zum Zerreißpunkt dauert nur noch es ca.  $10^{-21}$  bis  $10^{-20}$  s. Diese Zeiten sollten im Vergleich mit der Umlaufdauer eines Nukleons mit Fermi-Impuls im Kern von ca.  $10^{-21}$  s gesehen werden.

Die Spaltfragmente nach dem Zerreißpunkt sind relativ neutronenreiche Kerne, die eine Anregungsenergie oberhalb der Neutronenseparationsenergie haben. Daher können in einem Spaltprozess mehrere Neutronen emittiert werden, was letztlich die Kettenreaktion ermöglicht. Die Emission der Neutronen dauert typischerweise ca. 10 bis 16 s. Im Anschluss daran, wenn die Anregungsenergie unterhalb der Teilchenschwelle ist, werden prompte Gammaquanten emittiert was ca. 10 bis 11 s dauert. Die Lebensdauern gegen Betazerfall sind noch wesentlich größer in der Ordnung von Millisekunden oder noch länger. Daher kommt es auch zur Emission von beta-verzögerten Neutronen und Gammaquanten. Letztere führen dann praktisch zur Zerfallswärme in Kernkraftwerken, auch nachdem die Kernspaltung durch Kontrollmechanismen (Neutronenabsorption) gestoppt worden ist. Die Abregung der Spaltfragmente kann mit dem Statistischen Modell der Kernreaktionen beschrieben werden. Die Emissionswahrscheinlichkeit von Neutronen hängt von der Anregungsenergie und vom Drehimpuls ab, den das Neutron bekommt. Die Emission von Neutronen mit höherem Bahndrehimpuls wird durch die Drehimpulsbarriere unterdrückt. Daher kann man annehmen, dass die Emission von Neutronen, den Drehimpuls der Spaltfragmente nur wenig beeinflusst. Ebenso ändert die Emission von Gammaquanten in elektrischen Dipolübergängen (Multipolarität E1) den Drehimpuls im Mittel nicht [Huizenga und Vandenbosch, 1960].

Wenn die Yrast-Linie erreicht ist, d.h. sich die ganze Anregungsenergie des Spaltfragments in der kollektiven Rotation befindet, wird der verbleibende Drehimpuls durch eine Reihe von elektrischen Quadrupolübergängen (Multipolarität E2) weggetragen. Die Struktur des prompten  $\gamma$ -Strahlungsspektrums der Spaltung kann demzufolge auch dazu beitragen, die Drehimpulsverteilung der Spaltfragmente zu verstehen. Weitere Observablen hierbei sind die Multiplizitäten der prompten Gammaquanten und die relativen Ausbeuten von Spaltfragmenten in isomeren Zuständen.

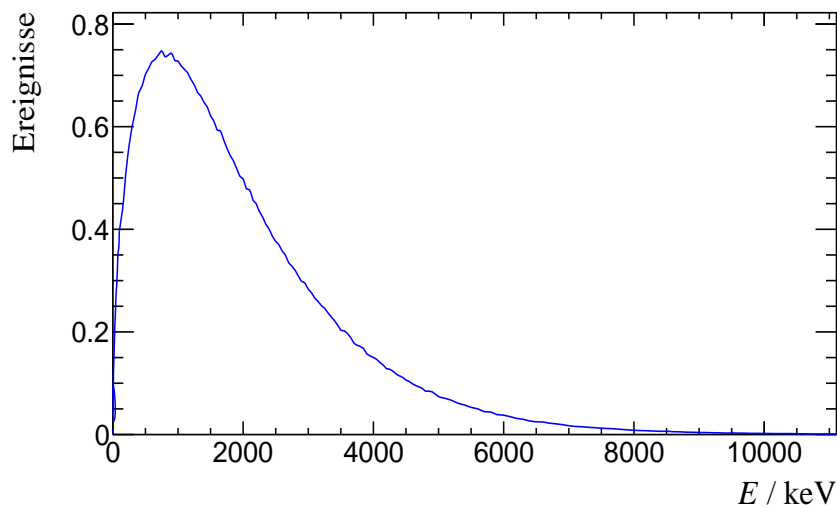
In Abbildung 1.0.2 ist ein GEF-Code generiertes promptes Spaltgammastrahlungsspek-

trum (aus dem englischen: Prompt Fission Gamma-Ray Spectrum, im Folgenden PFGS) für  $^{242}\text{Pu}$  mit den mit den verschiedenen Beiträgen der elektrischen Dipol- und Quadrupolübergänge gezeigt.



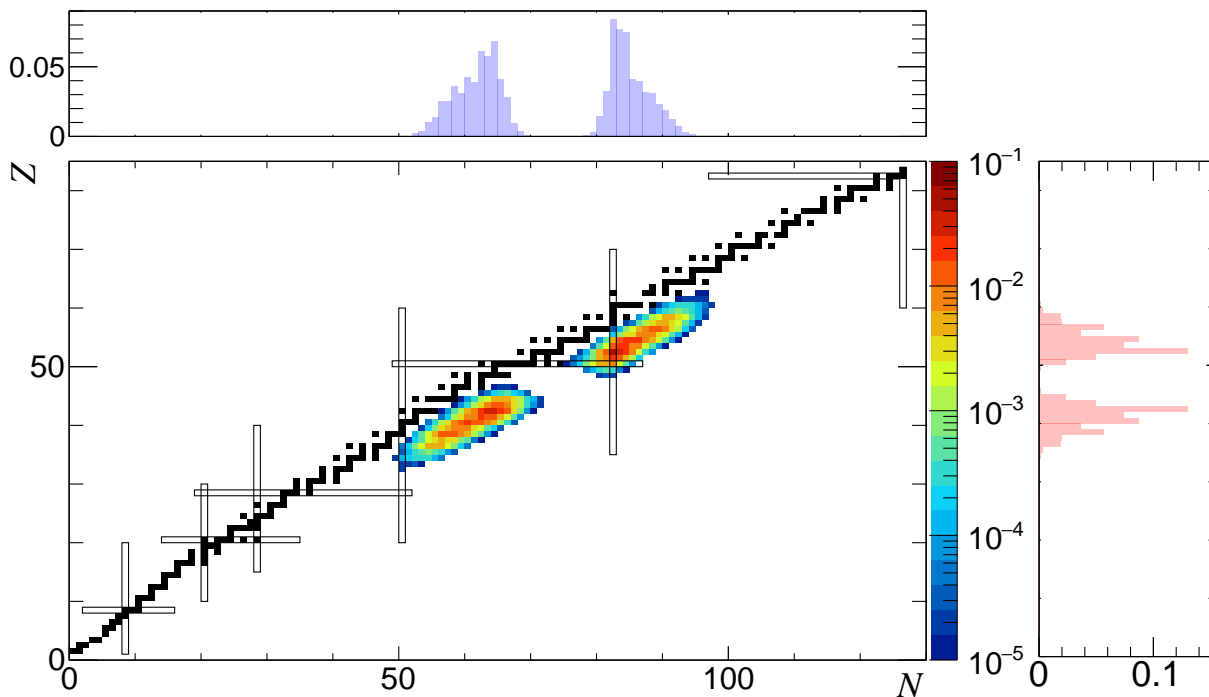
**Abbildung 1.0.2:** Ein mit dem GEF-Code generiertes PFGS für  $^{242}\text{Pu}$ .

In Abbildung 1.0.3 ist ein GEF-Code generiertes promptes Neutronenspektrum für  $^{242}\text{Pu}$  dargestellt.



**Abbildung 1.0.3:** Ein mit dem GEF-Code generiertes promptes Neutronenspektrum für  $^{242}\text{Pu}$ .

In Abbildung 1.0.4 ist als Beispiel die mit dem GEF-Code generierte Spaltfragmentverteilung der Massen und Ladungen, nach der Emission prompter Neutronen, von  $^{242}\text{Pu}$  dargestellt (entnommen aus [Kögler, 2016, Abb. A.A.3]).



**Abbildung 1.0.4:** Eine mit dem GEF-Code generierte Spaltfragmentverteilung für  $^{242}\text{Pu}$ . An der Ordinate ist die Ladungsverteilung und an der Abszisse ist die Massenverteilung der Spaltfragmente dargestellt.

### Wärmeeintrag durch Gammastrahlung in Kernreaktoren

Die Energiebilanz der Kernspaltung ist in Tabelle 1.0.1 dargestellt. Der Hauptteil der Energie wird als kinetische Energie der Spaltfragmente in der Regel innerhalb des Brennstoffes z.B.  $\text{UO}_2$  freigesetzt und erwärmt diesen. Die prompten Gammaquanten tragen ca. 10 % der gesamten Energiefreisetzung bei und werden aber nicht vollständig in den Brennelementen absorbiert, sondern können je nach Reaktortyp andere Teile des Reaktorkerns signifikant erwärmen.

Im Design zukünftiger Kernreaktoren, z.B. für den Forschungsreaktor Jules Horowitz [Lüthi, 1999] und auch für zukünftige schnelle Reaktoren sind die aus der Kernspaltung stammenden Gammaquanten von technischer Bedeutung. Die lokalen Energieeinträge durch  $\gamma$ -Strahlen müssen ziemlich genau bekannt sein, um das Core-Design zukünftiger Reaktoren effizient zu bestimmen, bei Leistungsreaktoren muss der lokale Wärmeeintrag auf ca. 7.5 % genau bekannt sein, beim Jules Horowitz Reaktor auf 5 % [Blaise et al., 2014]. Um diese Genauigkeiten zu erreichen, müssen sowohl die Teilchentransportrechnungen sehr genau durchgeführt werden, es müssen aber ebenfalls die grundlegenden prompten und verzögerten  $\gamma$ -Strahlungsspektren aus der Kernspaltung sehr genau bekannt sein. Verschiedene Experimente zeigten Diskrepanzen mit den Simulationen, so dass in der High

	Energie / MeV	Reichweite
kinetische Energie der Spaltfragmente	168	< mm
<b>prompte <math>\gamma</math>-Emission</b>	<b>7</b>	<b>10 - 100 cm</b>
prompte Neutronenemission	5	10- 100 cm
Neutroneneinfang	7	10- 100 cm
Zerfall aus den Spaltfragmenten:		
$\beta$ -Zerfall	8	$\approx$ mm
$\nu$ -Zerfall	12	> m

**Tabelle 1.0.1:** Energiebilanz aus der Kernspaltung und Reichweiten der emittierten Teilchen.

Priority Request List der OECD Nuclear Energy Agency [WPEC, 2011], die prompten  $\gamma$ -Strahlungsspektren aus der neutroneninduzierten Spaltung von  $^{239}\text{Pu}$  und  $^{235}\text{U}$  aufgenommen wurden [Rimpault et al., 2012]. Für zukünftige Transmutationstechnologien und zur Verständnis des möglichen Abbrandgrades von Kernbrennstoffen kann es auch von Interesse sein andere minore Aktiniden, z.B. das langlebige  $^{242}\text{Pu}$  zu untersuchen, um das prompte Gammaspektrum genau zu messen [Blanchet et al., 2008].

### Bisherige Messungen

Die ersten Messungen um charakteristische Eigenschaften der PFGS zu studieren wurden in den siebziger Jahren von Verbinski mit  $^{252}\text{Cf}(\text{SF})$  durchgeführt [Verbinski et al., 1973]. Weitere PFGS-Messungen wurden aus den Reaktionen  $^{239}\text{Pu}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ ,  $^{241}\text{Pu}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ ,  $^{235}\text{Pu}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$  unter anderen von Stephan und Andreas Oberstedt durchgeführt [Oberstedt et al., 2015].

Des Weiteren ist das PFGS aus  $^{242}\text{Pu}(\text{SF})$  ebenfalls gemessen worden und wurde im Jahr 2016 veröffentlicht [Oberstedt et al., 2016]. Üblicherweise wurde für diese Experimente Lanthanhalogenid-Detektoren verwendet. Für die charakteristischen Eigenschaften der PFGS ist von Valentine erstmals ein Versuch unternommen worden empirische Zusammenhänge zwischen den PFGS Observablen unter anderem in Abhängigkeit der Massen- und Kernladungszahl und auch prompten Neutronenmultiplizitäten des entstehenden Compoundkernes zu finden [Valentine, 2001]. Für solche Parametrisierungen dient die PFGS-Messung ebenfalls als Motivation. In der ENDF [Chadwick et al., 2011] und EXFOR [Otuka et al., 2014] Datenbank sind noch keine PFGS-Daten von  $^{242}\text{Pu}$  vorhanden. Zum Vergleich wird hier die Messung des PFGS von  $^{241}\text{Pu}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$  [Oberstedt et al., 2014], dessen Reaktion den gleichen Compoundkern wie  $^{242}\text{Pu}(\text{SF})$  besitzt, verwendet.



## Modellierung

Die Abregung der hochangeregten, neutronereichen Spaltfragmente kann mithilfe des Sttistischen Modells beschrieben werden. das Spaltfragment wird dabei charakterisiert als Compoundkern mit der Kernladungszahl  $Z$ , Massenzahl  $A$  Anregungsenergie  $E^*$ , sowie Kernspin  $J$  und Parität. Mit dem Hauser-Feshbach Modell kann die Abregung durch verschiedene Zerfallskanäle, wie Neutronenemissionen und  $\gamma$ -Übergänge beschrieben werden. Dabei wird angenommen, dass die Teilchenemission erst nach dem Spaltprozess aus dem vollständig beschleunigten Spaltfragmenten stattfindet [Stetcu et al., 2014]. Die Zur Verfügungs stehende Energie aus der Kernspaltung (auch Q-Wert der Spaltreaktion genannt) verteilt sich auf die Totale Kinetische Energie (aus dem Englischen: Total Kinetic Energy, kurz:  $TKE$ ) und die Totale Anregungsenergie (aus dem Englischen: Total Excitation Energy, kurz:  $TXE$ ).

Die Verteilung der Spaltfragmente vor Neutronenemission  $Y(A, Z, TKE)$  kann z.B. mit Hilfe des GEF-Modells berechnet werden, oder aus gemessenen Daten rekonstruiert werden. Dazu müssen außerdem Annahmen gemacht über die Aufteilung der  $TXE$  auf beide Spaltfragmente gemacht werden.

Im GEF-Modell wird diese unter der Berücksichtigung des Energy sorting in der superfuiden Spaltdynamik [Schmidt und Jurado, 2010] bestimmt, wodurch das schwerere Spaltfragment in der Regel die gesamte Anregungsenergie aufnimmt. Das CGMF-Modell von [Stetcu et al., 2014] beschreibt wiederum die Anregungsenergieaufteilung auf der Basis von experimentellen Daten.

Nachdem die Anfangsbedingung bekannt sind kann die Abregung des Spaltfragmentes in eine stabile Konfiguration durch die Hauser-Feshbach Annäherung modelliert werden.

Die Wahrscheinlichkeit ein Neutron  $P_n$  mit einer Energie von  $E_n$  zu emittieren ist dabei folgendermaßen gegeben.

$$P_n(E_n)dE_n \propto T_n(E_n)\rho(Z, A - 1, E^* - E_n - S_n)dE_n. \quad (1.0.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit ein Photon  $P_\gamma$  mit einer Energie von  $E_\gamma$  zu emittieren ist gegeben durch

$$P_n(E_\gamma)dE_\gamma \propto T_\gamma(E_\gamma)\rho(Z, A, E^* - E_\gamma)dE_\gamma \quad (1.0.2)$$

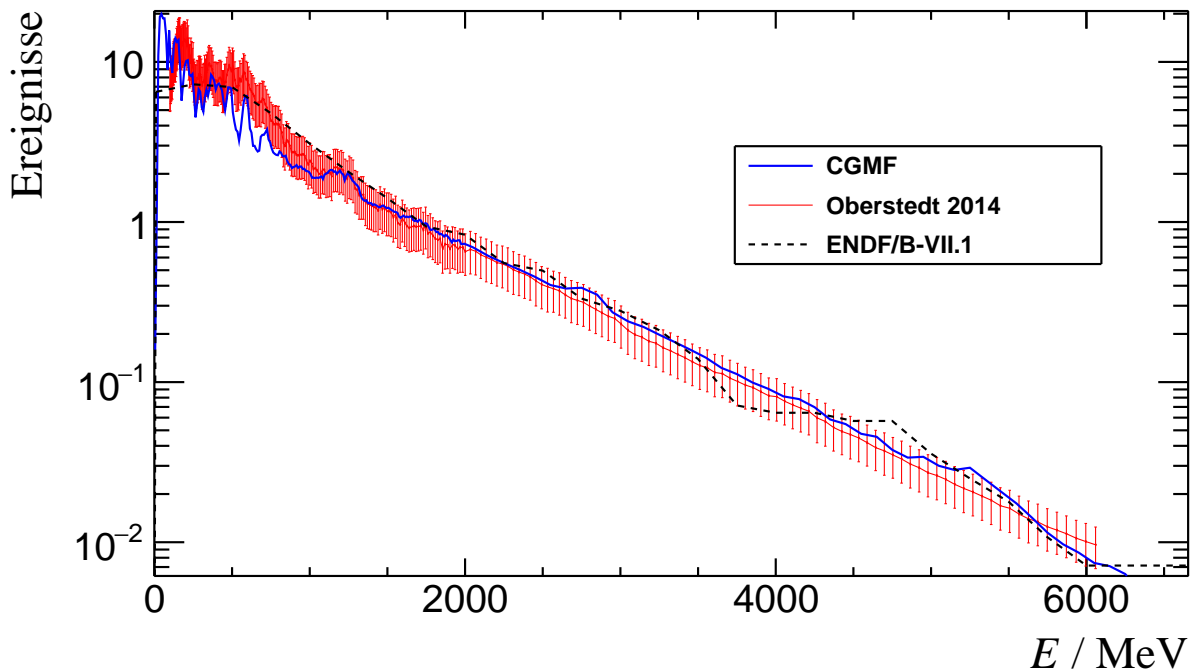
Hierbei ist  $E^*$  die Anregungsenergie des Spaltfragmentes vor der Teilchenemission,  $S_n$  ist die Neutronenseparationsenergie.  $T_\gamma$  und  $T_n$  sind Transmissionskoeffizienten für die Photonenemission bzw. Neutronenemission.  $T_n$  kann aus dem optischen Modell [Mayer-Kuckuk, 2002] bestimmt werden und  $T_\gamma$  erhält man über folgenden Zusammenhang mit

der  $\gamma$ -Stärkefunktion  $f_\gamma(E_\gamma)$ :

$$T_\gamma(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{2L+1} f_\gamma(E_\gamma) \quad (1.0.3)$$

Für die Multipolarität  $L$  des elektromagnetischen Überganges werden meist nur elektrische Dipol- und Quadrupolübergänge sowie magnetische Dipolübergänge betrachtet.

In Abbildung 1.0.5 ist das für  $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ , gemessene PFGS von [Oberstedt et al., 2014] dargestellt. Dazu befinden sich im Vergleich der PFGS-Daten der ENDF/B-VII.1 Evaluierung [Chadwick et al., 2011] von  $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ . Eine Modellrechnung für das PFGS für  $^{242}\text{Pu}(\text{SF})$  mit dem CGMF-Code wurde für diese Arbeit von Ionel Stetcu [Stetcu, 2017] zur Verfügung gestellt und ist ebenfalls in Abbildung 1.0.5 gezeigt.



**Abbildung 1.0.5:** Gemessenen PFGS von Oberstedt im Vergleich zu CGMF- und ENDF/B-VII.1 Daten.

## 2 Messaufbau

### 2.1 $^{242}\text{Pu}$ -Spaltionskammer

In dieser Arbeit wird die Plutonium Spaltionskammer (im weiteren als PuFC abgekürzt) zur Messung eines PFGS verwendet. Dazu wird kurz ein Überblick, über den Aufbau der PuFC und deren Eigenschaften, die für die PFGS-Messung relevant sind, gegeben. Die PuFC wurde ursprünglich zum Zweck der Bestimmung des neutroneninduzierten Spaltwirkungsquerschnitts an der Neutronenflugzeitanlage *nELBE* gebaut am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (im weiteren HZDR), welches Gegenstand der Doktorarbeit von Toni Kögler war. Ausführliche Informationen über die Entwicklung der PuFC können aus seiner Dissertation [[Kögler, 2016](#)] entnommen werden. Die Messung des PFGS wurde ebenfalls im Experimentierraum bei *nELBE* durchgeführt.

Obwohl *nELBE* zur Untersuchung neutroneninduzierter Reaktionen geplant und erbaut wurde, werden ihre Neutronen für diese Messung nicht benötigt, da das PFGS aus der Spontanspaltung von  $^{242}\text{Pu}$  bestimmt wird. Die vorhandene Infrastruktur aus Genehmigung zum Umgang mit dem Plutonium und die bereits vorhandene Datenaufnahmeelektronik legten jedoch nahe, die hier beschriebenen Experimente in der Neutronenflugzeithalle durchzuführen.

#### Aufbau der PuFC

Die Plutonium-Spaltionskammer ist ein mit P10-Gas (90 % Argon + 10 % Methan) gefüllter zylinderförmiger Detektor, welcher acht planparallele Elektrodenpaare enthält. Die Anoden bestehen aus Tantal mit einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$ . Die Kathoden sind 400  $\mu\text{m}$  dicke, titanbeschichtete Siliziumwafer die mit dem Spaltmaterial  $^{242}\text{Pu}$  beschichtet sind. Alle Elektroden besitzen einen Durchmesser von je 98 mm. Das auf den Kathoden abgeschiedene  $^{242}\text{Pu}$  hat einen geringeren Durchmesser von 74 mm Die Herstellung der acht Plutoniumdeposits wurde von Dr. Klaus Eberhardt und Dr. Alessio Vascon von der Johannes Gutenberg-Universität Mainz im Rahmen des TRAKULA-Verbundprojektes durch einen elektrochemischen Abscheidungsprozess durchgeführt. Detaillierte Informationen zur Herstellung der  $^{242}\text{Pu}$  Deposits können aus [[Vascon et al., 2015](#)] entnommen werden.

In Tabelle 2.1.1 ist die Massenbelegung und Isotopenzusammensetzung der Plutoniumdeposits zusammengefasst.

**Tabelle 2.1.1:** Nachweis von Spaltfragmenten in der Ionisationskammer. Links dargestellt ist der Isotopenvektor des  $^{242}\text{Pu}$ -Spaltmaterials, der im Jahr 2014 über eine ICP-Massenspektroskopie bestimmt wurde. Rechts befindet sich die Massenbelegung der einzelnen Deposits, welche aus der SF-Rate vom  $^{242}\text{Pu}$  ermittelt werden konnten (siehe [Kögler, 2016, S. 94 ff.]).

(a) Isotopenvektor		(b) Massenbelegung	
Isotop	Häufigkeit	Plutoniumdeposit	Masse mg
$^{238}\text{Pu}$	0,002 %	1	5,42(9)
$^{239}\text{Pu}$	0,005 %	2	4,89(8)
$^{240}\text{Pu}$	0,022 %	3	4,37(7)
$^{241}\text{Pu}$	0,002 %	4	4,22(7)
$^{242}\text{Pu}$	99,967 %	5	4,44(7)
$^{244}\text{Pu}$	0,002 %	6	4,43(7)
		7	4,13(7)
		8	5,33(9)
		<b>Summe :</b>	<b>37,24(22)</b>

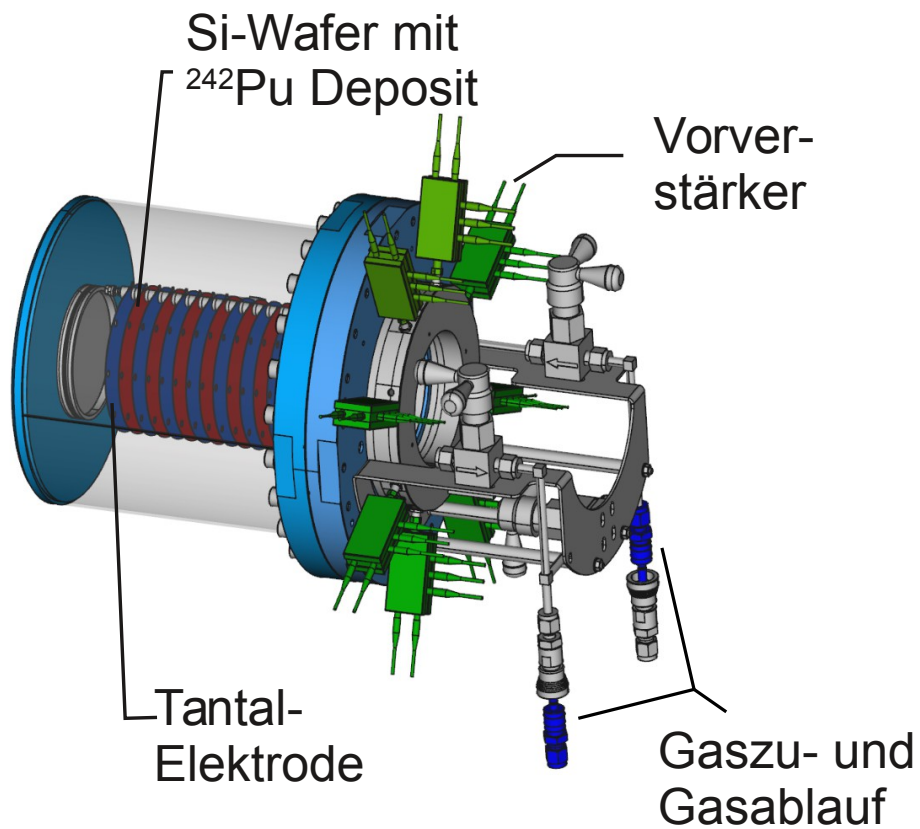
Die Reinheit des Isotopes  $^{242}\text{Pu}$  beträgt dabei nahezu 100 %. Die Massen der abgeschiedenen Deposits sind etwa gleich verteilt.

Die in das Gas eindringenden Spaltfragmente erzeugen entlang ihrer Trajektorie Ladungsträger, welche beim Anlegen eines elektrischen Feldes zu den Elektroden driften. Die dabei erzeugten Elektronen driften mit einer etwa 1000 mal höheren Geschwindigkeit zur Anode, als die positiv geladenen Ladungsträger zur Kathode. Die Zeitkonstante der Ladungsempfindlichen Vorverstärker ist so angepasst, dass nur das von den Elektronen induzierte Signal auf der Anode erfasst wird. Die dabei induzierte Ladung ist Abhängig von der Länge der Trajektorie der Spaltfragmente im sensitiven Gasvolumen. Da diese Länge vom Winkel abhängig ist, unter dem die Teilchen aus dem Deposit in dieses Volumen eintreten, ist die Ladungs- und Massenverteilung der Spaltfragmente im Gegensatz zu einer Frisch-Gitter-Kammer in einer einfachen Spaltionisationskammer nicht möglich. Die Signale der acht Elektrodenpaare der PuFC werden zur Reduzierung von Impulsüberlagerungen (auch Pile-Up genannt) und Rauschsignalen separat ausgelesen um anschließend mit dem am HZDR entwickelten ns-Vorverstärkern verstärkt. [Heidel, 2014, S. 616 f.]. Diese zeichnen sich durch ihre extrem kurze Signallänge von ca. 400 ns aus und tragen zur weiteren Reduzierung des Pile-Ups bei. Der Plattenabstand der Elektroden ist so gewählt worden, dass ein guter Kompromiss zwischen einer guten Zeitauflösung infolge der Driftzeit der freien

Ladungsträger und der Trennbarkeit von Spaltfragmenten und  $\alpha$ -Aktivität gefunden ist. Dieser Abstand beträgt 10 mm. Die damit erreichte Zeitauflösung der Spaltkammer beträgt etwa 2 ns. Die PuFC besitzt eine intrinsische Nachweiseffizienz der Spaltfragmente von nahezu 100 %.

Für das Design der PuFC wurden sicherheitstechnische Aspekte für den Strahlenschutz berücksichtigt. Daher besteht ihr zylinderförmiger Mantel aus einem massiven 3 mm dickem Gehäuse um zu gewährleisten, dass die PuFC einen Sturz aus 3 m Höhe standhält, da an *nELBE* Experimente mit Neutronenstrahl in dieser Höhe stattfinden. Allerdings wirkt sich diese starke Wandstärke negativ auf die Messung des PFGS aus. Falls sich die  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren zur Mantelfläche oder zu den noch massiveren Flansch, Deckel oder Boden der Spaltkammer hin ausgerichtet, befinden. Die Wahrscheinlichkeit ist damit erhöht, dass niederenergetische Photonen absorbiert werden. Die Grundflächen der zylinderförmigen PuFC besitzen allerdings jeweils ein dünnes Edelstahlfenster. Damit sollte bei dem Experiment mit einem eingesetzten Neutronenstrahl Streueffekte mit dem Spaltkammermaterial vermieden werden um eine ungehinderte Durchdringung der Neutronen zu den Deposits ermöglichen. Um das eine Edelstahlfenster befindet sich ein Flansch auf dem die Vorverstärker montiert sind. Um den Ringförmigen Flansch ist die Gasversorgung befestigt.

Die Gasversorgung der Spaltkammer gewährleistet einen kontinuierlichen Gasaustausch. Damit soll das Eindringen elektronegativer Gase, wie z.B. Sauerstoff, unterbunden werden. Diese haben, neben der Oxidation des Spaltmaterials, die Eigenschaft die aus der Ionisation entstehenden freien Elektronen zu binden, die somit als freie Ladungsträger nicht mehr zur Verfügung stehen. Die Folge davon wäre eine geringere Signalamplitude und eine schlechtere Auflösung. In Abbildung 2.1.1 ist der Aufbau der PuFC schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.1.1:** Modell der PuFC. Das transparent dargestellte Gehäuse soll einen Einblick auf die inneren Bestandteile der PuFC ermöglichen. Die Siliziumwafer mit den Pu-Deposits sind rot dargestellt. Die Vorverstärker sind, hier als grüne Quader abgebildet, ringförmig um das Edelstahlfenster der PuFC angeordnet.

## 2.2 $\gamma$ -Strahlungsdetektoren

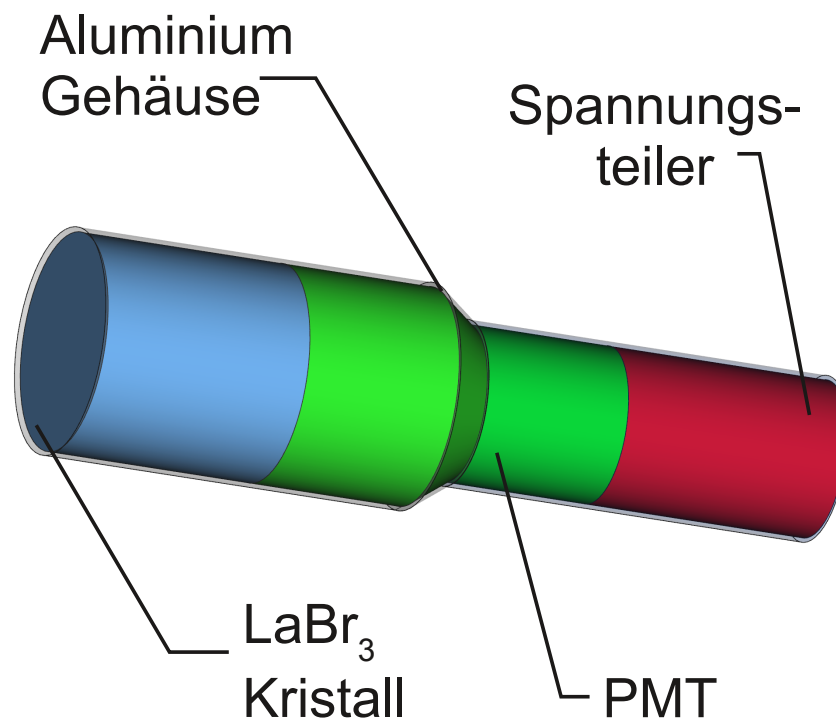
Zur Messung der prompten Photonen werden zum einen drei  $\text{LaBr}_3$ -Szintillationsdetektoren und zum anderen zwei HPGe-Halbleiterdetektoren verwendet. Beide Detektoren werden im Folgenden als  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren bezeichnet.

### $\text{LaBr}_3$

Bei den verwendeten Szintillationsdetektoren vom Typ BrillanCe380 von Saint-Gobain [Saint-Gobain, 2009] handelt es sich um anorganische Szintillatoren bestehend aus Ce-dotierten (5%)  $\text{LaBr}_3$ -Kristallen. Das im Detektor enthaltene Element Lanthan besteht hauptsächlich mit 99,91% aus dem stabilen Isotop  $^{138}\text{La}$  und zu einem geringen Anteil von 0,09% aus dem primordialen, langlebigen radioaktiven  $^{139}\text{La}$ .

Die  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren besitzen eine zylinderförmige Geometrie mit einem Radius und Durchmesser von je 76 mm. Das aus dem Detektor austretende Szintillationslicht wird mit dem Sekundärelektronenvervielfacher (Hamamatsu R11973), im folgenden PMT genannt, in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt. An dem PMT ist noch ein Spannungsteiler angeschlossen, der die Verteilung der angelegten Hochspannung auf die einzelnen, im PMT enthaltenen, Dynoden realisiert. Die Amplituden ausgegebenen Signale sind dabei so groß, dass diese nicht mehr für die folgende Datenaufnahme verstärkt werden müssen. Die Anstiegszeiten der Signale sind im wesentlichen konstant. Die Eigenschaften der Anstiegszeiten und Zeitauflösungen ist für die Zeiterfassung der Signale sehr wichtig und wird im nächsten Kapitel diskutiert. In Abbildung 2.2.1 ist schematisch der Aufbau eines  $\text{LaBr}_3$  Detektors mit seinen Komponenten dargestellt. Für die Messung werden insgesamt drei dieser BrillanCe380 Szintillationsdetektoren verwendet. Die eingestellte Hochspannung der Photomultiplier beträgt etwa 1 kV.

Nach dem Datenblatt von BrillanCe380 [Saint-Gobain, 2009] können mit diesen Detektoren eine Zeitauflösung von 350 ps und eine relative Energieauflösung von 3% (FWHM) bei 1.332 keV erzielt werden. Allerdings wurden für die hier eingesetzten  $\text{LaBr}_3$  Detektoren, eine etwa um ein Drittel schlechtere, Energieauflösung von etwa 4% (FWHM) bei 1.332 keV, aus einer Messung mit Prüfstrahlern, ermittelt (siehe Abschnitt 3.2).



**Abbildung 2.2.1:** Schematischer Aufbau des LaBr<sub>3</sub> Detektors. Das Aluminium Gehäuse ist transparent dargestellt um einen Blick auf den hellblau dargestellten LaBr<sub>3</sub> Kristall zu ermöglichen. Der nach dem Kristall anschließende PMT ist grün dargestellt. Am Ende befindet sich, in rot abgebildet, der Spannungsteiler.



## HPGe

Bei den eingesetzten HPGe-Detektoren handelt es sich um die **MINIBALL!**-Clusterdetektoren. MINIBALL ein Projekt bestehend aus einem  $4\pi$ -Detektorarray, welches unter anderem an ISOLDE am CERN zu Messungen mit radioaktiven Ionenstrahl wurden [Weißhaar, 2003].

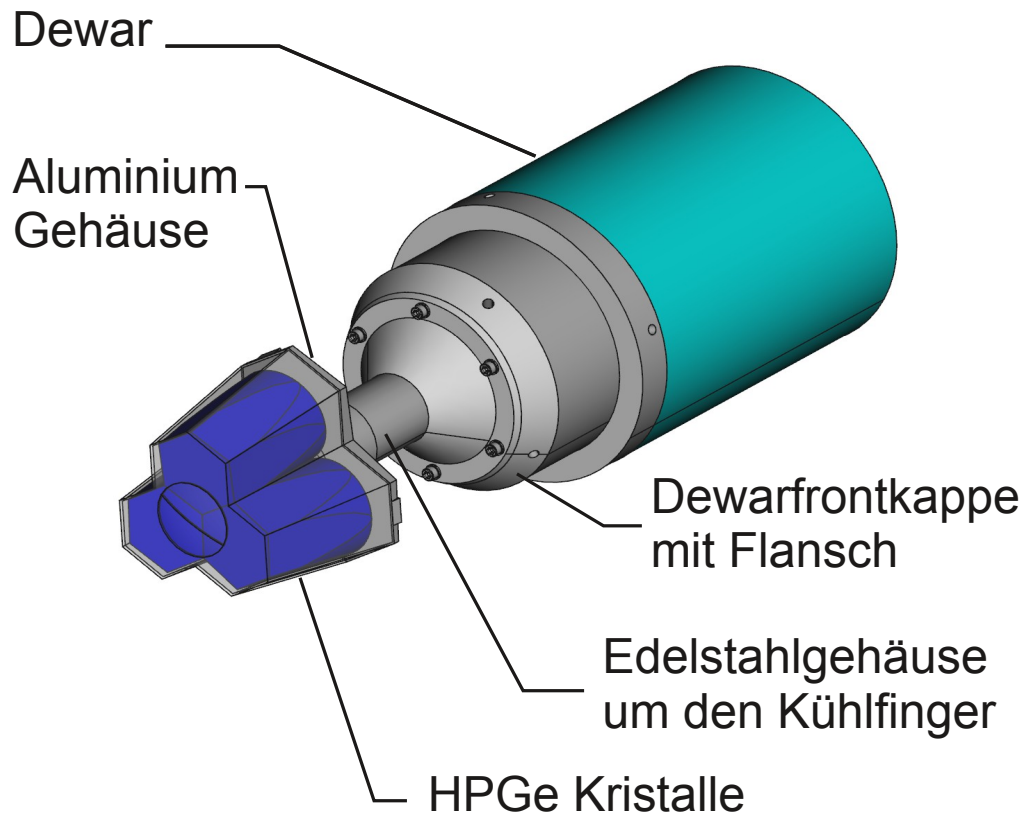
In dem hier beschriebenen Experiment, zur Bestimmung des PFGS von  $^{242}\text{Pu}$ , werden zwei baugleiche Clusterdetektoren, bestehend aus je drei HPGe-Kapseln, verwendet. Innerhalb der Kapseln befinden sich die HPGe-Kristalle.

Der schematische Aufbau eines Clusterdetektors ist in Abbildung 2.2.2 dargestellt. Um thermisches Rauschen zu vermeiden werden die Kristalle über einen Kühlfinger gekühlt. Bei dem Kühlmaterial handelt es sich um flüssigen Stickstoff, welcher in einem Dewar gelagert ist. Zwischen dem Dewar und den Kapseln befindet sich die Frontkappe mit dem Flansch sowie das Edelstahlgehäuse um den Kühlfinger. Unter der Frontkappe des Dewars sind drei Vorverstärker für die drei HPGe Kristalle, dessen Signale separat verstärkt und ausgelesen werden, angebracht. Insgesamt werden damit sechs einzelne HPGe-Detektoren im Versuchsaufbau verwendet. Die eingestellten Hochspannungen betragen dabei 3,5 bis 5 kV. Jeder HPGe Detektor besitzt eine relative Nachweiseffizienz von etwa 60% (relativ zu einem 3x3 inch NaI-Szintillationsdetektor).<sup>1</sup>

Die Amplituden und Anstiegszeiten der Signale variieren sehr stark. Ursache dafür sind die unterschiedlichen Ladungssammelzeiten der Elektron-Lochpaare in den verschiedenen Bereichen des Detektors. Damit nimmt mit der Größe der HPGe-Kristalle die Zeitauflösung ab. Die mit diesen Detektoren erzielte Zeitauflösung beträgt etwa 10 ns(FWHM). Der Vorteil der HPGe-Detektoren besteht darin, dass eine sehr gute Energieauflösung im Vergleich zu den  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren erreicht wird. Die relative Energieauflösung beträgt dabei etwa 0,3% (siehe Abschnitt 3.2) bei 1.332 keV (FWHM). Damit sollen mögliche Strukturen im PFGS aufgelöst werden, die mit dem  $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Spektrum nicht sichtbar sind.

---

<sup>1</sup>Die  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren besitzen dazu im Vergleich eine relative Nachweiseffizienz von etwa 140%

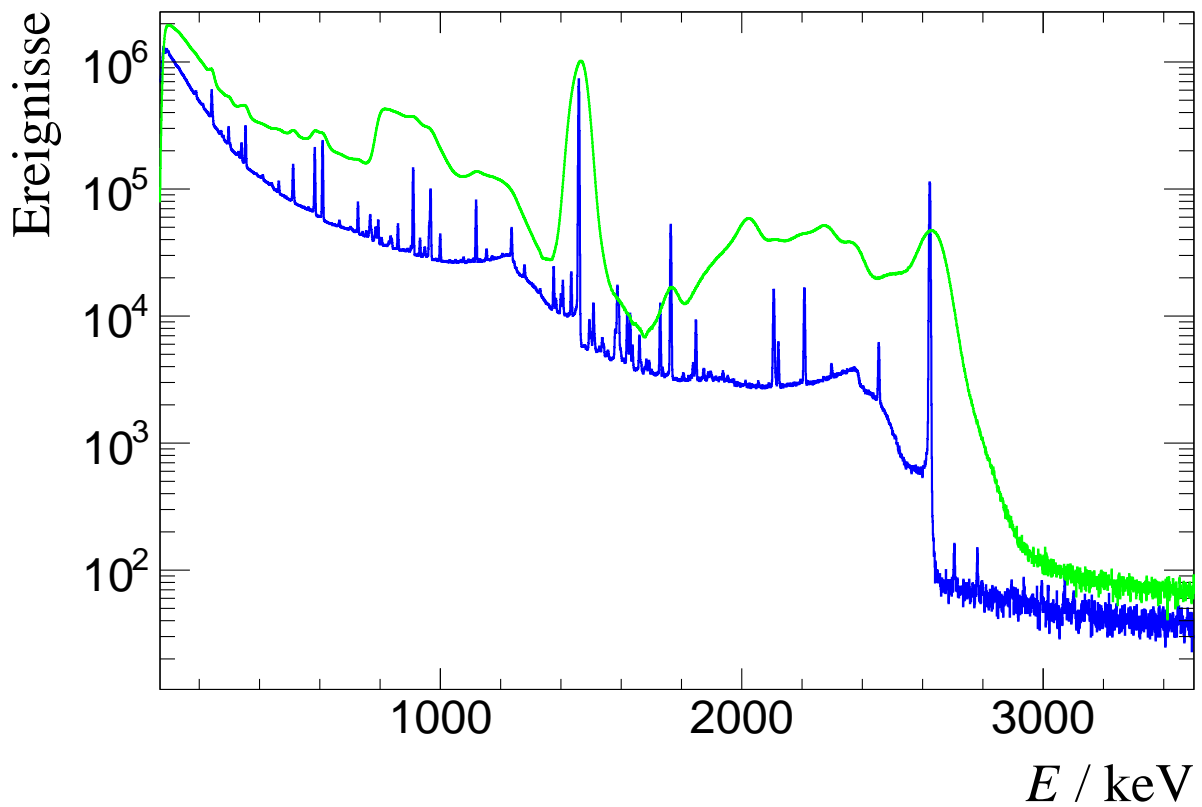


**Abbildung 2.2.2:** Schematischer Aufbau des MINIBALL-Clusterdetektors. Das Aluminiumgehäuse ist über den Kapseln transparent dargestellt um einen Blick auf die dargestellten HPGe-Kapseln (in Blau) zu ermöglichen. Das Edelstahlgehäuse um den Kühlfinger und die Frontkappe des Dewars sind grau abgebildet. Der am Ende befindliche Dewar ist Cyan dargestellt.

## Energiespektrum

In Abbildung 2.2.3 sind bereits energiekalibrierte Untergrundspektren, von je einem HPGe-Detektor und einem LaBr<sub>3</sub>-Detektor dargestellt. Der Unterschied zwischen der besseren Energieauflösung des HPGe-Detektors zum LaBr<sub>3</sub>-Detektor ist dabei deutlich erkennbar. Des Weiteren sind bei beiden Detektoren Untergrundlinien, die mit Comptonkontinuum aus dem Beitrag verschiedener anderer  $\gamma$ -Übergänge überlagert sind, sichtbar. Bei dem HPGe-Detektor sind dabei viel mehr  $\gamma$ -Übergänge aufgelöst. Beispielsweise sind die Linien von <sup>214</sup>Pb bei 300 keV, <sup>214</sup>Bi bei 350 keV und <sup>208</sup>Tl bei 2.614 keV aus der Thoriumzerfallsreihe deutlich erkennbar. Der stärkste Beitrag im Spektrum liefert die Linie bei 1.461 keV aus der Abregung von <sup>40</sup>Ar, welches aus dem Elektroneneinfang der Isotopes <sup>40</sup>K entsteht, und in dem Versuchsaufbau in den nahe befindlichen Betonwänden enthalten ist.

Bei dem Spektrum des LaBr<sub>3</sub>-Detektors gibt es außerdem noch Beiträge aus der intrinsischen Radioaktivität des <sup>138</sup>La Isotops bei 1.436 keV. Im Energiespektrum ist diese Linie jedoch nicht erkennbar, da sie mit der <sup>40</sup>K und Summenkoinzidenzen von 1.436 keV mit Röntgenlinien überlagert ist und aufgrund der schlechten Energieauflösung von einander nicht getrennt werden kann. Die asymmetrische Peakform deutet darauf hin, dass mehrere Linien miteinander überlagert sind. Des Weiteren sind im LaBr<sub>3</sub>-Spektrum kontinuierliche Verläufe erkennbar. Diese stammen, beispielsweise bei Energien von etwa 700 bis 1.000 keV aus  $\beta$ -Zerfällen des natürlich vorkommenden Lanthan Isotops <sup>138</sup>La [Camp et al., 2016]. Die Strukturen bei Energien oberhalb von 2.000 keV resultieren aus  $\alpha$ -Zerfälle, des Isotops <sup>227</sup>Ac, welches als Verunreinigung enthaltenen ist und sich durch seine chemische Ähnlichkeit zu Lanthan bei der Herstellung der Detektoren schwer heraus trennen lässt [Milbrath et al., 2005].



**Abbildung 2.2.3:** Ausschnitt der Untergrundspektren für die  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren. Das Spektrum des HPGe-Detektors #1 ist blau dargestellt. Im Vergleich dazu ist in Grün das Spektrum des LaBr<sub>3</sub>-Detektors #1 abgebildet. Die Messdauer betrug hierbei etwa zwei Wochen.

## 2.3 Gesamter Versuchsaufbau

### Aufbau

Der in Abbildung 2.3.1 schematisch dargestellte Versuchsaufbau enthält alle  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren und die PuFC. Zur besseren Veranschaulichung des Experimentaufbaus ist in Abbildung 2.3.2 ein Foto von selbigem abgebildet.

Die drei LaBr<sub>3</sub>-Detektoren sind in rotationssymmetrischer Geometrie um die Mantelfläche der PuFC angeordnet. Die beiden Detektoren #1 und #2 stehen sich gegenüber. Der Detektor #3 ist von oben angebracht. Die Detektoren befinden sich mittig bezüglich der PuFC-Deposits und besitzen jeweils den gleichen Abstand von 30 cm zum Mittelpunkt des Deposits. Das bedeutet, dass die minimale Flugstrecke der Photonen vom äußersten Rand des PuFC-Deposits etwa 26 cm beträgt.

Die beiden MINIBALL-Detektorcluster #1 und #2 befinden sich in gegenüberliegender Anordnung zu den dünnen Edelstahlfenstern der PuFC. Damit sollen niederenergetische Photonen (bei ca. 100 keV), die sonst vom Spaltkammergehäuse absorbiert werden würden, vom Germanium-Detektor detektiert und gut aufgelöst werden. Der MINIBALL-Detektorcluster #2 enthält die drei Germaniumdetektoren #1, #2 und #3. Für die anderen drei Germaniumdetektoren des MINIBALL #1 wird die Nummerierung #4, #5 und #6 verwendet.<sup>2</sup>

Der Abstand der Clusterdetektoren zum naheliegendsten PuFC-Deposit ist auf etwa 50 cm festgelegt worden. Das weiteste PuFC-Deposit ist damit 65 cm entfernt. Die Überlegungen zur Wahl dieser Detektorabstände werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

Für die Messung des PFGS ist es wichtig die prompten von den verzögerten Photonen zu trennen. Daher ist die Wahl der Abstände zwischen PuFC und den  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren, unter Rücksichtnahme der Zeitauflösung, von entscheidender Bedeutung.

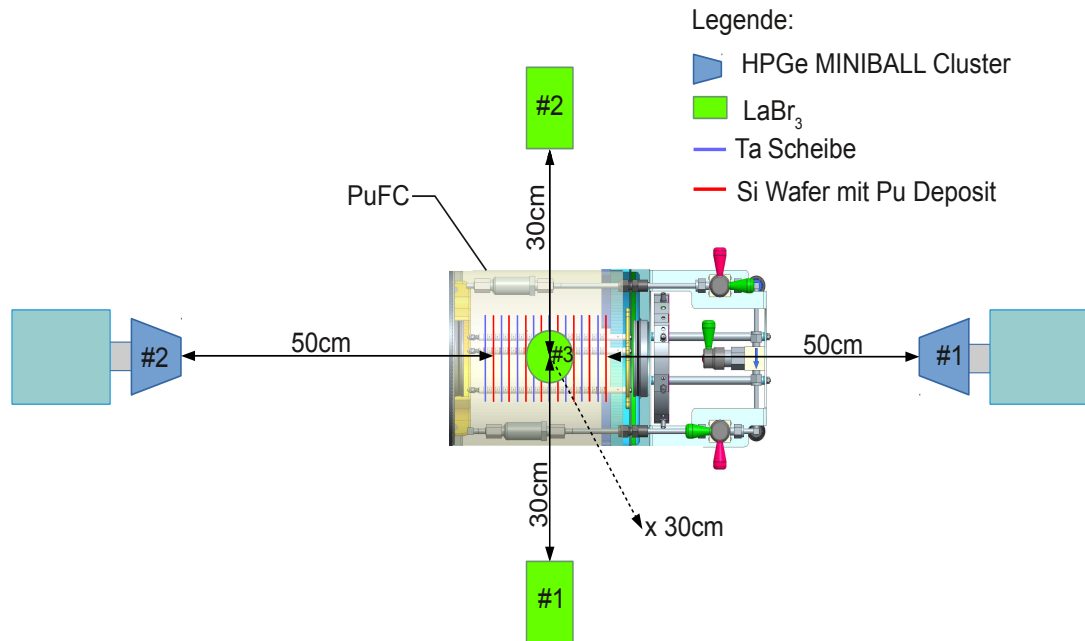
### Zeitauflösung

In der Zeitauflösung  $\Delta t_{\text{coinc}}$  der Koinzidenzmessung zwischen PuFC und  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren gehen die Zeitaufösungen der Spaltkammer  $\Delta t_{\text{PuFC}}$  und der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren als quadratische Addition ein.

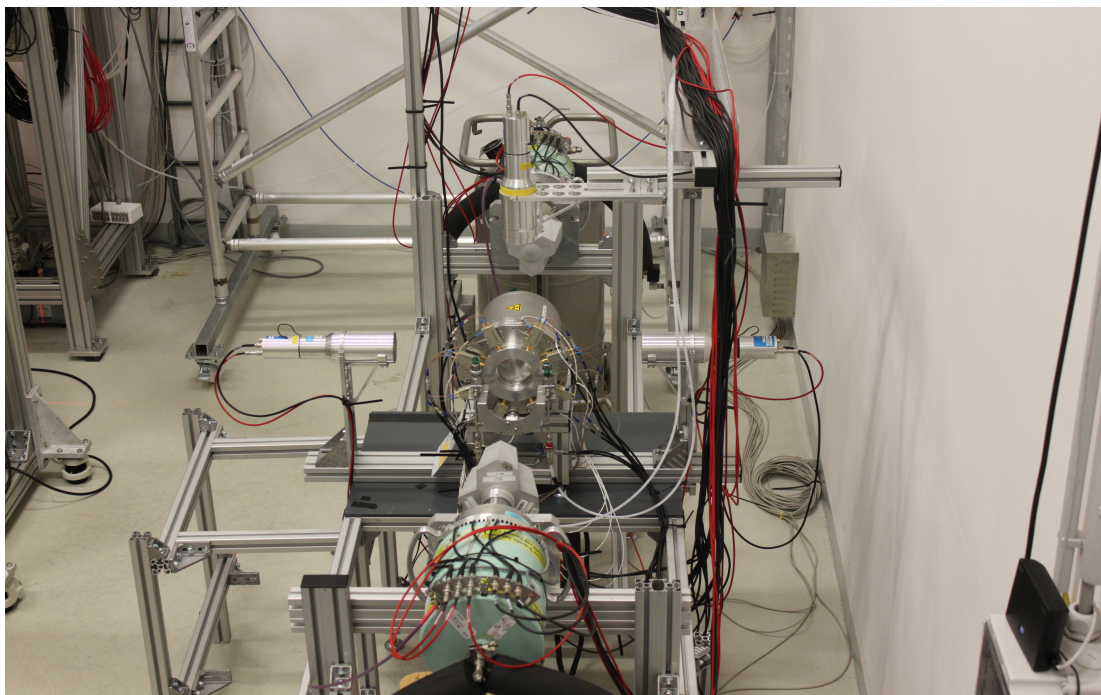
$$\Delta t_{\text{coinc}} = \sqrt{\Delta t_{\gamma\text{Det}}^2 + \Delta t_{\text{PuFC}}^2} \quad (2.3.1)$$

Für die Zeitauflösung der LaBr<sub>3</sub> Detektoren  $\Delta t_{\gamma\text{Det}} \approx 350$  ps dominiert dabei die schlechtere Zeitauflösung der Spaltkammer mit  $\Delta t_{\text{PuFC}} \approx 2$  ns. Für die Messung ergibt sich damit

<sup>2</sup>Die Nomenklatur wurde hier so festgelegt, da für frühere Messungen der MINIBALL #2 als erstes zur Verfügung stand.



**Abbildung 2.3.1:** Ansicht des Versuchsaufbaus von oben mit  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren und PuFC. Die HPGe-MINIBALL-Cluster #1 und #2 sind hellblau und trapezförmig, und die LaBr<sub>3</sub>-Detektoren in Grün abgebildet. Die LaBr<sub>3</sub>-Detektoren #1 und #2 befinden sich in einer Ebene (als Rechtecke abgebildet) mit der PuFC und den HPGe-Detektoren während sich LaBr<sub>3</sub>-Detektor #3 (rund dargestellt) 30 cm senkrecht über dieser Ebene befindet. Innerhalb der PuFC sind die Tantscheiben als blau Linien, die Siliziumwafer mit Pu-Deposit als rote Linien dargestellt. Zwischen den  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren und den PuFC-Deposits sind die Abstände eingezeichnet.



**Abbildung 2.3.2:** Foto des Versuchsaufbaus mit  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren und PuFC.

$$\Delta t_{\text{coinc}} = 2,0 \text{ ns.}$$

Bei den Germaniumdetektoren ist das Gegenteil der Fall. Dort dominiert deren Zeitauflösung mit  $\Delta t_{\gamma\text{Det}} \approx 10 \text{ ns}$ , wodurch sich die Zeitauflösung der Koinzidenzmessung von  $\Delta t_{\text{coinc}} = 10,2 \text{ ns}$  ergibt.

### Detektorabstände

Die Detektorabstände  $d$  wurde für die LaBr<sub>3</sub>-Detektoren so gewählt, dass die Flugzeitdifferenz  $\Delta t$  von prompten Photonen  $t_\gamma$  und Photonen, die durch inelastische Wechselwirkung von Neutronen mit den  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren entstehen (im Folgenden neutronenverzögerte Photonen genannt), mindestens 5 ns betragen. Hierbei wurde eine obere Schranke für die kinetische Energien der Neutronen von 5 MeV gewählt, mit der Annahme dass die Beiträge höherer Neutronenenergien vernachlässigbar sind (siehe Abbildung 1.0.3).

Die Flugzeit verzögerter Photonen, welche aus inelastischer Neutronenstreuung mit dem  $\gamma$ -Strahlungsdetektor entstehen, ist mindestens so groß wie die Neutronenflugzeit  $t_n$  und wird für die Abschätzung dieser neutronenverzögerten Photonen verwendet, sodass für die Flugzeitdifferenz  $\Delta t$  gilt:

$$\Delta t = t_n - t_\gamma = \frac{d}{v_n} - \frac{d}{c} \quad (2.3.2)$$

Dabei ist  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $v_n$  die Geschwindigkeit der Neutronen.

Für den gewählten Abstand erhält man daraus die Abschätzung des Detektor-Depositabstandes

$$d > \frac{\Delta t}{\frac{1}{v_n} - \frac{1}{c}} \quad (2.3.3)$$

Die Neutronengeschwindigkeit  $v_n$  lässt sich aus der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  und der Ruhemasse des Neutrons  $m_n$  über die relativistische Energie-Geschwindigkeitsbeziehung bestimmen:

$$v_n = c \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{1}{1 + \frac{E_{\text{kin}}}{m_n c^2}} \right)^2} \quad (2.3.4)$$

Entsprechend dieser Abschätzung wäre, unter der Berücksichtigung der Zeitauflösung der PuFC und der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren, eine Flugzeittrennung prompter und neutronenverzögerter Ereignisse möglich. Bei inelastischer Wechselwirkung der Neutronen, bei gleicher Annahme der maximalen Neutronenenergie (5 MeV), mit dem Spaltkammergehäusematerial, beträgt die Flugzeitdifferenz etwa 2 ns. Als Abschätzung ist hier die Differenz der Radien des Spaltkammergehäuses und des PuFC-Deposits, als minimal mögliche Neutronenflugstrecke, verwendet worden.

Aufgrund der relativ starken Wanddicke vom Spaltkammergehäuse und dessen hohen An-

teil an Eisen (ca. 70%) sind neutronenverzögerte Photonen des ersten angeregten Zustandes vom  $^{56}\text{Fe}$  bei einer Energie 847 keV zu erwarten. Durch die Zeitauflösung der Spaltkammer von 2 ns ist bei dieser Energie gerade die Grenze der Flugzeittrennung dieser Photonen erreicht.

Mit den gewählten Abständen von  $d = 50$  cm der Germaniumdetektoren ist ein Kompromiss zwischen deren dominierender schlechter Zeitauflösung und der Messstatistik gefunden. Mit zunehmenden Abstand wird der abgedeckte Raumwinkel vom Detektor kleiner und nimmt etwa quadratisch ab. Dadurch sinkt ebenfalls die Zählstatistik beim Messen mit den gleichen Abstandsverhalten. Dieser Effekt macht sich besonders in der hier verwendeten Anordnung bemerkbar, da die Abstände der Deposits in Richtung zum Clusterdetektor zunehmen, wohingegen bei der Anordnung der  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren die Flugstrecken der Photonen aller Deposits weitgehend konstant bleiben. Die Flugzeitdifferenz von prompten und neutronenverzögerten Photonen, mit selber obiger Annahme, beträgt für die kürzeste Flugstrecke etwa 13 ns ist damit nur etwas größer als die erwartete Zeitauflösung  $\Delta t_{\text{coinc}} = 10,2$  ns.

Ein Problem stellt sich hier bei der Trennung prompter und verzögerter Photonen bei inelastischer Wechselwirkung der Neutronen mit dem Spaltkammergehäuse heraus. Deren Flugzeitdifferenz ist unabhängig von verwendeten  $\gamma$ -Strahlungsdetektor und beträgt wie beim  $\text{LaBr}_3$ -Detektor 2 ns. Aufgrund der ungenügenden Zeitauflösung können verzögerte Ereignisse aus dem 847 keV-Übergang im  $^{56}\text{Fe}$  nicht mehr von prompten Photonen korrekt unterschieden werden und könnten möglicherweise im PFGS zu einer Struktur führen.

## 2.4 Datenaufnahme

Die Signalverarbeitung und Datenaufnahme basiert sowohl auf eigen entwickelter, als auch kommerziell erhältlicher NIM- und VME-Elektronik. Eine Übersicht zur Elektronik der Datenaufnahme ist in Abbildung 2.4.1 dargestellt.

Die acht Vorverstärker der PuFC besitzen jeweils zwei identische Signalausgänge. Ein Signal wird mit einer Verzögerung an einen QDC, das andere Signal wird in ein Diskriminatormodul gespeist. Der QDC integriert die gesamte Signalpulsform und wandelt dieses Integral in einen ladungs-proportionalen Zahlenwert (in Einheiten von QDC Kanälen) um. Das hier verwendete QDC-Modul von CAEN des Typs V965 besitzt 4096 Kanäle und einen dynamischen Bereich 900 pC. Die Ausgangssignale der drei  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren werden mit Hilfe eines 50-Ohm-Splitters in zwei äquivalente Signale mit halber Amplitude geteilt und dann analog zu den PuFC Signalen weiterverarbeitet.

Die sechs Vorverstärkersignale der HPGe-Kapseln werden jeweils an ein CAEN-Modul vom



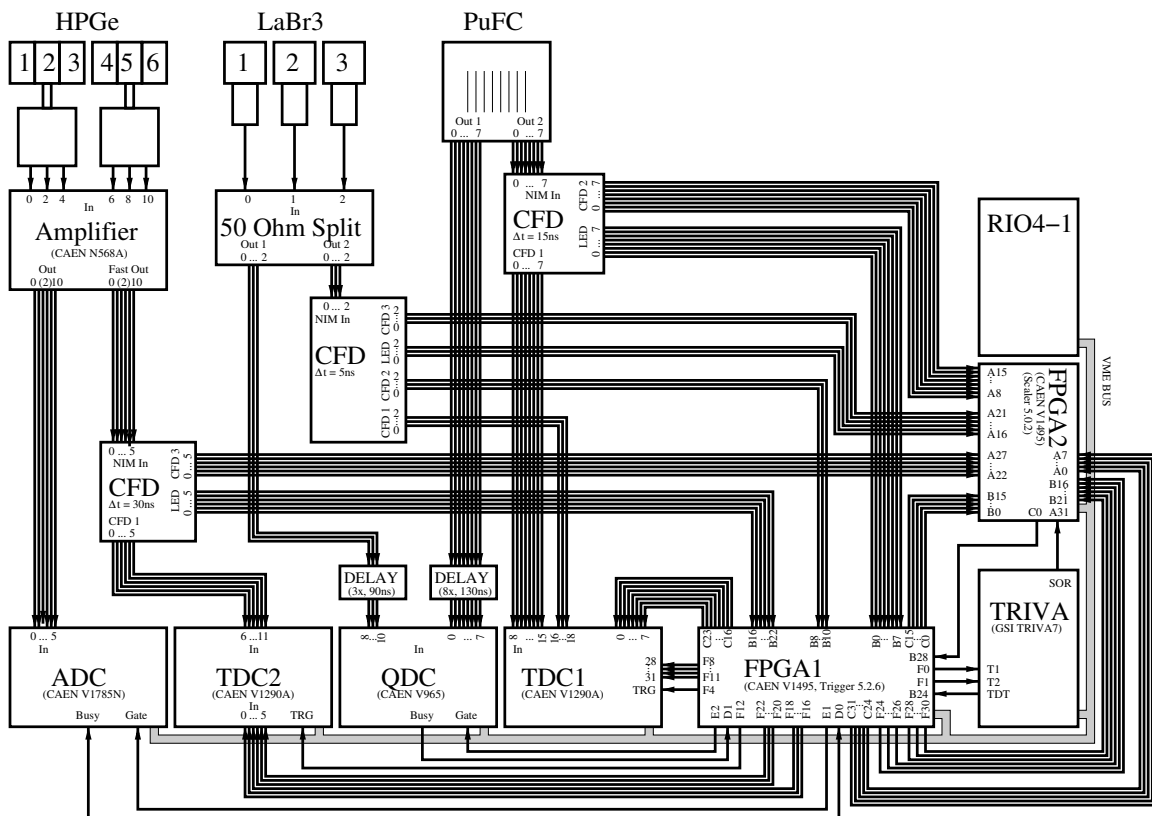


Abbildung 2.4.1: Aufbau der Datenaufnahme.

Typ N5668A weitergeleitet. Dieses Modul beinhaltet, für jeden vorhandenen Eingangskanal, einen schnellen Verstärker sowie einen spektroskopischen Verstärker. Die eingehenden Signale des Verstärkermoduls besitzen eine sehr lange abfallende Flanke aufgrund der langen Entladungszeit des im Vorverstärkers enthaltenen RC-Gliedes.

Die Vorverstärkersignale werden mit dem spektroskopischen Verstärker verstärkt und anschließend einem Spitzenwert erfassungs-Analog-zu-Digital-Wandler ADC zugeführt. Dieser erfasst die Amplituden der verstärkten Signale und digitalisiert sie in einen Zahlenwert in Einheiten von ADC-Kanälen. Hierbei wird ein ADC-Modul vom Typ CAEN V1785N, welcher ebenfalls 4096 Kanäle besitzt, eingesetzt.

Für die Erfassung der zeitliche Information werden schnelle Verstärker mit kürzeren Pulsformungszeitkonstanten als beim Spektroskopischen Verstärker verwendet.

Die schnellen Signale werden anschließend zum Diskriminatormodul weitergeleitet.

Ein wichtiger Parameter bei der Verwendung des Verstärkermoduls ist die Formungszeit (engl. shaping time). Diese bestimmt die Signalformung durch den spektroskopischen Verstärker und beeinflusst damit direkt die erreichbare Energieauflösung. Eine zu kurze Formungszeit bedingt ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und damit eine schlechte Energie-Auflösung. Eine zu lange Formungszeit erzeugt wiederum eine sehr lange Totzeit der Datenaufnahme und kann zum Überlapp schnell aufeinander folgender Impulse führen. Die am HZDR entwickelten Diskriminatormodule besitzen für jeden Eingangskanal die Funktionen eines Schwellenwertdiskriminators (im Folgenden Leading-Edge Diskriminator, LED) als auch eines Proportionaldiskriminators (oder auch Constant Fraction Diskriminator, CFD). Für den LED ist ein Ausgang vorgesehen. Bei dem CFD sind drei Ausgänge vorhanden.

Ein FPGA Modul (vom Typ CAEN V1495) stellt das (Integrations-) Fenster für die ADC-, QDC- und die, weiter unten beschriebenen, TDC-Module ein bestimmt deren Auslesezeiten um damit die Totzeit zu bestimmen. Dieses erhält als Eingänge die Diskriminatorausgänge aller Detektoren, d.h. die LED-Signale der acht PuFC-Kanäle und der sechs HPGe-Kapseln und die CFD-Signale der drei LaBr<sub>3</sub>-Detektoren, und bildet das logische ODER dieser Signale, den sogenannten Trigger. Dieser Trigger erzeugt dann die Digitalisierungsfenster für QDC, ADC und TDC. Diese Fenster (engl. gate) sind in Startzeit und Breite an die Eingangssignale der verschiedenen Module angepasst.

Um die Multi-Event-Fähigkeit von ADC, QDC und TDC, das heißt die sequentiellen Verarbeitung und Speicherung von mehreren, im Fall von ADC und QDC maximal 32 Ereignissen, auszunutzen, wird aller 32 aufgetretenen Ereignis-Trigger ein Auslese-Trigger generiert, der den VME front end Computer (vom Typ CES RIO4) anweist die Ausgabe-Speicher der Module auszulesen.

Das Modul erhält ebenfalls die sog. Busy-Signale von ADC und QDC. Diese zeigen an, wenn das jeweilige Modul gerade mit der Verarbeitung eines Ereignisses beschäftigt ist. Während dieser Zeit, der sog. Totzeit, können diese Modul keine weiteren Daten aufnehmen. Typischerweise beträgt die Totzeit pro Ereignis einige Mikrosekunden. Um eine Synchronizität zwischen den gespeicherten Ereignissen in den verschiedenen Module zu gewährleisten und somit in der späteren Analyse der Daten die Untersuchung zwischen koinzidenten Ereignissen in der PuFC und den  $\gamma$ -Detektoren zu ermöglichen, wird die Erzeugung eines neuen Ereignis-Triggers solange verhindert, bis alle Module mit der Verarbeitung fertig sind, was dadurch angezeigt wird, dass ihre Busy-Signale wieder auf Logisch 0 zurückgehen. Diese Trigger-Verhinderung wird mit Hilfe des eines Vetos realisiert, das das Logische ODER aus allen Busy-Signalen darstellt. Neben der Funktion der Trigger- und Totzeit-Logik wird das FPGA-Modul als Multiplexer für die LED-Signale von PuFC und HPGe-Detektoren verwendet, um diese auch in den TDC speisen zu können.

Ein weiterer FPGA vom selben Typ wurde als Scaler und Timer verwendet. Dieser dient zum einen der Überwachung der Detektorraten und zum anderen der Bestimmung der Messzeit. Damit konnte die Messzeit (Live-Time) der Detektoren ermittelt werden, welche die, durch die die Verarbeitungszeit der gesamten Elektronik anfallende Totzeit, berücksichtigt. Im Scaler gehen dabei die Signale aller CFD- und LED-Ausgänge ein. Die Messzeit umfasst sowohl die Gesamtzeit (Real-Time), die die Datenaufnahme angeschaltet war, aber vor allem die Live-Time, d.h. die Zeit in der die Elektronik in der Lage war Ereignisse zu registrieren. Die Live-Time kann mit Hilfe des Veto-Signal aus der Totzeit-Logik bestimmt werden. Dazu bildet der Scaler das Logische ODER aus invertiertem Veto-Signal und seinem internen 40 MHz-Taktgeber (der sogenannten Clock) und zählt die Anzahl aller durchkommenden Takt-Impulse. Diese Anzahl dividiert durch 40 MHz ergibt die Live-Time.

Die zeitlichen Informationen der Signale werden von einem TDC des Typs CAEN V1290 erfasst. Dieses spezielle TDC-Modul nimmt permanent alle eingehenden Impulse, die sogenannten Hits, aller Eingangskanäle auf und behält deren Zeitinformation in einem Zwischenspeicher. Dabei beträgt der minimal verarbeitbare Zeitabstand zwischen zwei Hits in einem Eingangskanal nur 25 ns. Bei einem eingehenden Ereignis-Trigger werden alle Hits, die in ein gewisses Zeitfenster (auch Matchwindow genannt) fallen, als ein Ereignis zusammengefasst und als Block in den Ausgabespeicher verschoben. Im vorliegenden Fall ist das Matchwindow so gewählt, dass alle Hits innerhalb von einer Mikrosekunde vor und nach dem Ereignis-Trigger aufgenommen werden.

In den TDC werden sowohl die CFD- als auch LED-Signale der PuFC- und HPGe-Kanäle eingespeist. Für die LaBr<sub>3</sub>-Detektoren werden nur die CFD Ausgänge verwendet. Aufgrund

der begrenzten Anzahl an Eingangskanälen wurde für alle HPGe-Signale ein zweites TDC-Modul vom gleichen Typ verwendet.

Die Initialisierung und Auslese aller VME Module, d.h. QDC, ADC, TDCs und FPGA-Module, übernimmt ein CES RIO4 PowerPC. Auf diesem läuft das Echtzeit-Betriebssystem LynxOS und das an der GSI Darmstadt entwickelte Datenaufnahme System MBS. Der RIO4 kommuniziert über den VME Bus mit den einzelnen Modulen und wird für die Einstellung der verschiedenen Betriebsparameter (z.B. von Matchwindow-Offset und -Breite des TDCs oder der Breite des Integrationsfensters für den QDC) sowie die Auslese der Ausgabespeicher aller Module verwendet. Beim Auftreten eines Auslese-Triggers werden sequentiell die Speicher von TDC, QDC und ADC ausgelesen und als List-Mode-Datei auf ein Netzwerklaufwerk geschrieben. Dadurch ist eine ereignisweise Offline-Analyse der Daten möglich. Die Messung mit dieser Datenaufnahme wurde in einem Zeitraum von etwa 6 Wochen, ohne Unterbrechung, durchgeführt. Hinzu kamen noch Messungen mit Prüfstrahlern, die insgesamt ca. drei Wochen dauerten.

## 3 Experimentelle Durchführung

### 3.1 Datenanalyse

Der Zugang physikalisch messbarer Observablen und dessen Korrelation aus der Information der Datenaufnahme, aus den elektronischen Modulen, erfolgt über die Datenanalyse. Dabei werden die Ladungen und Impulshöhen als vorhandene QDC- bzw. ADC-Signale bezüglich ihres zeitlichen Auftreffens untersucht und den entsprechenden Energien zugeordnet. Des Weiteren findet hier die Selektion der  $\gamma$ -Detektorsignale auf nur prompte Photonen die aus der Spontanspaltung von  $^{242}\text{Pu}$  emittiert werden. Damit ist die Analyse der Daten für das Experiment einer der wichtigsten Schritte.

Zur Analyse der MBS-List-Mode Daten wurde das an der GSI entwickelte Softwarepaket Go4 verwendet. Go4 basiert auf ROOT [Brun und Rademakers, 1997] und Qt [Digia, 2013] und ermöglicht eine Untergliederung der Datenanalyse in mehrere Teilschritte. Diese können sowohl sequentiell als auch parallel abgearbeitet werden. Die Ergebnisse eines jeden Teilschrittes werden dabei in ROOT-Histogramme abgespeichert. Die von mir entwickelte Analyse ist in vier Teilschritte untergliedert.

#### 1. Entpacken der Daten

Als erster Schritt der Go4-Analyse erfolgt das Entpacken der Rohdaten. Die Informationen über die Module erfolgt durch Zuweisung von sogenannten GEO-Adressen, (siehe [Beyer, 2014, S. 32]). Diese Information wird beim Entpacken extrahiert und damit den Modulen ihrer Funktionalität richtig zugeordnet und für die Weiterverarbeitung als Rohdaten aufbereitet.

#### 2. Stabilisierung der Verstärkung

Über die gesamte Messzeit hinweg kam es sowohl bei den Germanium, als auch bei den  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren mehrfach zu Variationen in der Verstärkung (aus dem Englischen: Gain). Daher wird als zweiter Schritt ein Korrekturalgorithmus auf die ADC- und QDC-Spektren der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren angewendet, welcher diese Schwankungen der Verstärkung kompensiert.

### 3. Analyse

Im Analyseschritt werden die Daten hinsichtlich ihrer Korrelation untersucht. Dabei werden die Signale von Spaltereignissen anhand der induzierten Ladung innerhalb der Spaltkammer selektiert. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass es sich bei den von  $\text{LaBr}_3$  und  $\text{HPGe}$  aufgenommenen Signalen, um Ereignisse aus der Spaltung von  $^{242}\text{Pu}$  handelt. Des Weiteren erfolgt die Herstellung der Korrelation der Ladungen und Pulshöhen mit ihrer zeitlichen Information.

### 4. Flugzeitkalibrierung

Um prompte von verzögerten Photonenergebnissen und im Detektor inelastisch gestreute Neutronen zu unterscheiden, ist eine korrekte Bestimmung des zeitlichen Auftreffens der gemessenen Signale unbedingt erforderlich. Dies erfolgt durch die Flugzeitkalibration. Dazu werden unterschiedliche Verfahren zur Ladungs- und impulshöhenabhängigen Zeitbestimmung, im Folgenden Walk-Korrektur genannt, angewendet.

## Stabilität der Verstärkung

Für die Bestimmung der Schwankung der Verstärkung werden in 100s großen Zeitintervallen die QDC- bzw. ADC-Spektren in zweidimensionalen Histogramme dargestellt.

Zur Reduzierung der enormen Datenmenge dieser Histogramme wurden nur ein kleines Fenster im Bereich, der im Untergrund häufig auftretenden  $^{40}\text{K}$  Linie, gesetzt. Solch ein Darstellung des Detektors, mit der am stärksten auftretenden Verstärkungsschwankung, ist in Abbildung 3.1.1 gezeigt.

Ein hierfür entwickelter Korrekturalgorithmus soll diese Schwankungen in der Verstärkung stabilisieren. Der Algorithmus führt in bestimmten zeitlichen Abständen eine lineare Transformation des jeweiligen Impulshöhen- oder Ladungsspektrums durch.

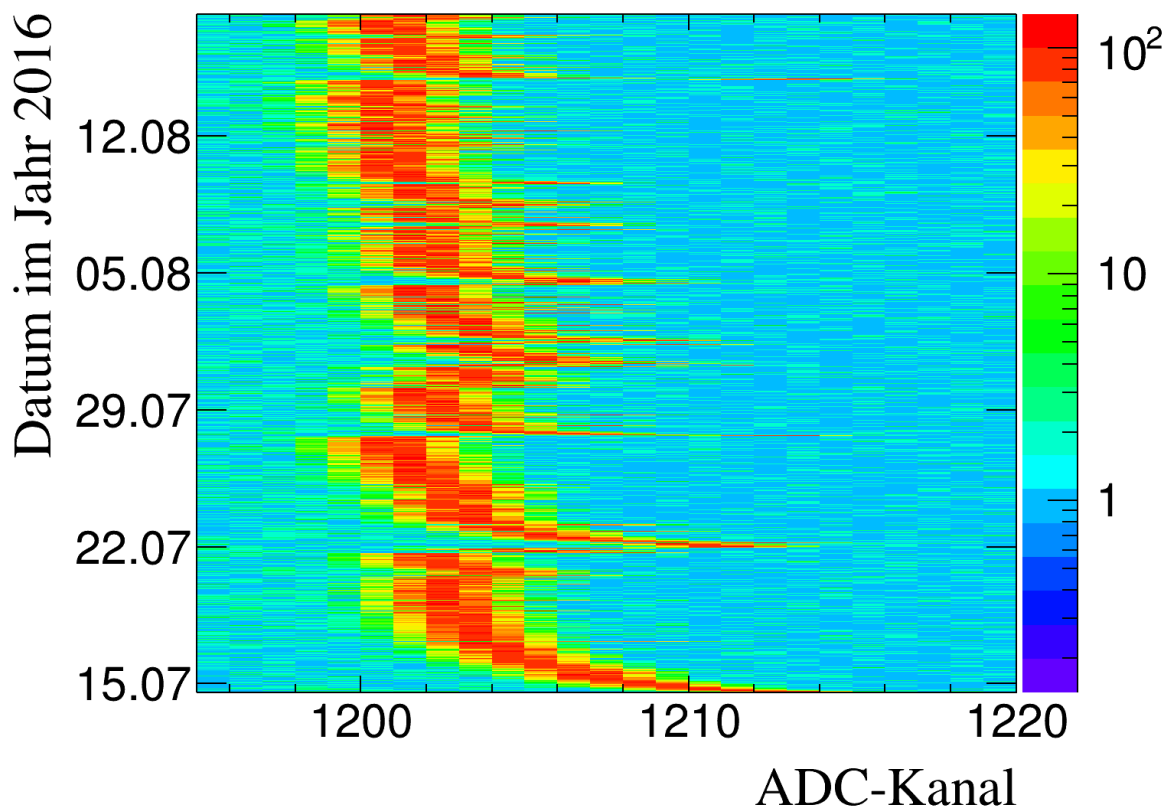
$$ch' = a(t) \cdot ch + b(t) \quad (3.1.1)$$

Die beiden zeitabhängigen linearen Transformationsparameter  $a(t)$  und  $b(t)$  werden für jeden entsprechenden Zeitschritt aus folgendem Gleichungssystem bestimmt:

$$ch'(E_1) = a(t) \cdot ch(E_1, t) + b(t) \quad (3.1.2)$$

$$ch'(E_2) = a(t) \cdot ch(E_2, t) + b(t) \quad (3.1.3)$$

Die beiden zu ermittelnden Kanallagen  $ch(E_2, t)$  und  $ch(E_1, t)$  sollen in die zeitlich kon-



**Abbildung 3.1.1:** Ausschnitt eines zeitaufgelösten ADC-Spektrums des HPGe Detektor #5, mit seiner auftretenden Schwankung der Verstärkung, im Bereich der  $^{40}\text{K}$  Linie. Die Breite der Zeitintervalle beträgt 100s.

stanten Kanäle  $ch'(E_1)$  und  $ch'(E_2)$  transformiert werden. Die Wahl der Kanäle  $ch'(E_1)$  und  $ch'(E_2)$  kann dabei beliebig vorgegeben werden. Die Lösung dieses Gleichungssystems lautet

$$a(t) = \frac{ch'(E_2) - ch'(E_1)}{ch(E_2, t) - ch(E_1, t)} \quad (3.1.4)$$

$$b(t) = ch'(E_2) - \frac{ch'(E_2) - ch'(E_1)}{ch(E_2, t) - ch(E_1, t)} \cdot ch(E_2, t) \quad (3.1.5)$$

Für die Bestimmung dieser Punkte werden die Rohspektren, welche überwiegend Ereignisse aus dem Untergrund enthalten, verwendet. Dies ermöglicht eine Bestimmung der Punkte innerhalb kurzer Zeitabschnitte (ca. 100 s Messzeit) mit hoher Statistik. Die daraus resultierende Transformation kann ebenso auf Spektren in Koinzidenz auf Spaltereignisse angewendet werden, da die Schwankung der Verstärkung gleichermaßen in Abhängigkeit der Zeit auftreten.

### Pedestal

Alle gemessenen QDC- und ADC-Spektren der Rohdaten besitzen am linken Rand eine scharfen Struktur, welcher Pedestal genannt wird. Der Pedestal wird durch die Ladungs- bzw. Pulshöhenbestimmung der anderen Kanäle der jeweiligen QDC- bzw. ADC-Module verursacht. Bei dem Spektrum im aktuell befindlichen Kanal wird dabei kein Ereignis registriert. Die Spektren in Koinzidenz mit Spaltfragmenten enthalten immer noch einen Pedestal, auch wenn dieser dort verhältnismäßig geringer auftritt.

Die Lage des ADC-Pedestals befindet sich nach einer Energiekalibrierung meist wenige keV über der Nulllage. Das QDC-Modul hingegen besitzt eine Konstantstromquelle um negative Ladungsintegrationen zu vermeiden. Die Lage des Pedestals im QDC-Spektrum entspricht damit also dem eigentlichen Nullpunkt des Spektrums. In Abbildung 3.1.2 sind die zeitaufgelösten Pedestals dargestellt.

Der Pedestal verhält sich für alle Detektoren zeitlich konstant während der gesamten Messzeit. Somit muss für diesen Punkt keine zeitabhängige Bestimmung der Peakposition vorgenommen werden. Für das Gleichungssystem wird als erster Punkt die Kanallage des Pedestals  $ch(E_1 = E_{\text{Ped}}, t = \text{const})$  verwendet. Die Wahl des Punktes für die Stelle des Pedestals  $ch'(E_1)$  wird dessen ursprüngliche Kanallage festgelegt, sodass gilt  $ch'(E_1) = ch(E_1 = E_{\text{Ped}}, t = \text{const})$ .



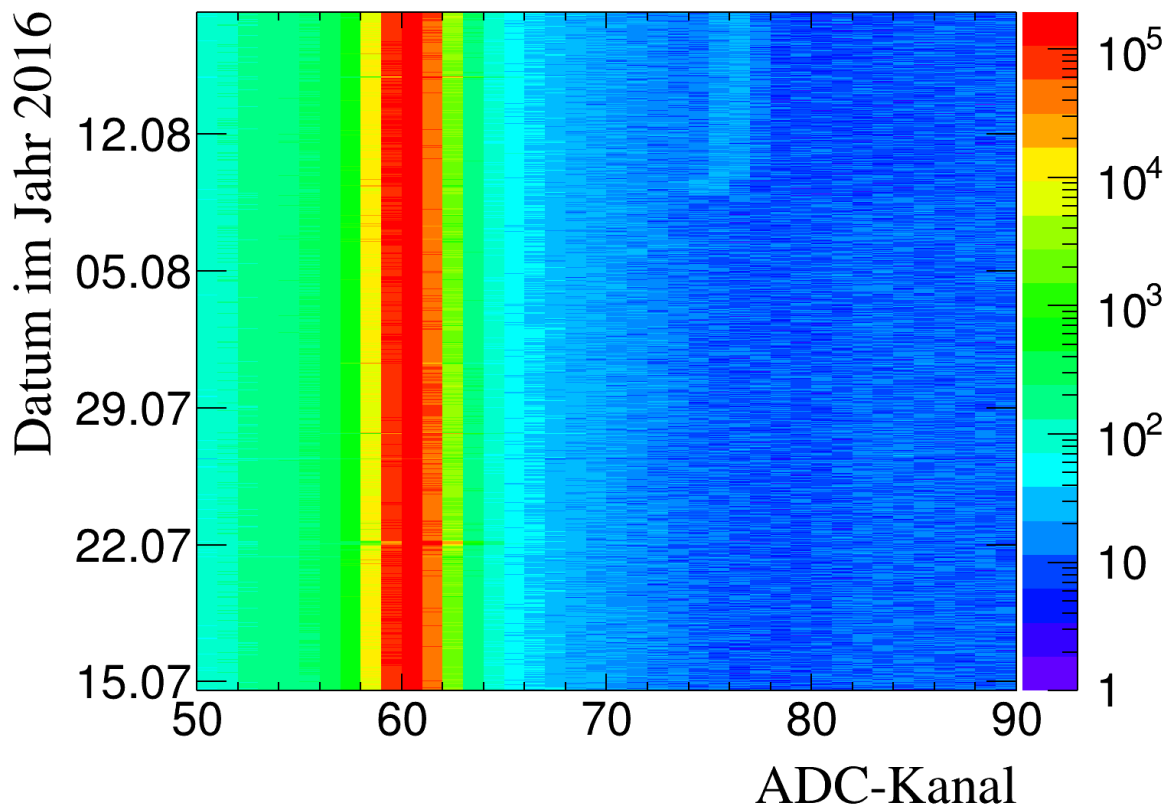


Abbildung 3.1.2: Zeitaufgelöstes ADC-Spektrum im Bereich des Pedestals des HPGe Detektor #5.

dadurch Vereinfachen sich die Lösungen zu

$$a(t) = \frac{ch'(E_2) - ch(E_{\text{Ped}})}{ch(E_2, t) - ch(E_{\text{Ped}})} \quad (3.1.6)$$

$$b(t) = ch(E_{\text{Ped}}) \cdot (1 - a(t)) \quad (3.1.7)$$

Der zweite Punkt bezieht sich auf die  $^{40}\text{K}$  Linie  $ch(E_2 = 1.461 \text{ keV}, t)$  aus dem natürlichen Untergrund. Dabei wird innerhalb einer bestimmten Zeit ein QDC- bzw. ADC-Fenster um die Position dieser Linie gesetzt. Die Größe dieses Fensters ist so gewählt worden, dass die Wanderung der Peakposition im Verlauf der gesamten Messzeit darin vollständig enthalten ist. Diese zeitabhängige Peakposition wird anschließend aus, dem über das entsprechende Zeitintervall integrierte, temporäre QDC- bzw. ADC-Spektrum, ermittelt.

Die Wahl des Punktes für die  $^{40}\text{K}$  Linie  $ch'(E_1 = 1461 \text{ keV})$  wird auf die Kanalposition aus dem zeitlichen Mittelwert während der gesamten Messung als Kanal

$$ch'(E_1 = 1461 \text{ keV}) = \overline{ch(E_2)} = \frac{\int_0^{t_{\text{live}}} ch(E_2, t) \cdot t \, dt}{t_{\text{live}}}$$

festgelegt.

Zur Veranschaulichung sind die Spektren des Detektors mit dem hier am schlimmsten auftretenden Gaindrift mit- und ohne angewendeten Gainkorrekturalgorithmus dargestellt. In Abbildung 3.1.3 ist der Stabilitätsplot, für den gleichen Detektor aus Abbildung 3.1.1, mit angewendeter Gainkorrektur, gezeigt. Das entsprechende, über allen Zeiten integrierte, ADC-Spektrum ist zum Vergleich mit- und ohne Gainstabilisierung in Abbildung 3.1.4 dargestellt.

Im nicht korrigierten Fall ist die Verschiebung der Verstärkung zu kleineren Kanälen deutlich sichtbar. Die dabei entstehende Dreiecksstruktur ist nach dem angewendeten Korrekturalgorithmus nicht mehr vorhanden und zeigt, dass die Stabilisierung funktioniert.

## Korrektur der Impulsabhängigen Zeitbestimmung

Eine Unterscheidung der prompt emittierten  $\gamma$ -Strahlung vom natürlichen Untergrund, verzögert emittierten Photonen und den bei der Spaltung entstehenden und anschließend im Detektor inelastisch gestreuten Neutronen, wurde durch eine Flugzeitmessung realisiert. Eine exakte Bestimmung des zeitlichen Auftretens eines Detektorsignals ist für eine erfolgreiche Trennung von großer Bedeutung. Die einfachste Möglichkeit das zeitliche Auftreten eines Detektorsignals zu bestimmen kann über einen Komparator realisiert werden, der die Grundlage eines Leading-Edge Diskriminators ist. Der vom LED bestimmte Zeitpunkt ist

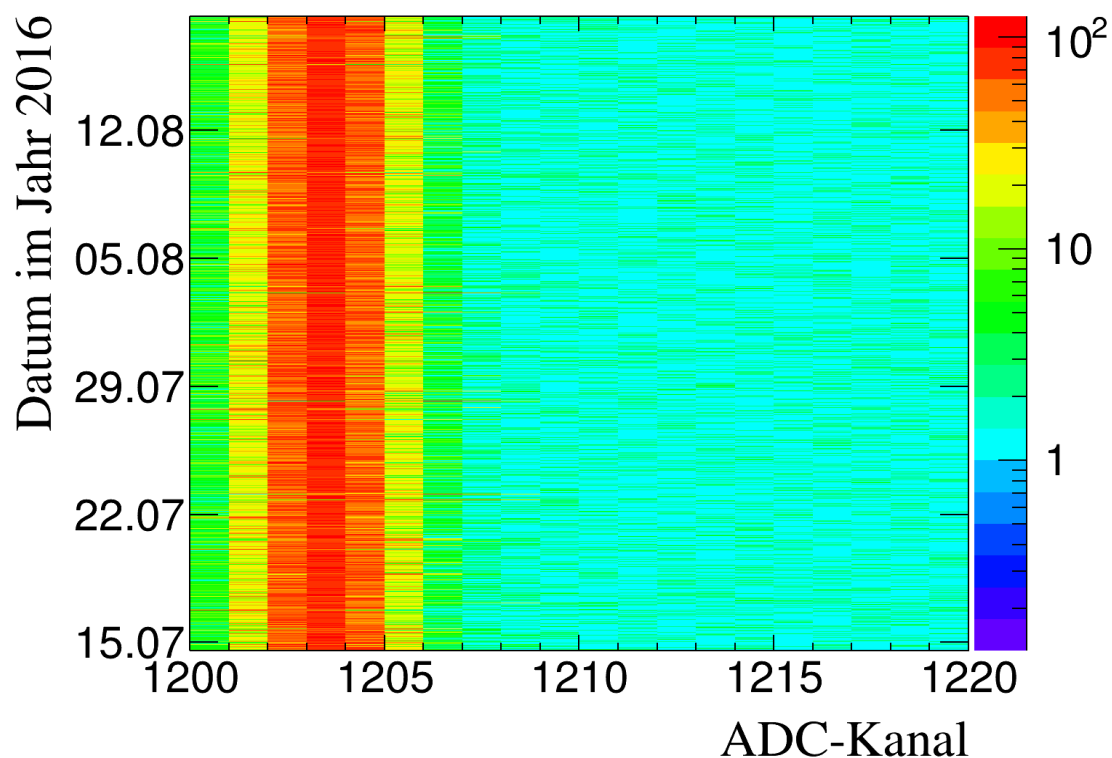


Abbildung 3.1.3: Das Zeitaufgelöste ADC-Spektrum mit angewendeter Gainkorrektur des HPGe Detektors #5 im Bereich der <sup>40</sup>K Linie.

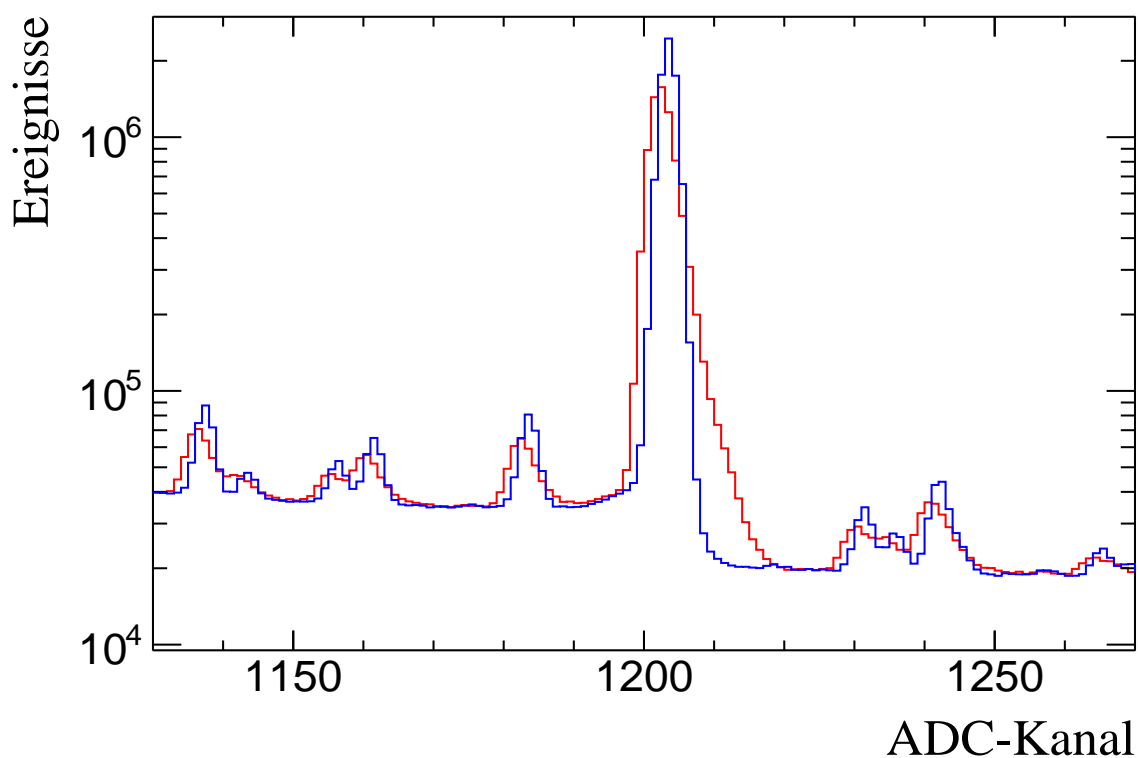


Abbildung 3.1.4: Das ADC-Spektrum des HPGe Detektor #5 ist in Blau mit-, und in Rot ohne Gainkorrektur im Bereich der <sup>40</sup>K Linie dargestellt.

aber von der Impulshöhe des Detektorsignals abhängig. Der sogenannte Walk-Effekt kann von einem Constant-Fraction Diskriminator kompensiert werden. Die Funktionsweise eines solchen CFDs ist in Abbildung 3.1.5 vereinfacht dargestellt. Die oberste Abbildung (a) zeigt Signale eines HPGe-Vorverstärkers mit unterschiedlichen Impulshöhen ( $V_a$  und  $V_b$ ) und Anstiegszeiten ( $t_{r1}$  und  $t_{r2}$ ). Man sieht, dass der LED bei fester Schwelle  $V_{LED}$  und gleichzeitigem Beginn der Signale unterschiedliche Auslösezeitpunkte  $t_{LE1}$ ,  $t_{LE3}$  und  $t_{LE3}$  bestimmt. Um das zu verhindern, teilt der CFD das Eingangssignal auf, verzögert eines davon um  $t_d$  und schwächt das andere um den Faktor  $f$  ab. In Abbildung 3.1.5 b) ist das für die in a) dargestellten Signale abgebildet. Die auf diese Weise behandelten Signale werden im Anschluss summiert. Der Zeitpunkt des Nulldurchgangs  $t_{zC}$  des so erzeugten bipolaren Signals ist dann unabhängig von der Impulshöhe. Das gilt jedoch nur unter der Voraussetzung einer konstanten Anstiegszeit (siehe Abbildung 3.1.5 c).

Für Detektoren mit variablen Ladungssammelzeiten (z.B. in HPGe und Ionisationskammern) und der damit verbundenen Varianz in den Signalanstiegszeiten verwendet man zur Kompensation dieses Effekts sehr kurze Verzögerungen  $t_d$ . Das eben beschriebene Prinzip wird ARC-Timing (aus dem Englischen: „Amplitude Rise-Time Compensation“) genannt und ist in Abbildung 3.1.5 d) gezeigt.

Der Nachteil des ARC-Timings ist, dass der Nulldurchgang des bipolaren Signals zeitlich vor dem Erreichen des Komparatorschwellwertes für das Scharfstellen des sogenannten Leading Edge Arming Diskriminators liegen kann. Dieser zusätzliche Schwellwert ist notwendig, um ein Auslösen des Diskriminators im thermischen Rauschen zu verhindern. Als Resultat davon werden Signale bestimmter Amplitude nicht registriert.

### Auswirkung des CFD-Timings auf die Detektorsignale

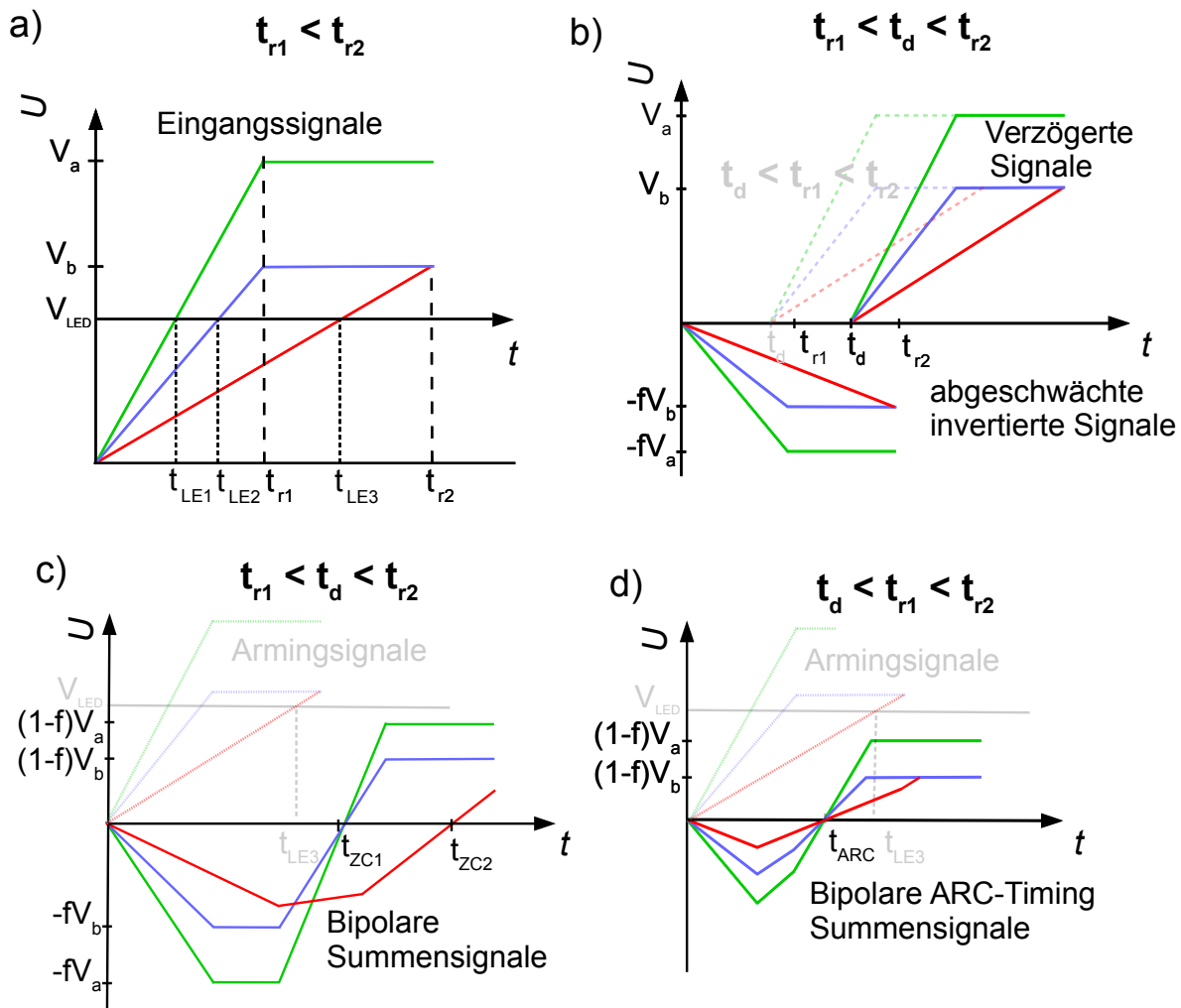
#### PuFC

Der CFD besitzt die Eigenschaft nur den Hauptteil der Spaltfragmente ladungsselektiv zu triggern. Der Anteil von Spaltfragmenten mit sehr kleinen Signalen besitzt die gleichen induzierten Ladungen wie die der  $\alpha$ -Signale und können im QDC-Spektrum nicht voneinander unterschieden werden.

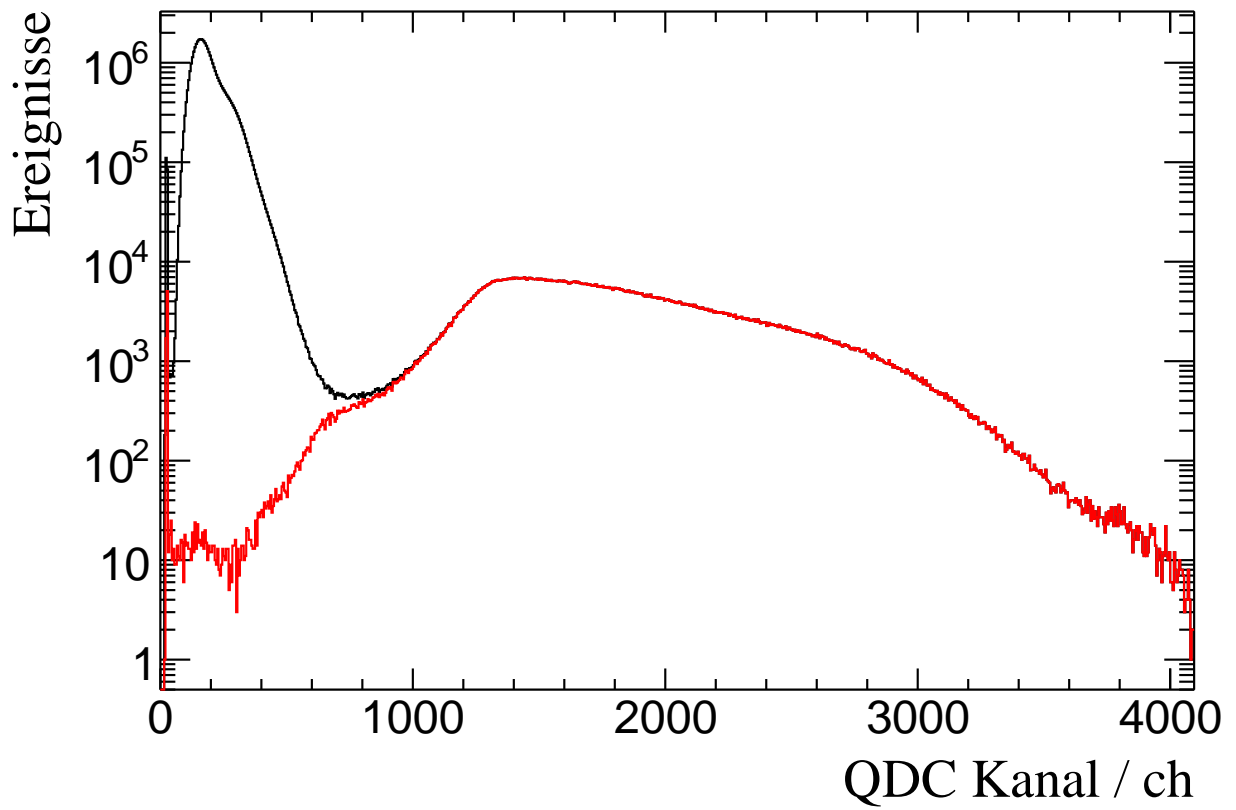
In Abbildung 3.1.6 sind dazu die unterschiedlichen Triggerverhalten für CFD zum Vergleich mit LED im QDC-Spektrum dargestellt.

Unterhalb von Kanal 800 dominieren Ereignisse aus der  $\alpha$ -Aktivität. Oberhalb wird der Verlauf des Spektrums durch die in der Spaltkammer induzierte Ladungsverteilung der Spaltfragmente bestimmt. Ein vernachlässigbarer Anteil aus simultanen Impulsüberlagerungen aus  $\alpha$ -Aktivität kann ebenfalls zu dieser Struktur führen.

Durch die asymmetrische Spaltfragmentverteilung der Spontanspaltung vom  $^{242}\text{Pu}$  ent-



**Abbildung 3.1.5:** Prinzip de LED-, CFD- und ARC-Timing-Verfahren. Dargestellt sind drei verschiedene Signalformen eines Germaniumvorverstärkers. Es sind drei verschiedene Signalformen dargestellt. In Grün sind Signale mit großer Amplitude  $V_a$  und Anstiegszeit  $t_{r1}$ , in Blau Signale mit Amplitude  $V_b$  und Anstiegszeit  $t_{r1}$  und in Rot Signale mit Amplitude  $V_b$  und langer Anstiegszeit  $t_{r2}$  abgebildet. Die genaue Impulsform der Signale spielt für die Erklärung der unterschiedlichen Verfahren keine Rolle. Zur Vereinfachung sei die Anstiegsflanke der Signale deshalb hier als linear angenommen. Der weitere Verlauf der Pulsform wird als konstant betrachtet.



**Abbildung 3.1.6:** ARC-Timing bei der PuFC. In Schwarz ist das LED und in Blau das CFD getriggerte QDC-Spektrums des ersten Spaltkammerdeposits zu sehen.

stehen unterschiedliche Ladungsdepositionen der schweren und leichten Spaltfragmente, sichtbar als Doppelhöckerstruktur, im QDC-Spektrum. Für die Analyse wurde als untere Grenze des QDC-Fensters für Spaltfragmente für jeden PuFC Kanal das Minimum vom jeweiligen QDC-Spektrum verwendet. Die obere Grenze befindet sich beim größtmöglichen Kanal von 4096.

### LaBr<sub>3</sub>

Die LaBr<sub>3</sub> Signale besitzen näherungsweise konstante Anstiegszeiten und recht große Amplituden im Vergleich zu den HPGe-Signalen, sodass kein fehlerhaftes CFD-Timing auftritt. Die hier vergleichsweise kurze Verzögerung von 5 ns, führt nicht zu einem fehlerhaften Triggerverhalten und sorgt aufgrund der geringen Variation für eine gute Zeitauflösung. Daher werden die LaBr<sub>3</sub>-Spektren nur aus CFD-getriggerten Ereignissen aufgenommen. Die CFD-Triggereffizienz bezüglich des LED ist mit dem Scaler überprüft worden und zeigt, dass die beide Raten etwa übereinstimmen.

### HPGe

Besonders in hochreinen Germaniumdetektoren kommt es durch die lange Ladungssammelzeiten zu ebenso langen Anstiegszeiten der Detektorsignale. Bei der verwendeten CFD-Zeiterfassung der HPGe-Detektoren entstehen sowohl starke Verluste der CFD-Triggereffizienz als auch Walkeffekte durch die ungenügende Anstiegszeitkompensation. Durch den Walkeffekt wird auch die Zeitauflösung entsprechend schlechter. Dabei sind die Grenzen der Anwendbarkeit des CFD-Timings sichtbar. In Abbildung 3.1.7 ist das deutlich schlechtere Triggerverhalten des CFD im Vergleich zum LED gegenübergestellt.

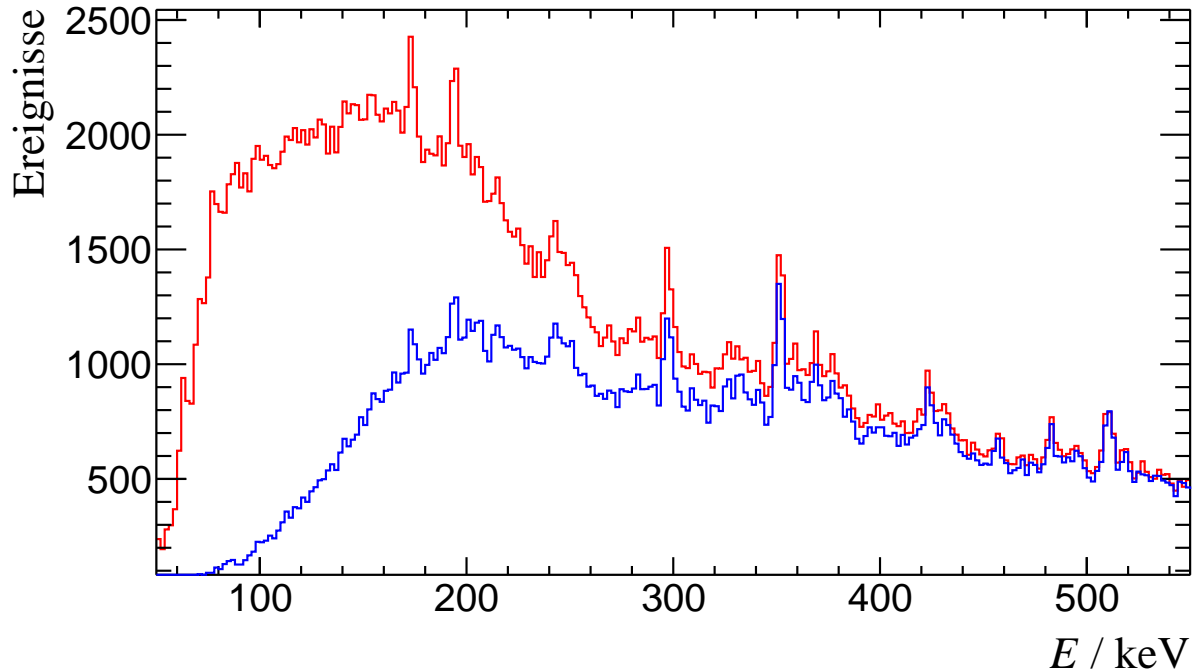
Für die Optimierung der CFD-Triggereffizienz und der Zeitauflösung sind speziell für die HPGe-Detektoren mehrere Verfahren vor der Hauptmessung untersucht worden.

### Variation der Verzögerung

Als erstes Verfahren wurde die Verzögerung  $t_d$  von 30 bis 80 ns variiert.

### Extrapoliertes LED Verfahren

Als zweite Methode wird das Extrapolierte LED-Verfahren (auch Extrapoliertes Leading Edge Timing kurz: ELET) untersucht. Bei diesem Verfahren wird eine zweiter LED verwendet, dessen Schwellspannung höher eingestellt ist als die des ersten LED. Unter der Annahme einer linear ansteigenden Flanke  $V(t) = a \cdot (t - t_0)$  mit den Anstiegsparameter  $a$ , kann der Startzeitpunkt des Signals  $t_0$  als Nulldurchgang extrapoliert werden. Für die beiden Schwellspannungen  $V_{\text{low}}$  und  $V_{\text{high}}$ , mit den entsprechenden erfassten Zeitpunkten



**Abbildung 3.1.7:** Ausschnitt eines Spektrums, aufgenommen mit CFD- und LED-Ereignissen für den HPGe-Detektor#1. In Rot ist das mit LED- und in Blau das mit CFD getriggerte Spektrum dargestellt.

$t_{\text{low}}$  und  $t_{\text{high}}$  erhält man folgendes lineares Gleichungssystem:

$$V_{\text{low}} = a \cdot (t_{\text{low}} - t_0) \quad (3.1.8)$$

$$V_{\text{high}} = a \cdot (t_{\text{high}} - t_0) \quad (3.1.9)$$

$$(3.1.10)$$

Aus dem Verhältnis der Schwellspannungen  $r = \frac{V_{\text{high}}}{V_{\text{low}}}$  lässt sich der Startzeitpunkt bestimmen:

$$t_0 = \frac{r \cdot t_{\text{low}} - t_{\text{high}}}{r - 1} \quad (3.1.11)$$

Für die Durchführung dieses Verfahrens wurden zwei verschiedene Schwellspannungsverhältnisse bei  $r = 1,5$  und  $2,0$  verwendet.<sup>1</sup> Die geringere Schwellspannung  $V_{\text{low}}$  beträgt bei beiden Spannungsverhältnissen etwa 44 mV. Für die Bildung der Differenz beider Zeitstempel müssen beide LEDs ein Triggerereignis haben. Dadurch werden effektiv nur die

<sup>1</sup>Die Spannungswerte der Diskriminatorschwellen wurden dabei an einem Oszilloskop abgelesen.



Ereignisse des LED mit der hoch eingestellten Schwelle  $V_{\text{high}}$  getriggert, wodurch im Vergleich zu dem LED, mit der niedrigen Schwelle, die Triggereffizienz sinkt. Eine schlechtere Zeitauflösung für zu niedrig eingestellte Schwellenspannungsverhältnisse ist zu erwarten, da die Annahme einer lineareren Form der Anstiegsflanke für Pulsformen mit geringen Amplituden und stark variierenden Anstiegszeiten kaum zutrifft. Damit entspricht die angenäherte Sekante zunehmend einer Tangente bei dicht aneinanderliegenden Schwellenspannungen dieser Signalformen. Die Nichtlinearität der Impulsform führt bei der Tangente je nach Steigung zu stark schwankenden Nullstellen bzw. Startzeitpunkten, was die Zeitauflösung verschlechtert.

### Variation der Arming-Zeitdifferenz

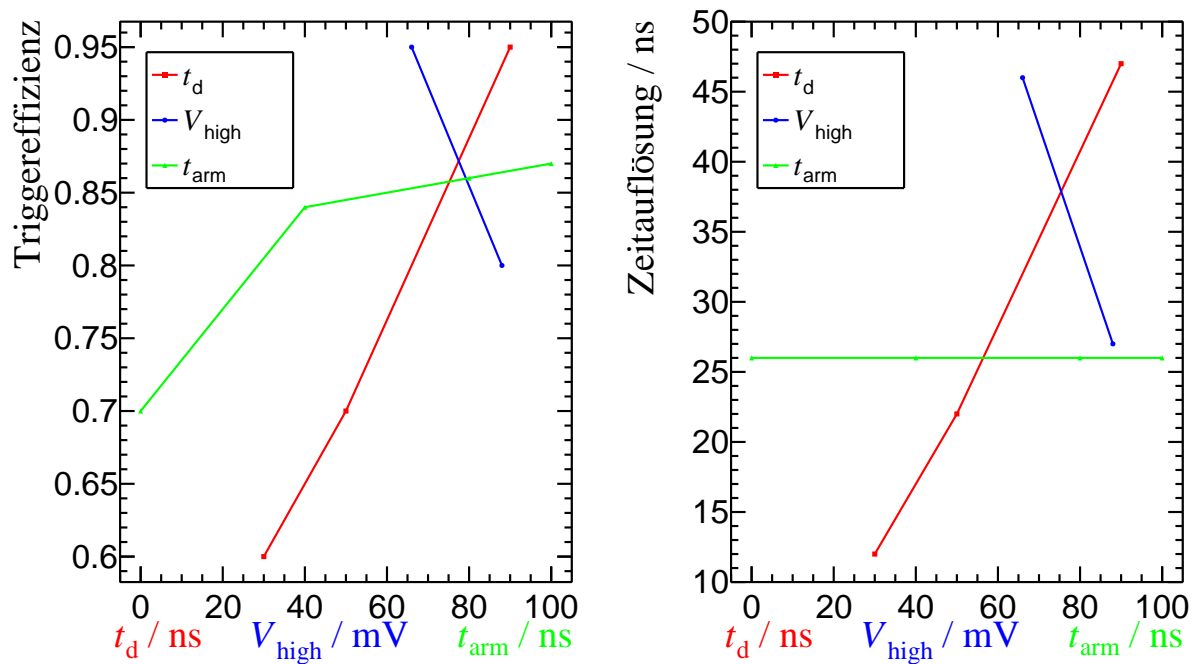
Die dritte Methode zur Optimierung der CFD-Triggereffizienz ist die Implementierung einer extern einstellbaren Verzögerung für den CFD. Dafür wurde ein bestehender CFD mit einer zusätzlichen Verzögerungsleitung im Verarbeitungskreis versehen. Bei dieser Art von Verzögerung handelt es sich um die Zeit zwischen dem vom Nulldurchgang des CFD und vom Leading Edge Arming-Diskriminator ausgelösten Ereignis. Ziel ist es hier diese Arming Zeitdifferenz  $t_{\text{arm}}$  so groß zu wählen, dass der ARC-Timing Zeitpunkt, welcher sonst vor der Arming-LED Schwelle liegen würde, sich nach dem Erreichen der Schwelle befindet. Die Arming-Zeitdifferenzen wurden in einem Bereich von 0 bis 100 ns gewählt. Bei diesem Verfahren besaß die Verzögerung  $t_d$  einen konstanten Wert von 30 ns.

### Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Resultate der Optimierungsversuche sind in folgender Abbildung 3.1.8 gezeigt.

Die Angabe der Verzögerung  $t_d$  entspricht der einstellbaren Kabellänge eines Patchfeldes inklusive der Länge der extern angebrachten Kabel. Die Verzögerung der Armingzeitdifferenz beinhaltet nur die über das Patchfeld eingestellten Kabellängen. Die unbekanntes zusätzlichen internen Kabellängen des modifizierten Moduls werden dabei nicht berücksichtigt. Daher entspricht die Zeitauflösung und Triggereffizienz für Armingzeitdifferenz  $t_{\text{arm}} = 0$  ns nicht dem Fall des herkömmlichen CFDs mit  $t_d = 30$  ns.

Bei der Variation der Arming-Zeitdifferenz stellt sich überraschenderweise eine nahezu konstante Zeitauflösung von 26 ns unabhängig von  $t_{\text{arm}}$  ein. Die Triggereffizienz nimmt für höhere  $t_{\text{arm}}$  zu wobei diese gegen einen Wert von 0,9 zu konvergieren scheint. Die Ursachen dieses Verhalten ist noch nicht geklärt und ist möglicherweise auf die neu implementierte Elektronik zurückzuführen. Die anderen beiden Methoden zeigen Verhalten, dass die Erhöhung der Parameter  $t_d$  bzw.  $V_{\text{high}}$  zu einer Verbesserung der Triggereffizienz, aber auch gleichzeitig, zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung führen. Zusammenfassend



**Abbildung 3.1.8:** Verfahren zur Optimierung beim Timing der HPGe-Detektoren. Die drei verwendeten Timingverfahren sind hier gegenübergestellt. Rechts ist die Abhängigkeit der Zeitaufösung und links die Triggereffizienzabhängigkeit, von den einstellbaren Parametern, gezeigt. Für eine kompakte Darstellung ist für die verschiedenen Parameter die gleiche Zahlenskala verwendet worden. Die Achsenbeschriftungen sind zur Unterscheidung der entsprechenden Parameter farblich kenntlich gemacht.

lässt sich sagen, dass sowohl eine Variation der Arming-Zeitdifferenz als auch das ELET-Verfahren gegenüber dem reinen CFD-Timing keine besseren Resultate liefern.

Ein wichtiges Kriterium für die Optimierung ist hier so gewählt worden, dass die Zeitauflösung nicht mehr als 20 ns selbst bei guter Triggereffizienz betragen sollte, da sonst die Trennung von prompten und verzögerten Photonen nicht mehr möglich ist. Eine Kompromiss dieser Verzögerung wurde für  $t_d = 30$  ns gefunden.

Dort beträgt die Zeitauflösung etwa 12 ns für alle HPGe Kristalle. Die Abweichung der Triggereffizienz des CFD relativ zum LED, bei dieser eingestellten Verzögerung, beginnt sich unter 250 keV deutlich zu verschlechtern. Insgesamt werden 40% aller Ereignisse, die der LED triggert, vom CFD durch fehlerhaftes ARC-Timing nicht ausgelöst (siehe Abbildung 3.1.7). Um den Walkeffekt weiterhin zu reduzieren wird eine Offline-Walkkorrektur innerhalb einer Flugzeitkalibrierung durchgeführt.

## Flugzeitfenster- und Kalibrierung

Nach Festlegung des QDC-Fensters für die Spaltfragmente mit der entsprechend eingesetzten Zeiterfassungsmethode aller Detektorsignale, erfolgt im letzten Schritt in der Go4-Analyse die Flugzeitkalibrierung. Dafür werden zunächst die Zeitdifferenzen aller Kombinationen aus Spaltkammerkanälen und  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren zusammen mit den jeweils in ihnen deponierten Ladungen in ein zweidimensionales Histogramm gefüllt. Die QDC- und ADC-Werte werden im gleichen Analyseschritt energiekalibriert. (siehe Abschnitt 3.2). Aufgrund unterschiedlicher Signalkabellängen und Beschaffenheit der Elektronik der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren und der PuFC entsteht ein Laufzeitunterschied der Signale, der sich als Offset  $ch_{\text{offset}}$  auswirkt. Dieser wird aus der Lage des prompten Photonenpeaks aus den Flugzeitspektren ermittelt. Die Kalibrierung erfolgt so, dass die Zeit der prompten Photonen der entsprechend zurückgelegten Flugstrecke  $L$  entspricht und somit eine Flugzeit von  $\frac{L}{c}$  besitzt, wobei  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Für die Flugzeitkalibrierung erhält man damit allgemein für eine Zeit  $t$  in Abhängigkeit des TDC-Kanals  $ch$  folgende Formel:

$$t = f \cdot (ch_{\text{offset}} - ch) + \frac{L}{c} \quad (3.1.12)$$

Der Faktor  $f$  ist die TDC-Disperion und gibt die Umrechnung von TDC-Kanälen in ps an und beträgt 24,414 ps pro TDC-Kanal. Die Flugstrecke der Photonen  $L$  kann aufgrund der ausgedehnten Geometrie der PuFC-Deposit variieren. Für die Anordnung der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren betragen die tatsächlichen Flugzeiten für jedes Deposit etwa 0,7 bis 1 ns. Diese Fluktuation kann jedoch nicht mehr zeitlich aufgelöst werden. Bei der Flugzeitabhängigkeit der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren bezüglich aller Deposits dominiert der Beitrag der Flächenaus-

dehnung der PuFC-Quelle, und ist weitgehend unabhängig von der Depositposition. Für die Anordnung der HPGe-Detektoren ist das Gegenteil der Fall. Die Flugzeiten für die Deposit-Positionen für die Germaniumdetektoren variieren von 1,7 bis 2,2 ns, könnten aber aufgrund der Zeitaufösung kaum voneinander unterschieden werden. Die Flugzeitfluktuation aufgrund der ausgedehnten Deposits sind vernachlässigbar, da die Photonenflugstrecken nahezu parallel bei dieser Geometrie verlaufen.

Die Flugstrecken aller Deposits der LaBr<sub>3</sub> Detektoren werden auf eine nominelle Strecke von 30 cm und die der HPGe-Detektoren auf 50 cm festgelegt. Die Festlegung dieser Flugstrecken ist, auch wenn der Unterschied zwischen tatsächlichen Flugstrecken und  $L$  zeitlich kaum auflösbar ist, physikalisch nicht ganz anschaulich, da sie sich für die einzelnen Deposits besonders bei den HPGe-Detektoren unterscheiden und nur die Geschwindigkeit der Photonen eine konstante depositunabhängige Größe ist. Die Deposit-Positionen für die prompten Photonen werden damit künstlich auf eine gleiche Lage gesetzt. Allerdings soll auch nur eine Trennung von prompten Photonen und verzögerten Photonen erfolgen, sodass eine minimale Flugzeittrennung beim geringsten Deposit-Detektor Abstand gewährleistet ist. Durch die Verschiebung der Photonenflugzeit auf die gleiche Lage sind für größere Detektor-Depositabstände die Zeitdifferenzen prompter und nicht prompter Photonen größer. Damit ist bei einem minimal gesetzten Flugzeitfenster sichergestellt, dass auch die verzögerten Photonenereignisse aller anderen Deposits abgetrennt werden.

Die flugzeitkalibrierten Energie-Flugzeitspektren sind anhand des Beispiels von CFD-getriggerten Ereignissen für den LaBr<sub>3</sub>-Detektor in Abbildung 3.1.9, sowie für den HPGe-Detektor in in Abbildung 3.1.10 dargestellt.

### Offline Walkkorrektur

Die Offline Walkkorrektur wurde für die Energie-Flugzeit Spektren aller  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren angewendet. Dabei wird die Formel der Flugzeitkalibrierung um den energieabhängigen Term  $t_{walk}(E)$  erweitert:

$$t = f \cdot (ch_{\text{offset}} - ch) + \frac{L}{c} - t_{\text{walk}}(E) \quad (3.1.13)$$

Das in Abbildung 3.1.11 dargestellte Energie-Flugzeit-Histogramm, welches nach Gleichung 3.1.12 flugzeitkalibriert wurde, zeigt den Time-Walkeffekt anhand des, mit LED getriggerten, HPGe-Detektors #1.

Ziel der Walkkorrektur ist es, besonders die niederenergetischen Ereignisse unterhalb von 200 keV zu korrigieren um zu gewährleisten, dass ein Zeitfenster mit festen Grenzen  $\Delta t$  die prompten Photonen beinhalten. Alternativ könnten auch für das Zeitfenster der prompten

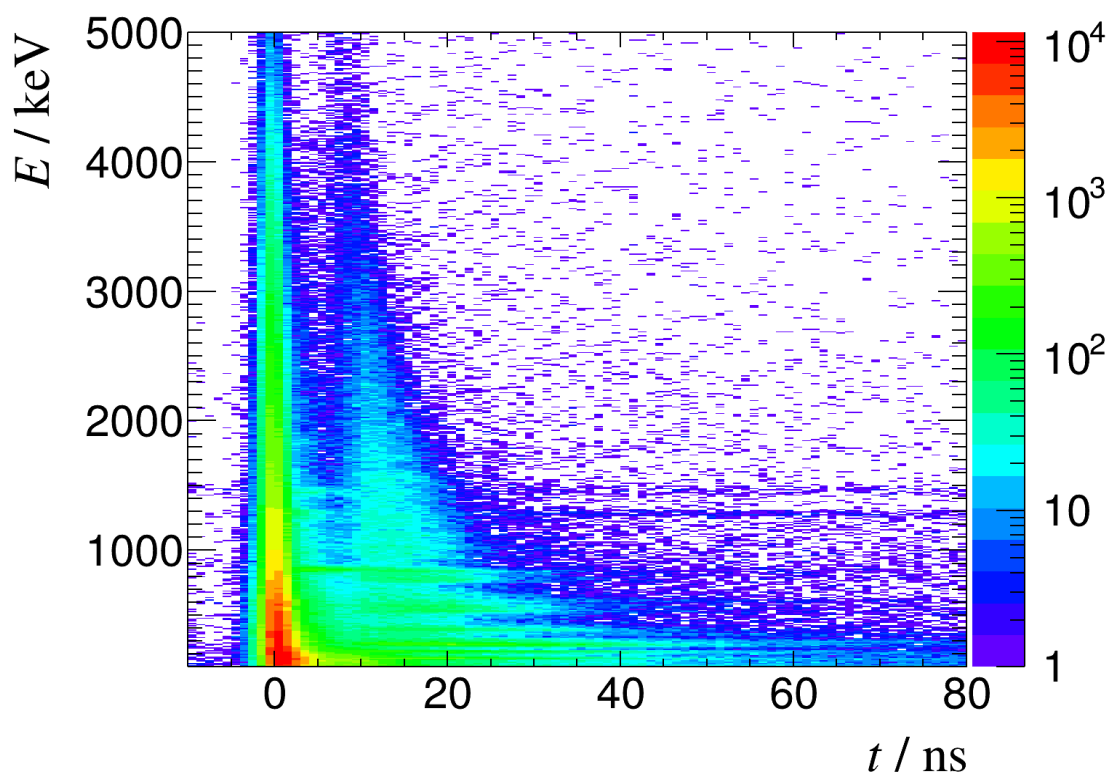


Abbildung 3.1.9: Energie-Flugzeitspektrum, im interessanten Zeitfenster, mit CFD getriggerten Ereignissen des LaBr<sub>3</sub>-Detektors #1.

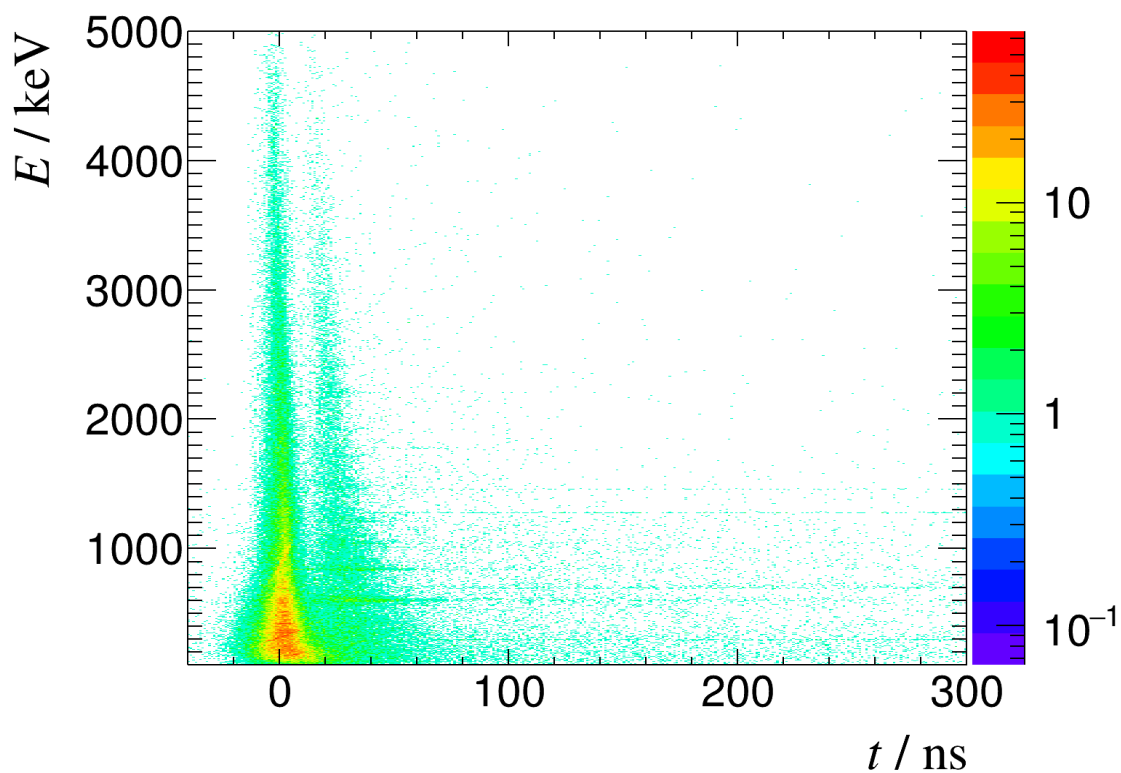
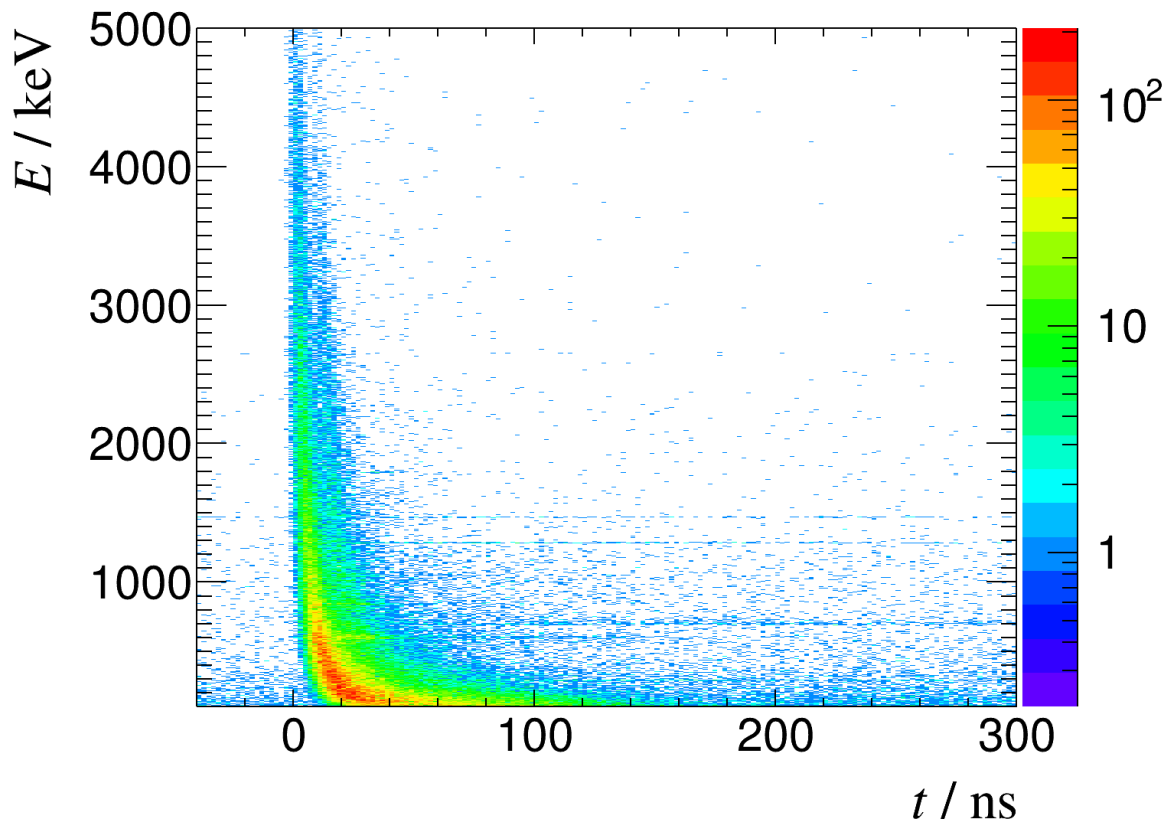


Abbildung 3.1.10: Energie-Flugzeitspektrum, im interessanten Zeitfenster, mit CFD getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors #1.



**Abbildung 3.1.11:** Energie-Flugzeitspektrum, im interessanten Zeitfenster, mit LED getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors.

Photonen energieabhängige Zeiten um den Bereich des Walkverlaufes gesetzt werden. Allerdings würde dies zu Inkonsistenzen für den Vergleich zu anderen Experimenten führen, da die Wahl der energieabhängiger Zeitfenster willkürlich ist.

Zur Beschreibung des Walkverlaufs ist eine negative endliche Potenzreihe, bestehend aus  $N$  Termen, verwendet worden:

$$t_{\text{walk}}(E) = \sum_{i=0}^N a_i \cdot (E + b)^{-i} \quad (3.1.14)$$

Diese Funktion wurde empirisch gewählt und soll den Verlauf des Walks im Energie-Flugzeit Spektrum als asymptotisches Verhalten an der Energie- und Zeitachse beschreiben.

Für die Anpassung dieser Funktion wurden die Zeitpunkte des Walks aus verschiedenen Zeitintervallen des Energie-Flugzeit-Histogrammes bestimmt. Dabei erhält man über die Integration aller Energien, innerhalb dieses Zeitintervalls, eine eindimensionale Flugzeitverteilung. Die Zeitposition des Walks wurde als Mittelwert einer Gaußanpassung des entsprechenden Flugzeithistogrammes bestimmt. Die Wahl der Zeitintervalle wurde so getroffen, dass etwa gleich viel Ereignisse in jeden Flugzeithistogramm enthalten ist. Der Walkverlauf für den CFD konnte für alle  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren bereits nach Abbruch des ersten Gliedes der Gleichung 3.1.14  $N \leq 1$  gut beschrieben werden.

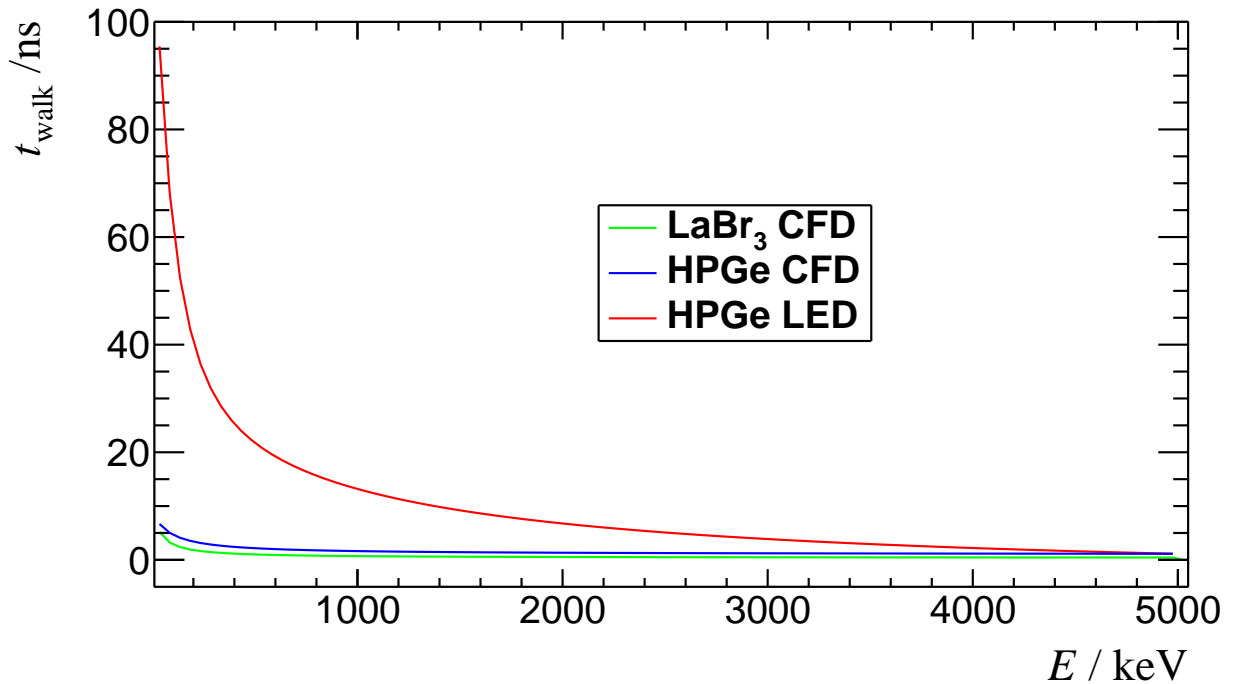
Für den Walkeffekt der LED erfassten Zeitsignale des HPGe-Detektors lieferte Gleichung 3.1.14 erst nach dem Abbrechen des dritten Terms  $N \leq 3$  eine gute Anpassung an die Kurve.

In Abbildung 3.1.12 sind dazu die entsprechenden Anpassungsfunktionen dargestellt, die den Walkverlauf beschreiben.

Hierbei ist die starke Impulshöhenabhängigkeit des Walks für die LED getriggerten Ereignisse deutlich sichtbar. Aufgrund der Impulshöhenkompensationsfunktion des CFD-Moduls ist die Größe des Walks, für beide  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren, deutlich geringer als beim LED. Das in Abbildung 3.1.13 dargestellte Energie-Flugzeit-Spektrum zeigt die angewendete Walkkorrektur auf das in Abbildung 3.1.11 gezeigte Spektrum, welches die LED getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors enthält.

Die eindimensionalen Flugzeithistogramme erhält man aus Integration aller Energien der Energie-Flugzeithistogramme. Diese Flugzeitverteilungen sind in Abbildung 3.1.14 aus den verschiedenen Zeitbestimmungsmethoden für die  $\gamma$ -Detektortypen jeweils mit- und ohne angewendeter Offline-Walkkorrektur dargestellt.

Als Maß für die Zeitauflösung wurde hier das FWHM für die entsprechende Flugzeitverteilung definiert. Für die Zeitauflösung der LED-Flugzeitverteilung des HPGe-Detektors



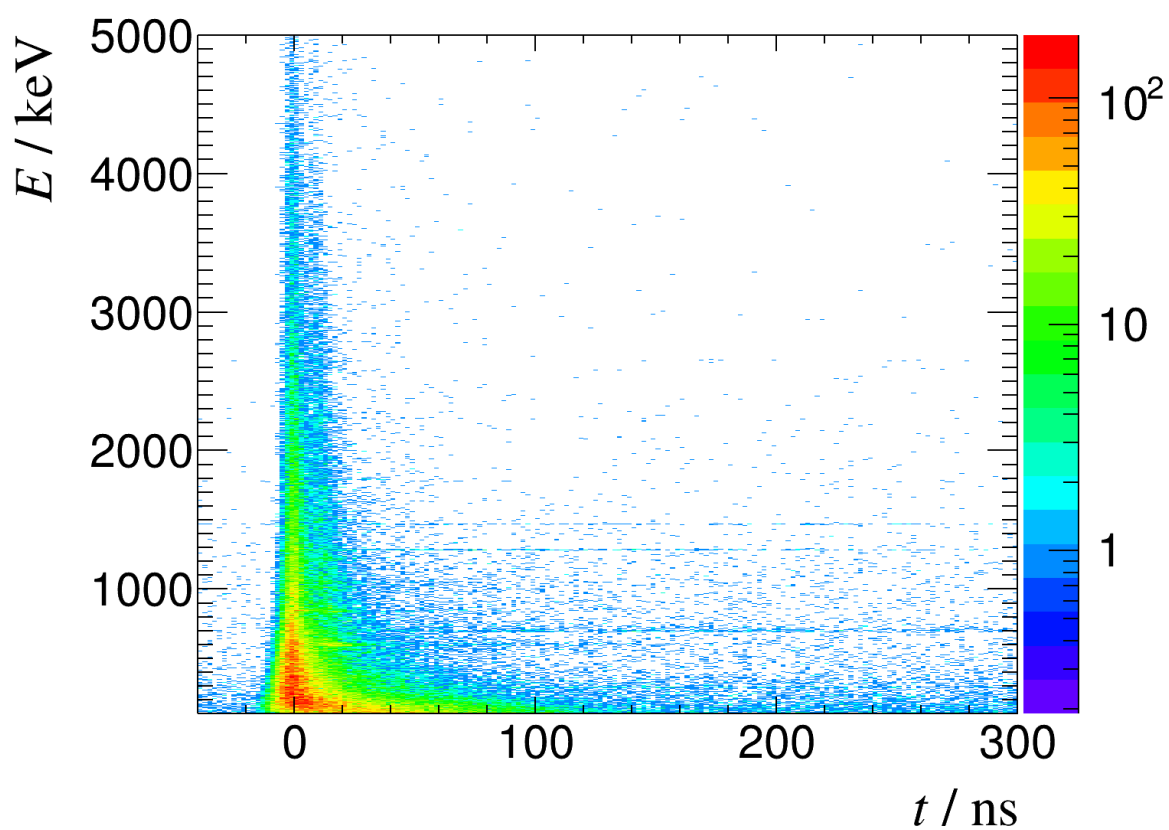
**Abbildung 3.1.12:** Walkkurven beschrieben durch eine Anpassungsfunktion 3.1.14. Die Verläufe des Walks sind hier für die CFD- und LED erfassten Zeitsignale für die entsprechenden  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren dargestellt.

erhält man einen Wert von  $\Delta t = 70$  ns. Mit angewandeter Walkkorrektur verbessert sich dieser Wert auf  $\Delta t = 35$  ns. Die Walkkorrektur wirkt sich auf die Flugzeitverteilungen der CFD bestimmten Ereignisse nur geringfügig aus. Die entsprechenden Zeitaufösungen unterscheiden sich kaum. Für den HPGe-Detektor erhält man ein FWHM der Flugzeitverteilung von etwa  $\Delta t = 12$  ns, beim LaBr<sub>3</sub>-Detektor beträgt  $\Delta t = 2,5$  ns.

Für die Germaniumdetektoren ist in Erwägung gezogen worden, zusätzlich nur die LED-Ereignisse zu verwenden, welche vom CFD nicht getriggert werden. Allerdings würde bei solchen CFD- und LED kombinierten Flugzeitverteilungen immernoch das Problem bestehen, dass selbst mit angewandeter Walkkorrektur, die Zeitauflösung durch den LED-Walkeffekt für Energien unterhalb von etwa 300 keV ungenügend ist. Alternativ zu dieser Methode werden nur die Ereignisse vom CFD-Timing verwendet. Anschließend erfolgt, nach einem gesetzten Flugzeitfenster auf die prompten Photonen, eine Triggereffizienzkorrektur (siehe Abschnitt 3.1). Die Breite der Zeitfenster für prompte Ereignisse wurde anhand der Zeitaufösungen der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren als doppelte FWHM der Flugzeitverteilungen festgelegt.

In Abbildung 3.1.15 sind dafür die Flugzeitspektren der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren abgebildet.





**Abbildung 3.1.13:** Energie-Flugzeitspektrum, mit angewendeter Walkorrektur, der LED getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors #1.

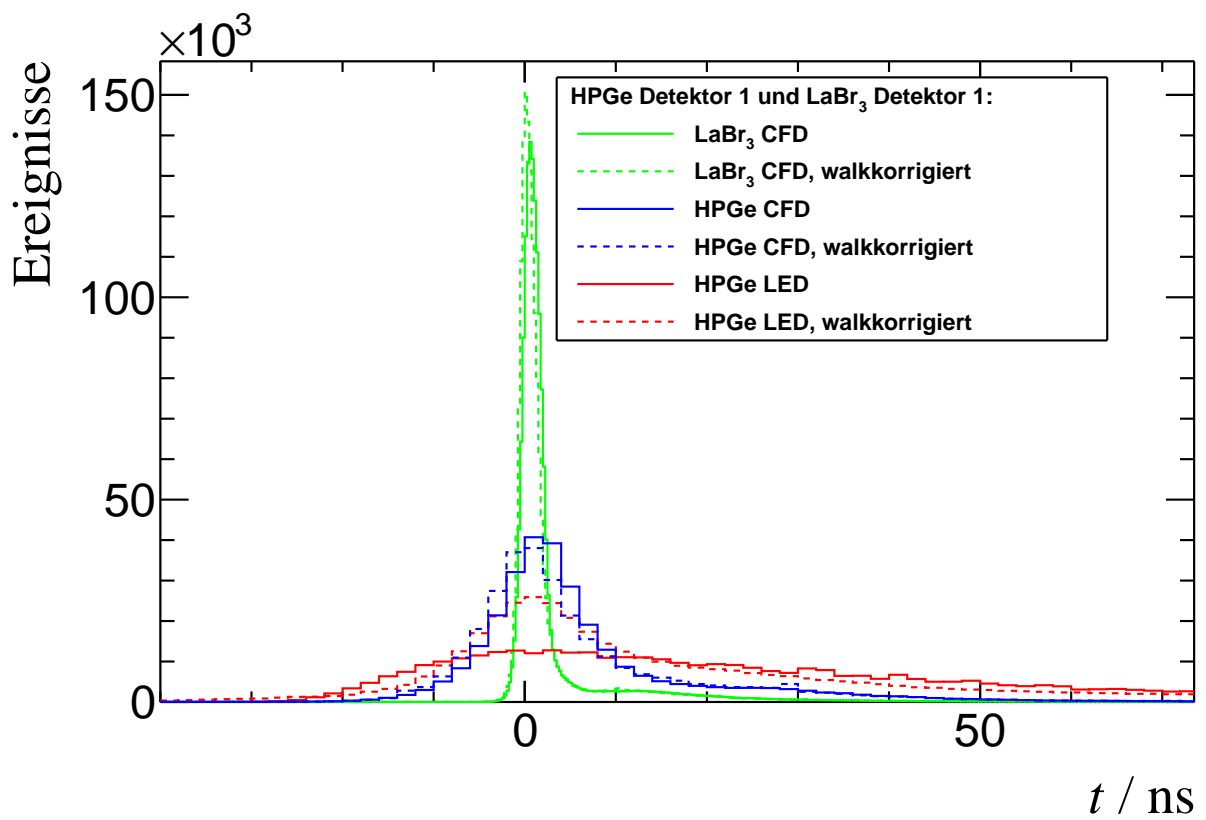
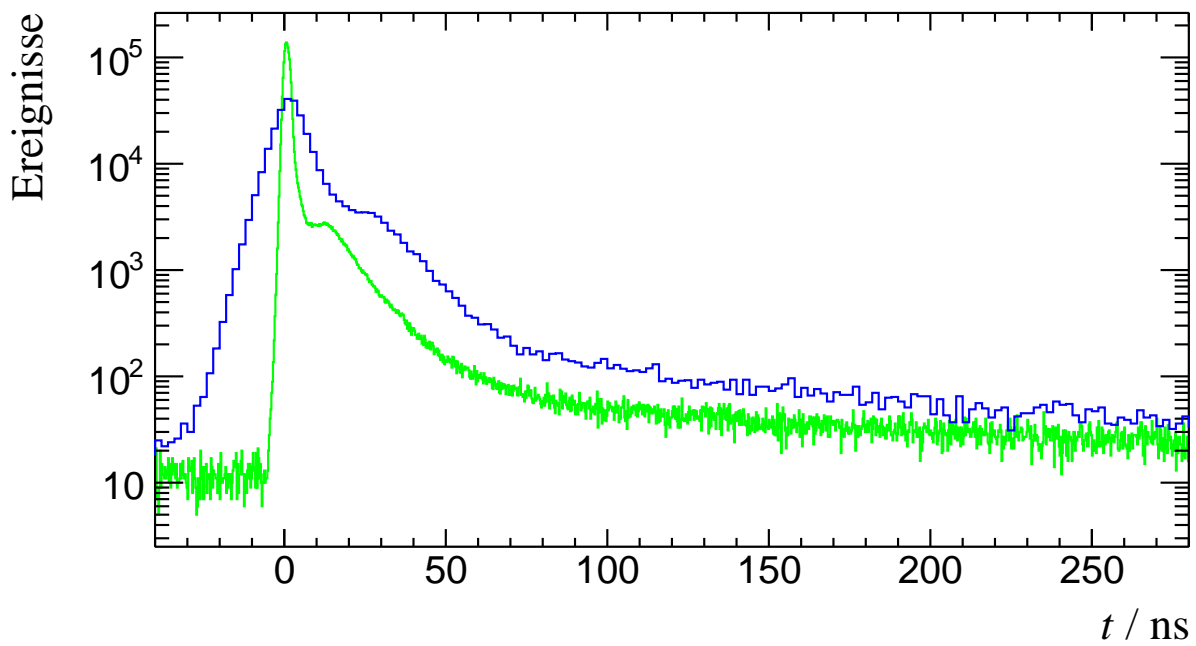


Abbildung 3.1.14: Dargestellt sind die Flugzeitspektren verschiedener Zeitbestimmungsmethoden.



**Abbildung 3.1.15:** Flugzeitspektren der CFD getriggerten Ereignisse der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren mit angewandeter Walkkorrektur. Die Flugzeitverteilung ist in Grün für den LaBr<sub>3</sub>-Detektor #1, und in Blau für den HPGe-Detektor #1 logarithmisch dargestellt.

## CFD-Triggereffizienzkorrektur

Nachdem das Flugzeitfenster auf die prompten Photonen gesetzt wurde wird anschließend eine CFD Triggereffizienzkorrektur auf dieses gemessene prompte  $\gamma$ -Strahlungsspektrum für die Germaniumdetektoren durchgeführt. Für diese Korrektur werden dabei die gemessenen CFD- und LED- Spektren  $N_{\text{CFD}}(E)$  und  $N_{\text{LED}}(E)$ , welche sich noch nicht im Flugzeitfenster auf die prompten Photonen befinden, durcheinander dividiert. Das Verhältnis dieser Spektren  $\frac{N_{\text{CFD}}(E)}{N_{\text{LED}}(E)}$  liefert einen energieabhängigen Korrekturfaktor  $\epsilon_{\text{CFD}}(E)$  welcher durch folgende Funktion beschrieben werden soll

$$\epsilon_{\text{CFD}}(E) = 1 + \frac{1}{a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^2} \quad (3.1.15)$$

Diese Korrekturfunktion wurde empirisch gefunden und soll einerseits gewährleisten, dass diese für höhere Energien gegen 1 konvergiert. Andererseits soll die Funktion für niedrige Energien ein abfallendes Verhalten zeigen. Daher ist für den zweiten Term eine gebrochene rationale Funktion mit einem Nennerpolynom zweiten Grades, welcher das Verhalten der Triggereffizienzkurve im niederenergetischen gut beschreibt, gewählt worden. Die Anpassung dieser Kurve erfolgte an dem gemessenen  $\epsilon_{\text{CFD}}(E)$ , die eine Binbreite von 10 keV besitzen.

Nach der Division des Spektrums  $N_{\text{CFD}}^{\text{gated}}(E)$ , welches sich im Flugzeitfenster der prompten Photonen befindet, mit der Triggereffizienzkorrektur  $\epsilon_{\text{CFD}}(E)$  erhält man ein promptes gemessenes  $\gamma$ -Strahlungsspektrum  $N_{\text{LED}}^{\text{gated}}(E)$ . Das erhaltene Spektrum besitzt damit die Zeitbestimmung vom CFD-Timing und ist auf LED-Triggerereignisse korrigiert worden.

$$N_{\text{LED}}^{\text{gated}}(E) = \frac{N_{\text{CFD}}^{\text{gated}}(E)}{\epsilon_{\text{CFD}}(E)}.$$

Die Annahme dieser Korrektur beschränkt sich darauf, dass Vollenergieereignisse sowie Ereignisse aus der Detektorantwort vor allem inkohärente (Compton-)Streuung die einen Beitrag zur gleichen Energie liefern, die gleichen Anstiegsflanke der Pulsformen besitzen, welche gleichermaßen vom CFD nicht getriggert werden. In Abbildung 3.1.16 sind für alle sechs Germaniumdetektoren die CFD-Triggereffizienzen dargestellt.

Auffällig sind hier die noch niedriger abfallenden Triggereffizienzkurven für den HPGe Detektor #3, #4, und #5 im Vergleich zu den anderen Detektoren. Die Ursache dafür liegt womöglich bei einer fehlerhaften Signalformung der schnellen Signale durch das Verstärkermodul.

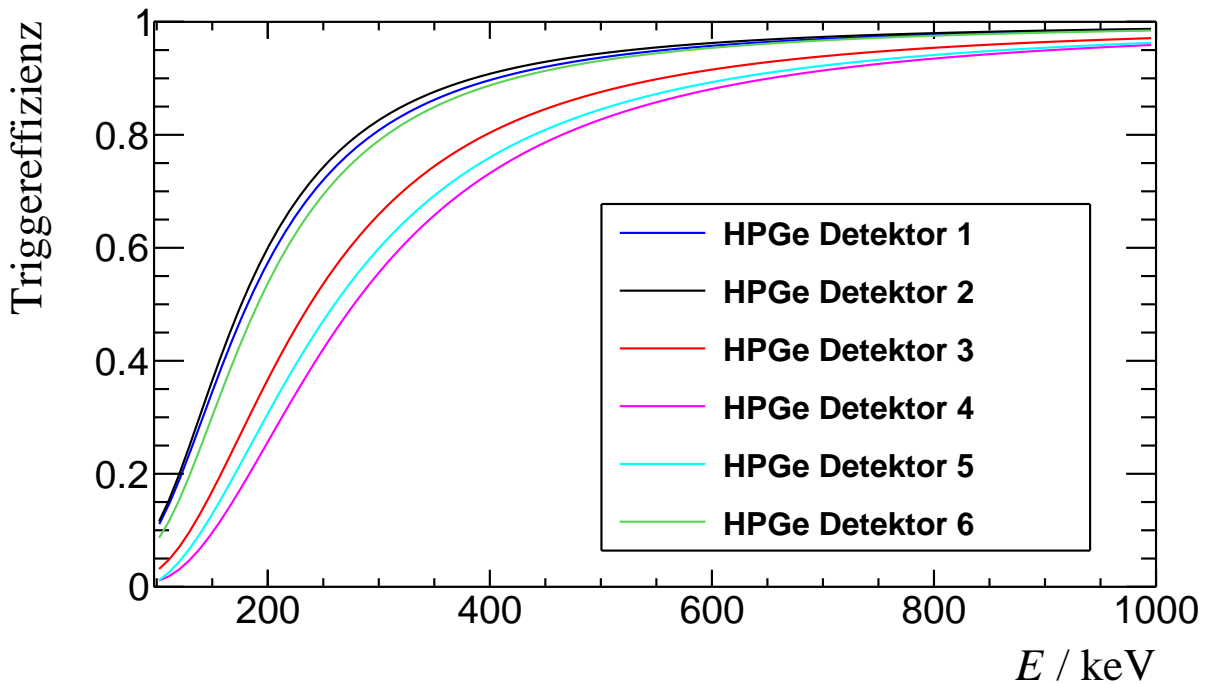


Abbildung 3.1.16: CFD-Triggereffizienzen für alle Germaniumdetektoren.

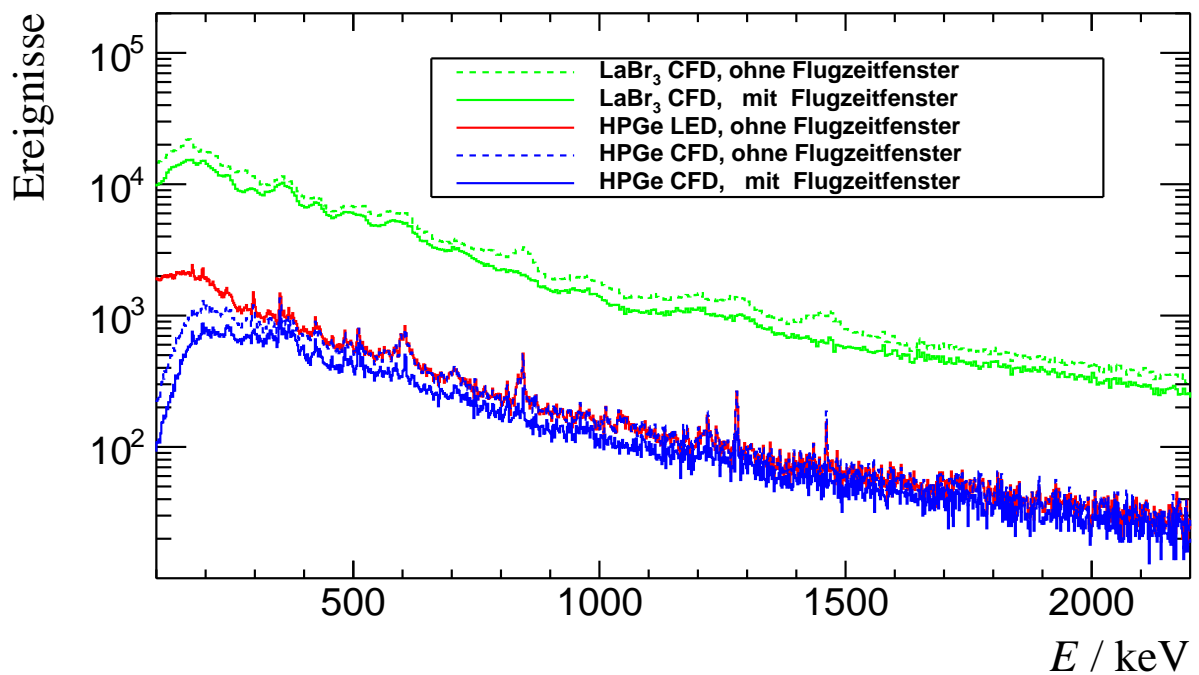
## Flugzeitfensterabhängige Energiespektren

### Gemessene PFGS

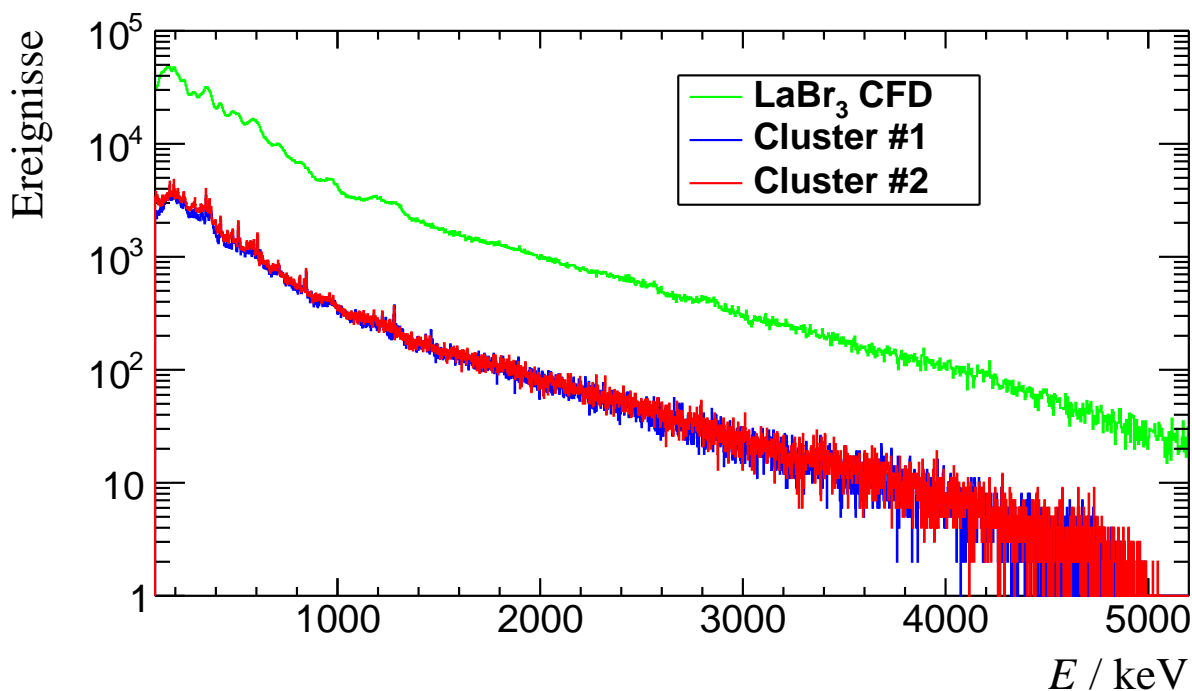
Das gemessene PFGS erhält man aus der Integration des Energie-Flugzeitspektrums, über die Zeiten des prompten Flugzeitfensters gesetzte Zeitbereich. In folgender Abbildung 3.1.17 sind die Spektren eines  $\text{LaBr}_3$ - und HPGe-Detektors jeweils mit- und ohne gesetzte Flugzeitfenster auf prompten Photonen gezeigt. Zum Vergleich ist für dazu das LED-getriggerte Spektrum eines Germaniumdetektors dargestellt.

Im späteren Verlauf sollen die PFGS der Für die Endauswertung der PFGS werden Detektoren in Gruppen zugehöriger Symmetrie eingeteilt. Die  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren, die HPGe-Detektoren der MINNIBALL-Clusters #1 und #2 werden dabei jeweils als eine Detektorgruppe zusammengefasst. dafür sind in folgender Abbildung 3.1.18 die drei Summenspektren der  $\text{LaBr}_3$  sowie der Cluster #1 und #2 Detektoren dargestellt.

Die gemessenen PFGS Summenspektren zeigen für alle Detektorgruppen einen ähnlichen Verlauf, wobei die Clusterdetektoren im niederenergetischen Bereich ( $<150$  keV) stark voneinander abweichen. Die Ursache dafür liegt in der angewendeten CFD-Triggereffizienzkorrektur bei niedrigen Energien, da dort die Statistik der der CFD-Ereignisse sehr gering ist und somit zu einer hohen Fluktuation aufgrund der Triggereffizienzkorrektur führt.



**Abbildung 3.1.17:** Für den LaBr<sub>3</sub>-Detektor #1 und den HPGe-Detektor #1 sind die gemessenen Energiespektren abgebildet. Das hier dargestellte, vom CFD getriggerte Germanium-Spektrum enthält zum besseren Vergleich mit dem LED-getriggerten Spektrum, keine Triggereffizienzkorrektur.

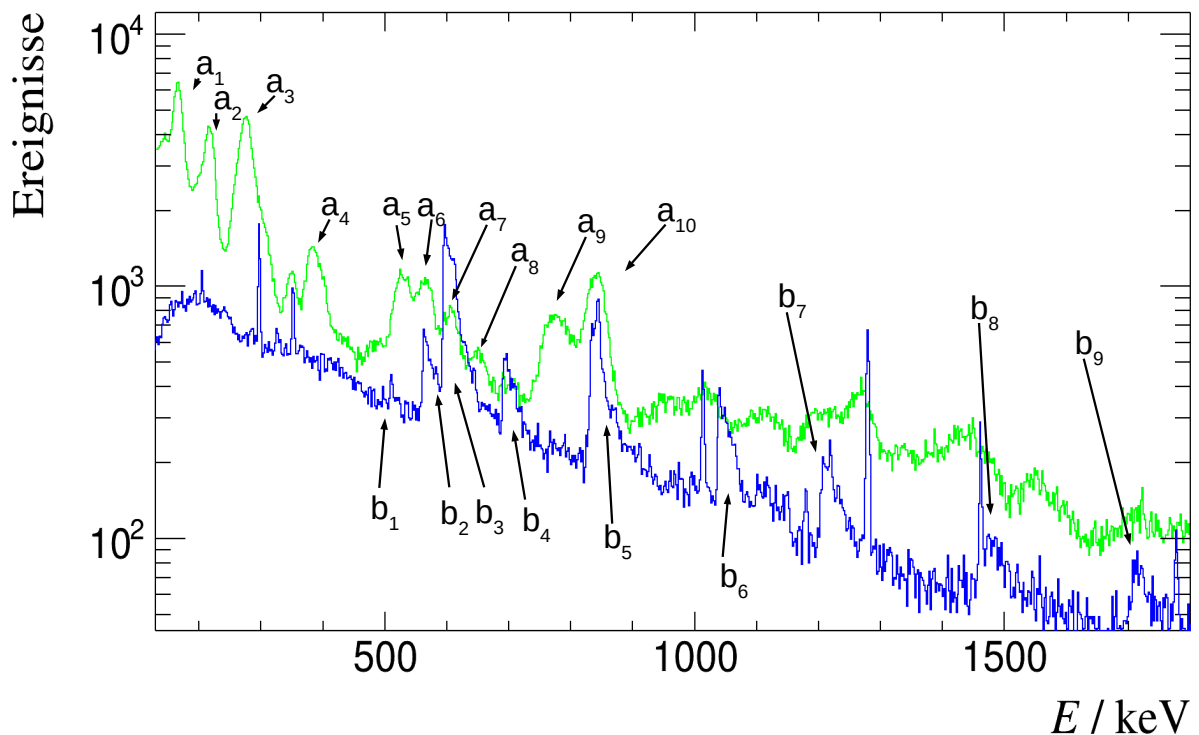


**Abbildung 3.1.18:** Ausschnitt der gemessenen PFGS Summenspektren der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren. Bei den Spektren der Clusterdetektoren wurde, die im Abschnitt 3.1 beschriebene, CFD-Triggereffizienzkorrektur angewendet.

### Verzögerte Photonen und Neutronen

Für das verzögerte Photonenspektrum der jeweiligen beiden Detektortypen wird ein 300 ns großes Zeitfenster nach dem Fenster der prompten Photonen gesetzt. Für jeden Detektortyp sind dabei die Ereignisse aller Einzeldetektoren enthalten um eine stärkere statistische Aussagekraft zu haben. In Abbildung 3.1.19 ist ein Ausschnitt der verzögerten Photonenspektren dargestellt.

Im Germaniumdetektor können bei inelastischer Neutronenstreuung Photonen oder Konversionselektronen emittiert werden welche ihre volle Energie im Detektor deponieren. Die Rückstoßenergie des Germaniumkerns hinterlässt ebenfalls ein Signal im Detektor. Schließlich entsteht aus der Summe beider deponierter Energien statt einer gaußschen Peakform ein Neutronendreieck, dessen Form beginnend von der eigentlich emittierten Photo- oder Konversionselektronenenergie zu höheren Energien verbreitert ist. Damit lassen sich solche Ereignisse von den gaußförmigen Peakformen der Untergrund- oder Isomerlinien unterscheiden. Bei den  $\text{LaBr}_3$  spielt der Rückstoß vom Kern für die Bildung des Signals keine bedeutende Rolle, sodass die Peakformen neutroneninduzierter Signale von anderen Ereignissen nicht zu unterscheiden ist. In beiden Spektren sind noch verbleibende Untergrundlinien von  $^{214}\text{Pb}$  bei 300 keV,  $^{214}\text{Bi}$  bei 350 keV und  $^{40}\text{K}$  bei 1461 keV enthalten. Bei den



**Abbildung 3.1.19:** Ausschnitt eines verzögerten Photonenspektrums. Der Verlauf des Spektrums ist für die  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren in Blau und für die HPGe-Detektoren in Rot dargestellt. Die Energien, welche einer Neutronenreaktionen mit den Detektormaterial zugeordnet werden konnte, sind mit den Buchstaben a und b mit entsprechenden Indizes für das mit dem  $\text{LaBr}_3$ - bzw. Germaniumdetektor gemessene Spektrum durchnummeriert worden. Die Linien  $b_1$  bis  $b_6$  sind auch in [Fehrenbacher et al., 1996] identifiziert worden.



**Tabelle 3.1.1:** Verzögerte Photonen aus verschiedenen Neutronen Reaktionen mit den Detektormaterial. Die in Tabelle 3.1.19 gekennzeichneten Linien sind mit den entsprechenden Nummerierungen tabellarisch aufgeführt[Laboratory, 2017].

(a) LaBr <sub>3</sub>			(b) Germanium		
Nr.	$E / \text{keV}$	Reaktion	Nr.	$E / \text{keV}$	Reaktion
a <sub>1</sub>	166	<sup>139</sup> La(n, n'γ)	b <sub>1</sub>	563	<sup>76</sup> Ge(n, n'γ)
a <sub>2</sub>	217	<sup>79</sup> Br(n, n'γ)	b <sub>2</sub>	596	<sup>73</sup> Ge(n, γ), <sup>74</sup> Ge(n, n'γ)
a <sub>3</sub>	276	<sup>81</sup> Br(n, n'γ)		608	<sup>74</sup> Ge(n, n'γ)
a <sub>4</sub>	382	<sup>79</sup> Br(n, n'γ)	b <sub>3</sub>	690	<sup>72</sup> Ge(n, n'e <sup>-</sup> )
	398	<sup>79</sup> Br(n, n'γ)	b <sub>4</sub>	834	<sup>76</sup> Ge(n, n'γ)
a <sub>5</sub>	538	<sup>79</sup> Br(n, n'γ)		843	<sup>27</sup> Al(n, n'γ)
a <sub>6</sub>	566	<sup>81</sup> Br(n, n'γ)		847	<sup>56</sup> Fe(n, n'γ)
a <sub>7</sub>	606	<sup>79</sup> Br(n, n'γ)	b <sub>5</sub>	1.040	<sup>70</sup> Ge(n, n'γ)
a <sub>8</sub>	650	<sup>81</sup> Br(n, n'γ)	b <sub>6</sub>	1.204	<sup>74</sup> Ge(n, n'γ)
a <sub>9</sub>	790	<sup>79</sup> Br(n, n'γ)	b <sub>7</sub>	1.464	<sup>72</sup> Ge(n, n'γ)
	843	<sup>27</sup> Al(n, n'γ)	b <sub>8</sub>	1.708	<sup>70</sup> Ge(n, n'γ)
	847	<sup>56</sup> Fe(n, n'γ)			

noch nicht identifizierten Linien handelt es möglicherweise um Isomere, da diese erst nach dem zeitlichen Eintreffen der prompten Photonen im Energie-Flugzeit-Spektrum sichtbar sind. Besonders fällt hier die Linie bei 1280keV im Germaniumdetektor auf.

Der zeitlich konstante Untergrund welcher, zufällig im QDC-Fenster der PuFC in Koinzidenz mit den Spaltfragmenten gemessen wird, kann zeitlich normiert, von den prompten Photonenergebnissen abgezogen werden. Zur Abschätzung dieses zufälligen Untergrundes wird in dem Energie-Flugzeit-Spektrum ein Bereich projiziert welcher nur die zeitlich unkorrelierten Ereignisse vor dem prompten Photonen enthält. Anschließend wird dieses Untergrundspektrum zeitlich auf das prompte Flugzeitfenster richtig normiert und abgezogen.

## 3.2 Effizienz- und Kalibrierungsmessung

Neben der Langzeitmessung des PFGS werden zahlreiche Quellmessung zur Bestimmung des Vollenergieansprechvermögens, der Energiekalibrierung und der Energieauflösung der γ-Strahlungsdetektoren für die spätere Nachbereitung der PFGS-Daten durchgeführt.

### Bestimmung des Vollenergieansprechvermögens

Zur Bestimmung des Vollenergieansprechvermögens der Germanium- und LaBr<sub>3</sub>-Detektoren wird ein zur PuFC baugleiches Gehäuse verwendet. Beim sogenannte Dummy

wird jedoch auf die Komponenten des Gaskreislaufs verzichtet. Ziel ist es, die Absorption und Streuung der bei der Spaltung erzeugten Photonen und Neutronen im Gehäuse richtig nachzuempfinden. Deshalb werden im Gegensatz zur Spaltkammer hier auch nur unbeschichtete Siliziumwafer verwendet, da die Absorption der Photonen in den sehr dünnen Actinoidenschichten vernachlässigt werden kann. Auf eine entsprechende Signalverarbeitung mit ns-Vorverstärker konnte so ebenfalls verzichtet werden.

Ziel ist es mit dieser Vorrichtung Effizienzen mit Punktquellen zu messen, welche die volle Detektorgeometrie berücksichtigen. Die einzelnen Siliziumwafer und Tantalscheiben können frei beweglich montiert und befestigt werden.

Da die Siliziumscheiben sehr zerbrechlich sind, wird der Wafer, mit dem die Quellmessungen durchgeführt werden sollen, mit einer Aluminiumscheibe ersetzt. Bereits die Montierung der Quelle könnte schon zur Zerstörung des Siliziumwafers führen. Die Aluminiumscheibe hat eine ähnliche Stärke, Dichte und Kernladungszahl sowie den gleichen Durchmesser wie der originale Wafer. Damit sollen die Photoabsorptionswahrscheinlichkeiten vom Aluminium, die sich auf die Effizienzmessung auswirken, dem Silizium nachempfunden sein.

Die punktförmig umschlossene Quelle wird im Zentrum der Aluminiumscheibe platziert. Für die Messung der Vollenergieansprechvermögen werden eine  $^{137}\text{Cs}$ -,  $^{60}\text{Co}$ - sowie eine  $^{88}\text{Y}$ -Prüfstrahler für die jeweiligen Spaltkammerkanäle verwendet. In dem gemessenen Energiebereich befinden sich die Vollenergieansprechvermögen, die hauptsächlich durch die Absorptionswahrscheinlichkeit der Photonen im Detektormaterial gegeben sind. Dabei nimmt für größere Energien das Vollenergieansprechvermögen annähernd exponentiell ab. Bei unterhalb von 300 keV spielt der gegenläufige Effekt eine Rolle, dass Photonen stärker vom Spaltkammermaterial absorbiert werden. In diesem Energiebereich bildet sich ein Maximum in Form eines "Knies". Leider konnte aufgrund der begrenzten Messzeit und der geringen Aktivität der niederenergetischer Prüfstrahler die Effizienzmessung für diesen Energiebereich nicht vorgenommen werden.

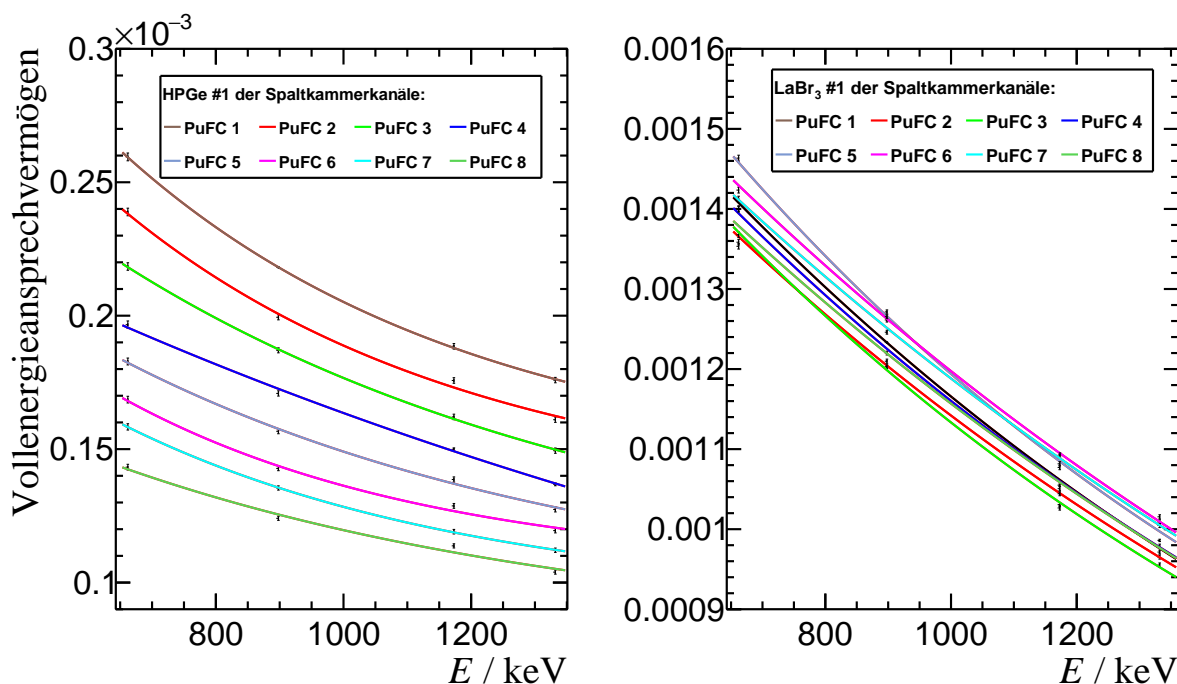
Das Vollenergieansprechvermögen  $\epsilon$  ist als Verhältnis aus Ereignissen mit totaler Energie-deposition im Detektor zur gesamten Anzahl emittierter Ereignisse definiert. Die Anzahl der detektierten Ereignisse  $N_{\text{det}}$  wird dabei als Peakfläche  $N_{\text{peak}}$  aus einer Gaußanpassung mit linearen Untergrund bestimmt. Die Anzahl der emittierten Ereignisse  $N_{\text{em}}$  wird aus dem Produkt der Aktivität  $A$ , der Totzeit korrigierten Messzeit  $t_{\text{live}}$  sowie dem Verzweigungsverhältnis  $I$  ermittelt.

$$\epsilon = \frac{N_{\text{det}}}{N_{\text{em}}} = \frac{N_{\text{peak}}}{A \cdot t_{\text{live}} \cdot I} \quad (3.2.1)$$

Zur Beschreibung des lokalen Verlaufs der gemessenen Vollenergieansprechvermögen ist hier folgende Funktion mit den Parametern  $a$ ,  $b$  und  $c$  verwendet worden:

$$\epsilon(E) = a \cdot e^{-bE} + c \quad (3.2.2)$$

In Abbildung 3.2.1 sind die Vollenergieansprechvermögen eines HPGe-Detektors sowie eines LaBr<sub>3</sub>-Detektors, für alle acht Spaltkammerkanäle, dargestellt.



**Abbildung 3.2.1:** Vollenergieansprechvermögen aller Depositpositionen für den LaBr<sub>3</sub>-Detektor #1. Die Messpunkte mit entsprechender Fitkurve sind für jede Depositposition in einer anderen Farbe dargestellt.

Man sieht hier deutlich die Abhängigkeit des Vollenergieansprechvermögens von der Depositposition bedingt durch den unterschiedlichen Raumwinkel der Detektor-Depositabstände. Hierbei spielt erwartungsgemäß die Raumwinkelabhängigkeit des Ansprechvermögens der Deposits aufgrund der nur gering variierenden Detektor-Depositabstände keine große Rolle.

## Energiekalibrierung

Für die Energiekalibrierung der  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren wurden ein <sup>226</sup>Ra-, ein AmBe- sowie die im vorangegangenen Absatz aufgelisteten Prüfstrahler verwendet.

Die Verstärkung der Szintillationsdetektoren wurde über eine Anpassung der Hochspannung so eingestellt, dass der interessierende Energiebereich von 0-5 MeV<sup>2</sup> auf den gesamten dynamische Bereich des QDC (4096 Kanäle  $\equiv$  900 pC) abgebildet werden konnte. Für Photomultiplier-Hochspannungen oberhalb von 1,2 kV wurden bei den LaBr<sub>3</sub>-Detektoren Nichtlinearitäten in der Detektorantwort festgestellt.

Daher ist der dynamische Bereich der LaBr<sub>3</sub> Spektren sehr groß. Die nur über die Hochspannung einstellbare Verstärkung wurde so gewählt, dass möglichst viele der vorhandenen 4096 Kanäle den interessanten Energiebereich von etwa 5 MeV abdecken und trotzdem die Linearität der Verstärkung gewährleistet ist. Im Fall der HPGe-Spektren konnten die Verstärkung über dem Hauptverstärkermodul so eingestellt werden, dass ein dynamischer Bereich etwa 5 MeV abgedeckt ist

Beim der AmBe-Prüfstrahler wird die Reaktion  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$  der  $\alpha$  emittierenden  ${}^{241}\text{Am}$  ausgenutzt um Photonen aus der Abregung des ersten angeregten Zustand bei 4,48 MeV des  ${}^{12}\text{C}$  Kerns zu erhalten [Z.JANOUT et al., 1980]. Diese Energie, sowie die Energien der Single -und Double-Escapepeaks wurden für die Energiekalibrierung der LaBr<sub>3</sub> verwendet um sicherzustellen, dass die Linearität in diesem Energiebereich gewährleistet ist. In Abbildung 3.2.2 sind zur Veranschaulichung die AmBe-Quellspektren für den HPGe- und LaBr<sub>3</sub>-Detektor dargestellt.

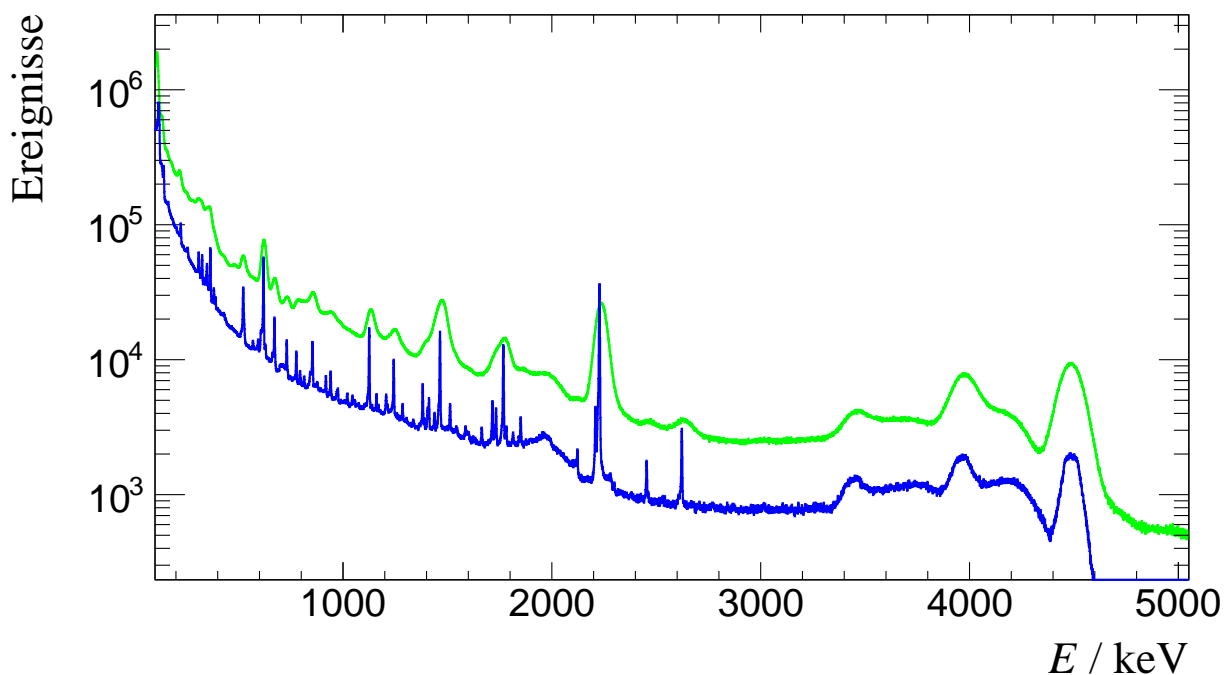
Durch die vom Rückstoß des  ${}^{12}\text{C}$  Kerns verursachte Dopplerverbreiterung der 4,48 MeV Linie sowie dessen Single- und Double-Escapepeaks sind mit ihrer FWHM von etwa 100 keV für die Energiekalibrierung im HPGe-Detektor nicht gut geeignet. Im LaBr<sub>3</sub>-Detektor ist der Effekt der Dopplerverbreiterung aufgrund der schlechten Energieauflösung nicht sichtbar.

Auch hier wurde zuvor die unter Kapitel 3.1 erläuterte Korrektur der Verstärkung angewendet, damit eine Übereinstimmung der ADC- und QDC-Spektren aus der Langzeitmessung gewährleistet ist. Eine Variation der Verstärkung wie dort, konnte bei den kurzen Kalibrierungsmessungen nicht festgestellt werden.

Damit ist gewährleistet, dass die ADC bzw. QDC Kanäle der Langzeit- und der Messung mit den Prüfstrahlern übereinstimmen, auch wenn keine Veränderung der Verstärkung innerhalb der kurzen Quellmessung sichtbar war. Für die anschließende Energiekalibrierung ist der Zusammenhang zwischen QDC- bzw. ADC-Kanal  $ch$  mit der zugehörigen Energie  $E(ch)$  durch ist eine lineare Funktion für alle  $\gamma$ -Detektoren beschrieben worden:

$$E(ch) = a \cdot ch + b \quad (3.2.3)$$

<sup>2</sup>Der Tatsächliche Energiebereich beginnt aufgrund der Diskriminatorschwelle bei etwa 100 keV.



**Abbildung 3.2.2:** AmBe-Quellspektren. Dargestellt sind die AmBe-Spektren in Blau für den HPGe-Detektor #1 und in Rot LaBr<sub>3</sub>-Detektor #1.

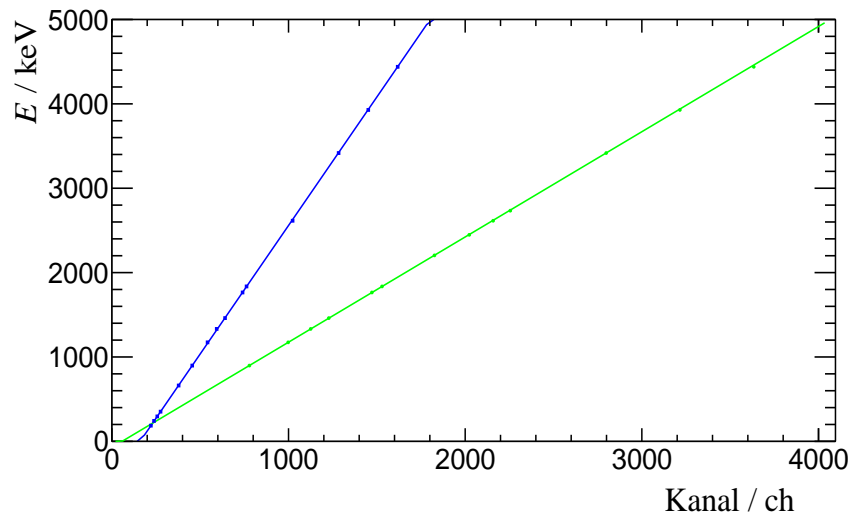
Die auf diese Weise bestimmten Kalibriergeraden sind in Abbildung 3.2.3 dargestellt. Man sieht, dass es mit den verwendeten Verstärkungen im betrachteten Energiebereich zu keinen Nicht-Linearitäten kommt.

## Bestimmung der Detektorauflösung

Für die Messung der Energieauflösung werden die Prüfstrahler, bis aus AmBe, der Energiekalibrierung verwendet. Die Bestimmung der Auflösung erfolgt dabei aus der FWHM einer Gaussianpassung (mit linearen Untergrund) an der entsprechenden Energie. Zur Beschreibung Energieverbreiterung  $\sigma(E)$  im Detektor werden im Folgenden drei Effekte angenommen:

1. die Poissonstatistik des Stromes der Ladungsträger  $\sigma_{\text{pois}} \sim \sqrt{E}$
2. eine elektronisch verursachte Verbreiterung hängt linear von der Impulshöhe ab  
ab <sup>3</sup>  $\sigma_{\text{elec}} \sim E$

<sup>3</sup>Dieser Term soll dadurch motiviert werden, dass die Energien proportional zu den Impulshöhen sind und deren relative Unsicherheiten aufgrund elektronischer Funktionen, wie Ladungsintegrationen oder Verstärkung, einen konstanten Beitrag liefern.



**Abbildung 3.2.3:** Energiekalibrierung. Die bestimmten Messpunkte des HPGe-Detektors #1 sind in Blau, die des LaBr<sub>3</sub>-Detektors #1 in Grün dargestellt. Die beiden Anpassungen nach Gleichung 3.2.3 zeigen deutlich die Linearität zwischen gemessener Ladung und deponierte Energie im betrachteten Energiebereich.

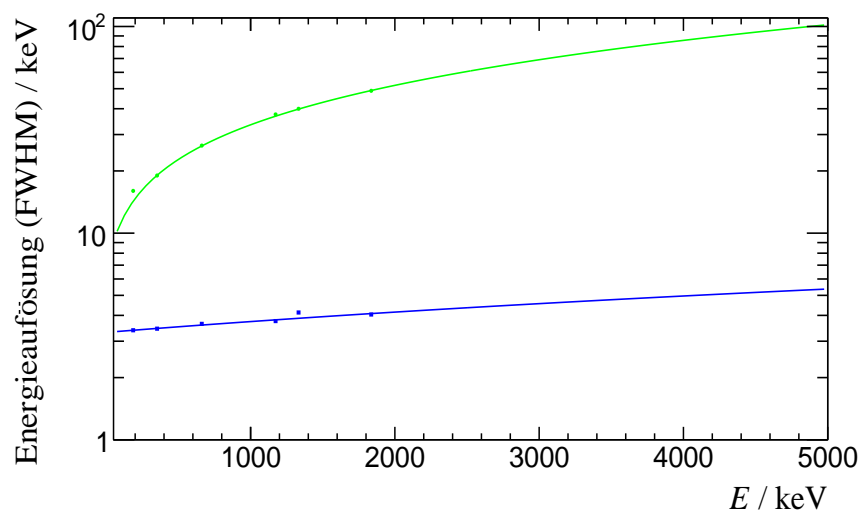
3. die energieunabhängige Verbreiterung durch Rauschen  $\sigma_{\text{noise}} \sim \text{const.}$

Die Quadratische Addition dieser Effekte führt zu folgender Gleichung.

$$\sigma(E) = \sqrt{a \cdot E^2 + b \cdot E + c} \quad (3.2.4)$$

Die energieabhängige Detektorauflösung  $\sigma(E)$  wird anschließend mit dieser beschriebenen Funktion über die gemessenen Werte mit den Parametern  $a$ ,  $b$  und  $c$  angepasst. Abbildung 3.2.4 zeigt die Energieauflösungskurven extrapoliert zu höheren Energien für die beiden Detektortypen.

Die Unterschiede der Energieauflösung  $\Delta E$  der beiden Detektoren sind deutlich erkennbar. Für den HPGe-Detektor befindet sich  $\Delta E$  im Bereich von 2 bis 5 keV. Die LaBr<sub>3</sub> besitzen Werte für  $\Delta E$  von 10 bis etwa 100 keV.



**Abbildung 3.2.4:** Vollenergieauflösungsvermögen von HPGe-Detektor #1 (in Blau) und LaBr3 #1 (in Grün). Die gemessene Auflösung wurde mit Gleichung 3.2.4 bis zu einer Energie von 5 MeV extrapoliert.





## 4 Detektorantwort

Bei der Wechselwirkung der Photonen mit dem Detektormaterial treten Prozesse auf, bei denen entweder die gesamte Energie oder nur ein Teil der Energie, durch inelastische Streuprozesse, im Detektor deponiert.

Photonen einer bestimmte Energie aus dem PFGS erzeugen somit ein Spektrum, das neben einem Vollenergie-Peak ein Kontinuum von inelastisch gestreuten Photonen enthält. Des weiteren treten für Energien oberhalb der doppelten Ruhemasse des Elektrons, bei 1.022 keV, weitere Strukturen durch Paarerzeugungseffekte in Form von Single- und Double- oder Annihilationspeak als Detektorantwort auf.

Das gemessene Spektrum  $y(E)$  lässt sich allgemein als Faltung dieser Detektorantwort (engl. Response)  $r(E, E')$  mit dem Eingangsspektrum  $x(E')$ , welches das emittierte PFGS repräsentiert, über folgende Gleichung darstellen:

$$y(E) = \int_0^{\infty} r(E, E') \cdot x(E') dE' \quad (4.0.1)$$

Aus dieser Gleichung ergeben sich nun zwei Aufgaben:

1. Die Detektorresponse  $r(E, E')$  muss bestimmt werden.
2. Um das gewünschte Spektrum  $x(E')$  zu erhalten muss eine Umkehroperation angewendet werden.

In dem nächsten Abschnitt 4.1 wird die Beschaffung dieser Detektorresponse mithilfe einer Simulationsrechnung beschrieben. Für die Umkehroperation der Detektorresponsefaltung wird das sogenannte Spektrumstrippingverfahren, welches in Abschnitt 4.2 beschrieben ist, angewendet.

### 4.1 Simulation

Um die Detektorantwort zu erhalten, könnten die Energien mehrerer monoenergetische Prüfstrahler gemessen werden. Für die Messung derer Spektren würde die Detektorresponsefunktion  $r(E, E')$  zu einer Responsematrix  $R(E, E')$  diskretisiert werden.

Da aber für sehr wenige Energien solch ein Prüfstrahler existiert und auch der Zeitaufwand zur Messung enorm wäre, könnte dies nur bedingt helfen, sich die Detektorantwortfunktionen einzelner Energien, zu beschaffen. Aus diesem Grund wird auf das Simulations-Toolkit Geant 4 (Kurzform von **Geometry and Tracking Version 4**, [Allison et al., 2003]) zurückgegriffen. Dabei wird die Detektorresponse für Energien (im Folgenden auch als Einschussenergie oder Emissionsenergie bezeichnet) von 100 keV bis 8 MeV in 10 keV Schritten simuliert. Die Schrittweite der Spektren der Detektorantworten beträgt dabei 1 keV.

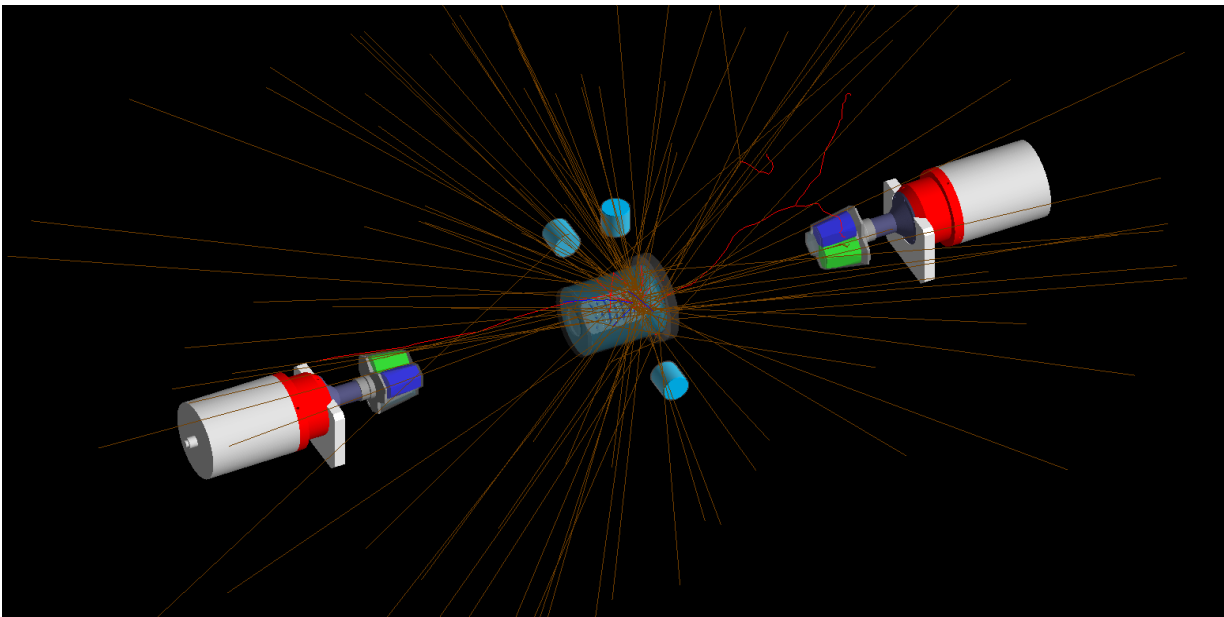
Um die Simulation möglichst effizient zu gestalten, ist es naheliegend, die Photonen nur in eingeschränkten Raumwinkelbereichen für Detektoren gleicher Symmetrie zu emittieren. Der Raumwinkelanteil, welcher nur einen MINIBALL-Clusterdetektor abdeckt beträgt etwa etwa 1%. Das heißt, dass innerhalb einer gleichen Simulationszeit 100 mal mehr Zählstatistik für diesen Fall simuliert werden könnten als bei der Photonenemission über den gesamten Raumwinkel. Im Fall eines  $\text{LaBr}_3$  Detektors müsste ein Raumwinkel von etwa 2% abgedeckt werden. Mögliche Streueffekte der Photonen an Luft, die dadurch nicht berücksichtigt werden, sind durch deren geringe Dichte vernachlässigbar. Der Beitrag der Streuung der Photonen, welche von einem Detektor zu einem anderen Detektor gestreut werden, sind durch den großen Raumwinkel, aufgrund der gewählten Detektorabstände, unterdrückt. Ein großes Problem besteht jedoch bei der Spaltkammer mit ihrem 3 mm dicken Stahlgehäuse. Der Beitrag der gestreuten Photonen am Spaltkammergehäuse, welcher durch die Einschränkung des Raumwinkels nicht berücksichtigt werden würde, beträgt bis zu 30%, für etwa alle Energien und Detektoren.

Bei dem Versuch den abgedeckten Raumwinkel der zu emittierenden Photonen dahingehend zu optimieren, dass dieser groß genug um den Einfluss der Spaltkammer ausreichend zu berücksichtigen, konnte kein Optimum gefunden werden. Daher wurden die Photonen im vollen Raumwinkel für das gesamte Setup in der Simulation emittiert. Es werden dabei, entsprechend der homogenen scheibenförmigen Flächenverteilungen der Plutoniumdeposits, Photonen isotrop in den gesamten Raumwinkel emittiert. Für die Depositellen wurde dabei die Dicke vernachlässigt und nur Photonen aus einer zwei-dimensionalen Flächenausdehnung emittiert.

In Abbildung 4.1.1 ist das simulierte Setup in der graphischen Benutzeroberfläche von Geant4 abgebildet.

Als Bedingung für die Emission der Photonen sollte ursprünglich der Detektor, welcher die geringste Anzahl an Vollenergieereignissen besitzt, 10000 Treffer besitzen.

Damit soll insbesondere für die HPGe-Detektoren gewährleistet sein, dass jede Energie im gesamten Energiebereich weniger als 1% statistische Unsicherheit als Photoereignis, für jede



**Abbildung 4.1.1:** Geant4 Simulation der Photonenemission. Dargestellt ist das gesamte Setup. Farblich hinterlegt sind die einzelnen Detektorkomponenten, die für die Simulation berücksichtigt wurden. Als braune Strahlen sind hier 100 emittierte Photonen aus einem Deposit gezeigt. In Rot sind die Trajektorien der Elektronen, und in Blau sind Positronen, die aus der Paarerzeugung entstehen, abgebildet.

simulierte Detektor-Deposit-Kombination, besitzt.<sup>1</sup> In Geant4 wurde dafür eine Methode implementiert, die für jeden Energiewert, ausgehend von einer Startemissionsenergie der Photonen, die Bedingung abfragt und solange Photonen emittiert bis diese erfüllt ist. Anschließend wird für die nächste Energie die selbe Prozedur durchgeführt und bis zu einer Endenergie iterativ fortgesetzt.

Aufgrund der begrenzten Rechenkapazitäten konnte eine Bedingung mit 10000 Vollenergieereignissen für jedes einzelne Deposit nicht gesetzt werden, da die Rechenzeit mehrere Monate betragen würde. Daher wurde nur eine Anzahl von 1000 Vollenergieereignissen gewählt. Jedes Deposit wurde dabei als separate Quelle behandelt und ist als eigenständiger Simulationsrun durchgeführt worden. Die gesamte Simulationszeit betrug etwa drei Wochen. Als positiver Aspekt kommen die Symmetrieeigenschaften des Versuchsaufbaus für die Reduzierung der statistischen Unsicherheiten zu Gute. Detektoren mit gleicher Symmetrie besitzen die gleiche Detektorantwort und können, zusammengefasst als gleichwertige Summenresponse, auf jeden einzelnen Detektor angewendet werden, wodurch dessen statistische Aussagekraft steigt.

---

<sup>1</sup>Später spielt die Normierung der Vollenergieereignisse für die Spektrumstrippingsmethode (siehe Abschnitt 4.2) und deren Fehlerfortpflanzung eine wichtige Rolle und wird daher als Bedingung festgelegt.

Diese Symmetrie betrifft die drei Germaniumdetektoren innerhalb des jeweiligen MINIBALL-Clusters sowie die drei LaBr<sub>3</sub> Detektoren. Die gegenseitige Einstreusymmetrie für den obersten LaBr<sub>3</sub> ist zwar unterschiedlich als für die anderen beiden Detektoren, kann jedoch aufgrund des großen Raumwinkels vernachlässigt werden.

Damit können jeweils drei Responsematrizen für den Clusterdetektor #1 und #2 sowie für die LaBr<sub>3</sub> Detektorgruppe zusammengefasst werden. Die statistische Unsicherheit der Vollenergieereignisse betragen dadurch nicht mehr als 2% für jeden emittierte Photonenenergie und jeden Detektor.

Die simulierten Daten wurden als ROOT-Datei abgespeichert. Die Responsematrizen der 9x8  $\gamma$ -Detektor-Deposit-Kombinationen  $R^{G,P}$  sind als TH2F Objekte enthalten.<sup>2</sup>

Des Weiteren sind in der ROOT-Datei für jeden durchgeführten Simulationsrun der acht Deposits die Eingangsspektren  $N_{\text{inc}}^P$  als TH1F Objekt abgespeichert und enthalten die Anzahl der in der Simulation emittierten Photonen in Abhängigkeit von der Energie. Zusätzlich wird eine weitere Simulation, mit dem gleichen Simulationsalgorithmus auf Punktquellen angewendet, durchgeführt. Diese beinhaltet die Energien von der Messung mit den Prüfstrahlern, welche im vorherigen Abschnitt durchgeführt wurde.

## Responsematrix

Die Form der simulierten Responsematrix  $R^{G,P}$  entspricht einer Dreiecksgestalt. Die Matrix  $R^{G,P}$  besitzt die entsprechenden Matrixelemente  $R_{i,j}^{G,P}$ . Die Spalten  $i$  der Matrix entsprechen den vorgegebenen emittierten Energien. Die Zeilen  $j$  enthalten die Energien der detektierten Ereignisse.

Aus Übersichtsgründen wird im Folgenden auf die Indizes  $G$  und  $P$  für die einzelnen Detektor-Deposit Kombinationen verzichtet. Die Responsematrix ist folgendermaßen, mit dem Index  $n$  für die Anzahl Energieeinträge, gegeben:

$$R = \begin{pmatrix} 0 & \dots & 0 & 0 & R_{n,n} \\ 0 & \dots & 0 & R_{n-1,n-1} & R_{n-1,n} \\ \vdots & & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & R_{1,1} & \dots & R_{1,n-1} & R_{1,n} \\ R_{0,0} & R_{0,1} & \dots & R_{0,n-1} & R_{0,n} \end{pmatrix} \quad (4.1.1)$$

In den Abbildungen 4.1.2 und 4.1.3 sind die Responsematrizen der LaBr<sub>3</sub>- und der Cluster #1-Detektorgruppe abgebildet.

<sup>2</sup>Der Index  $G$  kennzeichnet den entsprechenden  $\gamma$ -Detektor. Der Index  $P$  steht für die entsprechende Depositzelle der PuFC

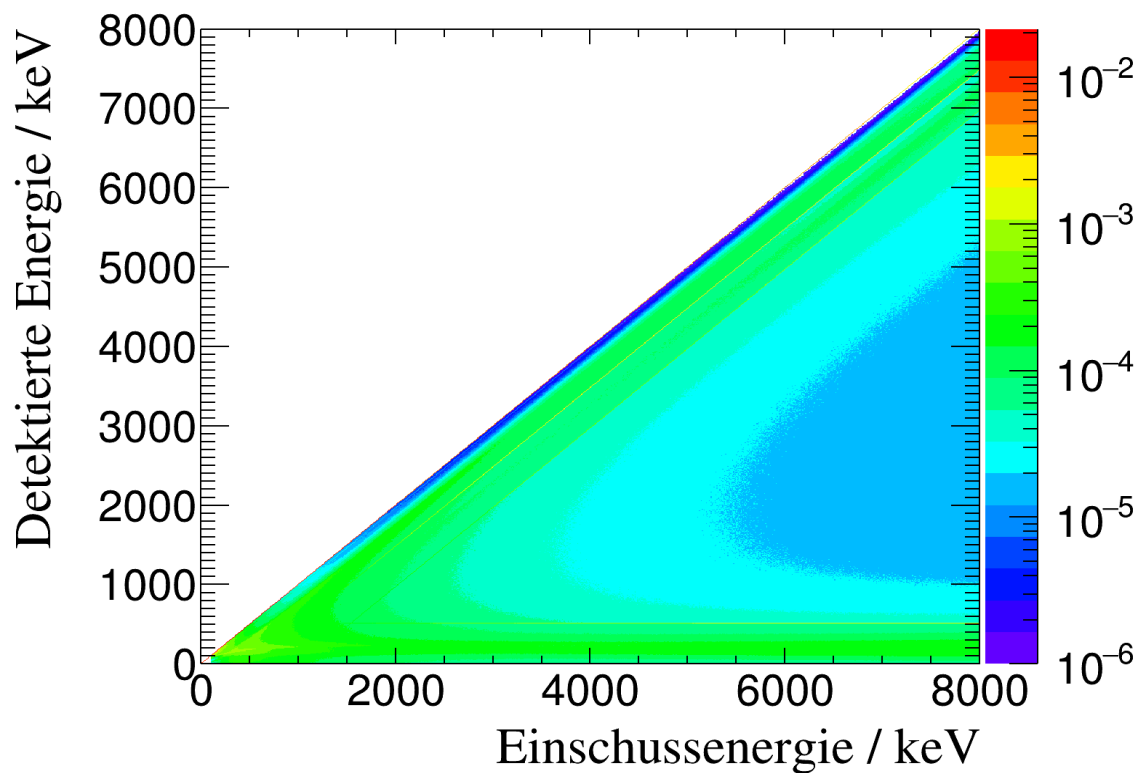


Abbildung 4.1.2: Simulierte Responsematrix für die LaBr<sub>3</sub>-Detektoren.

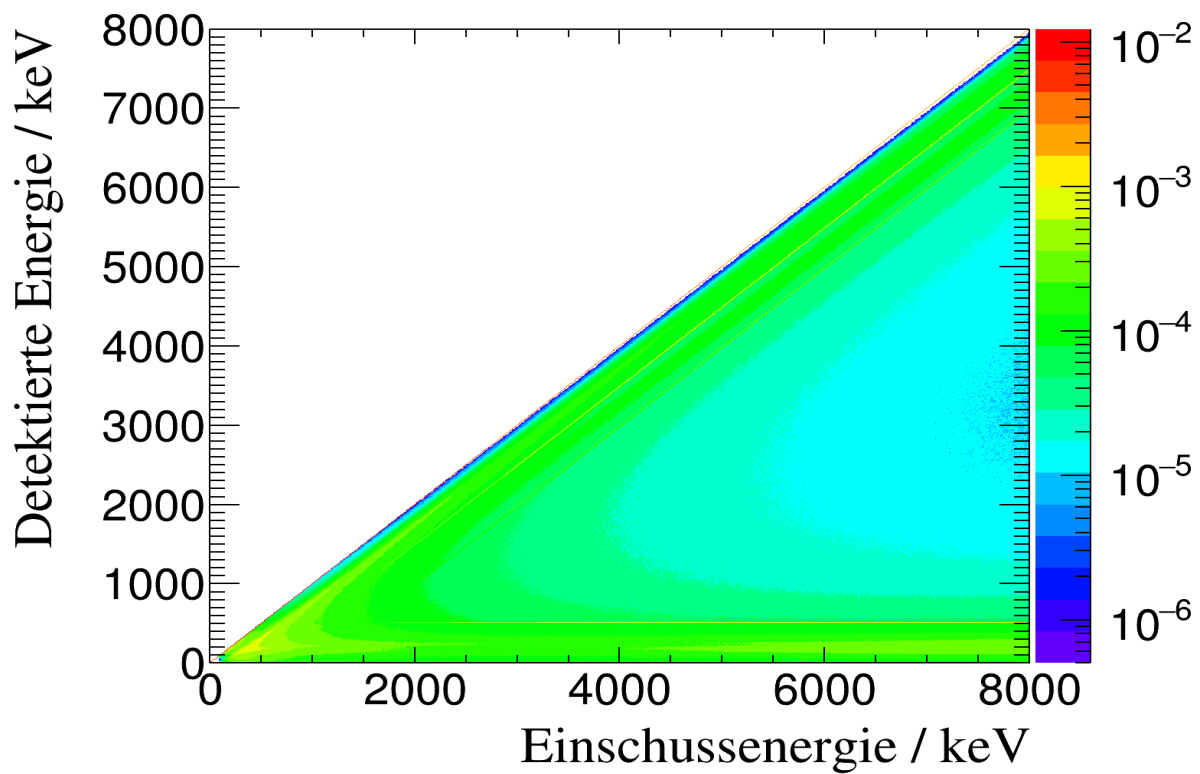


Abbildung 4.1.3: Simulierte Responsematrix des MINIBALL-Detektorclusters #1. Dargestellt ist hier eine bereits zusammengefasste, Effizienzkalibrierte Responsematrix für den Clusterdetektor #1.

In den Responsematrizen ist dabei der kontinuierliche Comptonanteil sowie scharfe Strukturen sichtbar. Die Struktureffekte sind durch folgende Matrixelemente, für die Indizes  $1.022 \text{ keV} \leq i \leq n$  gegeben:<sup>3</sup>

- Diagonaleinträge  $R_{i,i}$  aus Vollenergieereignissen
- Nebendiagonaleinträge  $R_{i,i-511 \text{ keV}}$  aus Single Escape Ereignissen
- Nebendiagonaleinträge  $R_{i,i-1.022 \text{ keV}}$  aus den Double Escape Ereignissen
- Horizontaleinträge  $R_{i,511 \text{ keV}}$  aus Annihilationsereignissen

In der Simulation sind für die unterschiedlichen Effekte keine Bedingungen zu ihrer Unterscheidung getroffen worden. Daher enthalten die Matrixelemente  $R_{i,i-511 \text{ keV}}$ ,  $R_{i,i-1.022 \text{ keV}}$  und  $R_{i,511 \text{ keV}}$  zusätzlich etwas Comptonuntergrund.

## Effizienzkorrektur

Für die Nachbereitung der Simulationsdaten wird als erster Schritt eine Effizienzkorrektur durchgeführt. Das intrinsische Detektoransprechvermögen jedes Detektors kann vom simulierten Detektoransprechvermögen abweichen. Die Simulation muss folglich den gemessenen Effizienzen angepasst werden.

Die Anpassung der Responsematrizen geschieht in der Form, dass die Vollenergieereignisse  $R_{n,n}$  einem gemessenen Vollenergieansprechvermögen  $\epsilon_{\text{meas}}^{\text{area}}$  der flächenausgedehnte Quelle, in der Geometrie des Deposits, entsprechen.

Ein Matrixelement  $R_{i,j}$  würde damit folgendermaßen in  $R'_{i,j}$  umgerechnet werden.

$$R'_{i,j} = \frac{R_{i,j}}{R_{i,i}} \cdot \epsilon_{j,\text{meas}}^{\text{area}} \quad (4.1.2)$$

Das Ansprechvermögen  $\epsilon_{\text{meas}}^{\text{area}}$  ist aufgrund der vorhandenen Punktquellen nicht direkt zugänglich. Daher werden die gemessenen Punktquellenansprechvermögen  $\epsilon_{\text{meas}}^{\text{point}}$  über ein Verhältnis aus simulierten Effizienzen von flächenausgedehnter und punktförmiger Quellgeometrie  $\frac{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{area}}}{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{point}}}$  umskaliert.

$$\epsilon_{\text{meas}}^{\text{area}} = \epsilon_{\text{meas}}^{\text{point}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{area}}}{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{point}}} \quad (4.1.3)$$

Man erhält das simulierte Vollenergieansprechvermögen analog zu Kapitel 3.2 aus dem Verhältnis der detektierten- und dem emittierten Ereignissen der Simulation.

<sup>3</sup>Die auftauchenden Energien in den Indizes soll den dazugehörigen Energiebin entsprechen und ist hier als symbolische Schreibweise gedacht.

Dabei entspricht die Anzahl der detektierten Vollenergieereignisse der Flächengeometrie bereits dem Matrixelement  $R_{i,i}$  aus der Simulation. Die Anzahl der emittierten Vollenergieereignisse wird aus dem Eingangsspektrum  $N_{\text{inc}}$  entnommen. Man erhält damit

$$\epsilon_{\text{sim}}^{\text{area}} = \frac{R_{i,i}}{N_{j,\text{inc}}}. \quad (4.1.4)$$

Die simulierten Effizienzen der Punktquellen  $\epsilon_{\text{sim}}^{\text{point}}$  erhält man in analoger Weise aus der Punktquellensimulation. Das Verhältnis  $\frac{\epsilon_{\text{meas}}^{\text{point}}}{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{point}}}$  wird punktweise bestimmt. Dieser Skalierungsfaktor zeigt sich für die Messung weitgehend als energieunabhängig und wird auch für den gesamten Energiebereich als konstant angenommen. Die konstantes Verhältnis beträgt für die HPGe-Detektoren im Mittel etwa 0,75 und für die LaBr<sub>3</sub>-Detektoren etwa 0,95. Diesen Wert erhält man durch die Bildung des arithmetischen Mittels für die entsprechend ausgewerteten Punkte. Mit diesen bekannten Größen kann  $\epsilon_{\text{meas}}^{\text{area}}$  bestimmt werden:

$$\epsilon_{\text{meas}}^{\text{area}} = \frac{R_{i,i}}{N_{j,\text{inc}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{meas}}^{\text{point}}}{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{point}}} \quad (4.1.5)$$

Aus den Gleichungen 4.1.2 und 4.1.5 erhält man für ein effizienzkalibriertes Matrixelement:

$$R'_{i,j} = \frac{R_{i,j}}{N_{j,\text{inc}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{area}}}{\epsilon_{\text{sim}}^{\text{point}}} \quad (4.1.6)$$

Diese Prozedur wird mit den Matrizen jeder Detektor-Deposit-Konfiguration durchgeführt.

### Zusammenfassung der Responsematrizen

Die effizienzkalibrierten Responsematrizen  $R'^{G,P}$  werden über eine Detektorgruppe gleicher Symmetrie aufsummiert. Die Anzahl der Detektoren beträgt dabei für jede Detektorgruppe  $D$  jeweils 3.

$$R^{D,P} = \sum_{G=1}^3 R'^{G,P} \quad (4.1.7)$$

Anschließend werden die Responsematrizen der zusammengefassten Detektorgruppen  $R^{D,P}$  über alle acht einzelnen Deposits gewichtet aufsummiert:

$$R_D = \sum_{P=1}^8 w_P \cdot R^{D,P} \quad (4.1.8)$$

Dabei sind  $w_P$  Gewichte, welche einer relativen Massenbelegung der einzelnen <sup>242</sup>Pu Depo-

sits entsprechen. Diese sind proportional zu den im Mittel emittierten prompten Photonen und auch zur Anzahl der stattgefundenen Spontanspaltungen im Deposit.

Die Anzahl der Spaltereignisse im jeweiligen Spaltkammerkanal wird als Integral, aus dem gesetzten Spaltfragmentfenster der jeweiligen QDC-Spektren  $N_{\text{FC}}^P(ch)$ , mit den Grenzen  $ch_{\text{min}}$  und  $ch_{\text{max}}$ , ermittelt.

$$w_{\text{P}} = \frac{\int_{ch_{\text{min}}^P}^{ch_{\text{max}}^P} N_{\text{FC}}^P(ch) dch}{n_{\text{SF}}} \quad (4.1.9)$$

Dabei ist  $n_{\text{SF}}$  die Anzahl aller Spaltereignisse und entspricht der Summe der Spontanspaltungen über alle Spaltkammerkanäle.

$$n_{\text{SF}} = \sum_{P=1}^8 \left( \int_{ch_{\text{min}}^P}^{ch_{\text{max}}^P} N_{\text{FC}}^P(ch) dch \right) \quad (4.1.10)$$

Durch die Zusammenfassung der Spektren und der dazugehörigen effizienzkalibrierten Responsematrizen werden die Detektoren einer Detektorgruppe und die Spaltkammerkanäle zu einem effektiven Detektor kombiniert. Ziel dieser Zusammenführung der Matrizen und der gemessenen PFGS, über alle Deposits und Detektoren einer Detektorgruppe, ist die Durchführbarkeit der später angewendeten Spektrumstrippingmethode. Diese Methode verursacht bei Spektren mit wenig vorhandener Statistik Artefakte und große Unsicherheiten im niederenergetischen Bereich. Durch diese Zusammenführung werden, aufgrund von mehr vorhandener Statistik, die Unsicherheiten der gemessenen Spektren verringert.

Zum Schluss verbleiben nur noch die gemessenen Spektren sowie deren Responsematrizen der beiden Detektorcluster- und der LaBr<sub>3</sub>-Gruppe.

## Interpolation und Binning

Die Responsematrizen sind entsprechend ihrer Energieauflösung mit einer äquidistanten Binbreite festgelegt worden. Das Binning für die Responsematrix der LaBr<sub>3</sub>-Detektorgruppe beträgt für die Einschuss- und detektierte Energie je 10 keV. Die detektierte Energie ist von 1 keV auf 10 keV rebinnt worden.

Die Binbreite für die Responsematrix der Clusterdetektoren ist für die Einschuss- und detektierte Energie auf je 2 keV festgelegt worden. Das heißt die detektierte Energie wurde von 1 keV auf 2 keV rebinnt. Um die Einschussenergien von 10 keV auf 2 keV umzubinnen ist zwischen den einzelnen detektierten Spektren der Responsematrix zwischen den Energien  $E_i$  und  $E_{i+1}$  folgendermaßen interpoliert worden. Zunächst wurde Comptonanteil  $R_{\text{com}}(E, E')$  Vollenergie-, Single Escape-, Double Escape- und Annihilations Anteil



$(R_{VE}(E, E'), R_{SE}(E, E'), R_{DE}(E, E'), R_A(E, E'))$  separiert. Der Comptonanteil der entsprechenden Matrixelemente wird über eine konstante Anpassungsfunktion in einem kleinen Fenster um die entsprechenden Strukturbeiträge, ermittelt und von diesen abgezogen. Anschließend werden jeweils Vollenergie-, Single Escape-, Double Escape- und Annihilationsanteile zwischen den Bingrenzen  $E_i$  und  $E_{i+1}$  linear interpoliert. Es wird dabei ein Mittelwert zwischen den Anteilen an den Bingrenzen gebildet, sodass die interpolierten Werte, welche sich näher an einer Bingrenze befinden, ein stärkeres Gewicht bekommen.

$$R'_X(E_{N-i+k}, E') = R_X(E_i, E') \cdot \frac{N-k}{N} + R_X(E_{i+1}, E') \cdot \frac{k}{N} \quad (4.1.11)$$

$$(4.1.12)$$

Für die Comptonanteile wird ähnlich vorgegangen, wobei noch zusätzlich die Compton-spektren auf die entsprechenden Energiebereiche skaliert werden.

$$R'_{\text{com}}(E_{N-i+k}, E') = R_{\text{com}}(E_i, E') \cdot \frac{E_{i+k}}{E_i} \cdot \frac{N-k}{N} + R_{\text{com}}(E_{i+1}, E') \cdot \frac{E_{i+k}}{E_{i+1}} \cdot \frac{k}{N} \quad (4.1.13)$$

Für die neu interpolierte Zwischenstelle  $k$  gilt dabei  $0 \leq k < N$ . Dabei ist  $N$  die Anzahl der Zwischenunterteilungen innerhalb eines Bins, in diesem Fall beträgt diese  $N = 5$ .

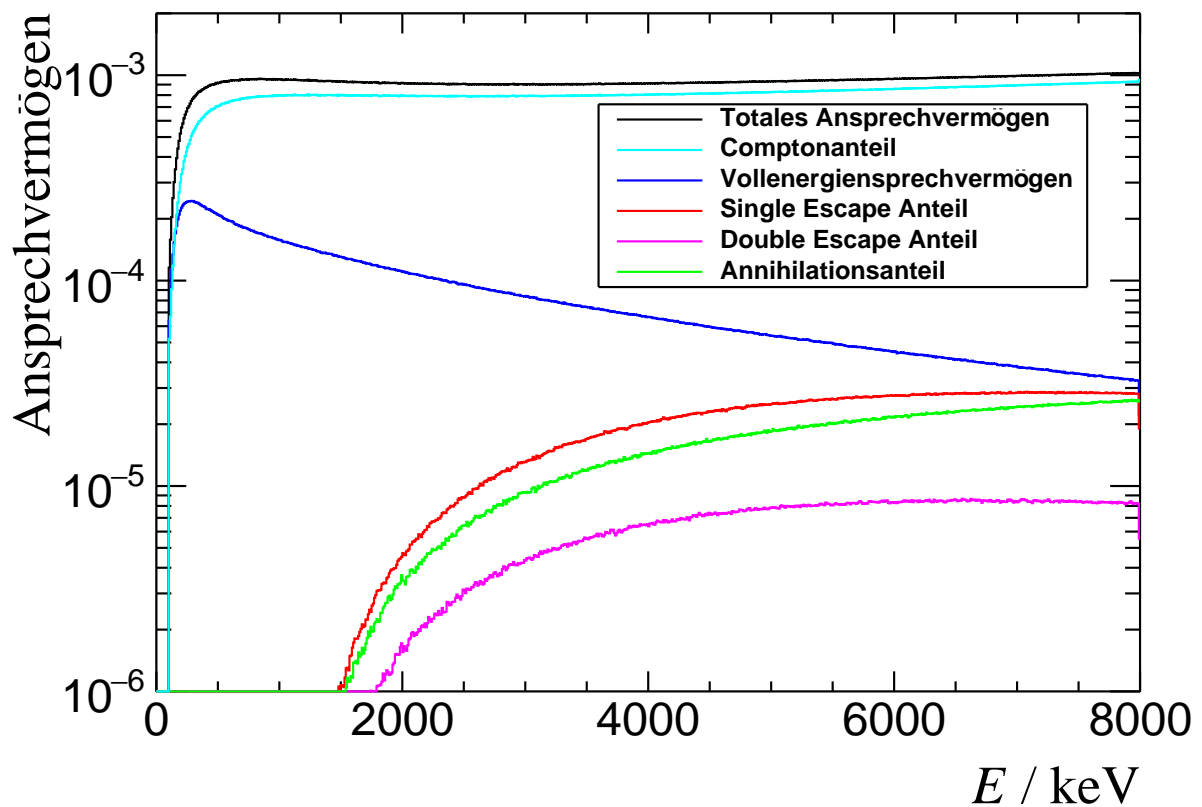
Zum Schluss werden die Verschiedenen Anteile der Spektren wieder zusammengefügt.  $R'(E, E') = R'_{\text{com}}(E, E') + R'_{SE}(E, E') + R'_{DE}(E, E') + R'_A(E, E')$

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.1.4 für den Clusterdetektor #1 die entsprechenden Anteile dieser Dekomposition in Abhängigkeit der Energie dargestellt.

## Detektorauflösung

In den hier bereits effizienzkalibrierten, zusammengesetzten Responsematrizen ist die Energieauflösung des Detektors nicht berücksichtigt. Um die energieabhängige Auflösung  $\sigma(E)$ , welche im vorherigen Abschnitt bestimmt wurde, in die Responsematrizen einzubetten, werden diese mit einer gaußförmigen Verschmierung folgendermaßen gefalten:

$$r(E, E') = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left( \frac{r(E'', E')}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma(E'')} \cdot \exp\left(\frac{-(E - E'')^2}{2\sigma^2(E'')} \right) \right) dE'' \quad (4.1.14)$$



**Abbildung 4.1.4:** Dekomposition der Detektorresponse am Beispiel des Clusterdetektor #1. Dargestellt sind die strukturbehafteten, kontinuierliche und der Gesamtbeiträge, integriert über alle detektierte Ereignisse der simulierten Detektorresponse, in Abhängigkeit der emittierten Energie.

In diskretisierter Form erhält man:

$$R(E_i, E'_j) = \sum_{k=0}^n \left( \frac{R(E_i, E'_k)}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma(E'_k)} \cdot \exp\left(\frac{-(E_i - E'_k)^2}{2\sigma^2(E'_k)}\right) \right) \cdot (E_{k+1} - E_k) \quad (4.1.15)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Detektoraufösungen der HPGe- und LaBr<sub>3</sub>-Detektoren wirkt sich diese Operation unterschiedlich auf die Responsematrizen aus.

In Abbildung 4.1.5 ist dazu die mit der Energieauflösung gefaltete Responsematrix von der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren abgebildet. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.1.6 die gefaltete Responsematrix des Detektorclusters #1 dargestellt.

Die Form der Matrizen ähnelt noch immer einer Dreiecksmatrix. Es sind jetzt noch zusätzliche Nebendiagonalelemente durch die Ausschmierung vorhanden sind. In der LaBr<sub>3</sub> Responsematrix ist dieser Effekt, durch die viel schlechtere Energieauflösung, deutlich stärker ausgeprägt.

## 4.2 Spektrumstripping

In diesen Abschnitt wird zunächst das Spektrumstrippingverfahren anhand der Responsematrizen erklärt, in denen die Energieauflösung noch nicht berücksichtigt ist. Bei der Aufstellung des Gleichungssystems durch die Diskretisierung aus Gleichung 4.0.1 erhält man:

$$y(E) = \int_0^\infty r(E, E') \cdot x(E') dE' \Rightarrow y_i = \sum_{j=0}^n R_{i,j} \cdot x_j \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (4.2.1)$$

Daraus lässt sich folgende erweiterte Koeffizientenmatrix aufstellen:

$$\left( \begin{array}{ccccc|c} 0 & \dots & 0 & 0 & R_{n,n} & y_n \\ 0 & \dots & 0 & R_{n-1,n-1} & R_{n-1,n} & y_{n-1} \\ \vdots & & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & R_{1,1} & \dots & R_{1,n-1} & R_{1,n} & y_1 \\ R_{0,0} & R_{0,1} & \dots & R_{0,n-1} & R_{0,n} & y_0 \end{array} \right) \quad (4.2.2)$$

Bei dem Spektrumstrippingverfahren wird iterativ ein detektiertes Spektrum der Detektorresponse, angefangen bei einer oberen Energie, vom gemessenen PFGS, abgezogen. Dabei verbleibt zum Schluss nur noch ein Spektrum, welches nur noch aus Vollenergieeinträgen ohne Beiträge aus der Detektorresponse besteht. Aus mathematischer Sicht wird ein Gauß-Jordan Algorithmus für den speziellen Fall einer Dreiecksmatrix angewandt. Ziel ist

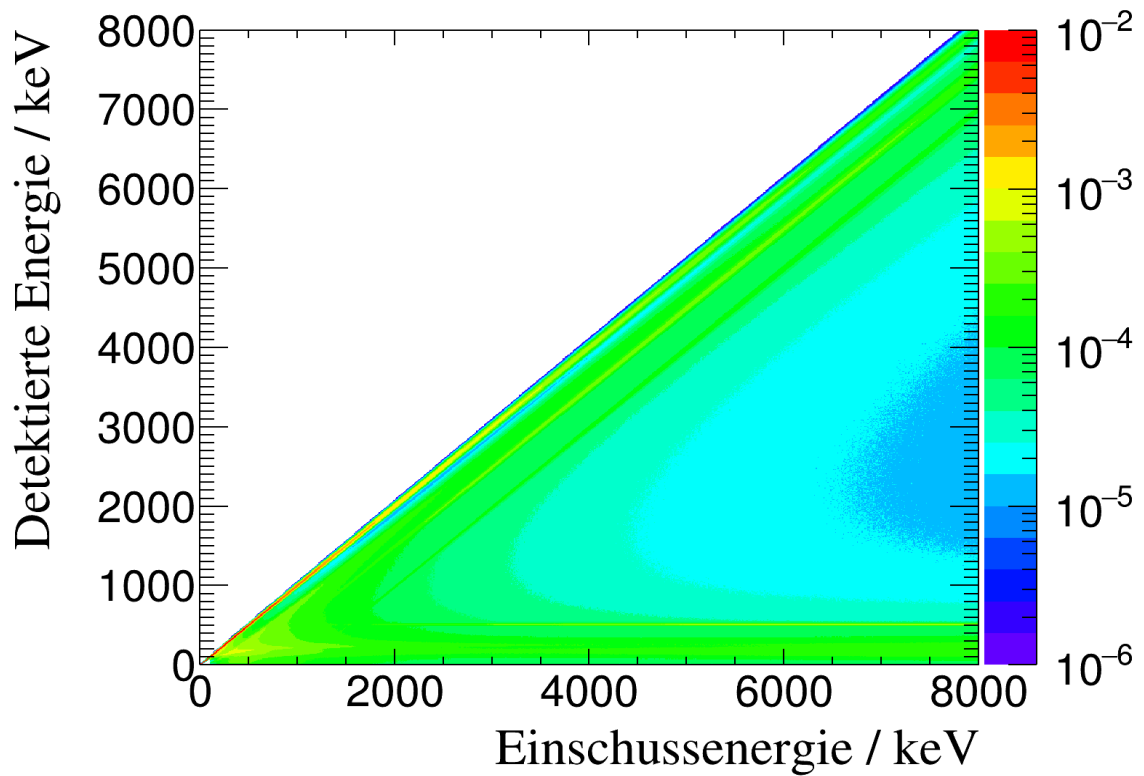


Abbildung 4.1.5: Dargestellt ist die mit der Energieauflösung gefaltete Responsematrix von der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren.

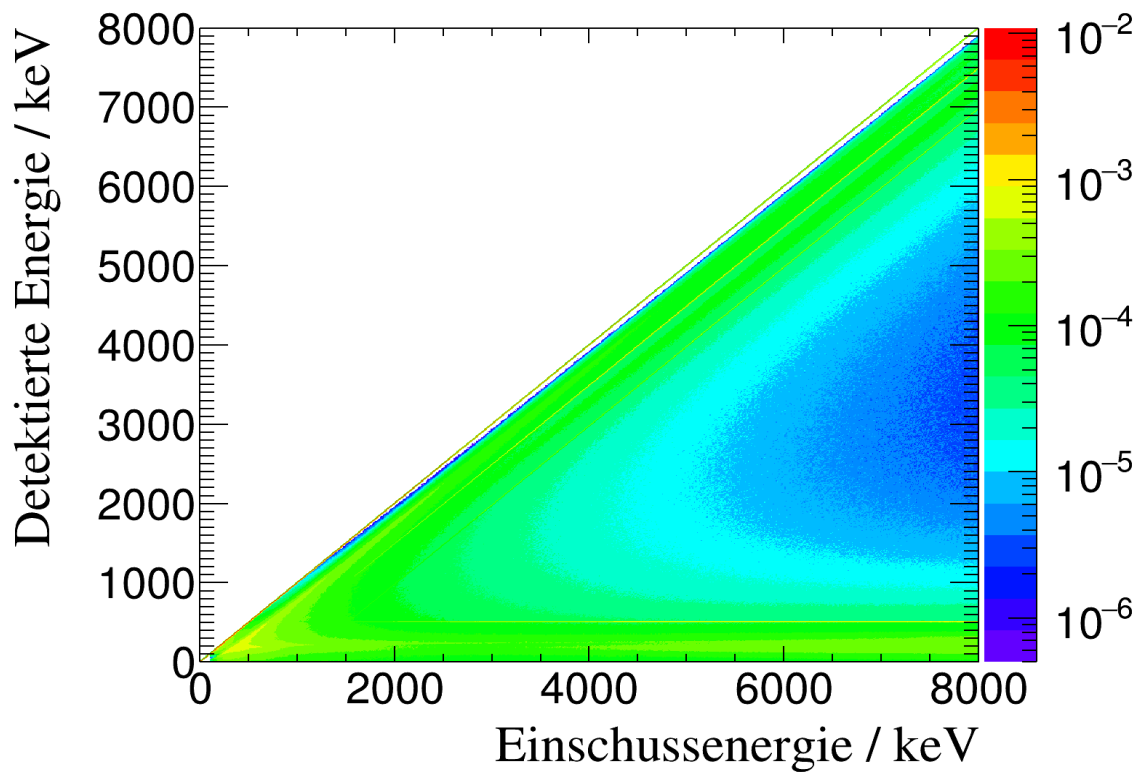


Abbildung 4.1.6: Dargestellt ist die mit der Energieauflösung gefaltete Responsematrix vom MINIBALL-Detektorcluster #1.

es bei diesem Verfahren die Matrix des zu lösenden Gleichungssystems in Diagonalgestalt zu bringen.

Bei Subtraktion der ersten Zeile, mit der entsprechenden Normierung  $\frac{R_{i,0}}{R_{i,i}}$  für  $0 < i \leq n$ , von der zweiten bis n-ten Zeile verschwinden alle Beiträge der ersten Spalte.

$$\left( \begin{array}{ccccc|c} 0 & \dots & 0 & 0 & R_{n,n} & y_n \\ 0 & \dots & 0 & R_{n-1,n-1} & R_{n-1,n} & y_{n-1} - y_n \cdot \frac{R_{n-1,n}}{R_{n,n}} \\ \vdots & & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & R_{1,1} & \dots & R_{1,n-1} & R_{1,n} & y_1 - y_n \cdot \frac{R_{1,n}}{R_{n,n}} \\ R_{0,0} & R_{0,1} & \dots & R_{0,n-1} & R_{0,n} & y_0 - y_n \cdot \frac{R_{0,n}}{R_{n,n}} \end{array} \right) \quad (4.2.3)$$

Für den nächsten Schritt wird die dritte bis n-te Zeile in mit der zweiten Zeile, mit entsprechender Normierung, abgezogen. Für die weiteren Zeilen wird in analoger Weise vorgegangen. Nach n-1 maligen Durchführen dieser Prozeduren für die entsprechenden Zeilen erhält man:

$$\left( \begin{array}{ccccc|c} 0 & \dots & 0 & 0 & R_{n,n} & y'_n \\ 0 & \dots & 0 & R_{n-1,n-1} & R_{n-1,n} & y'_{n-1} \\ \vdots & & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & R_{1,1} & \dots & R_{1,n-1} & R_{1,n} & y'_1 \\ R_{0,0} & R_{0,1} & \dots & R_{0,n-1} & R_{0,n} & y'_0 \end{array} \right) \quad (4.2.4)$$

mit

$$y'_i = \begin{cases} y_n, & \text{für } i = n \\ y_i - x'_{i+1} \cdot \frac{R_{i,i+1}}{R_{i+1,i+1}}, & \text{für } 0 \leq i < n \end{cases}$$

Um das Spektrum  $x_i$  zu erhalten wird als letzter Schritt die Zeilen des Gleichungssystems durch die jeweiligen Diagonalelemente dividiert:

$$x_i = \frac{y'_i}{R_{i,i}}$$

## Anwendung für Verschmierte Responsematrizen

Die Spektrumstrippingmethode ist im Allgemeinen auf die mit der Energieauflösung gefalteten verschmierten Responsematrizen nicht direkt anwendbar. Das Problem stellt dabei hauptsächlich die Verschmierung der Vollenergiebeiträge dar, weil damit die einfache Dreiecksgestalt der Matrix nicht mehr vorhanden ist. Für die Invertierung dieser allgemeinen

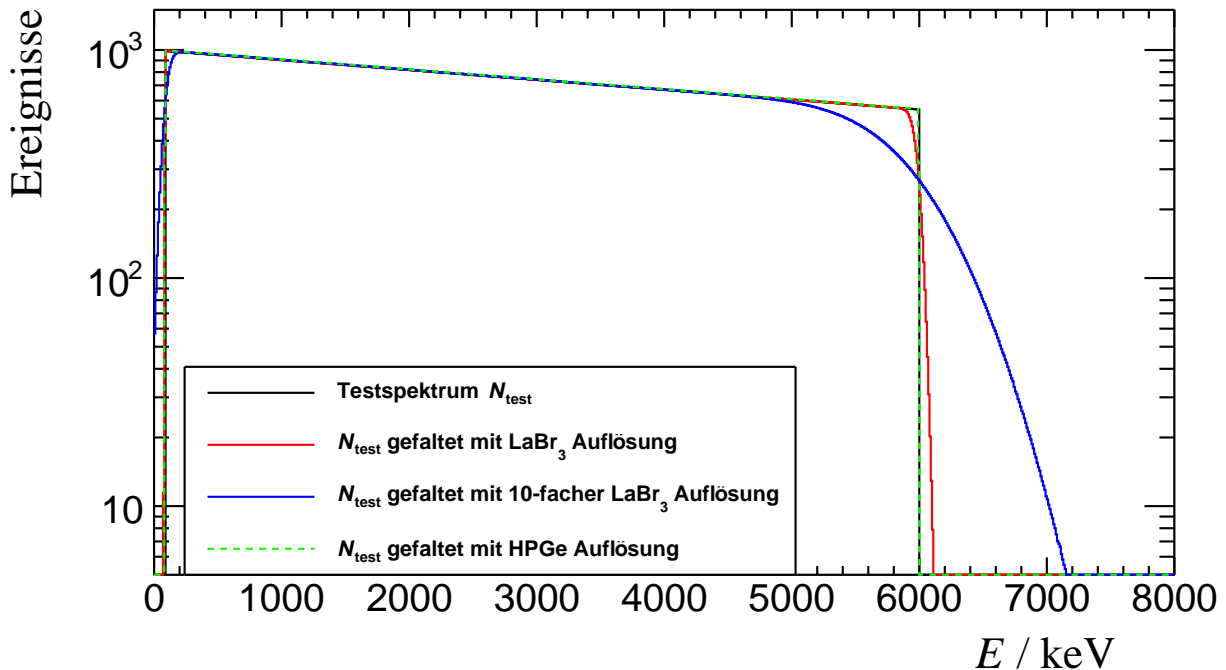
Matrix könnte beispielsweise eine direkte Invertierung oder ein allgemeiner Gauß-Jordan Algorithmus durchgeführt werden. Das Verhalten der Energieauflösung führt jedoch hierfür zu weiteren Problemen. Scharfe Strukturen mit hoher Statistik werden gaußförmig verschmiert. Das heißt mit größerem Abstand vom ursprünglichen Peak nimmt der Inhalt pro Energiebin stark ab. In der Responsematrix hat dies den Effekt, dass durch die stark abnehmende Statistik ab einer bestimmten Grenze die Nachkommastellen sehr kleiner Zahlen nicht mehr erfasst werden und aufgrund der begrenzten numerischen Genauigkeit der Wert 0 ausgegeben wird.

Dieser Effekt wird durch die mit der Energie zunehmenden Energieauflösung  $\sigma(E)$  noch verstärkt. Dies kann dazu führen, dass die Anzahl der linear unabhängigen Gleichungen ungleich der Anzahl der zu bestimmenden Variablen und somit die Matrix singular wird. Selbst im Fall der Invertierbarkeit der Matrix kann, eine als Zwischenschritt vorgenommene Skalierung auf verschmierte Matrixelemente, mit niedrigen Werten zu Artefakten und sehr großen statistischen Unsicherheiten in der Fehlerfortpflanzung führen. Eine Möglichkeit dieses Problem in den Griff zu bekommen wäre ein gröberes auflösungsabhängiges Binning der Matrix zu wählen, um die Dreiecksgestalt wieder herzustellen. Allerdings besteht dabei die Gefahr mögliche Strukturen im niederenergetischen Bereich nicht mehr auflösen zu können.

Die Form des gemessenen Spektrums erweist sich jedoch als nützlich. Es kann, wie in Abbildung 4.2.1 dargestellt, gezeigt werden, dass eines kontinuierlichen, exponentiell abfallenden Spektrums mit der Energieauflösung keine große Auswirkung hat. Dabei wurde solch ein Spektrum vorgegeben, welches etwa der Größenordnung der gemessenen PFGS entspricht. Dieses Spektrum wurde jeweils mit den Energieauflösungen der LaBr<sub>3</sub> und Clusterdetektorgruppe gefaltet. Des Weiteren wurde das Testspektrum mit der zehnfachen Energieauflösung der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren gefaltet um einen Extremfall für diese Annahme zu generieren.

In allen drei Fällen stimmte die Form der gefalteten Spektren mit dem Eingangsspektrum überein. Es sind lediglich Randeffekte, die in ihrer Stärke entsprechend der Energieauflösung ausgeprägt sind, sichtbar.

Umgekehrt kann davon ausgegangen werden, dass die Lösungen des entstehenden Gleichungssystems mit der verschmierten- und nicht ausgeschmierten Responsematrix kaum Unterschiede zeigen. Damit könnte auch die Spektrumstrippingmethode mit den unverschmierten Responsematrizen, welche die Dreiecksgestalt besitzen, für die gemessenen PFGS durchgeführt werden. Der Effekt der geringen Auswirkung durch die Ausschmierung gilt jedoch nicht für diskrete Strukturen, die im gemessenen PFGS, im niederenergetischen Bereich etwa unterhalb von 1,5 MeV auftauchen. Dort ist es notwendig die Energieauflö-



**Abbildung 4.2.1:** Synthetisierte Testspektren. In schwarz dargestellt ist ein exponentiell abfallendes Spektrum im Bereich von 100 keV bis 6 MeV. Dazu ist im Vergleich dieses Spektrum gefaltet mit verschiedenen Energieauflösungen abgebildet.

sung zu berücksichtigen.

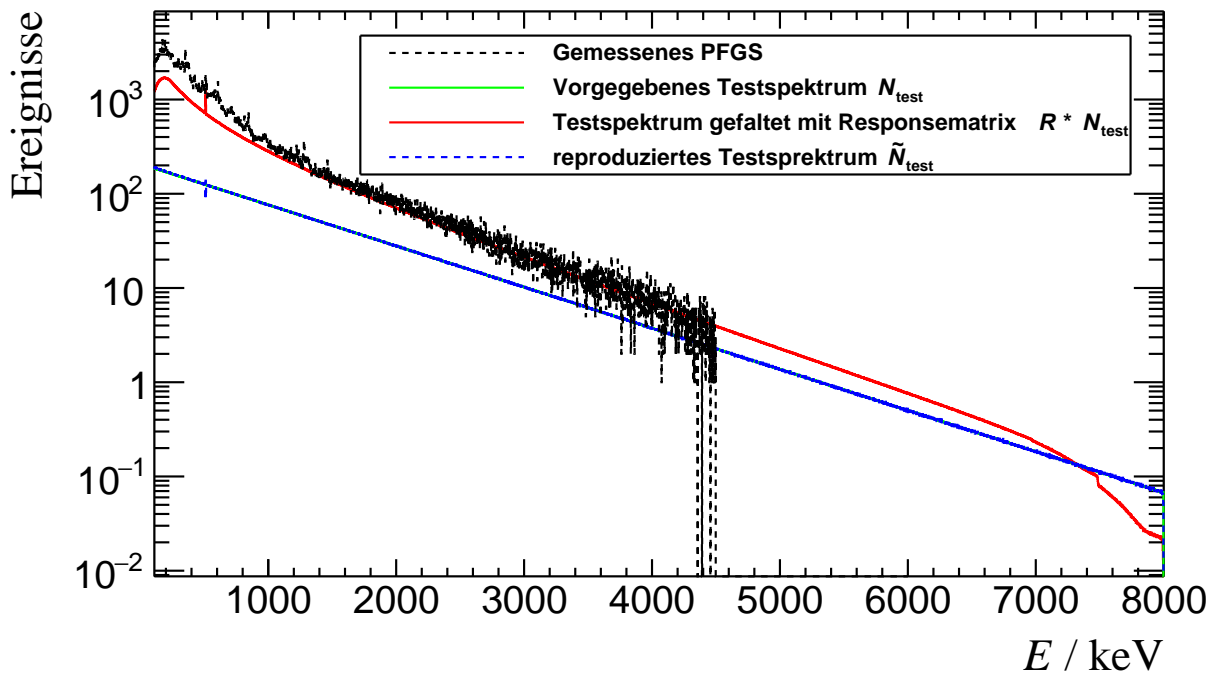
Ein Kompromiss wurde erreicht, indem die Verschmierung der Responsematrix nur für Energien unterhalb der Diagonaleinträge angewendet wird. Damit ist die Energieauflösung bis auf die Vollenergiebeiträge berücksichtigt und die Matrix besitzt eine Dreiecksgestalt. Die Energieauflösung im niederenergetischen Bereich ist dabei noch so gering, dass die Ausschmierung einer entsprechenden Energie sich größtenteils innerhalb der äquidistanten Binbreite befindet. Bei der Auflösung der  $\text{LaBr}_3$  Detektoren befindet sich etwa  $1\sigma$  oder mehr unterhalb von 1,5 MeV in der gewählten 10 keV Binbreite. Bei der Auflösung des Clusterdetektors befinden sich unterhalb der selben Energie bei der 2 keV großen Binbreite mindestens  $2\sigma$ . Damit sind die Ausschmierungseffekte für die Vollenergieereignisse innerhalb der Binbreite zum Großteil enthalten. Die Verschmierung der Vollenergiebins entspricht damit näherungsweise den nicht ausgeschmierten Bins.

Die Stabilität dieses Verfahrens wurde für diese hybriden Responsematrizen der Detektorgruppe von  $\text{LaBr}_3$  und des Cluster #1 folgendermaßen überprüft worden: Zunächst ist wieder ein exponentiell abfallendes Testspektrum  $N_{\text{Test}}(E) = a \cdot e^{-bE}$ , im Energiebereich von 100 keV bis 8 MeV, vorgegebenen worden. Anschließend wurde  $N_{\text{Test}}(E)$  jeweils mit der entsprechenden Responsematrix der Detektoren gefaltet.

Dabei werden die Parameter der Testfunktion  $a$  und  $b$  so gewählt, dass die gefalteten Spektren dem hochenergetischen Verlauf ( $>1,5$  MeV) der gemessenen PFGS entsprechen. Damit sollen die gemessenen PFGS synthetisiert werden. Anschließend wird die Spektrumstrippingmethode auf die gefalteten Spektren angewendet und man erhält ein reproduziertes Testspektrum  $\tilde{N}_{\text{Test}}(E)$ .

Wenn gezeigt werden kann, dass für den zu messenden Energiebereich  $N_{\text{Test}}(E) = \tilde{N}_{\text{Test}}(E)$  gilt, gibt dies eine Bestätigung für die Anwendbarkeit dieser Methode.

In den Abbildungen 4.2.3 und 4.2.2 sind diese Prozeduren für die entsprechende  $\text{LaBr}_3$ - und des Cluster #1 Detektorgruppe dargestellt. Da in den Responsematrizen die Effizienzkalibrierung enthalten ist, ist das gewählte Eingangsspektrum um viele Größenordnungen höher als die gefalteten und gemessenen PFGS. Daher wird für das eingehende und reproduzierte Testspektrum eine Skalierung vorgenommen, um eine gemeinsame Darstellung aller Spektren zu ermöglichen.

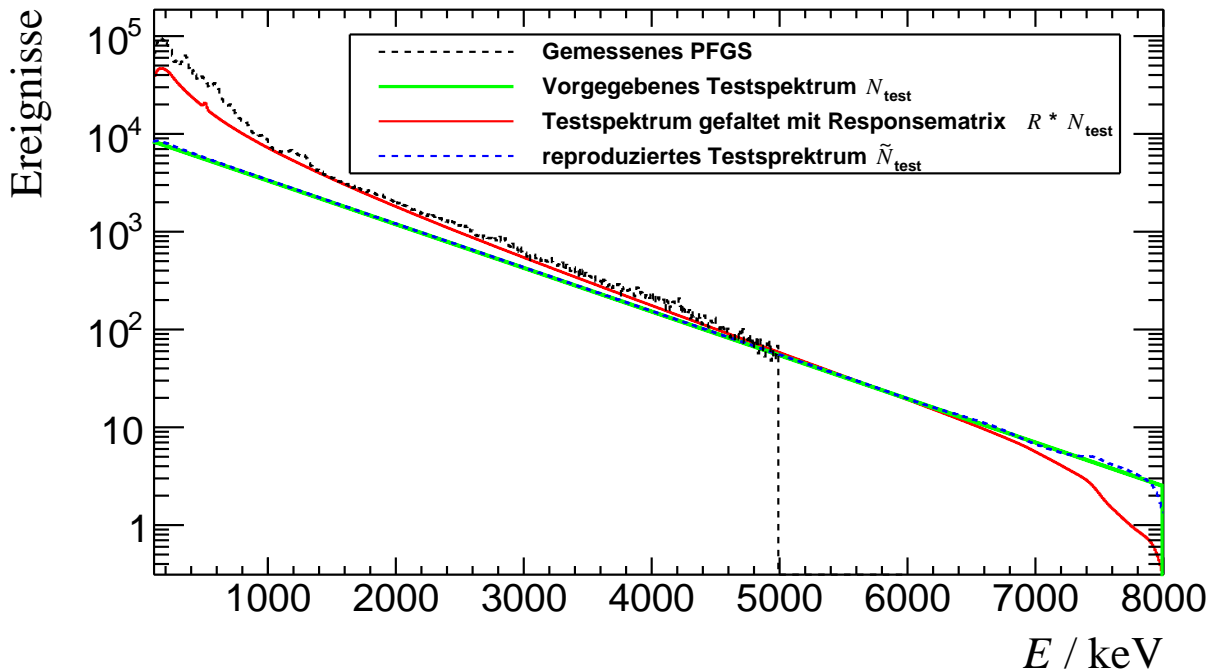


**Abbildung 4.2.2:** Synthese der Spektren für die MINIBALL-Clusterdetektoren.  $N_{\text{Test}}(E)$  und  $\tilde{N}_{\text{Test}}(E)$  sind mit dem Faktor 0,001 skaliert.

Im gefalteten Spektrum ist deutlich eine scharfe Linie von den Annihilationsprozessen bei 511 keV zu sehen. Im gemessenen PFGS ist eine Linie bei dieser Energie auch sichtbar, die jedoch aufgrund ihrer geringen Amplitude zu den anderen Linien kaum hervor sticht. Der Knick bei 7,5 MeV entsteht durch einen Randeffect der Single-Escape Ereignisse. Da die maximale Energie in der Responsematrix 8 MeV beträgt, gibt es keine Beiträge ober-



halb von 7,5 MeV durch den fehlenden Single-Escape Anteil aus höheren Energien. Dieser Effekt ist für die Double-Escape Ereignisse nicht sichtbar. Ein möglicher Grund könnte deren geringere Emissionswahrscheinlichkeit sein. Beim Spektrumstrippingverfahren entsteht eine leichte Oszillation um diese Stelle, wobei die Abweichungen weniger als ein 1% vom eingehenden Verlauf betragen. Ansonsten stimmt hier der Verlauf von  $N_{\text{Test}}(E)$  mit  $\tilde{N}_{\text{Test}}(E)$  über den gesamten Energiebereich überein.



**Abbildung 4.2.3:** Synthese der Spektren für die  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren  $N_{\text{Test}}(E)$  und  $\tilde{N}_{\text{Test}}(E)$  sind mit dem Faktor 0,01 skaliert.

Im gefalteten  $\text{LaBr}_3$  Spektrum ist ebenfalls eine Annihilationsstruktur bei 511 keV zusehen. Im gemessenen PFGS ist diese aufgrund der Überlagerung mit anderen Linien durch die schlechte Energieauflösung nicht erkennbar. Der Knick bei 7,5 MeV ist hier auch sichtbar, wobei diese Unstetigkeit aufgrund der Detektorauflösung stärker ausgeschmiedt ist als beim Clusterdetektor. Auffällig ist hier eine leichte Oszillation am rechten Rand des reproduzierten Spektrums  $\tilde{N}_{\text{Test}}(E)$ . Abgesehen davon stimmen die Spektren  $N_{\text{Test}}(E)$  und  $\tilde{N}_{\text{Test}}(E)$  im gemessenen Energiebereich überein.

Die Stabilität des Spektrumstrippingverfahrens konnte anhand der synthetisierten Eingangsspektren nachgewiesen werden. Die gemessenen PFGS besitzen allerdings noch starke statistische Fluktuation im hochenergetischen Bereich über 4 MeV, die in der glatt vorgebenen Verteilung der Spektrumssynthese nicht berücksichtigt werden. Da eine schrittweise Normierung auf die gemessenen Vollenergieereignisse stattfindet, überträgt sich diese Fluk-

tuation in der Spektrumstrippingmethode. Um dies zu vermeiden, wird der exponentiell abfallende kontinuierliche Anteil der gemessenen Spektren im Bereich von 1,5 bis 4 MeV mit einer exponentiellen Funktion angepasst. Bei den Spektren der beiden Clusterdetektoren wird ab 2 MeV das PFGS mit der Anpassungsfunktion fortgesetzt und bis 8 MeV extrapoliert. Für das Spektrum der LaBr<sub>3</sub>-Detektoren wird in analoger Weise das Spektrum ab 4,5 MeV fortgesetzt und extrapoliert. Die Extrapolation bis 8 MeV dient der Vermeidung von den Randeffekten, die für den tatsächlich gemessenen Energiebereich bis 5 MeV keine Rolle mehr spielt. Des Weiteren werden dadurch Beiträge der Detektorresponse für den experimentell unzugänglichen Energiebereich berücksichtigt.

Alle PFGS sollten, nach angewandeter Spektrumstrippingmethode für die effizienzkalibrierten Responsematrizen, alle gemessenen prompten Photonen  $N_{\gamma,\text{tot}}(E)$  enthalten, die im Mittel von den Spaltfragmenten bezüglich aller stattfindenden Spaltprozesse, emittiert wurden.

Die mittlere Gesamtenergie  $E_{\gamma,\text{tot}}$  lässt sich aus dem gemessenen Spektren mit

$$E_{\gamma,\text{tot}} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_{\gamma,\text{tot}}(E) \cdot E \, dE}{E_{\max} - E_{\min}} \quad (4.2.5)$$

ermitteln.

Diese bestimmte Größe hängt von den unteren Grenze  $E_{\min}$  und der oberen Grenze  $E_{\max}$  des Energiebereichs ab. Die mittlere Multiplizität  $\nu_{\gamma}$  erhält man aus der Anzahl aller emittierten prompten Photonen  $n_{\gamma}$  und der Anzahl von Spontanspaltungen  $n_{\text{SF}}$ .

$$\nu_{\gamma} = \frac{n_{\gamma}}{n_{\text{SF}}} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_{\gamma,\text{tot}}(E) \, dE}{n_{\text{SF}}} \quad (4.2.6)$$

Aus der mittleren Gesamtenergie  $E_{\gamma,\text{tot}}$  und der mittleren Multiplizität  $\nu_{\gamma}$  lässt sich die mittlere Energie  $\nu_{\gamma}$  der Photonen bestimmen.

$$\epsilon_{\gamma,\text{tot}} = \frac{E_{\gamma,\text{tot}}}{\nu_{\gamma}} \quad (4.2.7)$$

Die hier ermittelten Observablen  $E_{\gamma,\text{tot}}$  und  $\epsilon_{\gamma,\text{tot}}$  beziehen sich alle stattgefundenen Spalttereignisse. Um diese Größen für ein Spaltereignis zu erhalten werden diese durch die Anzahl der Spontanspaltungen  $n_{\text{SF}}$  dividiert.

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{\epsilon_{\gamma,\text{tot}}}{n_{\text{SF}}} \quad E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma,\text{tot}}}{n_{\text{SF}}} \quad (4.2.8)$$

## 5 Ergebnisse und Diskussion

Die responsekorrigierten PFGS sind für beide Detektortypen im gesamten betrachteten Energiebereich von 0 - 5 MeV in Abbildung 5.0.1 dargestellt. Ein Ausschnitt des niederenergetischen Bereiches (100 - 650 keV) zeigt Abbildung 5.0.2.

Die PFGS der MINIBALL-Clusterdetektoren zeigen eine gute Übereinstimmung mit den, mit  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren gemessenen Spektren, wobei die Höhe des HPGe-Spektrums, und damit auch die mittlere Gesamtenergie, etwas größer ist als die der  $\text{LaBr}_3$ -Spektren.

Damit konnte gezeigt werden, dass auch mit großvolumigen Halbleiterdetektoren, deren Signale variable Anstiegszeiten besitzen, eine Flugzeittrennung prompter Photonen zur Messung des PFGS möglich ist.

Mithilfe der MINIBALL-Clusterdetektoren ist es gelungen Strukturen besser aufzulösen als mit den  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren. Aufgrund der systematischen Unsicherheiten in den PFGS der Clusterdetektoren tauchen im niederenergetischen Bereich, unterhalb von 200 keV, Abweichungen zu dem Spektrum der  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren und auch untereinander auf. Daher wurde die Schwelle der Clusterdetektoren erst oberhalb von 150 keV festgelegt.

In Tabelle 5.0.1 sind die aus den gemessenen Spektren bestimmten totale mittlere Energieausbeute  $E_\gamma$ , die mittlere Energie  $\epsilon_\gamma$  sowie die mittleren  $\gamma$ -Multiplizitäten  $\nu_\gamma$  mit den Unsicherheiten dargestellt. Die Ergebnisse der beiden MINIBALL Cluster stimmen im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten gut überein. Durch die bessere Energieauflösung der HPGe-Detektoren sind in den mit diesen Detektoren gemessenen Spektren einzelne  $\gamma$ -Übergänge erkennbar. In dieser Arbeit ist erstmal das PFGS aus der Spontanspaltung von  $^{242}\text{Pu}$  mit hochauflösenden HPGe-Detektoren mit sehr guter Zählstatistik untersucht worden. Die gemessenen Daten bestätigen, dass die mittlere totale Energieausbeute etwas größer ist als aus einem vereinfachten statistischen Ansatz gefolgert würde [Huizenga und Vandenbosch, 1960, KapXIII]. Die erste Annahme ist, dass der  $\gamma$ -Zerfall erst auftritt, wenn die Neutronenemission stark schwankt, kann man annehmen, dass die verbleibende Anregungsenergie in beiden Spaltfragmenten in etwa gleich verteilt von null bis zur Neutronenseparationsenergie ist. Unter diesen Annahmen hätte jedes Spaltfragment eine mittlere Anregungsenergie von ungefähr der halben Neutronenseparationsenergie. Das heißt für die mittlere totale Energieausbeute würde man einen Wert erwarten, welcher der Neutronen-

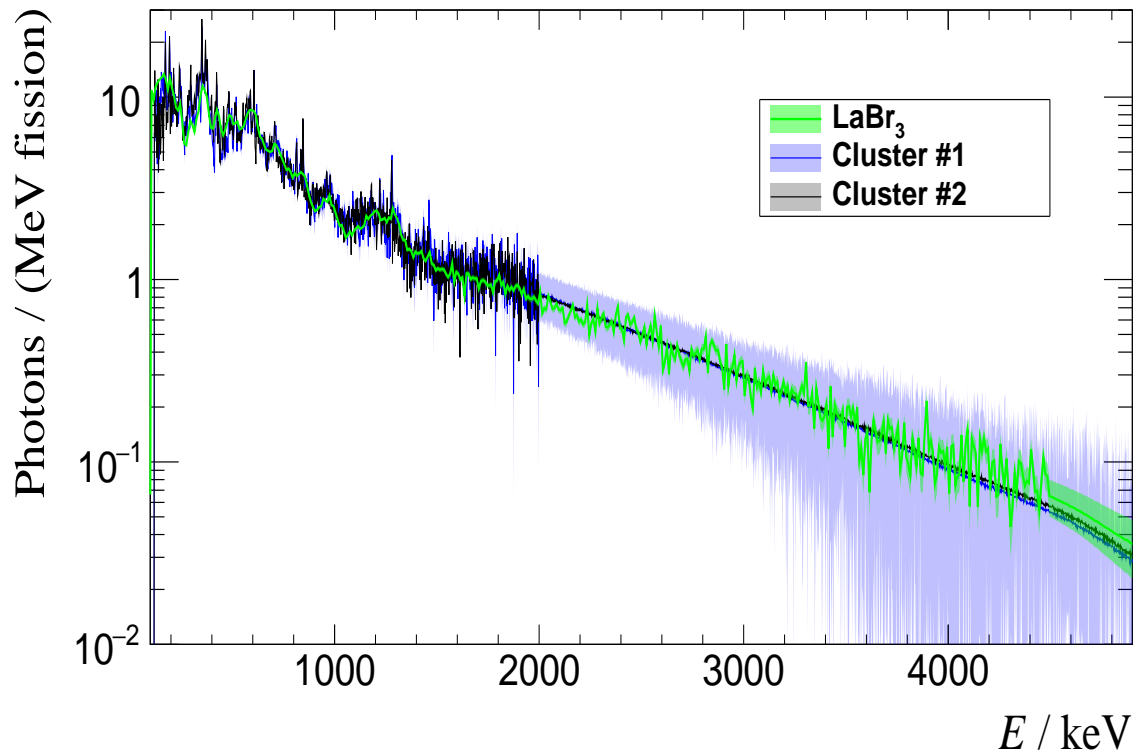


Abbildung 5.0.1: Gemessene PFGS von LaBr<sub>3</sub>- und Clusterdetektoren zusammen mit ihren statistischen Unsicherheiten.

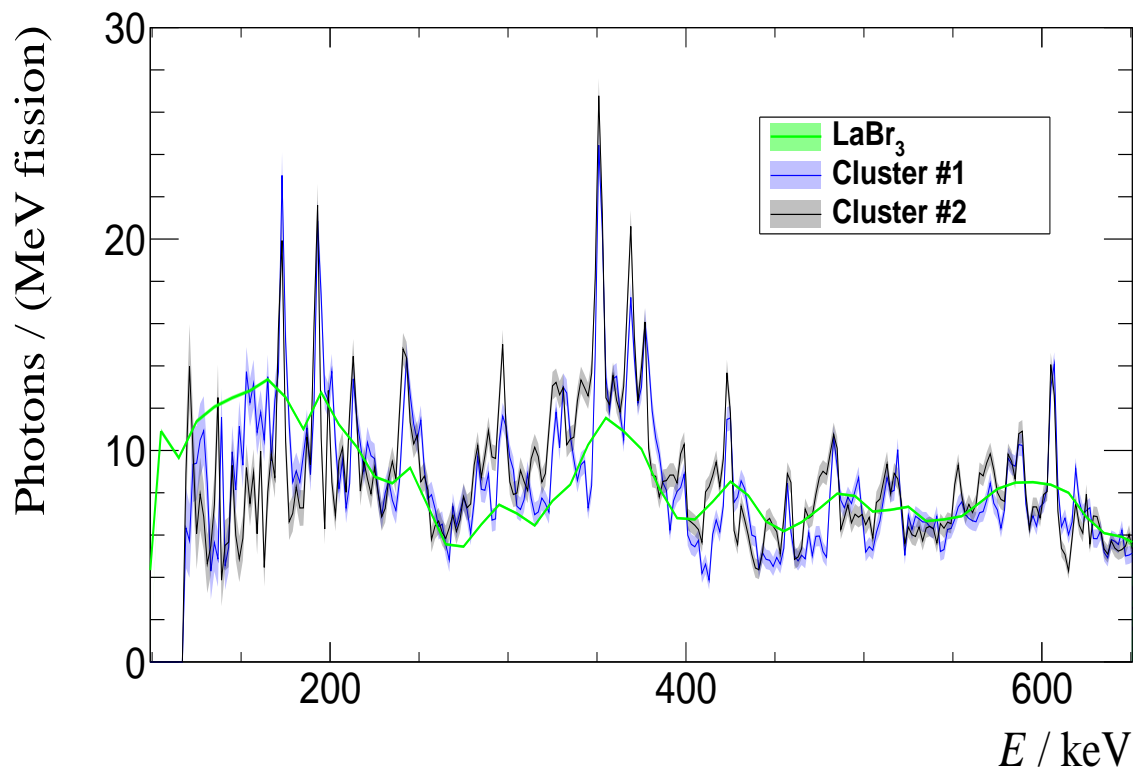


Abbildung 5.0.2: Ausschnitt des niederenergetischen Bereichs der gemessene PFGS mit den bestimmten statistischen Unsicherheiten.

separationsenergie, hier ca. 5-6 MeV entspricht. Der gemessene Wert von 7 MeV ist aber etwas höher.

Da die Neutronenemission bei niedrigen Energien hauptsächlich ohne Bahndrehimpuls (s-Welle) erfolgt, kann in den Spaltfragmenten vorhandene Drehimpuls nicht mit den Neutronen reduziert werden. Die Neutronenemission ist folglich durch die Drehimpulsbarriere behindert und es tritt vermehrt  $\gamma$ -emission auf die zu einer höheren mittleren totalen Energieausbeute führt. Dies ist sogar bei den in dieser Arbeit gemessenen PFGS aus der Spontanspaltung zu erkennen. Qualitative Schlussfolgerungen bedürfen natürlich einer detaillierten Modellrechnung mit dem statistischen Modell, wie beispielsweise dem GEF-Code.

Detektor	LaBr <sub>3</sub>	Cluster #1	Cluster #2
$E_\gamma$ / MeV	6,68	6,96	7,05
$\Delta E_{\gamma,\text{sys}}$ / MeV	0,2	0,4	0,4
$\Delta E_{\gamma,\text{stat}}$ / MeV	0,02	0,02	0,03
$\epsilon_\gamma$ / keV	835	848	850
$\Delta\epsilon_{\gamma,\text{sys}}$ / keV	10	20	20
$\Delta\epsilon_{\gamma,\text{stat}}$ / keV	1	2	2
$\nu_\gamma$	8,2	8,2	8,3
$\Delta\nu_{\gamma,\text{sys}}$	0,2	0,5	0,5
$\Delta\nu_{\gamma,\text{stat}}$	0,02	0,03	0,03
Koinzidenzfenster / ns	6	20	20
Energiebereich / keV	100 - 5000	150 - 5000	150 - 5000

**Tabelle 5.0.1:** Observablen aus dem PFGS. Unten sind die jeweiligen Koinzidenzfenster und Schwellenergie gezeigt.

Im Folgenden werden die PFGS der MINIBALL-Clusterdetektoren, durch die Bildung des arithmetischen Mittels, als ein Gesamtspektrum für alle HPGe-Detektoren zusammengefasst. Die aus Modellrechnungen mit dem GEF-Code und dem CGMF-Code erhaltenen PFGS sind im Vergleich zu den gemessen- und zu evaluierten ENDF/B-VII.1 Daten in Abbildung 5.0.3, im vollen Energiebereich, und Abbildung 5.0.4, als Ausschnitt im niedereenergetischen Bereich dargestellt.

Die Vorhersagen des GEF-Codes und die evaluierten Daten stimmen nur mit dem globalen Verlauf zu den gemessenen PFGS überein, zeigen jedoch Abweichung zur Beschreibung der genaueren Strukturen der gemessenen Spektren.

Das CGMF-Spektrum von [Stetcu, 2017] zeigt dagegen eine viel bessere Übereinstimmung der Strukturen mit dem gemessenen PFGS von der höchsten Energie bis zu 200 keV. Im Energiebereich von 200 keV bis 1 MeV liegt allerdings die Anzahl der Photonen pro Spalt ereigniss vom CGMF-Code deutlich unterhalb der gemessenen Daten.

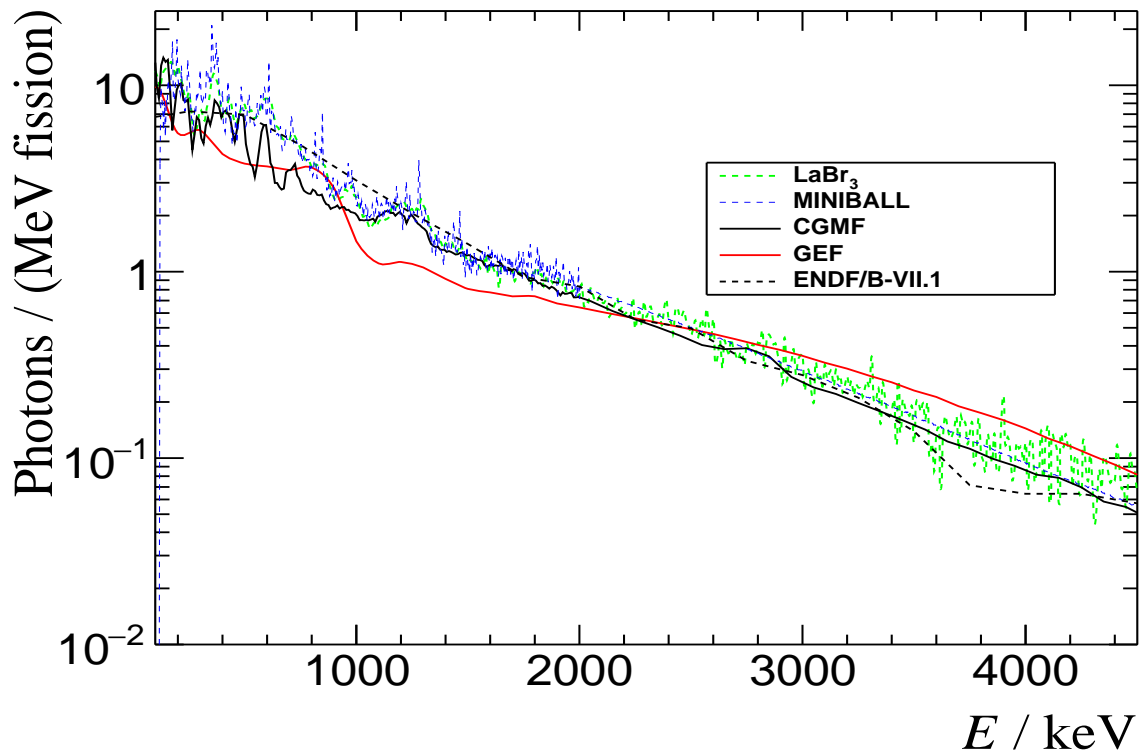


Abbildung 5.0.3: Gemessene und evaluierte PFGS im Vergleich zu theoretischen Modellen.

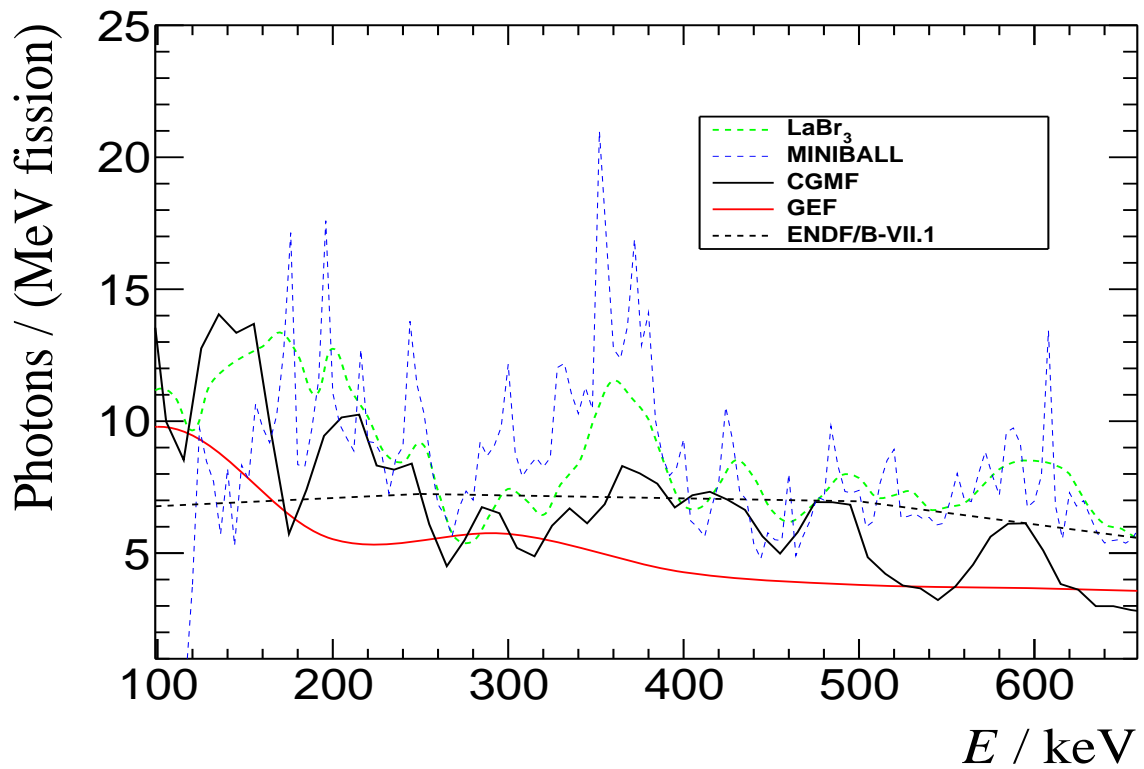


Abbildung 5.0.4: Ausschnitt im niederenergetischen Bereich der gemessenen und evaluierten PFGS im Vergleich zur theoretischen Modellen.

Das gemessene PFGS von [Oberstedt et al., 2014] aus  $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$  ist im Vergleich zu den gemessenen PFGS in Abbildung 5.0.5, im Gesamtenergiebereich, und in Abbildung 5.0.6, als Ausschnitt im niederenergetischen Bereich dargestellt.

Das PFGS der  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren stimmt innerhalb der Unsicherheiten mit dem gemessenen PFGS, aus  $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$  von [Oberstedt et al., 2014] überein. Die vorhandenen Strukturen befinden sich meist an den gleichen Stellen, weichen jedoch in ihrer Intensität etwas ab. Im niederenergetischen Bereich unterhalb von 200 keV sind stärkere Abweichungen der auftretenden Strukturen sichtbar.

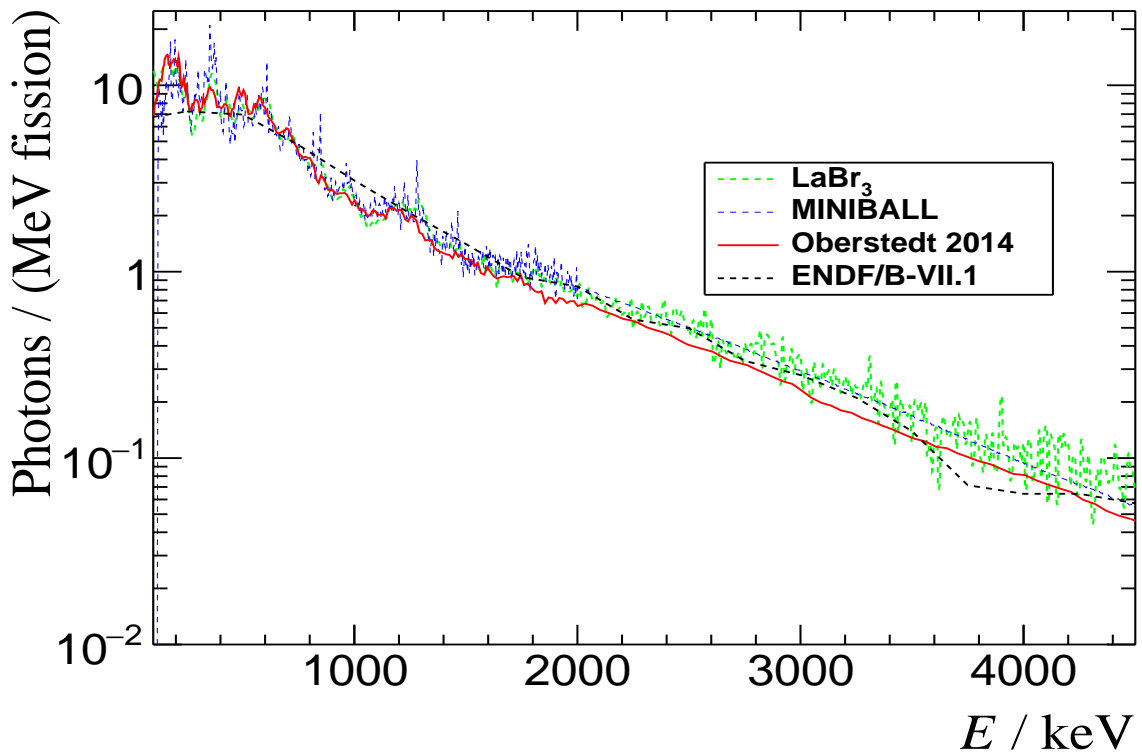


Abbildung 5.0.5: Gemessenen PFGS im Vergleich zur Messung von [Oberstedt et al., 2014].

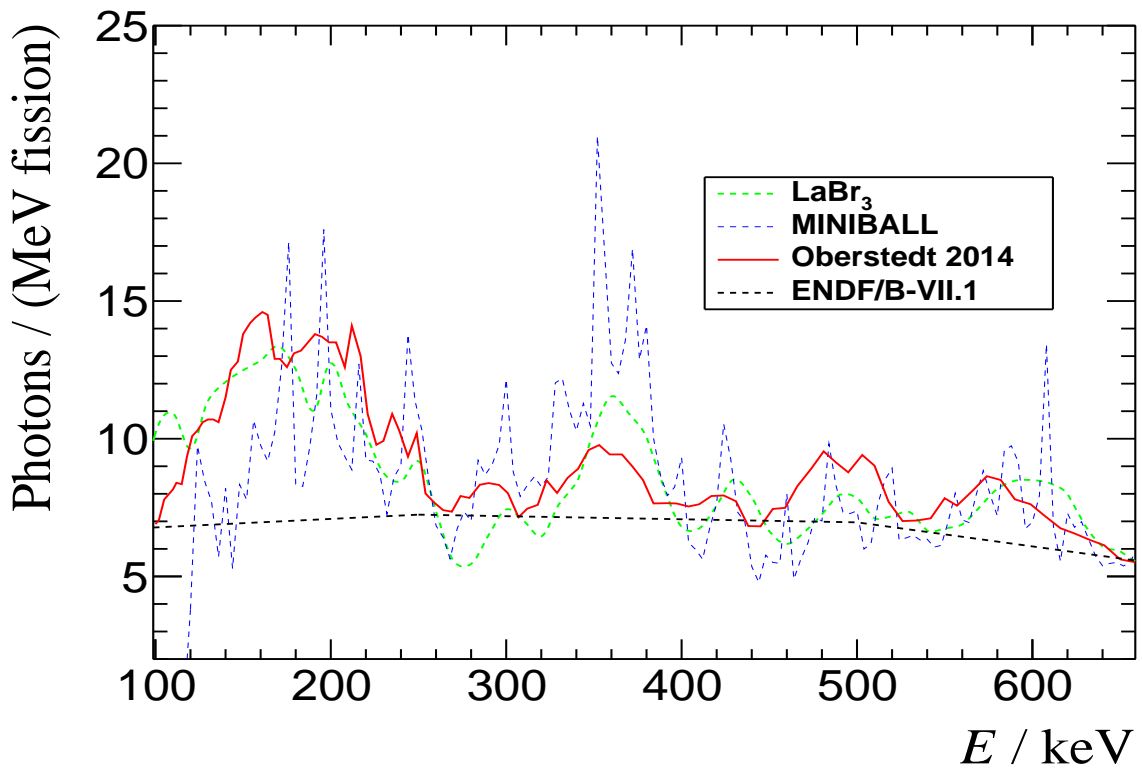


Abbildung 5.0.6: Ausschnitt im niederenergetischen Bereich der gemessenen PFGS im Vergleich zur Messung von [Oberstedt et al., 2014].



# 6 Zusammenfassung und Ausblick

## Kurzer Überblick

Innerhalb dieser Arbeit ist es gelungen eine Messung des prompten  $\gamma$ -Strahlungsspektrums aus der Spontanspaltung von  $^{242}\text{Pu}$  und die Bestimmung der Observablen: mittlere Gesamtenergie pro Spaltereignis  $E_\gamma$ , mittlere Energie pro Photon und Spaltereignis  $\epsilon_\gamma$  und die mittlere Multiplizität  $\nu_\gamma$  mithilfe der in Rossendorf entwickelten PuFC und den  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren, durchzuführen. Die Datenaufnahme erfolgte mit einer analogen VME- und NIM basierten Elektronik. Die Aufgenommenen Daten wurden im List-Mode Format abgespeichert und enthalten alle Photonereignisse ohne Korrelation auf Spaltereignisse.

Die Koinzidenz zwischen einer Spontanspaltung und einem emittierten Photon, sowie die Trennung prompter und verzögerter Ereignisse wurde offline mit der Go4-Analyse durchgeführt. Im Zuge des Experimentes wurden viele Techniken und Korrekturen verwendet, die für die Bestimmung des PFGS notwendig waren. Die hier angewendete Verstärkungsstabilisation (Gain-Korrektur, siehe Abschnitt 3) gewährleistet eine Kompensation der schwankenden Verstärkung, welche bei allen  $\gamma$ -Strahlungsdetektoren auftritt. Für die Flugzeitbestimmung der prompten Photonen wurden besonders für den HPGe-Detektor verschiedene Methoden angewendet um den amplituden- und anstiegszeitabhängigen Walk zu korrigieren. Die Walkkorrektur erfolgt mithilfe der Diskriminatormodule durch die Ausnutzung des CFD- bzw. ARC-Timings. Des Weiteren wurden zusätzliche Offline-Walkkorrekturen durchgeführt, welche empirisch energieabhängig bestimmt worden sind. Um die Triggereffizienzen der CFD-Module bezüglich der aufgenommenen LED-Ereignisse zu korrigieren, wurde aus den Verhältnissen der beiden Triggerereignisse eine Korrekturkurve für die HPGe-Detektoren ermittelt. Mit einem gesetzten Flugzeitfenster für die prompten Photonen erhält man die gemessenen PFGS. Diese wurden mit der Spektrumstippingmethode auf die Detektorantwort korrigiert. Für das Strippingverfahren wurden mit Geant4 simulierte Responsematrizen verwendet. In diesen sind die gemessenen Effizienzen und Energieauflösungen eingebettet.

## Unsicherheiten

### Statistische Unsicherheiten

Dieses Experiment zeichnet sich, im Vergleich zu anderen PFGS-Messungen, durch seine hohe statistische Aussagekraft aus. In den statistischen Unsicherheiten sind die Messtatistik des Experimentes, sowie die Zählstatistik entsprechend der Ereigniszahl der simulierten Responsematrixelemente enthalten. Innerhalb der fast sechs wöchigen Messzeit konnten etwa 70 Millionen Spaltereignisse nachgewiesen werden. Die statistischen Unsicherheiten, für die  $\text{LaBr}_3$ -Detektoren, betragen nach der Korrektur auf die Detektorresponse unterhalb von 500 keV weniger als 1%. Im Fall der MINIBALL-Clusterdetektoren konnte, aufgrund des höheren Detektorabstandes und dem feineren Energiebinning, diese Qualität nicht erreicht werden. Die statistischen Unsicherheiten betragen dort deshalb nur etwas weniger als 10%. Unterhalb von 1 MeV und liefern damit dennoch ein zufriedenstellendes Ergebnis. Die damit verbundenen statistischen Unsicherheiten der bestimmten PFGS-Observablen betragen, für alle  $\gamma$ -Detektoren, weniger als 6%.

### Systematische Unsicherheiten

Die Qualität der PFGS sind in diesem Experiment durch die systematischen Unsicherheiten dominiert. Die Unsicherheiten durch die Energiekalibrierung machen den geringsten Anteil aus. Durch die notwendigen Korrekturalgorithmen entstehen zusätzliche systematische Unsicherheiten. Besonders die Triggereffizienzenkorrektur der Germaniumdetektoren führt unterhalb von 200 keV zu sehr großen Fehlern von über 20%. In der Fehlerfortpflanzung bei der Spektrumstippingmethode dominieren die systematischen Unsicherheiten aus der Bestimmung des Vollenergieansprechvermögens, welche in den Responsematrizen eingebettet sind.

Weitere systematische Unsicherheiten lassen sich nur schwer quantifizieren. Unter anderem können bei zu großer Wahl des prompten Flugzeitfensters zu viele verzögerte Ereignisse gemessen und andererseits, bei zu kleiner Wahl, prompte Ereignisse nicht erfasst werden. Ein großes Problem stellt die Geometrie der PuFC da. Durch die Flugstrecken der Neutronen zum Spaltkammergehäuse können neutroneninduzierte Ereignisse, durch deren kurze Flugzeit (siehe Abschnitt 2) nicht von prompten Photonenergebnissen getrennt werden. Daher ist in dem PFGS der HPGe-Detektoren noch ein kleiner Anteil vom Eisenübergang bei 847 keV sichtbar. Der Energiebereich um die Schwellenergie von etwa 100 keV ist mit einer Unsicherheit aufgrund des LED-Schwellenverhaltens behaftet. Dabei kann es vorkommen, dass noch nicht alle Ereignisse getriggert werden. Die tatsächliche LED-Triggereffizienz ist somit ebenfalls eine unsichere Größe, die nicht ausreichend genau bestimmt werden konnte.

In den HPGe-Kristallen existieren Bereiche, welche von den elektrischen Feld durch Anlegen einer Spannung, nicht durchdrungen werden. Diese sogenannten Totschichten liefern keinen Beitrag zur Energiedeposition der Photonen im Kristall. Innerhalb der Simulation wurden diese Regionen verminderter Nachweiseffizienz nicht berücksichtigt, welches eine zusätzlich systematische Unsicherheit erzeugt. Das ist auch eine mögliche Ursache für die Diskrepanz von 25% zwischen dem gemessenen und dem für eine Punktquelle simulierten Vollenergieansprechvermögen.

## Ausblick

Leider konnten aufgrund der begrenzten Experimentierzeit die Verfahren zur Walkkorrektur, nicht weiter verbessert werden. Die besten Ergebnisse lieferte das CFD-Timing.

Dabei zeigen sich bei dem CFD-Modul, mit der implementierten variablen Armingzeitdifferenz, interessante Eigenschaften, welche noch nicht verstanden sind und noch weiter untersucht werden müssen. Der Effekt, dass sich die Triggereffizienz mit gleichbleibender Zeitauflösung, mit Erhöhung der Armingzeitdifferenz, verbessert, würde zu einer erheblichen Verbesserung des ARC-Timings, bezüglich seiner Triggereffizienz, führen. Das gilt jedoch nur, wenn die Zeitauflösung auf das eigentlich zu erwartende Niveau des CFD-Timing gesenkt werden könnte.

Das ELET-Verfahren ist für die Zeitbestimmung der variablen HPGe-Signalanstiegszeiten zu ungenau. Eine Verbesserung könnte erreicht werden, indem man digitalisierte Impulsformen (auchgenommen mit schnellen Digitizern) mit digitaler Signalverarbeitung (Timingalgorithmen) kombiniert.

Des Weiteren waren nicht genügend spektroskopische- und schnelle Verstärker vorhanden, welche separat einstellbare Integrations- Differentiations- und Formungszeiten besitzen. Mit diesen Parametern könnte man Qualität der Signalformung optimieren, wodurch sich systematischen Unsicherheiten reduzieren lassen würden. Aufgrund der überwiegenden systematischen Unsicherheiten würde eine Messung mit längerer Zählstatistik keine besseren Resultate liefern, bezüglich der gesamten Unsicherheit der Observablen. Eine Erhöhung der Anzahl der Detektoren würde nur die Zählstatistik erhöhen. Größere Detektoren würden im gleichen Zug die Zeitauflösung aber auch verschlechtern, da ihre intrinsische Zeitauflösung geringer ist. Hingegen könnte eine Messung mit gleicher Zählstatistik aber größeren Detektorabständen die Messunsicherheit dahingehend verbessern, dass eine bessere Flugzeittrennung erreicht werden könnte. Damit würden sich Korrelationen von Energie und Flugzeit, für den Walk der prompten Photonen besser bestimmen lassen. Das heißt, dass für groß gewählte Detektorabstände die CFD-Verzögerung größer gewählt werden könnte,

sodass die Messung mit einer schlechteren Zeitauflösung aber dafür einer besseren Triggereffizienz durchgeführt werden kann.

Durch Streu- und Absorptionseffekte des Spaltkammergehäuses ist die experimentelle Zugänglichkeit der PFGS erschwert. Die dabei niedriger vorhanden Zählstatistik, beispielsweise für die eine Effizienzbestimmung, wirkt sich wiederum negativ auf die Gesamtunsicherheit aus. Eine Möglichkeit dies zu verbessern wäre die Verwendung einer Spaltkammer mit dünnerem Gehäuse an einem anderen Ort, wo weniger strahlenschutztechnische Maßnahmen erforderlich sind. Dennoch konnte mit dem derzeitigen Setup, trotz auftretender Schwierigkeiten in der Elektronik, erfolgreich eine Messung des PFGS mithilfe der  $\text{LaBr}_3$ - und  $\text{HPGe}$ -Detektoren durchgeführt werden. Mit dieser Konfiguration sind auch auch neutroneninduzierte Experimente mit der gleichen Spaltkammer oder auch mit anderen Spaltmaterialien denkbar und könnten weiterhin in Zukunft die Datenlage der PFGS-Daten verbessern.

# A Anhang

## A.1 Hochspannungsversorgung

In Tabelle A.1.1 sind alle Detektoren mit den verwendeten Hochspannungen dargestellt.

Detektor	Bezeichnung	Hochspannung / V
PuFC 1	Kanal 1	+300
PuFC 2	Kanal 2	+300
PuFC 3	Kanal 3	+300
PuFC 4	Kanal 4	+300
PuFC 5	Kanal 5	+300
PuFC 6	Kanal 6	+300
PuFC 7	Kanal 7	+300
PuFC 8	Kanal 8	+300
LaBr <sub>3</sub> #1	A2821 (#3)	-1062
LaBr <sub>3</sub> #2	A2820 (#2)	-1027.5
LaBr <sub>3</sub> #3	A2822 (#4)	-974
HPGe #1 Miniball #2	HEX62 Pos1	+4500
HPGe #2 Miniball #2	HEX115 Pos2	+4500
HPGe #3 Miniball #2	HEX184 Pos3	+4000
HPGe #4 Miniball #1	HEX95 Pos1	+3500
HPGe #5 Miniball #1	HEX 114 Pos2	+4000
HPGe #6 Miniball #1	HEX128 Pos3	+4500

**Tabelle A.1.1:** Detektoren des Experimentes mit den verwendeten Hochspannungen.



# Literaturverzeichnis

- J. Adamczewski-Musch, M. Al-Turany, D. Bertini, H. G. Essel und S. Linev. *The Go4 Analysis Framework*, Version 5. GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Planckstraße 1, D-64291 Darmstadt, Germany (2015).  
<http://web-docs.gsi.de/~go4/go4V05/manuals/Go4introV5.pdf>
- J. Allison, S. Agostinelli, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G. Cooperman et al. Geant 4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instr. and Meth. A* **506**, 250–303 (2003).  
DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- R. Beyer. *Inelastische Streuung schneller Neutronen an  $^{56}\text{Fe}$* . Dissertation, Technische Universität Dresden (2014).  
<http://www.hzdr.de/db/Cms?p0id=29864>
- P. Blaise, J. D. Salvo, C. Vaglio-Gaudard, D. Bernard, H. Amharrak, M. Lemaire und S. Ravaux. Nuclear Heating Measurement in Critical Facilities and Experimental Validation of Code and Libraries – An Application to Prompt and Delayed  $\gamma$  Nuclear Data Needs. *Phys. Proc.* **59**, 3–16 (2014).  
DOI: [10.1016/j.phpro.2014.10.002](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.10.002)
- D. Blanchet, N. Huot, P. Sireta, H. Serviere, M. Boyard, M. Antony, V. Laval und P. Henrard. Qualification of a gamma-ray heating calculation scheme for the future Jules Horowitz material testing reactor (RJH). *Ann. Nucl. Energy* **35**, 731–745 (2008).  
DOI: [10.1016/j.anucene.2007.07.021](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2007.07.021)
- R. Brun und F. Rademakers. ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instr. and Meth. A* **389**, 81–86 (1997).  
DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X)

- A. Camp, A. Vargas und J. M. Fernández-Varea. Determination of  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  internal background using a HPGe detector and Monte Carlo simulations. *Appl. Radiat. Isot.* **109**, 512–517 (2016).  
DOI: [10.1016/j.apradiso.2015.11.093](https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2015.11.093)
- M. Chadwick, M. Herman, P. Obložinský, M. Dunn, Y. Danon, A. Kahler, D. Smith, B. Pritychenko, G. Arbanas, R. Arcilla, R. Brewer, D. Brown, R. Capote, A. Carlson, Y. Cho, H. Derrien, K. Guber, G. Hale, S. Hoblit, S. Holloway et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nucl. Data Sheets* **112**, 2887–2996 (2011).  
DOI: [10.1016/j.nds.2011.11.002](https://doi.org/10.1016/j.nds.2011.11.002)
- Digia. *Qt – a full development framework* (2013).  
<http://qt.digia.com/product/>
- H. G. Essel. *GSI Lean easy Analysis, User Manual*, Version 3.5. GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Planckstraße 1, D-64291 Darmstadt, Germany (2002).  
[http://web-docs.gsi.de/~mbs/leausers/Lea\\_user\\_3\\_5.pdf](http://web-docs.gsi.de/~mbs/leausers/Lea_user_3_5.pdf)
- G. Fehrenbacher, R. Meckbach und H. Paretzke. Fast neutron detection with germanium detectors: computation of response functions for the 692 keV inelastic scattering peak. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **372**, 239–245 (1996).  
DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)01289-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)01289-3)
- K. Heidel. *Charge Sensitive Preamplifier (CSP)*. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstraße 400, 01328 Dresden, Germany (2014).  
<http://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=39843>
- J. R. Huizenga und R. Vandenbosch. Interpretation of Isomeric Cross-Section Ratios for  $(n,\gamma)$  and  $(\gamma,n)$  Reactions. *Phys. Rev.* **120**, 1305–1312 (1960).  
DOI: [10.1103/physrev.120.1305](https://doi.org/10.1103/physrev.120.1305)
- T. Kögler. *Bestimmung des Neutronen-induzierten Spaltquerschnitts von  $^{242}\text{Pu}$* . Dissertation, Technische Universität Dresden (2016).  
<http://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=29864>
- B. N. Laboratory. *Nuclear Data Center: Live Chart of the Nuclides* (2017).  
<https://www.nndc.bnl.gov/>



- A. Lüthi. *Development and Validation of Gamma-Heating Computational Methods for Plutonium-Burning Fast Reactors*. Thèse No. 1854 (1998), École Polytechnique Fédérale de Lausanne (1999).
- T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner, 7. überarb. & erw. Auflage (2002).
- B. Milbrath, R. Runkle, T. Hossbach, W. Kaye, E. Lepel, B. McDonald und L. Smith. Characterization of alpha contamination in lanthanum trichloride scintillators using coincidence measurements. *Nucl. Instr. and Meth. A* **547**, 504–510 (2005).  
DOI: [10.1016/j.nima.2004.11.054](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.11.054)
- S. Oberstedt, R. Billnert, T. Belgya, T. Bryś, W. Geerts, C. Guerrero, F.-J. Hamsch, Z. Kis, A. Moens, A. Oberstedt, G. Sibbens, L. Szentmiklosi, D. Vanleeuw und M. Vidali. High-precision prompt- $\gamma$ -ray spectral data from the reaction  $^{241}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ . *Phys. Rev. C* **90** (2014).  
DOI: [10.1103/physrevc.90.024618](https://doi.org/10.1103/physrevc.90.024618)
- S. Oberstedt, R. Billnert, A. Gatera, W. Geerts, P. Halipré, F.-J. Hamsch, M. Lebois, A. Oberstedt, P. Marini, M. Vidali und J. N. Weilson. Prompt Fission  $\gamma$ -ray Spectra Characteristics - A First Summary. *Phys. Proc.* **64**, 83–90 (2015).  
DOI: [10.1016/j.phpro.2015.04.011](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.04.011)
- S. Oberstedt, A. Oberstedt, A. Gatera, A. Göök, F.-J. Hamsch, A. Moens, G. Sibbens, D. Vanleeuw und M. Vidali. Prompt fission  $\gamma$ -ray spectrum characteristics from  $^{240}\text{Pu}(\text{SF})$  and  $^{242}\text{Pu}(\text{SF})$ . *Phys. Rev. C* **93** (2016).  
DOI: [10.1103/physrevc.93.054603](https://doi.org/10.1103/physrevc.93.054603)
- N. Otuka, E. Dupont, V. Semkova, B. Pritychenko, A. Blokhin, M. Aikawa, S. Babykina, M. Bossant, G. Chen, S. Dunaeva, R. Forrest, T. Fukahori, N. Furutachi, S. Ganesan, Z. Ge, O. Gritzay, M. Herman, S. Hlavac, K. Kato, B. Lalremruata et al. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). *Nucl. Data Sheets* **120**, 272–276 (2014).  
DOI: [10.1016/j.nds.2014.07.065](https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.065)
- G. Rimpault, D. Bernard, D. Blanchet, C. Vaglio-Gaudard, S. Ravaux und A. Santamarina. Needs of Accurate Prompt and Delayed  $\gamma$ -spectrum and Multiplicity for Nuclear Reactor Designs. *Phys. Proc.* **31**, 3–12 (2012).  
DOI: [10.1016/j.phpro.2012.04.002](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.04.002)

- Saint-Gobain. *BrilLanCe 380 Scintillation Products Technical Note, Performance Summary (Revision: January, 2009)*. (2009).  
[http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/brilliance\\_performance\\_summary.pdf](http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/brilliance_performance_summary.pdf)
- K.-H. Schmidt und B. Jurado. Entropy Driven Excitation Energy Sorting in Superfluid Fission Dynamics. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 212501 (2010).  
DOI: [10.1103/physrevlett.104.212501](https://doi.org/10.1103/physrevlett.104.212501)
- K.-H. Schmidt, B. Jurado und C. Amouroux. *General Description of Fission Observables – GEF Model*. JEFF Report **24**, Nuclear Energy Agency (NEA) and Organisation for Economic Co-Operation and Development (OECD), Gradignan, France (2014).  
<http://www.khs-erzhausen.de/Preprints/db-doc2014-1.pdf>
- I. Stetcu. Private Communication (2017).
- I. Stetcu, P. Talou, T. Kawano und M. Jandel. Properties of prompt-fission  $\gamma$ -rays. *Phys. Rev. C* **90** (2014).  
DOI: [10.1103/physrevc.90.024617](https://doi.org/10.1103/physrevc.90.024617)
- T. E. Valentine. Evaluation of prompt fission gamma rays for use in simulating nuclear safeguard measurements. *Ann. Nucl. Energy* **28**, 191–201 (2001).  
DOI: [10.1016/s0306-4549\(00\)00039-6](https://doi.org/10.1016/s0306-4549(00)00039-6)
- R. Vandenbosch und J. R. Huizenga. *Nuclear Fission*. Academic Press Inc. (1973).
- A. Vascon, J. Runke, N. Trautmann, B. Cremer, K. Eberhardt und C. Düllmann. Quantitative molecular plating of large-area  $^{242}\text{Pu}$  targets with improved layer properties. *Appl. Radiat. Isot.* **95**, 36–43 (2015).  
DOI: [10.1016/j.apradiso.2014.10.002](https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2014.10.002)
- V. V. Verbinski, H. Weber und R. E. Sund. Prompt Gamma Rays from  $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ,  $^{239}\text{Pu}(\text{n},\text{f})$ , and Spontaneous Fission of  $^{252}\text{Cf}$ . *Phys. Rev. C* **7**, 1173–1185 (1973).  
DOI: [10.1103/physrevc.7.1173](https://doi.org/10.1103/physrevc.7.1173)
- D. W. Weißhaar. *MINIBALL: Ein neuartiger Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren*. PhD thesis, Universität zu Köln (2003).

WPEC. *The High Priority Request List for Nuclear Data (HPRL)*. Working Party on International Evaluation Co-Operation, OECD / NEA (2011).

<http://www.oecd-nea.org/dbdata/hprl/>

Z.JANOUT, S. POSPISIL und M. VOBECKY. Observation of a Doppler broadening of the 4438 keV gamma-line of  $^{12}\text{C}$  in processes  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$  and  $^9\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ . *Journal of Radioanalytical Chemistry* **56**, 71–81 (1980).

DOI: [10.1007/BF02516939](https://doi.org/10.1007/BF02516939)



# Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.0.1:	Schematische Darstellung der verschiedenen Energien, die im Spaltprozess auftreten. . . . .	2
Abb. 1.0.2:	Ein mit dem GEF-Code generiertes PFGS für $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	4
Abb. 1.0.3:	Ein mit dem GEF-Code generiertes promptes Neutronenspektrum für $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	4
Abb. 1.0.4:	Ein mit dem GEF-Code generierte Spaltframmentverteilung für $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	5
Abb. 1.0.5:	Gemessenen PFGS von Oberstedt im Vergleich zu CGMF- und ENDF/B-VII.1 Daten. . . . .	8
Abb. 2.1.1:	Modell der PuFC. . . . .	12
Abb. 2.2.1:	Schematischer Aufbau des $\text{LaBr}_3$ Detektors. . . . .	14
Abb. 2.2.2:	Modell des MINIBALL Clusterdetektors. . . . .	16
Abb. 2.2.3:	Untergrundspektren der $\gamma$ -Strahlungsdetektoren . . . . .	18
Abb. 2.3.1:	Ansicht von oben des Versuchsaufbaus mit $\gamma$ -Strahlungsdetektoren und PuFC. . . . .	20
Abb. 2.3.2:	Foto des Versuchsaufbaus . . . . .	20
Abb. 2.4.1:	Aufbau der Datenaufnahme . . . . .	23
Abb. 3.1.1:	Zeitaufgelöstes ADC Spektrum im Bereich der Kaliumlinie . . . . .	29
Abb. 3.1.2:	Zeitaufgelöstes ADC-Spektrum im Bereich des Pedestals. . . . .	31
Abb. 3.1.3:	Zeitaufgelöstes ADC Spektrum mit angewendeter Gainkorrektur im Bereich der Kaliumlinie. . . . .	33
Abb. 3.1.4:	ADC-Spektren im Bereich der Kaliumlinie. . . . .	33
Abb. 3.1.5:	Prinzip de LE-, CF- und ARC-Timing-Verfahren. . . . .	35
Abb. 3.1.6:	ARC-Timing bei der PuFC. . . . .	36
Abb. 3.1.7:	Ein HPGe-Spektrum aufgenommen mit CFD und LED Ereignissen. . . . .	38
Abb. 3.1.8:	Verfahren zur Optimierung beim Timing der HPGe Detektoren. . . . .	40
Abb. 3.1.9:	Energie-Flugzeitspektrum mit CFD getriggerten Ereignissen des $\text{LaBr}_3$ -Detektors . . . . .	43

Abb. 3.1.10:	Energie-Flugzeitspektrum mit CFD getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors . . . . .	43
Abb. 3.1.11:	Energie-Flugzeitspektrum mit LED getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors . . . . .	44
Abb. 3.1.12:	Walkkurven beschrieben durch eine Anpassungsfunktion 3.1.14 . . . . .	46
Abb. 3.1.13:	Energie-Flugzeitspektrum, mit angewendeter Walkkorrektor, der LED getriggerten Ereignissen des HPGe-Detektors . . . . .	47
Abb. 3.1.14:	Flugzeitspektren verschiedener Zeitbestimmungsmethoden . . . . .	48
Abb. 3.1.15:	Flugzeitspektren der CFD getriggerten Ereignisse der $\gamma$ -Strahlungsdetektoren mit angewendeter Walkkorrektur. . . . .	49
Abb. 3.1.16:	CFD-Triggereffizienzen . . . . .	51
Abb. 3.1.17:	Flugzeitfenster für die Energiespektren . . . . .	52
Abb. 3.1.18:	Ausschnitt der gemessenen PFGS Summenspektren . . . . .	53
Abb. 3.1.19:	Ausschnitt eines verzögerten Photonenspektrums . . . . .	54
Abb. 3.2.1:	Vollenergieansprechvermögen für die LaBr <sub>3</sub> -Detektoren . . . . .	57
Abb. 3.2.2:	AmBe-Quellspektren.s . . . . .	59
Abb. 3.2.3:	Kalibrationskurven . . . . .	60
Abb. 3.2.4:	Vollenergieauflösungsvermögen . . . . .	61
Abb. 4.1.1:	Geant4 Simulation der Photonenemmission . . . . .	65
Abb. 4.1.2:	Simulierte Responsematrix für die LaBr <sub>3</sub> -Detektoren. . . . .	67
Abb. 4.1.3:	Simulierte Responsematrix des MINIBALL-Detektorclusters #1. . . . .	67
Abb. 4.1.4:	Dekomposition der Detektorresponse . . . . .	72
Abb. 4.1.5:	Verschmierte Responsematrix der LaBr <sub>3</sub> -Detektoren . . . . .	74
Abb. 4.1.6:	verschmierte Responsematrix HPGe . . . . .	74
Abb. 4.2.1:	Synthetisierte Testspektren. . . . .	77
Abb. 4.2.2:	Synthese der Spektren für die MINIBALL-Clusterdetektoren. . . . .	78
Abb. 4.2.3:	Synthese der Spektren für die LaBr <sub>3</sub> -Detektoren . . . . .	79
Abb. 5.0.1:	Gemessene PFGS von LaBr <sub>3</sub> und HPGe zusammen mit ihren statistischen Unsicherheiten. . . . .	82
Abb. 5.0.2:	Ausschnitt im niederenergetischen Bereich der gemessene PFGS mit statistischen Unsicherheiten. . . . .	82
Abb. 5.0.3:	Gemessene PFGS im Vergleich zur theoretischen Modellen. . . . .	84
Abb. 5.0.4:	Ausschnitt des niederenergetischen Bereichs der gemessenen PFGS im Vergleich zu theoretischen Modellen. . . . .	84
Abb. 5.0.5:	Gemessenen PFGS im Vergleich zur Messung von Oberstedt . . . . .	86

Abb. 5.0.6: Ausschnitt im niederenergietschen Bereich der gemessenen PFGS im  
Vergleich zur Messung von Oberstedt . . . . . 86





# Tabellenverzeichnis

Tab. 1.0.1:	Energiebilanz aus der Kernspaltung und Reichweiten der emittierten Teilchen. . . . .	6
Tab. 2.1.1:	Nachweis von Spaltfragmenten in der Ionisationskammer. . . . .	10
Tab. 3.1.1:	Verzögerte Photonen aus verschiedenen Neutronenreaktionen. . . . .	55
Tab. 5.0.1:	Observablen aus dem PFGS. . . . .	83
Tab. A.1.1:	Detektoren des Experimentes mit den verwendeten Hochspannungen.	91



# Liste der verwendeten Akronyme

<b>ADC</b>	Amplituden-zu-Digital Wandler (engl.: <b>a</b> mplitude- <b>t</b> o- <b>d</b> igital <b>c</b> onverter)
<b>ARC</b>	(-Timing), amplituden- und anstiegszeitkompensierende Technik zur Bestimmung der Zeitauflösung (engl.: <b>a</b> mplitude and <b>r</b> isetime <b>c</b> ompensated timing technique)
<b>CERN</b>	Conseil <b>E</b> uropéen pour la <b>R</b> echerche <b>N</b> ucléaire
<b>CFD</b>	Proportionaldiskriminator (engl.: <b>c</b> onstant- <b>f</b> raction- <b>d</b> iscriminator)
<b>DAQ</b>	Datenaufnahme (engl.: <b>d</b> ata <b>a</b> cquisition)
<b>ELBE</b>	Elektronen- <b>L</b> inearbeschleuniger für Strahlen hoher <b>B</b> rillanz und niedriger <b>E</b> mittanz
<b>ENDF</b>	Datenbank der evaluierten Kerndaten / Kerndatenformat (engl.: <b>E</b> valuated Nuclear <b>D</b> ata <b>F</b> ile / <b>F</b> ormat)
<b>FPGA</b>	feldprogrammierbare Gatteranordnung (engl.: <b>F</b> ield <b>P</b> rogrammable <b>G</b> ate <b>A</b> rray)
<b>FWHM</b>	volle Breite auf halber Höhe (engl.: <b>f</b> ull <b>w</b> idth at <b>h</b> alf <b>m</b> aximum)
<b>GEF</b>	Computercode zur Beschreibung von Observablen der Kernspaltung (engl.: <b>A</b> <b>G</b> eneral <b>D</b> escription of <b>F</b> ission <b>O</b> bservables)
<b>GSI</b>	Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt
<b>Go4</b>	ein auf Qt und ROOT basierendes Programm zur Analyse des MBS-Datenstroms, siehe Ref. [ <a href="#">Adamczewski-Musch et al., 2015</a> ]
<b>HPGe</b>	Hochreiner Germanium Kristall (engl.: <b>H</b> igh <b>P</b> urity <b>G</b> ermanium)
<b>HZDR</b>	Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf
<b>ICP-MS</b>	Massenspektrometrie mit induktiv gekoppeltem Plasma (engl.: <b>i</b> nductively <b>c</b> oupled <b>p</b> lasma <b>m</b> ass <b>s</b> pectrometry)

<b>ISOLDE</b>	<b>I</b> sotope <b>S</b> eparator <b>O</b> n <b>L</b> ine <b>D</b> Evice
<b>JGU</b>	Johannes Gutenberg-Universität Mainz
<b>LeA</b>	<b>L</b> ean <b>e</b> asy <b>A</b> nalysis Programm zur Analyse des MBS-Datenstroms, siehe Ref. <a href="#">Essel [2002]</a>
<b>LED</b>	Schwellwertdiskriminator (engl.: <b>l</b> eading- <b>e</b> dge- <b>d</b> iscriminator)
<b>MBS</b>	eine an der GSI entwickelte Datenaufnahme (engl.: <b>M</b> ulti <b>B</b> ranch <b>S</b> ystem)
<b>MC</b>	Monte-Carlo-Simulation/-Methode. Verfahren aus der Stochastik, bei dem eine sehr große Zahl gleichartiger Zufallsexperimente die Basis bildet
<b>NEA</b>	Nuclear Energy Agency
<b>P10</b>	Gasgemisch aus 90 % Argon und 10 % Methan
<b>PE</b>	<b>P</b> olyethylen
<b>PMT</b>	Sekundärelektronenvervielfacher (engl.: <b>P</b> hot <b>m</b> ultiplier <b>T</b> ube)
<b>PTB</b>	<b>P</b> hysikalisch- <b>T</b> echnische <b>B</b> undesanstalt
<b>PuFC</b>	am HZDR entwickelte <sup>242</sup> Pu-Spaltionskammer
<b>PFGS</b>	Gamma-Strahlungsspektrum, welches prompt nach der Kernspaltung emittiert wird (engl.: <b>P</b> rompt <b>F</b> ission <b>G</b> amma ray <b>S</b> pectrum)
<b>QDC</b>	Ladungs-zu-Digital Wandler (engl.: <b>ch</b> arge-to- <b>d</b> igital <b>c</b> onverter)
<b>TDC</b>	Zeit-zu-Digital Wandler (engl.: <b>t</b> ime-to- <b>d</b> igital <b>c</b> onverter)
<b>SF</b>	Spontanspaltung (engl.: <b>s</b> pontaneous <b>f</b> ission)
<b>VME</b>	ein Mehrbenutzer-Bus-System (engl.: <b>V</b> ersa <b>M</b> odule <b>E</b> urocard)
<b>WPEC</b>	<b>W</b> orking <b>P</b> arty on International <b>E</b> valuation <b>C</b> o-operation of the Nuclear Science Committee

# Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die vorliegende Arbeit wurde am Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf unter der wissenschaftlichen Leitung von Dr. Arnd R. Junghans angefertigt. Mit dem Einreichen an der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden erkenne ich die bestehende Prüfungsordnung vom 04.09.2015 an.

Sebastian Urlaß

Dresden, 2. März 2017