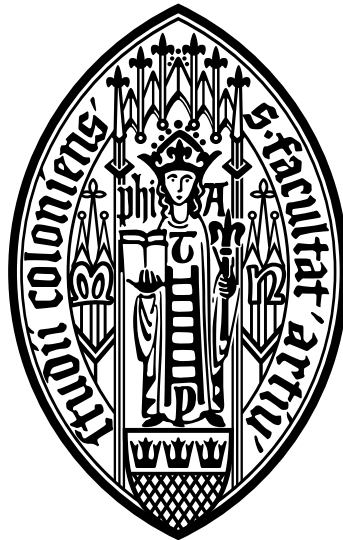


Universität zu Köln
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Kernphysik

Master Thesis

**GEANT4 Monte-Carlo-Simulationen
zur Optimierung der
BGO-Compton-Suppression-Shield-Geometrie
für die MINIBALL-Detektoren.**



Erstgutachter: Prof. Dr. Peter Reiter
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jan Jolie

Vorgelegt von:

Dawid Rosiak

Matrikelnummer 5676088

Köln im Dezember 2014

Abstract

The ISOLDE facility at CERN will be upgraded with a new superconducting linear accelerator, which will provide radioactive ion beams with energies up to $5.5 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ and later up to $10 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ for nuclei with an atomic mass-charge ratio of $\frac{A}{q} = 4, 5$. This increase in beam energy will enable for fusion evaporation reactions, producing a variety of evaporation residues at higher excitation energy, which are associated with higher γ -ray multiplicities $M_\gamma \lesssim 30$. In contrast to Coulomb reactions and transfer reactions it is therefore desirable to use Compton-suppression shields (BGO-CSSs) for in-beam γ -ray spectroscopy with the MINIBALL cluster detectors. Motivation for these extra shields is to suppress Compton background in the spectra and to keep a high absolute efficiency of the MINIBALL detectors, for small target detector distances. In this thesis a new Monte-Carlo code (MC) for the MINIBALL experiment, implemented with GEANT4, is presented. Furthermore, an analysis of the Compton suppression and the efficiency loss of these new detectors as a function of the Compton suppression shield geometry is discussed. A good agreement was achieved between measurements with a ^{60}Co source and the new MC simulation. A saturation value of the peak-to-background ratio as a function of energy and the BGO-CSS geometry for a MINIBALL cluster detector was found. In simulations with eight MINIBALL triple detectors, surrounding a spherical target chamber, a linear dependence was found between the increase in the peak-to-background ratio and the loss of efficiency for different BGO-CSS geometries. In simulations with sources with higher γ -ray multiplicities a loss of efficiency and of peak-to-background ratio could be observed. These results can be used to obtain an ideal geometry of the BGO-CSSs for the MINIBALL spectrometer. A final proposal for a BGO-CSS geometry cannot be made in this work, since the necessary compromise between peak-to-background ratio and efficiency is influenced by additional factors.

Zusammenfassung

Das Upgrade der ISOLDE Einrichtung am CERN mit einem supraleitenden Linearbeschleuniger ermöglicht den Einsatz von nachbeschleunigten radioaktiven Ionenstrahlen mit Energien von $5.5 \frac{\text{MeV}}{u}$ und im späteren von $10 \frac{\text{MeV}}{u}$ für Kerne mit einem Masse-zu-Ladung-Verhältnis von $\frac{A}{q} = 4,5$. Diese Erhöhung der Strahlenergie ermöglicht Fusionsverdampfungsreaktionen und die Produktion einer Vielzahl an Verdampfungskernen mit hohen Anregungsenergien und damit verbunden hohen γ -Multiplizitäten $M_\gamma \lesssim 30$. Im Gegensatz zu den derzeit möglichen Coulomb- und Transferreaktionen ist dabei der Einsatz von Compton-Suppression-Shields (BGO-CSSs) für in-beam γ -Spektroskopie mit dem MINIBALL-Spektrometer notwendig. Die Aufgabe der BGO-CSSs ist die Reduzierung des Compton-Untergrunds in den Spektren, um Korrelationsmessungen auch bei hohen γ -Multiplizitäten durchführen zu können. Gleichzeitig soll eine hohe absolute Effizienz bei kleinen Quellen-Detektor-Abständen (10 cm bis 20 cm) erzielt werden. In dieser Arbeit wird eine neue Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation) für das MINIBALL-Experiment, die mit GEANT4 implementiert wurde, vorgestellt. Basierend auf der MC-Simulation wird die Compton-Unterdrückung und der Effizienzverlust als Funktion der BGO-CSS-Geometrie untersucht. Eine gute Übereinstimmung zwischen Messungen mit einer ^{60}Co -Quelle und der neuen MC-Simulation konnte erzielt werden. Des Weiteren konnten Sättigungswert des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses für einen Miniball-Cluster-Detektor als Funktion der γ -Energie und der BGO-CSS-Geometrie bestimmt werden. Bei Simulationen mit 8 MINIBALL-Tripel-Detektoren um eine sphärische Targetkammer (mit ^{60}Co -Quelle) zeigte sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Gewinn des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses und dem Effizienzverlust für unterschiedliche BGO-CSS-Geometrien. Bei Simulationen von Quellen mit höherer γ -Multiplizität zeigte sich in den Spektren ein Verlust an Effizienz und Peak-zu-Untergrund-Verhältnis. Diese Resultate können verwendet werden um eine optimale Geometrie der BGO-CSSs für das MINIBALL-Spektrometer zu bestimmen. Ein konkreter Vorschlag für eine BGO-CSS-Geometrie kann in dieser Arbeit nicht gemacht werden, da der benötigte Kompromiss zwischen Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und Effizienzverlust von weiteren Faktoren beeinflusst wird.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Der MINIBALL-Detektor	13
2.1	Aufbau des MINIBALL-Detektors	14
2.2	Funktionsweise der MINIBALL-Detektoren	18
3	Compton-Suppression-Shields	22
4	Monte-Carlo-Simulationen	25
4.1	GEANT4	27
4.2	ROOT	28
5	Analyse der GEANT4-Simulationen des MINIBALL-Cluster Detektors	29
5.1	Der GEANT4 MINIBALL-Code	29
5.2	Der MINIBALL-Kühlfinger	32
5.3	Simulation des MINIBALL-Gestells	37
5.4	Vergleich der GEANT4-Simulation mit Messungen	39
6	Analyse der GEANT4-Simulationen mit Compton-Suppression-Shield	45
6.1	Simulation der Compton-Suppression-Shields	45
6.2	Simulationen eines MINIBALL-Clusters mit Compton-Suppression-Shield	51
6.3	Simulationen des MINIBALL-Spektrometers mit Compton-Suppression-Shields	58
6.4	Simulationen mit modifiziertem Compton-Suppression-Shield	67
7	Zusammenfassung und Ausblick	73
	Literaturverzeichnis	77
	Abbildungsverzeichnis	83

Tabellenverzeichnis	84
----------------------------	-----------

Danksagung	87
-------------------	-----------

1 Einleitung

Ein Hauptaspekt der aktuellen Kernphysik ist die Untersuchung der Eigenschaften exotischer Atomkerne fernab des Tals der Stabilität. Dieses Forschungsgebiet bietet eine Vielzahl an interessanten und physikalisch wichtigen Erkenntnissen über die Struktur und den Aufbau der Kernmaterie. An neutronenreichen Kernen kann z.B. der Effekt der Neutronenhaut (neutron skin) studiert werden, sowie das Verhalten von kollektiven Moden und das Aufweichen der Schalenstruktur (shell melting). An selbstkonjugierten Kernen, bis hoch zu ^{100}Sn , bei denen die Neutronenzahl der Protonenzahl entspricht, kann der Effekt der Proton-Neutron-Wechselwirkung mit Isospin $T = 0$ untersucht werden. Die Untersuchung exotischer Kerne liefert wichtige Erkenntnisse für andere Bereiche der Physik. Ein Beispiel dafür ist die Nukleosynthese, die in astrophysikalischen Fragestellungen bei Fusionsreaktionen und Proton- und Neutroneinfangreaktionen (rapid capture process oder rapid proton capture process, abgekürzt r- und rp-process) in stellaren Reaktionen auftritt. Besonders wichtig ist dabei das Verständnis der Verzögerungspunkte (waiting points) bei diesen Einfangreaktionen [1, 2].

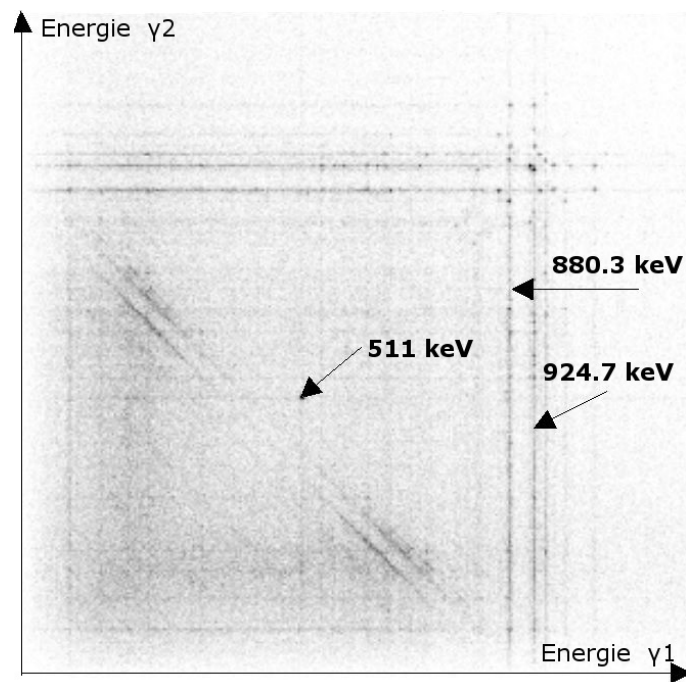
Mithilfe immer leistungsfähiger und effizienterer γ -Spektrometer, an europäischen Beschleunigereinrichtungen wie REX-ISOLDE am CERN, FAIR oder GSI in Darmstadt, ALTO in Orsay, können die Eigenschaften exotischer Kerne mit hoher Präzision untersucht und die daraus resultierenden physikalischen Ergebnisse bestimmt werden. Aus diesem Grund besteht ein großes Interesse daran, die hochauflösende γ -Spektroskopie bzw. die dazu verwendeten Germaniumdetektoren weiterzuentwickeln und zu verbessern. Um die Nachweiseffizienz bei der γ -Spektroskopie zu erhöhen, wurden Mitte der achtziger Jahre sogenannte Multi-Detektor-Arrays aus mehreren Germaniumdetektoren gebaut, um eine große Raumwinkelabdeckung zu erreichen. Diese Spektrometer (TESSA3 in Großbritannien, OSIRIS in Deutschland, NORDBALL in Dänemark) erreichten eine γ -Nachweiseffizienz von 1% und führten zur Entdeckung der Superdeformation [3]. Die nächste Generation von 4π -Detektoren wurde Ende der neunziger Jahre in Betrieb genommen (EUROBALL [4] in Europa und GAMMASPHERE [5] in den USA). Diese erzielten γ -Nachweiseffizienzen von bis zu 10%. Entsprechende Experimente wurden optimiert für die Messung von Hoch-

spinzuständen nach Fusionsverdampfungsreaktionen mit Schwerionen. Bei diesem Typ von Experimenten werden Kernzustände mit sehr hohem Drehimpuls bevölkert, die über γ -Kaskaden mit einer Multiplizität von $M_\gamma \leq 30$ zerfallen. Bei solch hohen Multiplizitäten ist der Einsatz von Germaniumdetektoren mit Compton-Suppression-Shields (BGO-CSSs) erforderlich. Diese BGO-CSSs bestehen meist aus Wismutgermanat (BGO) und erlauben eine Verbesserung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses (englisch peak-to-total ratio) bis zu einem Faktor 4 [6, 7]. Mit diesen zusätzlichen BGO-CSSs werden Streuungen zwischen den Detektoren deutlich reduziert und eine hohe Einzeltrefferwahrscheinlichkeit der individuellen Detektoreinheiten gewährleistet.

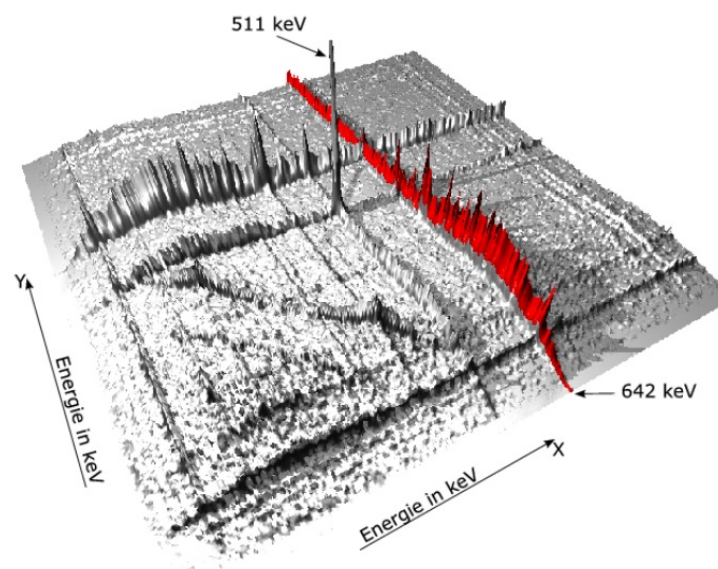
Durch die Weiterentwicklung nachbeschleunigter radioaktiver Ionenstrahlen (post accelerated radioactive ion beams, kurz RIB), z.B. durch die ISOL-Technik, die am CERN am REX-ISOLDE Beschleuniger verwendet wird, können mehr als 600 Isotope von mehr als 60 Elementen erzeugt werden [8]. Diese Entwicklung der beschleunigten RIB, machte eine Weiterentwicklung der Germaniumdetektoren für die hochauflösende γ -Spektroskopie notwendig. Zum einen sind die Strahlintensitäten dieser beschleunigten RIB sehr gering (typischerweise $10^4 \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$ im Gegensatz zu stabilen Strahlen mit mehr als $10^{10} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$) und werden mit zunehmender Entfernung von der Stabilitätskurve um Größenordnungen geringer. Diese Tatsache erfordert eine hohe absolute Nachweiseffizienz der verwendeten Detektorsysteme, um hinreichend Messdaten in annehmbarer Strahlzeit zu akquirieren. Dafür sind z.B. die EUROBALL-Detektoren, die optimiert sind für Messungen mit einem Abstand von 43 cm zwischen Detektor und Quelle nicht geeignet. Bei diesen geringen Strahlintensitäten würden sehr lange Strahlzeiten benötigt, um hinreichend Statistik zu erzeugen. Positioniert man die EUROBALL-Zähler mit einem Target-Detektor-Abstand von 9.5 cm, ergeben sich jedoch absolute Effizienzwerte des Systems von 19% bei 1.3 MeV (Aufbau an der GSI)[9]). Dabei zeigt sich aber sehr schnell die schlechte Raumwinkelauflösung der Detektoren und die damit verbundene große Dopplerverbreiterung. Dies führt dazu, dass die Energieauflösung eines solchen Experimentes Größenordnungen schlechter ist als die intrinsische Auflösung eines Germaniumdetektors von $\sim 1.5\%$. Dadurch werden Detektoren mit einer größeren Granularität benötigt die auch eine hohe absolute Nachweiseffizienz besitzen. Aus diesen Gründen wurden die MINIBALL-Detektoren entwickelt. Diese weisen durch ihre longitudinale Sechsfachsegmentierung und die dafür entwickelte Impulsformanalyse eine um eine Größenordnung bessere Granularität von 2304 auf, als die EUROBALL-Detektoren und besitzen damit eine erheblich bessere Winkelauflösung [10]. Die MINIBALL-Detektoren sind eine Weiterentwicklung des EUROBALL-CLUSTER-De-

tektors mit seiner Technologie gekapselter Germaniumdetektoren [11]. Allerdings sind die MINIBALL-Detektoren für Experimente mit geringen γ -Multiplizitäten von $M_\gamma \sim 2$ optimiert, was bei Coulomb- oder Transferreaktionen in der Regel oft ausreichend ist. Die dafür benötigten Strahlenergien von über $3 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ sind bei REX-ISOLDE verfügbar. Bei der Konstruktion der MINIBALL-Zähler wurde darauf geachtet, dass im Falle von höheren Strahlenergien, wie sie bei HIE-ISOLDE ab Ende 2015 geplant sind (von $5.5 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ bis später $10 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$) [12], auch Reaktionen (Fusionsverdampfungsreaktionen) mit höheren γ -Multiplizitäten mithilfe der MINIBALL-Zähler spektroskopiert werden können. Aus diesem Grund wurde bei der Konstruktion Platz für zusätzliche BGO-CSSs eingeplant. Die Notwendigkeit dieser zusätzlichen Detektoren wird mit zwei Beispielen aus Abbildung 1a und 1b deutlich. Diese $\gamma\gamma$ -Matrizen von ^{236}U und ^{234}U wurden aus Messdaten erzeugt, die mit dem MINIBALL-Spektrometer an der Universität zu Köln von Tanja Kotthaus aufgezeichnete wurden. Die γ -Multiplizität ist relativ gering, jedoch können die Compton-gestreuten γ -Strahlen anhand der diagonalen Linien in den Spektren eindeutig identifiziert werden. Diese diagonalen Linien führen aufgrund der hohen Ereignisrate zu einer Überlagerung von korrelierten γ -Quanten, die dadurch nicht mehr im Niveauschema eingeordnet werden können.

Die neuen zusätzliche BGO-CSSs können zum einen als Kollimatoren zwischen den einzelnen Detektor-Clustern dienen, um Compton gestreute Ereignisse zu unterdrücken und zum anderen mit einer Koinzidenzschaltung zwischen Germaniumdetektor und BGO-CSS das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis verbessern. Dabei werden die γ -Quanten, die aus einem Germaniumdetektor herausstreuen, im BGO-CSS registriert und das Ereignis im Germaniumzähler verworfen. Somit werden zumeist nur komplett absorbierte γ -Quanten im Germaniumdetektor registriert. Wichtig dabei ist, trotz zusätzlicher Detektoren, die Target-Detektor-Distanzen so gering wie möglich zu erhöhen, um den Effizienzverlust (proportional zu $\frac{1}{(\text{Quellen-Detektor-Distanz})^2}$) zu minimieren. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit das Verhalten eines kompletten MINIBALL-Aufbaus (mit acht Triple-Clustern) und zusätzlichen BGO-CSSs, mithilfe von GEANT4 simuliert und ausgewertet. Dabei wurde das Verhalten zwischen Peak-zu-Untergrund und Effizienz des gesamten Aufbaus in Abhängigkeit der Geometrie der BGO-CSSs untersucht.



(a)



(b)

Abbildung 1: (a) $\gamma\gamma$ -Matrix der Reaktion $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$ und in (b) 3D-Plot der $\gamma\gamma$ -Matrix bei der Reaktion $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$. In beiden Plots sind Compton-gestreute Ereignisse deutlich anhand der diagonalen Linien zu erkennen [13].

2 Der MINIBALL-Detektor

Mit beschleunigten radioaktiven Strahlen (post-accelerated RIB) an Einrichtungen wie z.B. REX-ISOLDE ist die Produktion von neutronenreichen Isotopen ermöglicht worden und bietet damit ein neues Gebiet für kernphysikalische Experimente. Die Strahlintensitäten bei diesen Methoden sind um ein Vielfaches geringer als die von stabilen Strahlen (zwischen 6 bis 9 Größenordnungen), was eine hohe Nachweiseffizienz der verwendeten Spektrometer verlangt. Des Weiteren sind die interessierenden Teilchen nicht die Target-, sondern die Projektil-Isotope, sodass diese mit großen Geschwindigkeiten in Strahlrichtung zerfallen. Dies führt dazu, dass die emittierten γ -Quanten bzw. die gemessenen Spektren stark dopplerverbreitert sind. Dies macht eine hohe Granularität der verwendeten Germaniumdetektoren notwendig um die Streuwinkel genau zu bestimmen und somit die Dopplerverbreiterung zu vermindern. Eine hohe Granularität wurde beim EUROBALL [4] oder bei GAMMASPHERE [5] dadurch erzielt, dass eine Vielzahl von einzelnen Germaniumdetektoren in einem signifikanten Abstand zum Target platziert werden. Dies führt zu einer geringeren absoluten Effizienz und zum anderen ist dies auch sehr kostenintensiv aufgrund der hohen Anschaffungskosten der Germaniumdetektoren und der verlängerten Strahlzeit.

Mitte der 1990er-Jahre wurde eine höhere Granularität durch Segmentierung der Germaniumdetektoren erreicht [14]. Dabei werden die Elektroden am äußeren Rand des Germaniumkristalls, die für die Ladungsträgersammlung zuständig sind, durch Trennlinien segmentiert. Die erste Wechselwirkung ist in den meisten Fällen die Hauptwechselwirkung (Wechselwirkung mit der größten Energiedeposition im Detektor) und wird z.B. durch den Steepest-Slope-Algorithmus mithilfe der Impulsformanalyse im Kristall bestimmt [15]. Dies resultiert in einer Energieauflösung, bei Experimenten mit RIB, die vergleichbar mit der intrinsischen Energieauflösungen der Germaniumdetektoren ist. Hinzu kommt eine Segmentierung, die um eine Größenordnung besser ist als bei EUROBALL, obwohl deutlich weniger Germaniumdetektoren verwendet werden und die Zähler bei viel kleineren Target-Detektor-Abständen platziert werden. Das war der Grundstein für das MINIBALL-Spektrometer.

2.1 Aufbau des MINIBALL-Detektors

Germanium-Kristall

Der Grundbaustein des MINIBALL-Detektor-Systems ist ein Germanium-Einkristall hoher Reinheit (englisch High-Purity Germanium-Crystal, kurz HPGe), der aus einem zylindrischen Stück Germanium geschliffen wird. Der Radius des Kristalls beträgt vor dem Schliff 70 mm und hat eine Höhe von 78 mm. Das zylindrische Germanium wird so geschliffen, dass die spätere Front des Kristalls eine hexagonale Form mit Kantenlängen von je 34.04 mm hat und kegelförmig mit einem Winkel von 4.125° zum Ende des Kristalls verläuft. In der Mitte des Endteils des Germaniumkristalls befindet sich die Lithium-diffundierte Core-Bohrung, die die Anode bildet. Sie hat einen Durchmesser von 10 mm und endet 15 mm vor der hexagonalen Detektorfront [10]. Abbildung 2 zeigt eine schematische Zeichnung des Germanium-Kristalls.

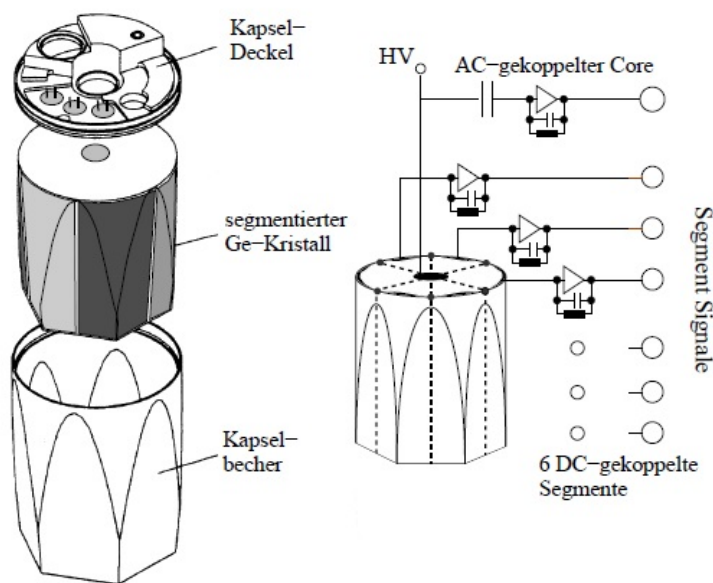


Abbildung 2: Schematische Zeichnung eines MINIBALL-HPGe-Kristalls. Links ist der gekapselte MINIBALL-Kristall mit seinen drei Grundelementen dargestellt. Rechts: Schaltskizze der Ausleseelektronik, die in der Endkappe verbaut ist. [10]

Sowohl die Form des Kristalls, als auch das Konzept des gekapselten hochreinen Germaniumdetektors [11] wurde vom EUROBALL-Detektor-System übernommen. Obwohl der

MINIBALL-Detektor bei kleineren Target-Detektor-Distanzen eingesetzt wird, wurde aus finanziellen Gründen der Anstellwinkel vom EUROBALL übernommen. Das Konzept der gekapselten Detektoren wurde gewählt, da sich gezeigt hat, dass dadurch die Kristalle weniger fehleranfällig sind und ein großer Teil der Reparaturen und Wartungsarbeiten, der Gesamtdetektoren mit entsprechenden Fachkenntnissen, durchgeführt werden kann [10]. Die gekapselten MINIBALL-HPGe-Kristalle wurden von der Firma Canberra hergestellt. Der Hauptunterschied zum EUROBALL-Detektor ist die sechsfache longitudinale Segmentierung der Germaniumkristalle. Diese wird erreicht, indem ca. 100 μm dicke Trennlinien während der Bor-Implantierung des äußeren Kontakten auf die äußere Elektrode gezogen werden. Dadurch bleiben die einzelnen Segmente elektrisch voneinander getrennt, bzw. isoliert und können separat ausgelesen werden. Die Segmentierung ist in Abbildung 2 auf der linken Seite mit gestrichelten Linien schematisch eingezeichnet.

Anschließend wird der fertige Kristall im Kapselbecher positioniert und dann vakuumdicht, mithilfe einer Elektronenschweißtechnik, mit dem Kapseldeckel versiegelt. Der Germaniumkristall wird durch spezielle Federn (mit einem Anpressdruck von 50 kp) auf der Rückseite des Deckels in seine optimale Position im Kapselbecher gebracht und fixiert. Dabei hat die hexagonale Kristallfront einen Abstand von 0.7 mm zum Kapseldeckel. Sowohl Kapseldeckel als auch Kapselbecher sind aus Aluminium. Die Wanddicke des Bechers beträgt dabei 0.7 mm und der Deckel hat eine Höhe von ungefähr 1 cm. Auf dem Kapseldeckel befinden sich der gekühlte Teil der Vorverstärker (FET) über die die einzelnen Signale (6 Segment und ein Core Signal) ausgelesen werden [10].

MINIBALL-Kryostat

Die Konstruktion und Herstellung des Kryostaten erfolgte an der Universität zu Köln am Institut für Kernphysik. Da der Kryostat für das EUROBALL-Cluster auch an der Universität zu Köln entwickelt und gebaut wurde, konnte von dieser Erfahrung profitiert werden. Das Grundgerüst des Kryostaten ist so ausgelegt (Verkabelung, Vorverstärker, Kühlfinger etc.), dass dieses sowohl für drei als auch für vier Germaniumkristalle genutzt werden kann [10]. Die Germaniumkristalle und der Kryostat bilden einen sogenannten Cluster-Detektor. Drei Kristalle und der Kryostat bilden ein Triple-Cluster. Allerdings wurde das MINIBALL-Projekt von ursprünglich 40 Zählern mit jeweils 6 MINIBALL-Triple-Cluster und 4 MINIBALL-Quadruple-Cluster, auf insgesamt 24 Zähler mit jeweils 8 MINIBALL-Triple-Clustern reduziert. Der Kühlfinger aus Elektrolytkupfer, der flexi-

bel mit dem Stickstoff-Dewar verbunden ist, kühlt die Germaniumkristalle (mit LN_2) auf deren Betriebstemperatur von ~ 100 K (dabei ist auch die Wärmeentwicklung der FETs mitberücksichtigt). In der Abbildung 3 ist ein MINIBALL-Kryostat ohne das Gehäuse am warmen Teil der Vorverstärkern abgebildet, um die kompakte Bauweise des Kryostaten zu verdeutlichen.

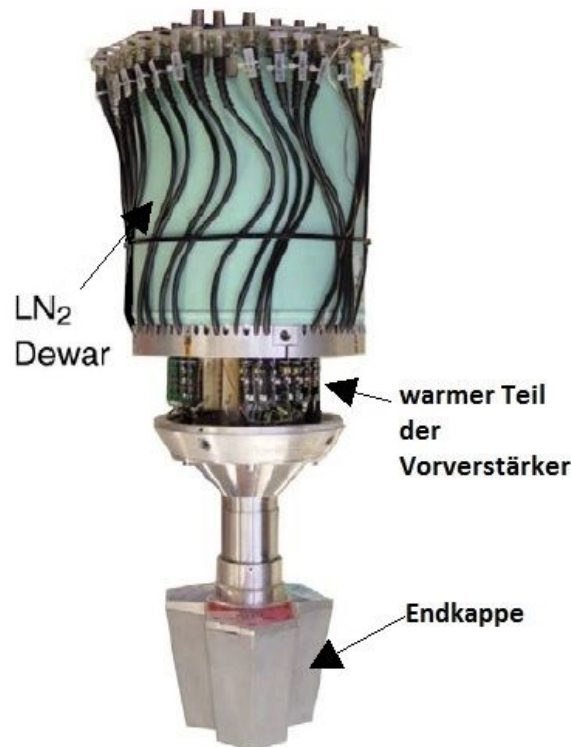


Abbildung 3: MINIBALL-Kryostat ohne Verkleidung der Vorverstärker um die kompakte Bauweise der Kryostaten zu veranschaulichen. Die 21 Vorverstärkersignale werden mit BNC-Kabeln entlang des Dewars geführt und kommen am Ende des Dewars an der Verteilerplatte zusammen. Entnommen aus [16]

MINIBALL-Gestell

Da die MINIBALL-Detektoren an mehreren Einrichtungen zum Einsatz kommen, wie z.B. bei dem REX-ISOLDE-Beschleuniger am CERN, der GSI (Gesellschaft für Schwerionen Forschung) bei Darmstadt oder am IPN in Orsay, wurde ein flexibles Detektor-Gestell gebaut. Die Entwicklung dieses MINIBALL-Gestells wurde am Institut für Kernphysik an der Universität zu Köln durchgeführt und anschließend in Zusammenarbeit mit der IRES in Straßburg und dem 2. Physikalisches Institut der Universität Göttingen gebaut. Das

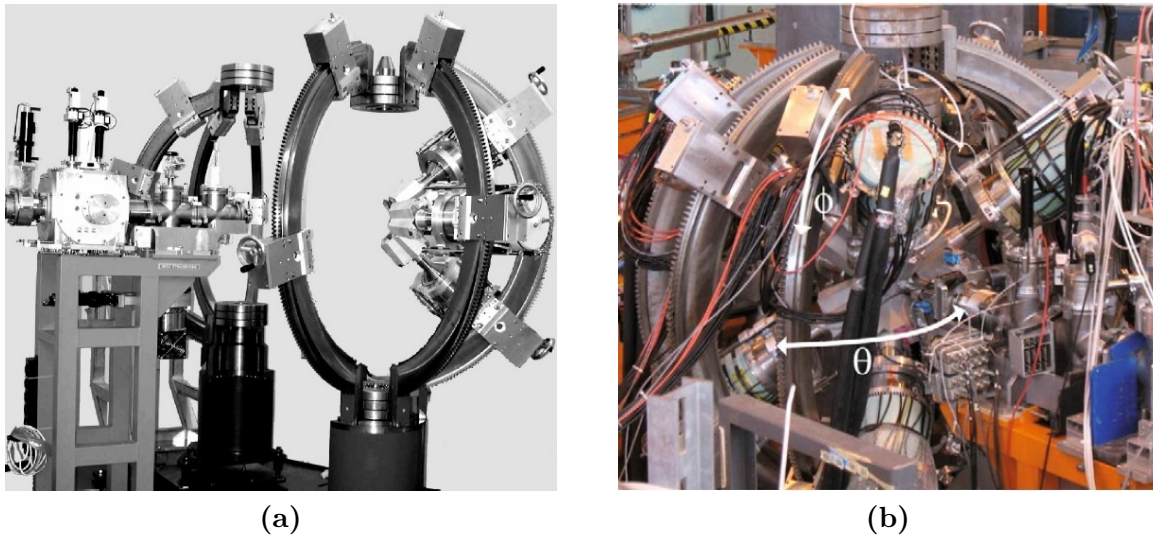


Abbildung 4: (a) Flexibles MINIBALL-Gestell mit drei MINIBALL-Detektoren.(b) MINIBALL-Spektrometer. Eingezeichnet sind die möglichen verstellbaren Winkelbereiche θ und ϕ . Entnommen aus [16]

Gestell besteht aus zwei mal drei halbkreisförmigen Bögen, wie in der Abbildung 4 zu sehen ist. Die einzelnen Bögen sind so konstruiert, dass diese um die Verbindungsachse der beiden Pole gedreht werden können. Jeder einzelne Bogen bietet Platz für bis zu drei MINIBALL-Cluster, die auf Laufführungen an den Bögen angebracht werden. Dadurch ist es möglich die Detektoren im Azimutalwinkel bezogen auf die Strahlachse zu positionieren. Des weiteren kann mit einer Schlittenführung der Abstand zwischen Target und Detektor reguliert werden. Durch die Gleitführung, in die der Detektor eingepasst ist, kann dieser um seine eigene Achse gedreht werden, was es erlaubt die einzelnen Detektoren miteinander zu verzahnen. Dieses Gestell bietet sehr hohe Flexibilität in der Montage der MINIBALL-Detektoren und trägt somit zur Verbesserung der γ -Nachweiseffizienz bei.

2.2 Funktionsweise der MINIBALL-Detektoren

Nachweis eines γ -Quants in einem MINIBALL-Kristall

Der Nachweis eines einfallenden γ -Quants kann in drei Phasen unterteilt werden. Der erste Schritt ist die Wechselwirkung des γ -Quants, in Abhängigkeit der γ -Energie, mit den Elektronen des Detektormaterials mittels Photoeffekt, Compton-Effekt oder Paar-Bildung. Dabei entstehen ein Elektronen, welche durch Stoßionisation und Phononenanregung Energie im Kristall verlieren und Elektron-Loch-Paare erzeugen. Den Interaktionspunkt (Entstehung des Primärelektrons) ist oft der Hauptwechselwirkungsort und ist oft der Ort der ersten Wechselwirkung des γ -Quants mit dem Detektormaterial. Dabei nimmt man an, dass der Hauptwechselwirkungsort mit dem Ort der größten Energiedeposition identisch ist. Diese Annahme ist für alle drei Wechselwirkungsmechanismen in guter Näherung gegeben (siehe [10] Seite 25). Eine genaue Bestimmung des ersten Wechselwirkungsortes im Detektor ist für die Doppler-Korrektur wesentlich.

Die dritte Phase bildet die Ladungssammlung der erzeugten Elektron-Loch-Paare im Germanium-Kristall. Mithilfe der mittleren Reichweite und der Geschwindigkeit eines Primärelektrons mit z.B. 1 MeV Energie, lässt sich die Zeitdauer eines Abbremsprozesses auf $\sim 10^{-11}$ s bestimmen. Dies ist viel kleiner als die Zeit für die Ladungssammlung von ungefähr 10^{-7} s [10]. Damit kann man in guter Näherung annehmen, dass die Ladungen instantan und lokalisiert um den Interaktionspunkt des γ -Quants im Kristall herum entstehen.

Ladungssammlung im Detektor

Der HPGe Kristall ist ein Halbleiterdetektor dessen Funktionsweise im Prinzip der eines in Sperrichtung geschalteten pn-Übergangs entspricht. Dabei wird durch das Anlegen einer Spannung in Sperrichtung eine Verarmungszone zwischen dem äußeren Bor und dem Germanium erzeugt. Die Sperrspannung wird so hoch gewählt, dass sich die Verarmungszone vom äußeren Bor-Kontakt bis zur inneren Core-Elektrode ausbreiten kann und Feldstärken von $1000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ im ganzen Kristall (abgesehen von den Effekten an den Rändern des Kristalls) vorliegen. Die Hochspannung wird an die Core-Elektrode gelegt und beträgt typischerweise zwischen 2500 V bis 4000 V.

Dadurch werden die von Primärelektronen erzeugten Elektron-Loch-Paare an den Elektroden gesammelt und die deponierte Energie kann bestimmt werden. Dabei ist die gesammelte Ladung proportional zur deponierten Energie im Kristall. An der inneren Lithium-

gedrifteten Core-Anode werden die Elektronen gesammelt, wohingegen die Löcher zur Kathode am äußeren Bor-Kontakt wandern. Die Zeit, die benötigt wird, um alle Elektronen von der Anode und alle Löcher von der Kathode zu sammeln wird Ladungssammlungszeit genannt (charge-collection time). Mithilfe dieser Zeit und der bekannten Geschwindigkeit der Ladungsträger im HPGe-Kristall, kann eine erste Information über die Radialkomponente des Wechselwirkungsortes im Kristall gewonnen werden. Allerdings ist eine genaue Bestimmung der Radialkomponente nur mit diesen beiden Informationen nicht möglich. Grund hierfür ist die Ladungssammlungszeit. Es gibt einen radialen Abstand r_0 von der Core-Anode, bei dem die Ladungssammlungszeit minimal ist, sodass für zwei unterschiedliche Radien r_1 und r_2 mit $r_1 \neq r_2 \neq r_0$ dieselbe Ladungssammlungszeit existiert.

Durch den Transport der Ladungsträger zu den jeweiligen Elektroden wird nicht nur ein Signal in dem vom γ -Quant getroffenen Segment angezeigt. Es werden auch sogenannte Spiegelladungen in den links und rechts angrenzenden Segmenten induziert, die dann für ein charakteristisches Signal in diesen Segmenten sorgen (siehe Abbildung 5). Alle sieben Signale, ein Core-Signal und sechs Segment-Signale, werden dann über die Vorverstärker direkt mit den DGF-4C Modulen (Digital Gamma Finder with 4 Channels) digitalisiert und können dann mit weiteren Filteroperationen verarbeitet werden. Diese Technologie der digitalen Spektroskopieelektronik wurde beim MINIBALL-Detektor zum ersten mal in der hochauflösenden γ -Spektroskopie verwendet [10]. Das Signal aus der Hauptwechselwirkung unterscheidet sich deutlich von den Signalen, die durch die Spiegelladung erzeugt werden. Dadurch lassen sich die beiden Effekte deutlich voneinander trennen und Compton-gestreute γ -Quanten zwischen den Segmenten können eindeutig nachgewiesen werden.

Die Signale in den Nachbarsegmenten hängen zum einen von der Radialkomponente der Hauptwechselwirkung im getroffenen Segment und zum anderen vom Abstand des Wechselwirkungsortes zum Nachbarsegment ab. Die Amplitude der Signale, die durch die Spiegelladung erzeugt werden, ist positiv für Interaktionen nahe an der Anode, da dabei hauptsächlich die Löcher zu Kathode wandern. Sie ist negativ für Interaktionen nah an der Kathode (hier bilden die Elektronen die Hauptladung und induzieren die Spiegelladung). Mithilfe dieser zusätzlichen Information kann der Radius der Wechselwirkung eindeutig bestimmt werden. Um die Winkelinformation des Interaktionsortes des γ -Teilchens im Kristall zu erhalten, wird ein Asymmetrie-Faktor A eingeführt, der von den absoluten Amplituden des rechten Nachbarsegmentes (A_r) und des linken Nachbarsegmentes (A_l) abhängt:

$$A = \frac{A_r - A_l}{A_r + A_l} \quad (2.1)$$

Damit kann der Interaktionspunkt des γ -Quants im Kristall, mit Bezug auf die Radial- und Horizontalkomponente, bis auf 5 mm genau bestimmt werden [10, 16]. Eine genauere Ortsbestimmung des ersten Wechselwirkungsortes ist, aufgrund der fehlenden vertikalen Segmentierung, nicht möglich. Das bedeutet, dass keine Tiefeninformation entlang der Detektorachse aus den MINIBALL-Zähler gewonnen werden kann. Mit der Impulsformanalyse wird eine Erhöhung der Granularität erreicht, da damit jedes einzelne Segment in weitere Bereiche unterteilt werden kann [10]. Eine detailliertere Diskussion der Signalentstehung, Signalverarbeitung und der Ortsauflösung der MINIBALL-Detektoren ist der Dissertation von D. Weißhaar [10] und dem Artikel „The MINIBALL spectrometer“ von N. Warr *et al.* [16] zu entnehmen.

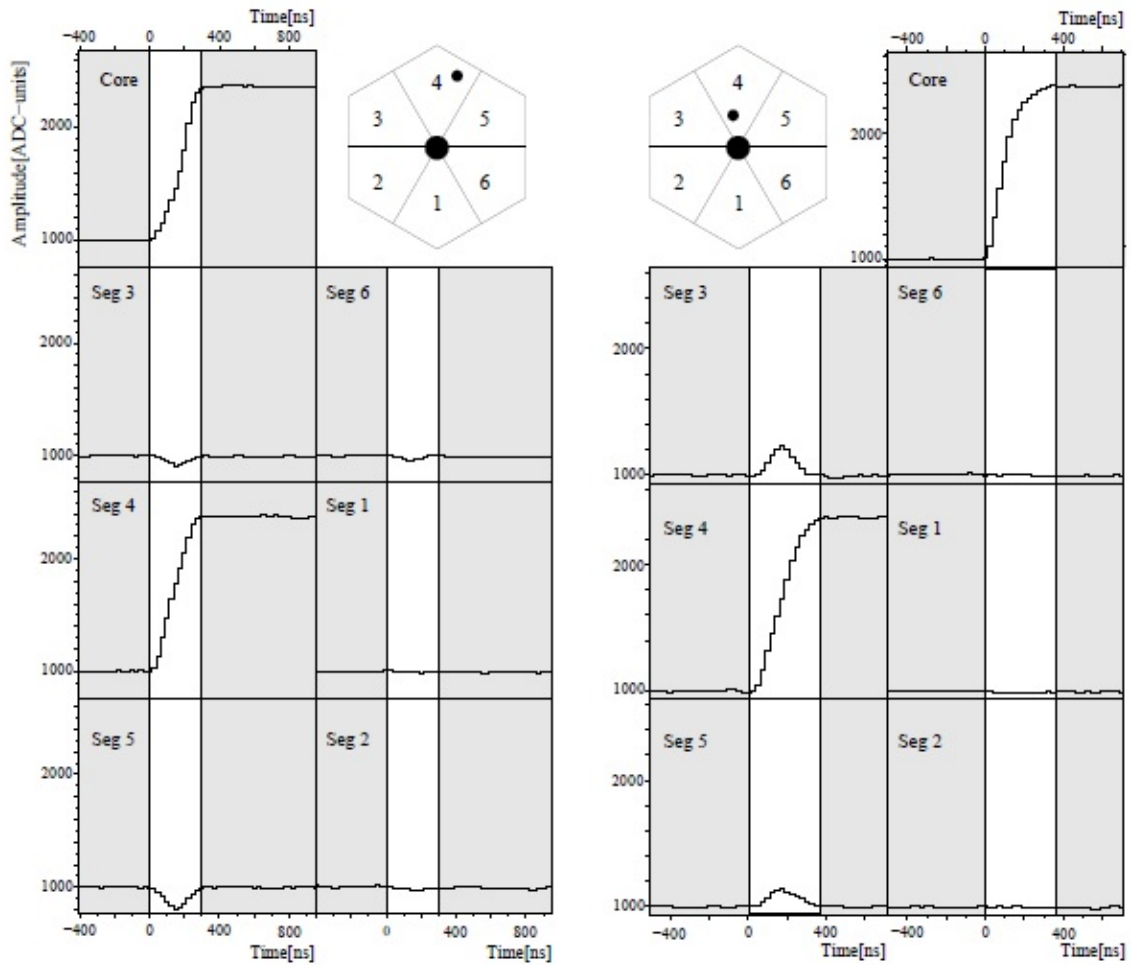


Abbildung 5: Das Beispiel zeigt das Core-Signal und die sechs Segment-Signale eines MINIBALL-HPGe-Kristalls für zwei verschiedene Ereignisse. Beide γ -Interaktionen werden komplett im Segment 4 mit Photoeffekt absorbiert, allerdings an unterschiedlichen Positionen im Kristall. Das führt zu unterschiedlichen Signalen in den benachbarten Segmenten 3 und 5, wodurch dann die Radial- als auch Winkelkomponente der Interaktion im Kristall bestimmt werden können. Entnommen aus [17]

3 Compton-Suppression-Shields

Der Einsatz von Compton-Suppression-Shields führte zu einer Revolution der γ -Spektroskopie und ermöglichte die Untersuchung angeregter Kerne mit hohen Spin-Zuständen und schwachen Zerfallskanälen [18]. Dabei werden die γ -Detektoren bzw. Detektor-Cluster fast vollständig mit anorganischen Szintillatorkristallen umgeben. Die Szintillatoren besitzen eine Öffnung für die emittierten γ -Quanten aus der Quelle, sodass die Germaniumdetektoren nicht von der Quelle abgeschirmt sind. Aufgrund der Größe der verwendeten Germaniumdetektoren (einige cm) werden nicht alle γ -Quanten in den Detektoren vollständig absorbiert. Durch Compton-Streuung werden diese γ -Quanten aus den Detektoren herausgestreut und deponieren nur einen Teil ihrer Energie im Detektor. Der Großteil dieser herausgestreuten γ -Quanten kann mit den Szintillatoren registriert werden. Dabei werden die Moleküle des Szintillatormaterials durch Stoßprozesse mit den γ -Quanten angeregt. Die Anregungsenergie wird in Form von Licht wieder abgegeben und kann mit Photomultipliern detektiert werden. Durch eine Anti-Koinzidenzschaltung zwischen einem Germaniumdetektor bzw. Detektor-Cluster und dem Szintillator können diese Ereignisse aus dem Spektrum eliminiert werden. Das führt zu einer deutlichen Reduzierung des Compton-Untergrunds. Die vollständig absorbierten γ -Quanten bzw. Ereignisse sind von dieser Reduzierung nicht betroffen. Das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis (PzU) ist eine wichtige Größe, die die Performance eines Germaniumdetektors beschreibt (weitere Größen sind Effizienz und Energieauflösung). Das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis eines monoenergetischen γ -Spektrums ist definiert als: Die Anzahl der Ereignisse im gesamten full-energy-Photopeak geteilt durch die Gesamtanzahl an Ereignissen im Spektrum. Dabei ist das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis abhängig von der Geometrie des γ -Detektors und des CSSs. TESSA (The Escape Suppressed Spectrometer Array) war das erste γ -Spektrometer mit Compton-Suppression-Shields und wurde 1980 in Riso, Dänemark gebaut. Die Kollaboration bildete das Niels Bohr Institut und die Universität Liverpool. TESSA bestand aus 5 Lithium-gedrifteten Germaniumdetektoren (Ge(Li)-Detektoren) und Thallium dotierten Natriumiodid-CSSs (Na(Tl)-CSSs). Die Na(Tl)-CSSs hatten eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 25 cm und einer Länge von 20 cm [18–20]. Blei-Kollimatoren verhinderten eine direkte Bestrahlung

der NaI(Tl)-CSSs durch die Quelle (siehe Abbildung 6).

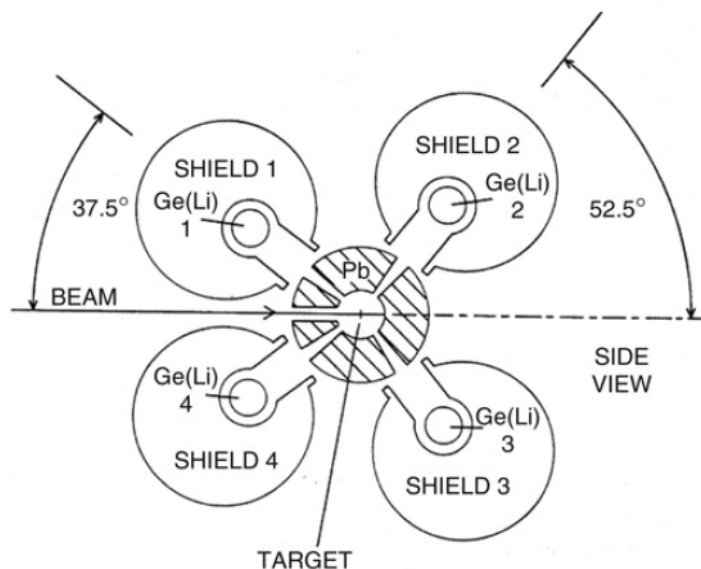


Abbildung 6: Schematische Zeichnung des TESSA-Spektrometers mit NaI(Tl)-CSSs und Blei-Kollimatoren um das Target. [21]

Das γ -Spektrometer erreichte Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse von $\sim 60\%$. Allerdings konnten nur 5 Ge(Li)-Detektoren um die Quelle positioniert werden, da der restliche Raumwinkel durch die CSSs abgedeckt war. Der nächste Beitrag zur Entwicklung der γ -Spektrometer wurde bei der Konstruktion des Detektor-Arrays HERA (High-Energy Resolution Array) ende der 1980s Jahre an den Lawrence Berkeley National Laboratory [22, 23] erbracht. Erstmals wurden HPGe-Detektoren (High Purity Germanium Detektoren) und BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)-CSSs verwendet. Da BGO ein höheres Z und eine höhere Dichte als NaI(Tl) aufweist, verfügt BGO über eine dreimal größere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit γ -Quanten als NaI(Tl). Damit war eine deutliche Reduzierung der CSS-Größe möglich. Der Nachteil von BGO- gegenüber NaI(Tl)-Szintillatoren ist die geringere Leichtausbeute und schlechtere Energieauflösung ($\text{NaI(Tl)}: \frac{\Delta E}{E} \sim 7\text{-}10\%$ und $\text{BGO}: \frac{\Delta E}{E} \sim 15\text{-}25\%$). Aufgrund der schlechten Energieauflösung werden Szintillatoren nicht als γ -Spektrometer eingesetzt. Viele BGO-CSSs wurden an der Öffnung mit NaI(Tl) ausgerüstet um die Effizienz für die Detektion von Rückgestreuten γ -Quanten zu erhöhen. Die BGO Szintillatoren bei HERA hatten einen Durchmesser von 13 cm und eine Länge von 12.5 cm. Insgesamt 21 Germaniumdetektoren konnten um die Quelle positioniert werden. HERA erreichte Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse von bis zu 50% und ermöglichte die Messung

von γ - γ - γ -Koinzidenzen durch eine totale Effizienz von 1.5% bei 1.3 MeV. Diesen Detektorsystemen folgten in den 80ziger Jahren weitere mit BGO-CSSs ausgestattete Spektrometer wie z.B. OSIRIS [6] und NORDBALL [24].

4 Monte-Carlo-Simulationen

In den letzten Jahren nahm die Bedeutung von Computersimulationen in vielen Bereichen der Naturwissenschaft deutlich zu. Ein Grund dafür ist das schnelle Wachstum des Leistungsvermögens moderner Rechensysteme. Auch aus finanzieller Sicht bieten Computersimulationen einen großen Vorteil, da zukünftige Experimente oder andere Projekte ohne große Investitionen besser geplant und vorab spezifiziert werden können. Ferner kann auch der zeitliche Aspekt eine Rolle spielen, da mithilfe der heutigen Rechenleistungen Simulationen effizient und schnell realisierbar sind.

Computersimulationen, die auf stochastischen Algorithmen basieren, werden Monte-Carlo-Simulationen bezeichnet. Dabei ist der Begriff Monte-Carlo-Simulation (MC) sehr weit gefasst und wird in unterschiedlichen Bereichen eingesetzt. Monte-Carlo-Simulationen besitzen als Grundlage einen Zufallszahlen-Generator. Das sind Algorithmen, die Zufallsvariablen auf dem Computer generieren. Ein Beispiel dafür sind die Standardzufallszahlen, die auf dem Intervall von $(0,1]$ gleichverteilt und unabhängig liegen und vom Rechner ausgewählt werden. Dadurch können mithilfe von verschiedenen Operationen Pseudozufallszahlen für verschiedene Verteilungen (Poisson-, Binomial-, oder Normalverteilung) generiert werden. Durch dieses Konzept zur Generierung der Zufallszahlen können sehr komplexe Systeme, bei denen die Dynamik der einzelnen Variablen nicht bekannt ist, genau studiert werden. Beispielsweise ist es unmöglich das mikroskopische Verhalten eines Teilchens beim Durchgang durch Materie (z.B. einen Detektor) genau vorherzusagen, da eine Vielzahl an Wechselwirkungen in einem Vielteilchen-System stattfindet. Mithilfe von MC-Simulationen ist es durch eine große Anzahl von Simulationen möglich, unter Berücksichtigung aller Wechselwirkungsmöglichkeiten und der entsprechenden Auftrittswahrscheinlichkeiten, eine numerische Lösung zu bestimmen.

MC-Simulationen eignen sich gut zur Bestimmung von statistischen Mittelwerten. In diesem Zusammenhang ist der Mittelwert M definiert als

$$\langle M \rangle = \sum_{x \in \Omega} P(x)M(x) \quad (4.1)$$

Dabei ist Ω der Zustandsraum, x der jeweilige Zustand, $P(x)$ die Wahrscheinlichkeit den Zustand x anzunehmen und $M(x)$ die Größe der Observablen M im Zustand x . Liegen die Zustände dicht beieinander, kann die diskrete Summe auch in ein kontinuierliches MC-Integral übergehen, mit

$$\langle M \rangle = \int_{x \in \Omega} P(x) M(x) d^n \vec{x} \quad (4.2)$$

Die Größe M kann nicht immer direkt bestimmt werden, eine Approximation an M ist aber möglich. Dabei werden aus dem Zustandsraum möglichst viele zufällige Stichproben entnommen bzw. simuliert. Die Anzahl der Stichproben sollte sehr groß sein, um hinreichend Statistik für ein aussagekräftiges Resultat zu erhalten. Des Weiteren sollten die ausgewählten Zustände eine große Gewichtung haben, um eine repräsentative Aussage darzustellen, zudem ist darauf zu achten möglichst den ganzen Zustandsraum abzutasten. Dann ergibt sich für den Wert M

$$\langle M \rangle \approx \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N P(x_i) M(x_i) = \bar{M} \quad (4.3)$$

wobei N die Anzahl der Stichproben (Simulationen) ist und x_i der jeweilige Zustand. Dieses Prinzip basiert auf dem Gesetz der Großen Zahl. Das bedeutet, je mehr Stichproben/Simulationen durchgeführt werden, desto besser ist die Approximation. Wichtig bei allen Simulationen ist die Bestimmung der Genauigkeit und des Konfidenzniveaus, das angibt an mit welcher Wahrscheinlichkeit die Approximation auch für die gesamte Menge gilt. Der zu erwartende Fehler für die MC-Simulationen kann dann aus der Verteilung der Zustände und der Anzahl der Simulationen bestimmt werden, was der Differenz zwischen $\langle M \rangle$ und \bar{M} entspricht. Das Konfidenzniveau wird mit der Anzahl der Stichproben bzw. Simulationen und dem Fehler errechnet.

In dieser Arbeit wird eine Kombination aus der COMPOSITION-MC-Methode und der REJECTION-MC-Methode verwendet. Im folgenden wird das grundlegende Prinzip dieser MC-Methode erläutert, für eine umfangreichere Beschreibung dieses Verfahrens siehe [25, 26]. Wenn die normierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(x)$ geschrieben werden kann als:

$$f(x) = \sum_{i=1}^n N_i f_i(x) g_i(x) \quad (4.4)$$

mit $N_i > 0$, $0 \leq g_i(x) \leq 1$ und $\int f_i(x) dx = 1$ auf $[x_1, x_2]$. Dann kann eine Stichprobe x aus dem Intervall $[x_1, x_2]$ wie folgt bestimmt werden:

1. wähle eine Zahl $i \in \{1, 2, \dots, n\}$ mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu N_i
2. wähle einen Wert x_0 aus der Verteilung $f_i(x)$
3. berechne $g_i(x_0)$ und akzeptiere $x = x_0$ mit der Wahrscheinlichkeit $g_i(x_0)$
4. wenn x_0 nicht akzeptiert wurde wiederhole ab Schritt 1.

Dadurch kann z.B. mit der Klein-Nishina-Formel der differenzielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der γ -Energie für Compton-Streuung simuliert werden.

4.1 GEANT4

GEANT4 [27] (hergeleitet von GEometry ANd Tracking) ist eine Software, die am CERN entwickelt wurde, um Wechselwirkungen von Teilchen beim Durchdringen von Materie mithilfe von Monte-Carlo-Methoden zu simulieren. Die Grundlage für GEANT4 war das am CERN bereits verwendete GEANT3 [28], was eine Reihe von Simulationsprogrammen auf Basis der MC-Methoden ist, mit denen das Verhalten von Elementarteilchen in Materie berechnet werden kann. Aufgrund der immer höheren Energien und der damit verbundenen Komplexität der verwendeten Detektorsysteme (Größe, Form, Lage zum Target etc.), sowie der steigenden Rechnerleistungen, steigt das Bedürfnis nach leistungsfähigen Computersimulationen, um physikalische Vorhersagen über den Ausgang dieser Experimente zu treffen und gleichzeitig die Kosten dafür zu minimieren. Einen ersten Schritt in diese Richtung bildeten zwei unabhängige Studien am CERN und KEK (Japan), die den Einfluss moderner Computertechnik (sowohl Software als auch Hardware) auf die potentielle Weiterentwicklung von GEANT3 untersuchten [27]. Diese beiden Arbeitsgruppen formten anschließend eine Kollaboration für das vom CERN genehmigte Projekt RD44 mit der Aufgabe, eine Simulations-Software zu entwickeln, die auf objektorientierter Programmierung basiert. Dabei wurde entschieden C++ als Programmiersprache zu verwenden. Die erste Version der Simulations-Software wurde Ende 1998 am CERN in Betrieb genommen. Im Januar des Folgejahres wurde dann die GEANT4-Kollaboration ins Leben gerufen, um eine Weiterentwicklung und Wartung der Software zu gewährleisten.

GEANT4 bietet ein umfangreiches Software-Paket, das Simulationen von einfachsten Geometrien und Phänomenen bis hin zu komplexen Detektor-Systemen (wie sie am LHC verwendet werden) erlaubt. Um alle diese Aspekte bei der Simulation zu berücksichtigen, können die Geometrie des Systems, die verwendeten Materialien sowie die beteiligten Teilchen festgelegt werden (alles im Rahmen der bekannten physikalischen Prozesse des Standard-

modells). Des Weiteren ist das Erzeugen von primären Teilchen, die Bestimmung der Spur der Teilchen in Materie und das Anlegen eines externen elektromagnetischen Feldes möglich. Zusätzlich ist die Physik der Wechselwirkung zwischen den beteiligten Teilchen (z.B. Entstehung von Sekundärteilchen durch Streuung) und das Verhalten der Detektoren beim Eintreffen der Teilchen implementiert. Das Erzeugen von Daten, das Speichern von Ereignissen und Spuren in Detektoren ist auch möglich. Ein weiterer praktischer Aspekt ist die Visualisierung der einzelnen Komponenten der Detektoren und der verwendeten Teilchen. Das erlaubt eine direkte visuelle Überprüfung der Detektoren und Teilchenbahnen. Durch die Verwendung weiterer Algorithmen können Überschneidungen von einzelnen Elementen registriert und somit unphysikalische Experimentaufbauten verhindert werden. Der große Vorteil von GEANT4 gegenüber älteren Simulationsprogrammen ist seine objektorientierte Programmierung, welche es erlaubt, neue physikalische Modelle einzubinden. Damit kann GEANT4 einfach und stetig weiterentwickelt werden. Alle verwendeten Eigenschaften von GEANT4 wurden auf Grundlage der heute bekannten Wechselwirkungsmechanismen von Teilchen untereinander und mit Materie implementiert. Zudem ist das GEANT4-Paket kostenlos und mit ausführlicher Dokumentation auf der GEANT4-Internetseite [29] zugänglich. Für eine tiefere Einführung in das Software-Paket GEANT4 und die Funktionsweise siehe [27, 29].

4.2 ROOT

Das Programm ROOT [30] bietet eine Analyse-Software für große Datenmengen an, auf der Grundlage einer objektorientierten Programmierung in C++. Das Programm wurde im Rahmen des NA49 Projekts am CERN entwickelt. ROOT bietet eine Vielzahl von möglichen Einsatzmöglichkeiten, die jedoch im Rahmen dieser Masterarbeit nicht benötigt und deswegen nicht weiter besprochen werden. Ein detaillierter Einblick und die genaue Anwendung von ROOT wird in [30] und auf der offiziellen Internetseite [31] gegeben. Ferner kann ROOT aufgrund der objektorientierten Programmierung leicht erweitert und für andere Bereiche genutzt werden. Hauptsächlich wird ROOT jedoch für die Analyse von sehr großen Datenmengen eingesetzt. Im Umfang dieser Masterarbeit wird ROOT dazu verwendet, die in GEANT4 simulierten Spektren (mit ^{60}Co und ^{152}Eu) der MINIBALL-Zähler in Histogramme abzubilden und auszuwerten. Dadurch können die simulierten Peak-zu-Untergrund-Werte und Effizienzen einfach bestimmt und in Textdateien zusammengefasst werden. Diese Daten werden anschließend für die Analyse bzw. Auswertung der Simulationen verwendet.

5 Analyse der GEANT4-Simulationen des MINIBALL-Cluster Detektors

In der vorliegenden Masterarbeit wird GEANT4 dazu verwendet, einen möglichen MINIBALL-Aufbau mit acht MINIBALL-Triple-Clustern und zusätzlichen Compton-Suppression-Shields um die Targetkammer zu simulieren. Der Zweck dieser Simulationen ist eine Optimierung der Geometrie der einzelnen BGO-CSSs für die MINIBALL-Triple-Cluster um sowohl das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis als auch die Effizienz des gesamten Systems zu steigern.

5.1 Der GEANT4 MINIBALL-Code

Simulation des Miniball-Spektrometers

Zum Beginn dieser Masterarbeit standen Vorarbeiten der MINIBALL-Kollaboration des jetzt verwendeten GEANT4-Codes ohne Compton-Suppression-Shields zur Verfügung. Dabei war der HPGe-Kristall (Länge 78 mm, Durchmesser 70 mm am ungeschliffenen Ende und 4.125° Anstellwinkel) mit seiner Lithium-gedrifteten Core-Bohrung mit einem Durchmesser von 10 mm, einer Tiefe von 63 mm und der Totschicht am Core von 0.0010 mm implementiert. Auch die Aluminium-Kapsel, in die der HPGe-Kristall eingeschweißt ist und die einen Abstand von 0.7 mm zum Kristall hat, waren bereits im Code enthalten. Eine Kapsel hat eine Seitenwanddicke von 0.7 mm, die Front ist 1 mm dick und die Rückseite der Kapsel, mit dem kalten Teil der Vorverstärker, wurde auf 5 mm im Durchschnitt modelliert. Allerdings war der Abstand der Kristalle zur Rückwand um 9.6 mm zu kurz und hat dabei den Bereich zwischen Kristall und Kapsel-Deckel, in dem die Anpressfedern positioniert sind, nicht berücksichtigt. Dies wurde korrigiert. Des Weiteren wurde ein Algorithmus verwendet, der die einzelnen HPGe-Kristalle in der Kryostaten-Endkappe des MINIBALL-Triple-Cluster platziert. Auch die Kryostat-Endkappe mit einer Höhe von 126.5 mm für ein Triple-Cluster mit Abdeckung auf der Rückseite war vorhanden. Die Form der Endkappe wurde aus drei Hexagonen zusammengesetzt. Dabei beträgt die Dicke der Frontseite der Endkappe 1.5 mm, die Seitenwand ist 1.5 mm dick und die Rückwand

2 mm. Die Frontseite der Endkappe hat mittig eine Kugelsphäre mit einer Höhe von 4 mm und einem Radius von 114.42 mm, sodass nur der Winkelbereich des Polarwinkels von 0° bis 15.59° der gesamten Kugel auf der Endkappe enthalten ist. All diese Elemente bilden den vorderen Teil des gesamten MINIBALL-Triple-Clusters und wurden mit GEANT4 in Abbildung 7 visualisiert.

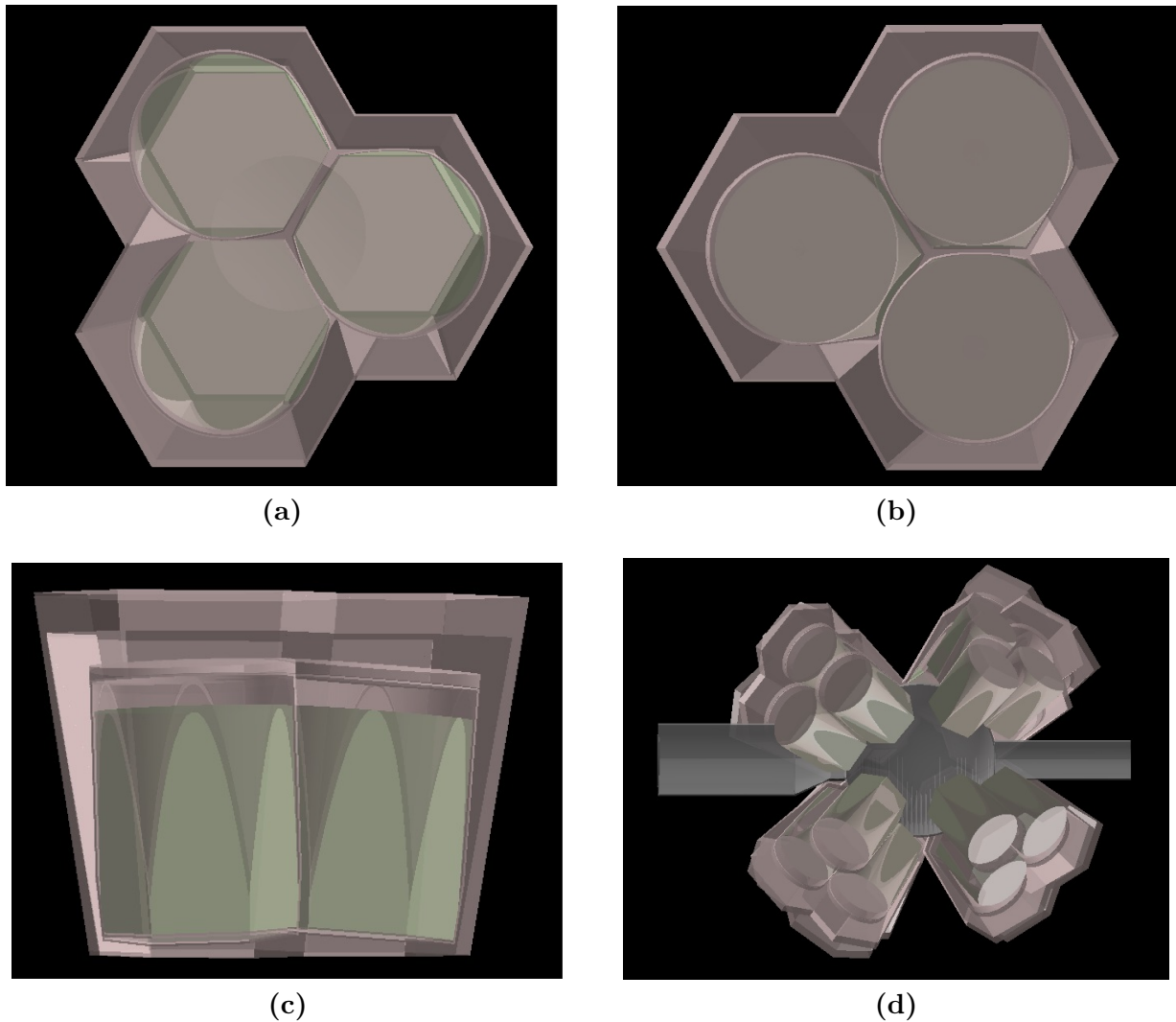


Abbildung 7: In Abbildung (a) ist die Kryostaten-Endkappe (transparent) in der Frontansicht mit den drei MINIBALL-Kristallen in Grün und der Kapselung der Kristalle (auch transparent) zu sehen. Zu erkennen ist die Kugelklotte auf der Vorderseite der Endkappe. In (b) ist die Rückseite zu sehen, in (c) die Seitenansicht und (d) zeigt den gesamten MINIBALL-Aufbau mit acht Kryostatenendkappen und der Targetkammer.

Simulation der physikalischen Prozesse

Zusätzlich wurde eine sechsfache longitudinale Segmentierung der einzelnen Kristalle in den Code hinzugefügt. Diese ermöglicht die Simulation von 144 Segment-Spektren, 24 Core-Spektren, 8 „add back“-Spektren für die Triple-Cluster und ein Spektrum für den kompletten Aufbau des MINIBALL-Spektrometers. Für die Simulationen der physikalischen Prozesse mit GEANT4 wurden die G4LIVERMORE, G4RADIOACTIVEDECAY und G4DECAY Klassen verwendet. Die G4RADIOACTIVEDECAY Klasse simuliert den Zerfall radioaktiver Kerne durch α -, β^+ - und β^- -Zerfall sowie Elektroneneinfang. Das Simulationsmodell beruht auf ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) [32]. Dabei wird die Lebensdauer der Kerne, die Energieniveaus der Mutter- und Tochternuklide, die Wahrscheinlichkeit der Zerfallskanäle und die Energie des Zerfallsprozesses aus den ENSDF-Daten entnommen und simuliert.

Die Klasse G4DECAY errechnet den Zerfall von Teilchen. G4DECAY generiert Teilchenzerfälle in Abhängigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit, die aus theoretischen Modellen und experimentellen Daten bekannt ist. Des Weiteren werden die entstehenden Sekundärteilchen und deren Kinematik mithilfe der Klasse G4DECAY generiert. Dafür werden die Modelle für Dalitz-, Muonen-, Tau-Leptonen-Zerfall und für Semi-Leptonen-Zerfälle genutzt. Außerdem werden Teilchen-Zerfälle mithilfe von Phasenraumrechnungen simuliert. Durch die Verwendung dieser beiden Klassen können Zerfälle radioaktiver Kerne und die entstehenden Auswirkungen simuliert werden.

Für die Simulation der γ -Quanten in Materie wird die G4LIVERMORE Klasse verwendet. Die Simulation der Energie der Comptongestreuten γ -Quanten wird mit der Klein-Nishina-Formel und den EPDL97-Daten (Evaluated Photons Data Library) [33] durchgeführt. Auch die Winkelverteilung der γ -Quanten und der Rückstoßelektronen basiert auf den EPDL97-Daten. Die Rayleigh-Streuung bzw. die Winkelverteilung wird mit der Rayleigh-Formel bestimmt und mit experimentellen Daten (EPDL97) modifiziert. Der photoelektrische Effekt wird aus Schalenmodellrechnungen und EPDL97-Daten simuliert. Alle drei Wechselwirkungen können im Energieintervall von 250 eV bis 100 GeV mit der G4LIVERMORE Klasse simuliert werden. Bei der Paarbildung werden die Energien der Elektron-Positron-Paare mit der Bethe-Heitler-Formel und einer zusätzlichen Coulomb-Korrektur bestimmt. Das Energieintervall liegt zwischen 1022 keV und 100 GeV. Bremsstrahlung- und Ionisationsprozesse sind mithilfe der EEDL (Evaluated Electrons Data Library) [34] und EADL (Evaluated Atomic Data Library) [35] Daten implementiert (Energien: [250 eV,100 GeV]). Bindungsenergien für die GEANT4-Simulation sind aus „Atomic Inner-Shell Processes“

von J.H.Scofield [36] entnommen. Alle physikalischen Prozesse der G4LIVERMORE Klasse basieren auf der Berechnung und Verwendung der Wirkungsquerschnitte und anschließenden Bestimmung der Endzustände (final states) der Events. Damit sind die Wirkungsquerschnitte der γ -Quanten in Materie, die Energiespektren der sekundären Elektronen, die Streufunktionen für Compton-Streuung, die Bindungsenergien der Elektronen in den Unterschalen der Atome und die Übergangswahrscheinlichkeit bei Fluoreszenz und dem Auger-Effekt in der G4LIVERMORE Klasse enthalten [37].

5.2 Der MINIBALL-Kühlfinger

Um den Aufbau eines Triples-Cluster-Detektors zu vervollständigen, wird als weiterer Schritt der Kühlfinger aus Kupfer (Elektrolytkupfer) mit dem massiven Verbindungsglied zu den Kristallen aus Aluminium eingefügt. Alle diese Komponenten werden dann mit dem verwendeten Aluminiumgehäuse ummantelt. Um keine Überlappungen zwischen den einzelnen Elementen zu erzeugen, wird in die Rückseite des Kryostatendeckels eine Öffnung hinzugefügt, wo der Kühlfinger sowie die Halterung durchgeführt werden. Bei der Simulation wird auf den Kryostaten-Dewar mit LN₂ verzichtet, da dieser aufgrund der Entfernung zu den Kristallen und seiner Konstruktion keine nennenswerten Effekte auf die späteren Spektren haben wird. Auch die Verkabelung, die von dem warmen Teil der Vorverstärker entlang des Kühlfingers in Richtung Dewar läuft, wird nicht implementiert, da die Effekte aufgrund der geringen Materialmengen zu vernachlässigen sind. In Abbildung 8 ist der Kühlfinger und ein MINIBALL-Triple-Cluster-Detektor zu sehen, in grün die gekapselten Kristalle, in hellgrau die Kryostaten-Endkappe, das Aluminium-Gehäuse des Kryostaten und direkt hinter den Zählern die flexible Halterung zwischen Kühlfinger und Kristallen. In rot ist der Kühlfinger abgebildet.

Um den Einfluss dieser zusätzlichen Elemente in GEANT4 auf die simulierten Spektren zu bestimmen, werden Daten mit und ohne diese Elemente generiert. Die ¹⁵²Eu-Spektren und Spektren von punktförmigen Photonen-Quellen mit monotoner Energie werden für senkrechte, mittige und zentrierte zur Kryostatenendkappe Emissionen der γ -Strahlung mit verschiedenen Abständen R simuliert. Dabei wird bei den Photonenquellen jedes Photon einzeln emittiert und im Detektor simuliert. Erst wenn das Ereignis abgeschlossen ist, wird das nächste Photon emittiert. Bei dem ¹⁵²Eu-Ereignisgenerator wird in einem Ereignis die gesamte γ -Kaskade gleichzeitig und isotrop im Raum simuliert. Erst wenn alle diese γ -Quanten von GEANT4 verarbeitet wurden, wird das nächste Ereignis berechnet. Da für das

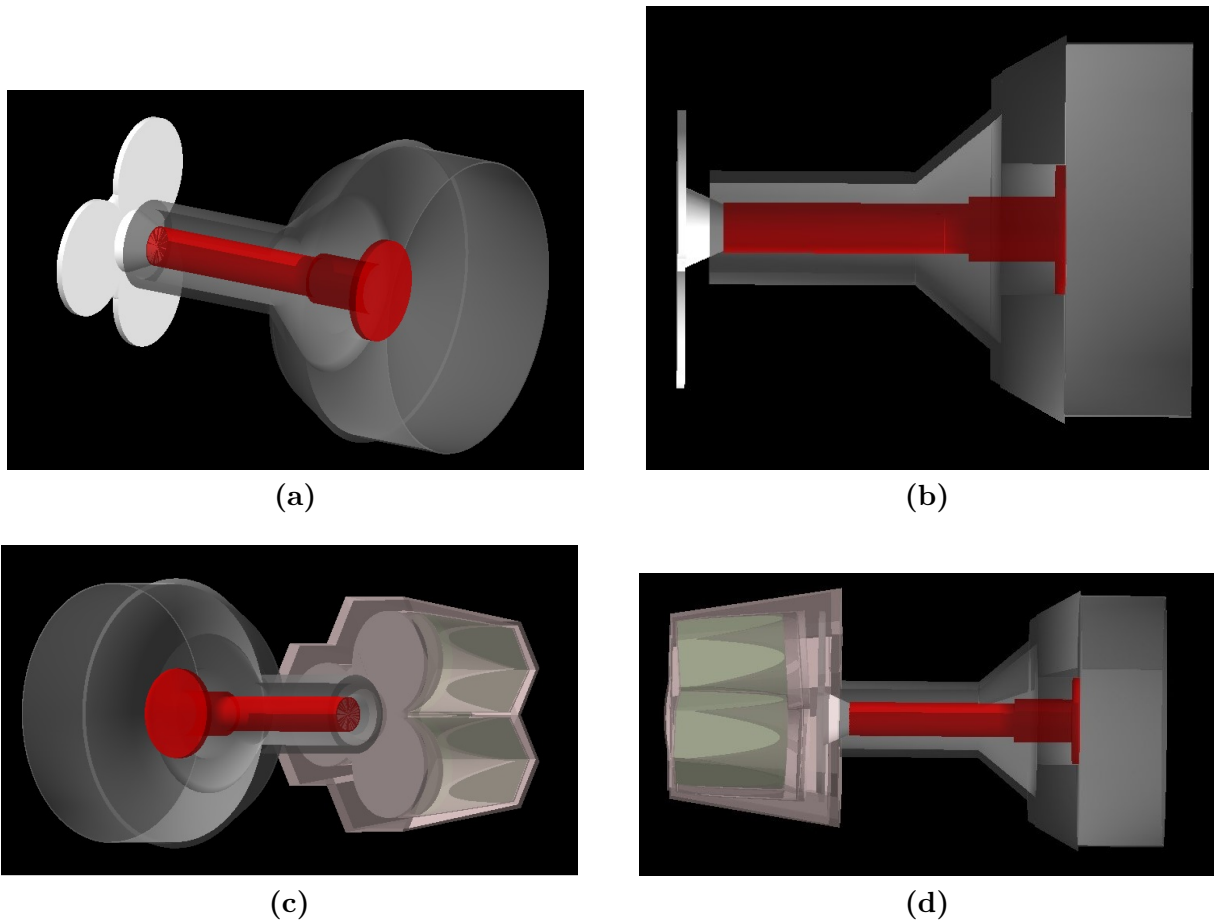
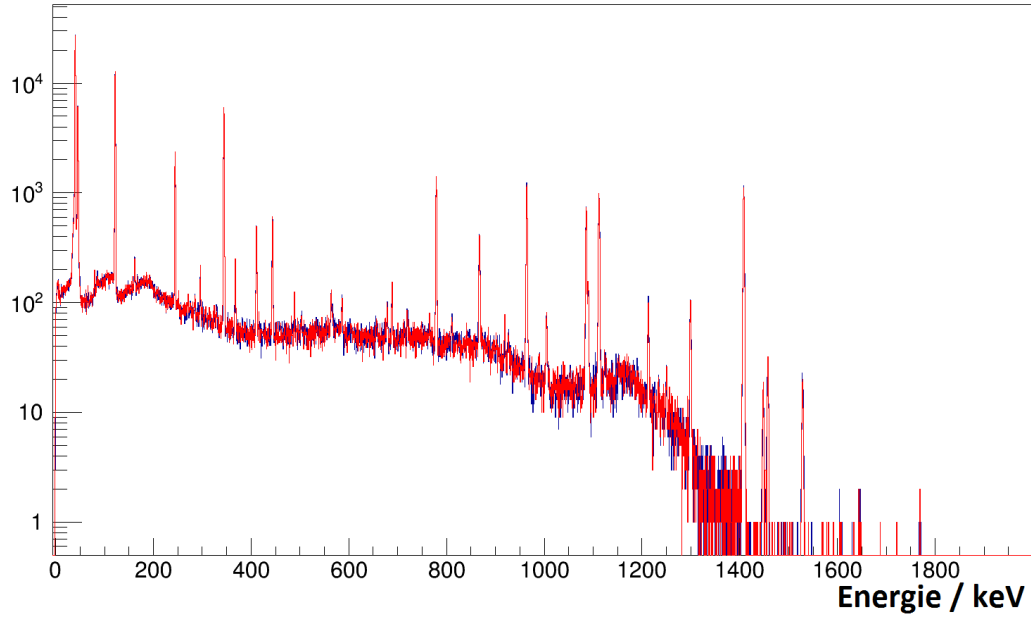


Abbildung 8: In Abbildung (a) ist der Kühlfinger (in rot) des Kryostaten (hellgrau/transparent) mit der flexiblen Halterung (weiß) in der Rückansicht zu sehen. In (b) ist die Seitenansicht dargestellt. (c) und (d) zeigen den Kühlfinger zusammen mit der Kryostaten-Endkappe und den gekapselten Kristallen.

Spektrum nur die γ -Teilchen von Bedeutung sind, wird die Europium-Quelle in eine kleine Aluminium-Kapsel eingeschlossen. Diese sorgt dafür, dass die Beta-Teilchen absorbiert werden und sich nicht im gesamten Raum verteilen. Das führt zu einer schnelleren Rechenzeit für GEANT4, weil die Beta-Teilchen bzw. ihre Wechselwirkung nicht berechnet werden. Da alle möglichen Variablen wie Abstand, Anzahl der gesamten Photonen, die auf den Detektor treffen, Art und Energie der Quelle identisch sind, hängen die resultierenden Spektren nur von der Geometrie des Detektors ab. Somit kann überprüft werden, ob die massive Halterung aus Aluminium, der Kühlfinger aus Kupfer oder das Gehäuse des Kryostaten einen Einfluss auf die Ergebnisse haben. Als Beispiel ist hier ein ^{152}Eu -Spektrum darge-

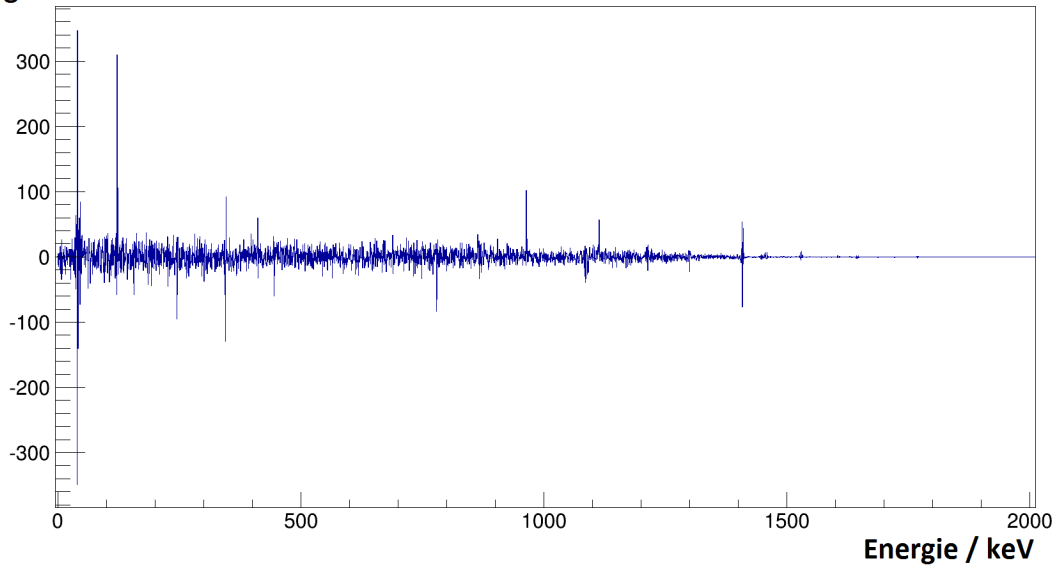
stellt, welches mit einem einzigen MINIBALL-Triple in einer Entfernung von $R = 90$ mm zur Quelle aufgenommen wurde (ohne Targetkammer). Die Abbildung 9a zeigt in rot das Core-Spektrum eines Kristalls ohne die zusätzlichen Elemente (wie in Abbildung 7b bis 7d zu sehen) und in blau das Spektrum des selben Kristalls, aber diesmal mit den zusätzlichen Elementen (8c und 8d). In Abbildung 9b ist die Differenz der beiden Spektren abgebildet. Ein Beispiel für Photonenquellen monotoner Energie (von 0.5 MeV bis 3.0 MeV) ist in Abbildung 10 gezeigt. Der Abstand wurde variiert ($R = 80$ mm bis $R = 120$ mm), da dieser die Anzahl der auftreffenden Photonen auf das MINIBALL-Cluster bestimmt und auf die Geometrie der Simulation sensitiv ist. Die Anzahl an detektierten Ereignissen ist immer so gewählt, dass diese ausreichend Statistik für eine qualitative Aussage bieten. Des Weiteren sind die wichtigen Observablen, das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und die Effizienz, relative Werte des Spektrums, sodass nur die Statistik und nicht die absolute Anzahl der Ereignisse relevant ist. Es ist zu erkennen, dass beide Aufbauten eines MINIBALL-Triple-Cluster nahezu dasselbe Spektrum generieren. Die Unterschiede der einzelnen Spektren liegen im Promillebereich und werden somit nahezu gar nicht durch den Kryostaten beeinflusst.

Ereignisse



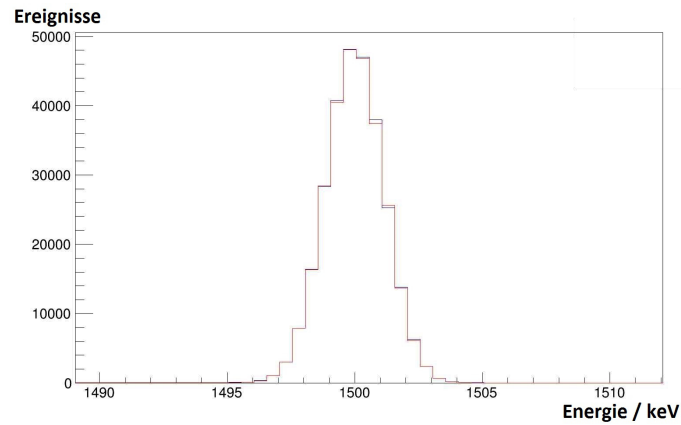
(a)

Ereignisse

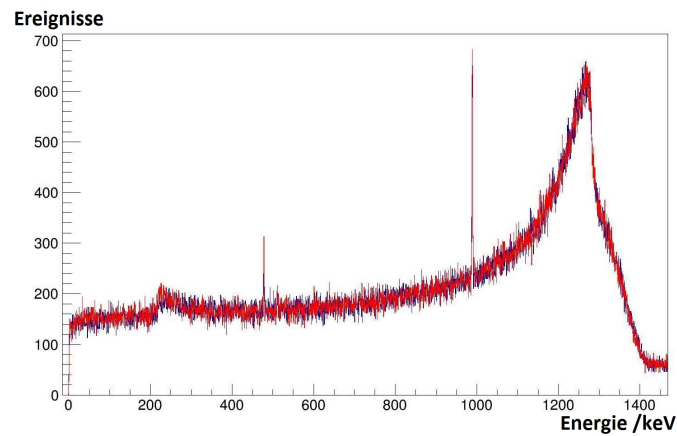


(b)

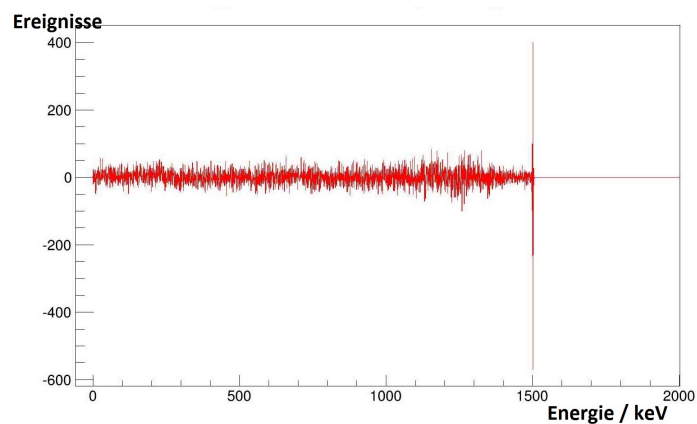
Abbildung 9: (a) Vergleich der beiden Spektren einer ^{152}Eu -Quelle (rot ohne und blau mit Kühlfinger). (b) Differenz der Spektren (Differenz zwischen Simulation mit Kühlfinger und ohne Kühlfinger).



(a)



(b)



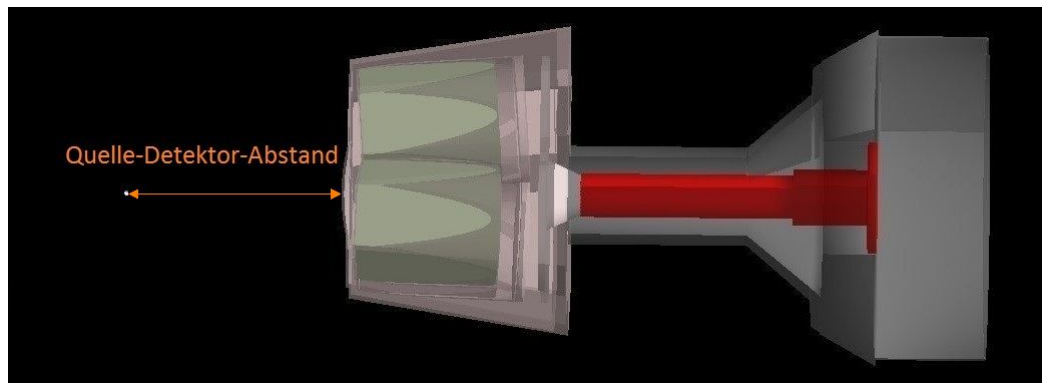
(c)

Abbildung 10: In (a) ist der Vergleich der beiden Peaks bei 1.5 MeV (rot ohne und blau mit Kühlfinger) abgebildet. (b) zeigt den Compton-Untergrund der beiden Spektren und (c) die Differenz (Differenz zwischen Simulation mit Kühlfinger und ohne Kühlfinger).

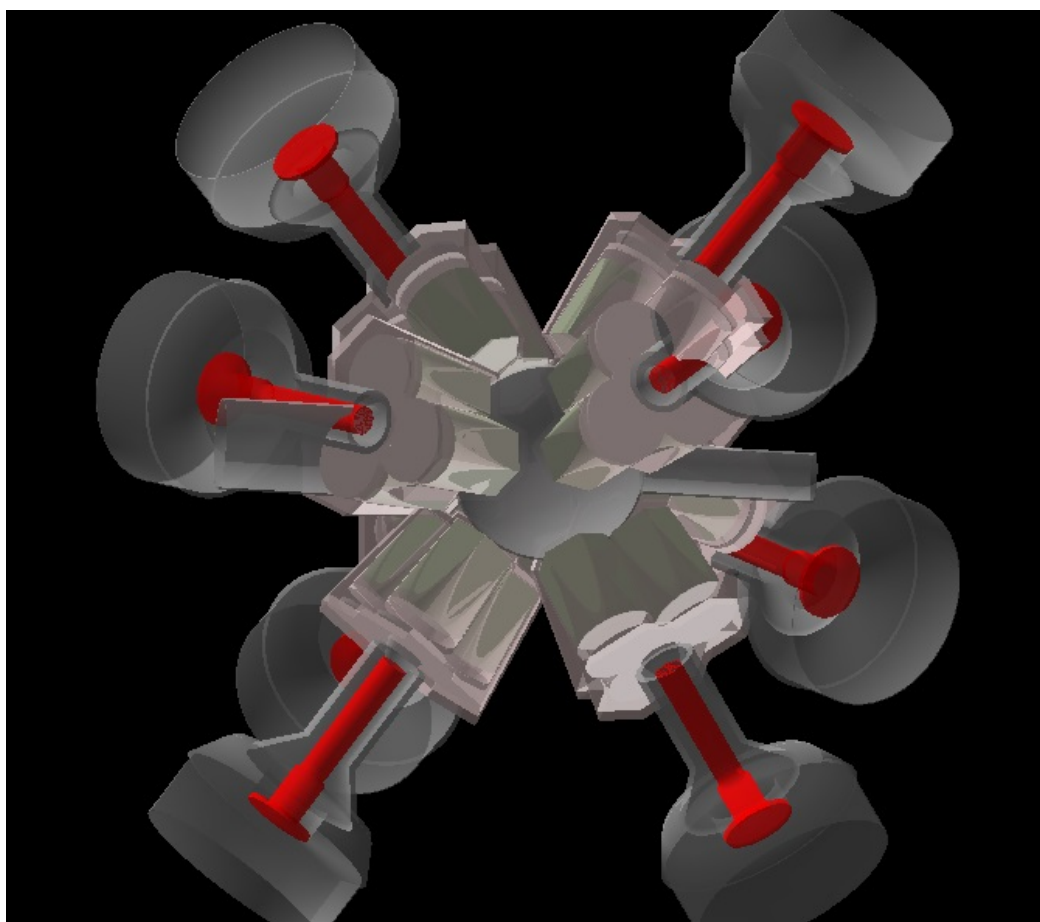
5.3 Simulation des MINIBALL-Gestells

Durch den bereits implementierten Teil des Codes konnten die einzelnen Detektoren acht mal erzeugt und in Abhängigkeit von vier Größen (Quellen-Detektor-Abstand (d), ϕ , θ und α) im Raum positioniert werden. Dabei wurden die Detektoren im gesamten Aufbau (alle acht Triple-Cluster) immer um die sphärische Targetkammer positioniert, in der sich die Quelle bzw. das Target befindet. Mithilfe dieses Positionierungs-Algorithmus wird das flexible MINIBALL-Gestell (siehe 2.1) simuliert. Damit werden die Einstellmöglichkeiten des MINIBALL-Gestells realisiert. Auf die Implementierung des gesamten Gestells (Geometrie und Material) wird, aus den selben Gründe wie bei den Dewar-Behältern, verzichtet. Dies konnte anhand der durchgeführten Simulationen im Abschnitt zuvor verifiziert werden

Die vier Parameter, mit deren Hilfe sich die Detektoren im Raum platzieren lassen, wurden schon im Kapitel über das flexible MINIBALL-Gestell behandelt. Durch die Eigenschaft des GEANT4-Algorithmus, Überschneidungen zwischen einzelnen Elementen zu erkennen, wird gewährleistet, dass alle verwendeten Parameter bei der Positionierung später im realen Aufbau mit dem flexiblen MINIBALL-Gestell übernommen werden können. Dabei ist der Quellen-Detektor-Abstand definiert als die Distanz zwischen Quelle und dem Beginn des Kryostaten-Deckels (mittig auf der Kugelkalotte, siehe Abbildung 11a). Die Parameter ϕ (Azimutalwinkel) und Θ (Polarwinkel) geben die Winkelposition der einzelnen Triples vertikal und horizontal zur Strahlachse an. Der Winkel α gibt die Drehung der einzelnen Detektoren relativ zueinander um ihre eigne longitudinale Achse an und sorgt dafür, dass die Detektoren im gesamten Aufbau miteinander verzahnt werden können. Ein kompletter Aufbau des MINIBALL-Experimentes mit Targetkammer und den verwendeten Triple-Cluster-Detektoren wie sie in den Simulationen genutzt wurden, ist in Abbildung 11 zu sehen. Die Targetkammer besteht aus einer hohlen Aluminiumkugel mit 85 mm Außenradius und 83 mm innerem Radius. An gegenüberliegenden Seiten der Kugel sind zwei zylinderförmige Röhren (Aluminium) für den Strahl montiert mit 22 mm Außenradius und 20 mm innerem Radius. In Strahlrichtung gibt es bei diesem Zulauf für den Strahl eine Verbreiterung, sodass sich dort ein äußerer Radius von 40 mm und innerer Radius von 38 mm ergibt.



(a)



(b)

Abbildung 11: (a) γ -Quelle und ein Triple-Cluster-Detektor, in orange ist der definierte Quellen-Detektor-Abstand zu sehen. (b) GEANT4-Visualisierung des gesamten MINIBALL-Spektrometers um die Targetkammer.

5.4 Vergleich der GEANT4-Simulation mit Messungen

Nachdem der Aufbau des gesamten MINIBALL-Experimentes in GEANT4 implementiert war, konnten die Ergebnisse der Simulation mit Messungen verglichen werden. Dabei wurde im Labor eine ^{60}Co -Quelle mit bekannter Aktivität von 69.3 kBq so positioniert, dass diese auf einem Holztisch in einem Abstand von 100 mm zum Triple-Cluster liegt. Der Abstand bezieht sich dabei auf Quelle und Kryostaten-Beginn (siehe Abbildung 11a). Die Quelle wurde so ausgerichtet, dass diese zentriert im Bezug auf die drei eingebauten Kristalle im Cluster liegt. Für die Messung wurde der Kristall 634 aus dem Cluster 22 verwendet. Die entsprechenden Abmessungen des Kristalls werden aus dem Canberra-Datenblatt entnommen. Die Energieauflösung des Kristalls wurde zuvor auf 2.4 keV bei 60 keV und 3.31 keV bei 1.3 MeV bestimmt. Die Auflösung kann in diesem Bereich in guter Näherung als linear angenommen werden. Für die Simulation höher energetischer γ -Quanten müsste die Auflösung der Detektoren in der Simulation angepasst werden, da der typische Verlauf für die Energieauflösung der Germanium-Detektoren $\frac{\Delta E}{E} \sim \sqrt{E}$ entspricht. Die Messdauer betrug 1800 Sekunden. Alle vorhanden Parameter wurden schließlich in die Simulation eingebunden, um eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen generierten Daten und Messung zu erzielen. Das Binning mit 0.1 keV pro Kanal wurde auch aus der Messung übernommen, sodass beide Spektren eine identische Energieskalierung besitzen. Da eine Simulation des Hintergrundspektrums sehr schwierig ist und das Hintergrundspektrum mit der Umgebung und dem Ort variiert, wurde eine Untergrundmessung durchgeführt, um später das Untergrund korrigierte Spektrum mit den Simulationen zu vergleichen. Der Unterschied zwischen Simulation und Messung im Labor ist die Laborumgebung. In der Simulation wird die Laborumgebung bzw. die Einrichtung nicht implementiert und somit vernachlässigt. Die Messung wird mit zwei Simulationen verglichen, wobei eine mit segmentierten Kristallen rechnet und die andere den ganzen unsegmentierten Kristall als Volumen nutzt.

Im Histogramm aus Abbildung 12 sind drei ^{60}Co -Spektren dargestellt. Eine erste Betrachtung zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen allen drei Spektren. In der folgenden Abbildung 13 ist der Ausschnitt mit den beiden Peaks des ^{60}Co -Spektrums vergrößert dargestellt. Zum einen ist zu erkennen, dass bei den generierten Daten mit und ohne Segmentierung des Kristalls eine schlechtere Energieauflösung als bei der Messung vorliegt. Dieses Verhalten ist noch deutlicher in den Ausschnitten der einzelnen Peaks zu sehen. Zum anderen fällt auf, dass das Spektrum mit Segmentierung eine schlechtere Auflösung als ohne Segmentierung aufweist. Dies liegt an der Vorgehensweise der GEANT4-Simulation. Dabei

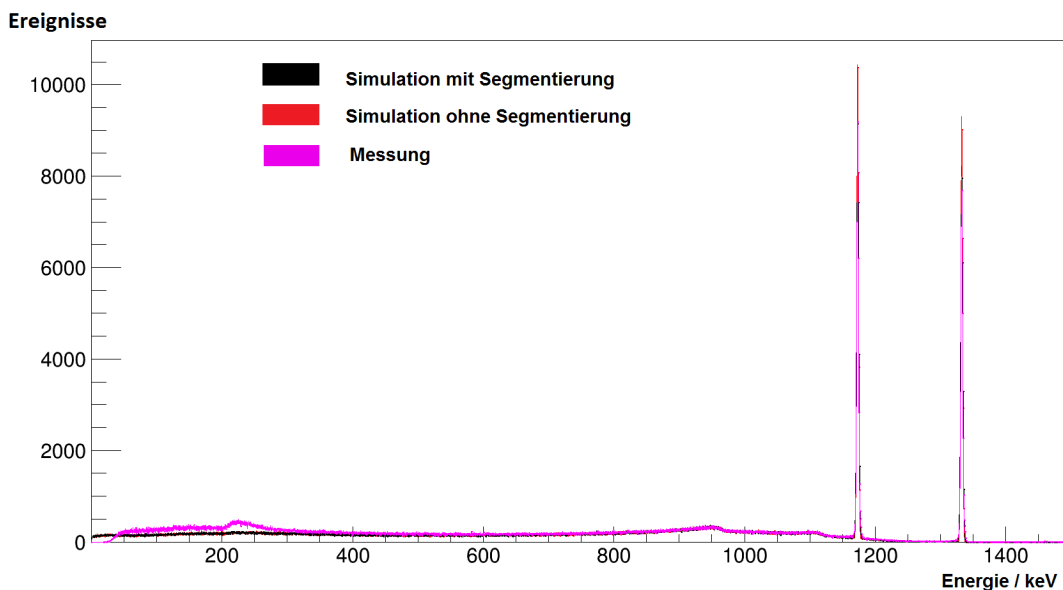


Abbildung 12: Vergleich der Spektren von Messung und Simulation. In magenta die Messung, in rot die Simulation ohne Segmentierung und in schwarz mit segmentierten Kristallen.

wird die deponierte Energie in dem jeweiligen sensitiven Volumen mit der zuvor eingesetzten Energieauflösung verschmiert. Da bei den segmentierten Kristallen die Energie in viel kleinere Volumenstücke deponiert wird, kommt es bei der Summe der einzelnen Segmente zu einer schlechteren Auflösung. Zusätzlich sind in der Tabelle 1 die absoluten Ereignisse der einzelnen Spektren zum Vergleich eingetragen. Die Abweichung der beiden Simulationen voneinander lässt sich durch die Segmentierung erklären, da dadurch zwei gleichzeitig auftreffende γ -Quanten auf einem Kristall unabhängig gezählt werden, wenn sie in unterschiedlichen Segmenten landen. Die nicht segmentierte Simulation ist daher eine realistischere Darstellung der Ladungssammlung an der Core-Elektrode eines MINIBALL-Kristalls, da hier keine „Ortsbestimmung“ der γ -Teilchen durchgeführt wird. Ein weiterer Punkt sind die Abweichungen der Peaks beider Simulationen um ungefähr 15% vom gemessenen Wert. Dies könnte zum einen durch die Ungenauigkeit der Quellen-Aktivität zu erklären sein, da dabei nur die Aktivität zum 1.1.2014 ohne Fehlerangaben bekannt ist und mithilfe des Zerfallsgesetzes zum Zeitpunkt der Messung am 2.5.2014 bestimmt wurde. Betrachtet man die Gesamtanzahl der registrierten γ -Teilchen ohne die Ereignisse im Compton-Kontinuum, ist zu erkennen, dass die Messung ca. 10% weniger Ereignisse enthält als die Simulationen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass für die Simulation eine zu große

Tabelle 1: In der Tabelle sind die Zählraten der Ereignisse für die Spektren aus Abbildung 12 eingetragen.

	Compton-Kontinuum	Peak 1173.23 keV	Peak 1332.5 keV	Insgesamt
Messung	$2.5912 \cdot 10^6$	319350(578)	292577(543)	$3.2994 \cdot 10^6$
nicht segmentiert	$2.1274 \cdot 10^6$	368187	331219	$2.8943 \cdot 10^6$
segmentiert	$2.1343 \cdot 10^6$	369726	333744	$2.9074 \cdot 10^6$

Aktivität der Quelle angenommen wurde und somit die Abweichungen von etwa 15% in den Peak-Inhalten teilweise erklärt werden können. Aufgrund der Aktivität der Quellen von 69.3 kBq und einer absoluten Effizienz des Detektors von $\sim 1\%$, sind Zählraten von weniger als 1 kHz zu erwarten. Da die MINIBALL-Detektoren bzw. die Ausleseelektronik für Zählraten zwischen 10 kHz und 20 kHz konstruiert wurde, können Totzeit-Verluste bei diesen Messungen vernachlässigt werden. Ferner ist im Datenblatt von Canberra die Betriebsspannung des Kristalls mit 4500 V angegeben, betrieben wurde der Kristall bei der Messung allerdings nur bei 3500 V. Dieser relativ große Spannungsunterschied ist eine zweite mögliche Erklärung, da aufgrund der geringeren Feldstärken Effekte an den Rändern des Kristalls (besonders an den oberen Ecken) auftreten können. Zusätzlich könnte es auch eine verkleinerte Verarmungszone geben, sodass nicht das ganze Volumen des Kristalls genutzt werden kann. Eine andere mögliche Ursache für die Abweichung ist die Passivierungsschicht an der oberen Kristallfläche. Diese ist nachweislich, in vielen Fällen, größer als angegeben, sodass die Geometrie in der Simulation angepasst werden müsste. Wird nun der Compton-Untergrund in Abbildung 16 betrachtet, ist eine sehr gute Übereinstimmung von Simulationen und Messung für Energien größer als 600 keV zu erkennen. Bei Energien kleiner als 600 keV ergibt sich eine deutliche Abweichung zwischen den Spektren. Diese lässt sich durch den zuvor erwähnten Unterschied zwischen Simulation und Messung erklären. Bei der Messung kommt es aufgrund der Laborumgebung, besonders durch die Auflagefläche der Quelle, zur Streuung der γ -Quanten an den vorhandenen Objekten und somit zu erhöhten Zählraten im Bereich von etwa 200 keV. Dies führt zu den großen Abweichungen von über 20% in den Zählraten des Compton-Kontinuums.

Ein weiterer Vergleichspunkt zwischen Simulation und Realität ist das Peak-zu-Compton-Verhältnis aus dem Canberra-Datenblatt und den Simulationen. Dabei liegen die von Canberra gemessenen Peak-zu-Compton-Verhältnisse für die Germaniumkristalle zwischen 54% und 66%. Das Peak-zu-Compton-Verhältnis aus der Simulation beträgt 64%, sodass es innerhalb des von Canberra angegebenen Intervalls liegt. Damit ergibt sich eine gute Über-

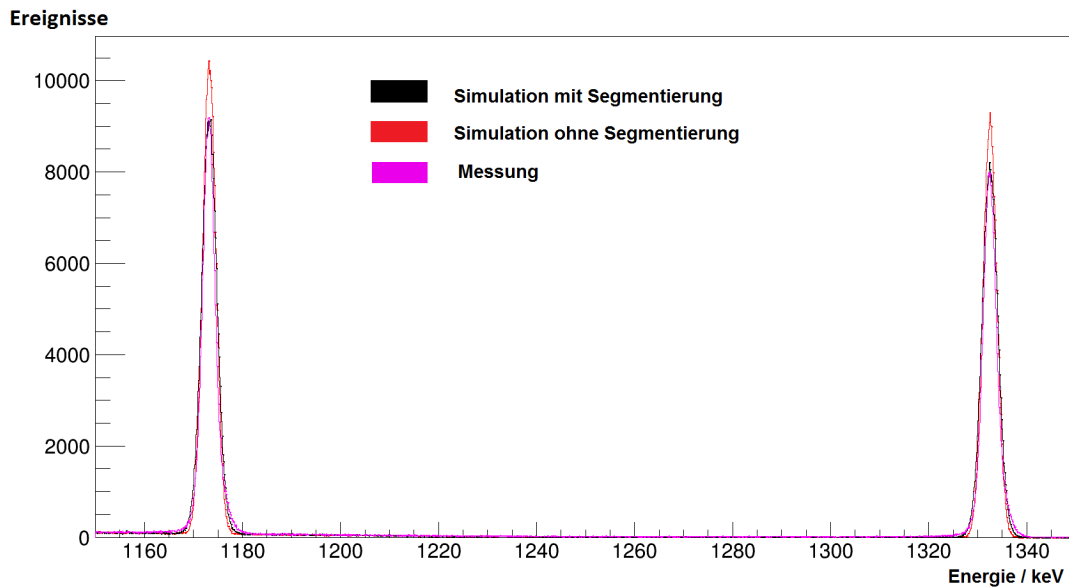


Abbildung 13: Vergrößerte Ansicht der beiden Peaks aus Abbildung 12. Die Farbcodierung entspricht der aus Abbildung 12.

einstimmung zwischen Messung und Simulation. Die Gründe für die Abweichung der Simulation sind hauptsächlich die ungenaue Quellen-Aktivität und die nicht implementierte Laborumgebung (Tisch bzw. Auflagefläche der Quelle etc.). Deswegen sind für die relativen Vergleiche, die in den folgenden Kapiteln mit den BGO-CSSs und den MINIBALL-Cluster-Detektoren mit ^{60}Co -Spektren durchgeführt werden, aussagekräftige Ergebnisse zu erwarten.

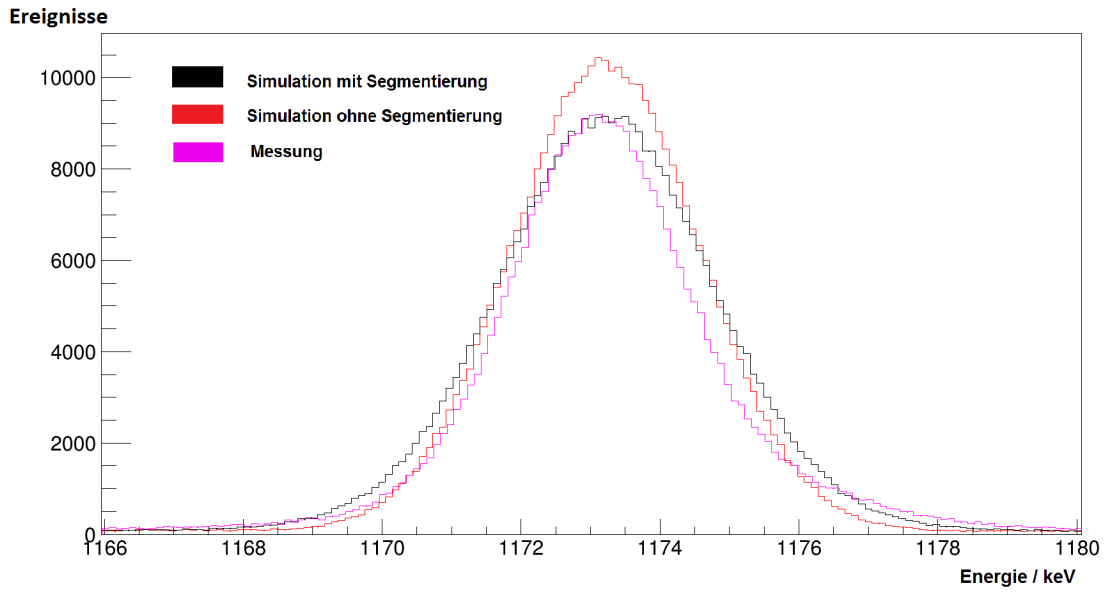


Abbildung 14: Schnitt auf den Peak bei 1173.23 keV aus Abbildung 12.

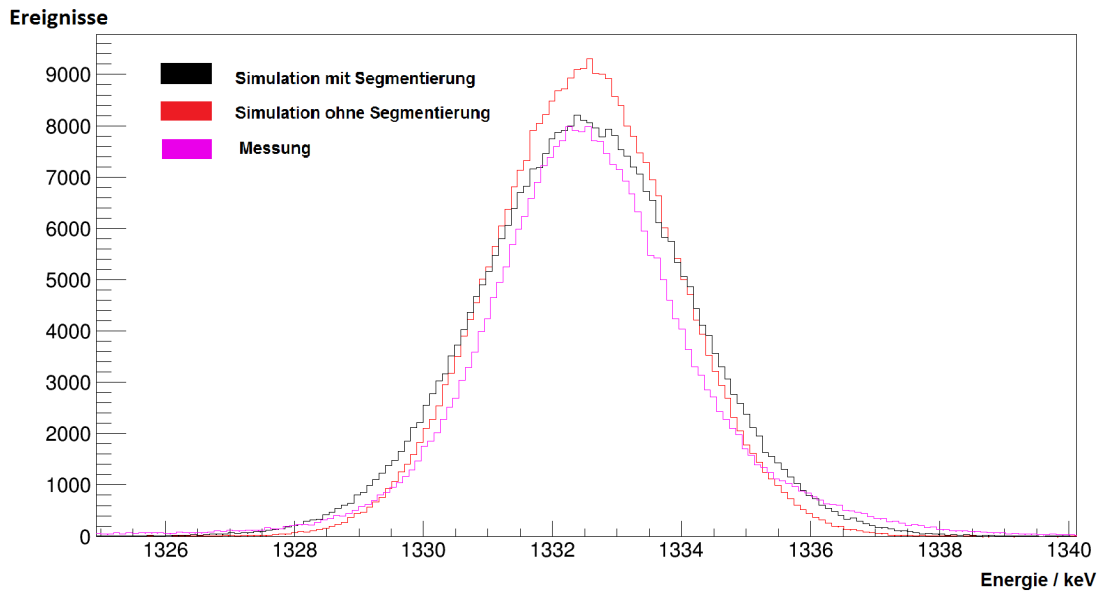


Abbildung 15: Schnitt auf den Peaks bei 1332.5 keV aus Abbildung 12.

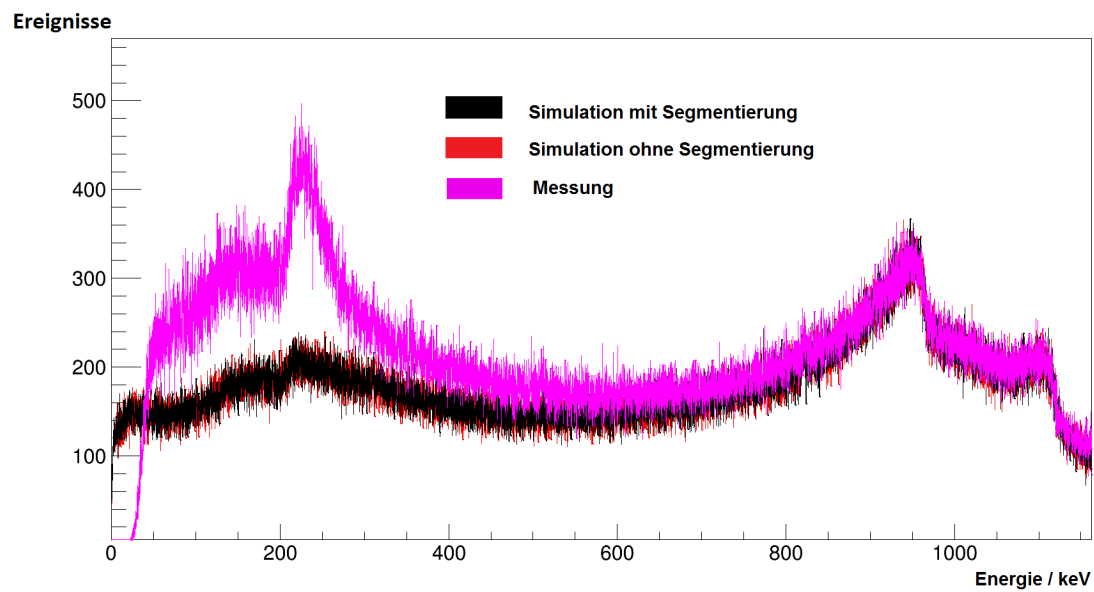


Abbildung 16: Die Abbildung zeigt den Schnitt auf das Compton-Kontinuum der drei Kurven.

6 Analyse der GEANT4-Simulationen mit Compton-Suppression-Shield

In diesem Kapitel werden die Compton-Unterdrückung und die Effizienz für die MINIBALL-Detektoren mit BGO-CSSs mithilfe von Simulationen genauer untersucht. Die Eigenschaften der MINIBALL-Detektoren mit BGO-CSSs hängen im Wesentlichen von drei Größen der BGO-CSSs ab:

1. Der Quellen-Detektor-Abstand (d)
2. Die BGO-CSS-Dicke (t)
3. Die Länge des BGO-CSSs vor dem Kryostaten (BGO-CSS-L.v.d.K.).

Der Abstand zwischen Quelle und Detektor bestimmt dabei hauptsächlich die Effizienz. Die BGO-CSS-Dicke und die Länge des BGO-CSSs vor dem Kryostaten haben sowohl Einfluss auf die Effizienz, als auch auf die Compton-Unterdrückung. In Abbildung 17 sind diese drei Parameter mithilfe einer GEANT4-Visualisierung an einem Querschnitt des BGO-CSSs eingezeichnet.

Ein Maß für die Compton-Unterdrückung ist dabei das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis. Dieses Verhältnis wird in den folgenden Simulationen mit einer ^{60}Co -Quelle berechnet, indem der Inhalt der beiden Cobalt-Peaks durch den Gesamtinhalt der Spektren bzw. Histogrammen geteilt wird. Bei monoenergetischen Quellen wird das Verhältnis zwischen Inhalt des Peaks bei der jeweilig simulierten Energie und dem Gesamtspektrum gebildet.

6.1 Simulation der Compton-Suppression-Shields

Bevor mit der Analyse für die Detektoren mit den BGO-CSSs begonnen wird, soll in diesem Abschnitt noch das Verfahren für die implementierten Compton-Suppression-Shields erläutert werden. In der GEANT4-Simulation kann eine Schwellenenergie für den Compton-Suppression-Shield eingestellt werden. Dies bedeutet, dass ein Comptongestreutes γ -Quant, das eine Energiedeposition größer dieser Schwellenenergie im BGO-CSS verursacht als

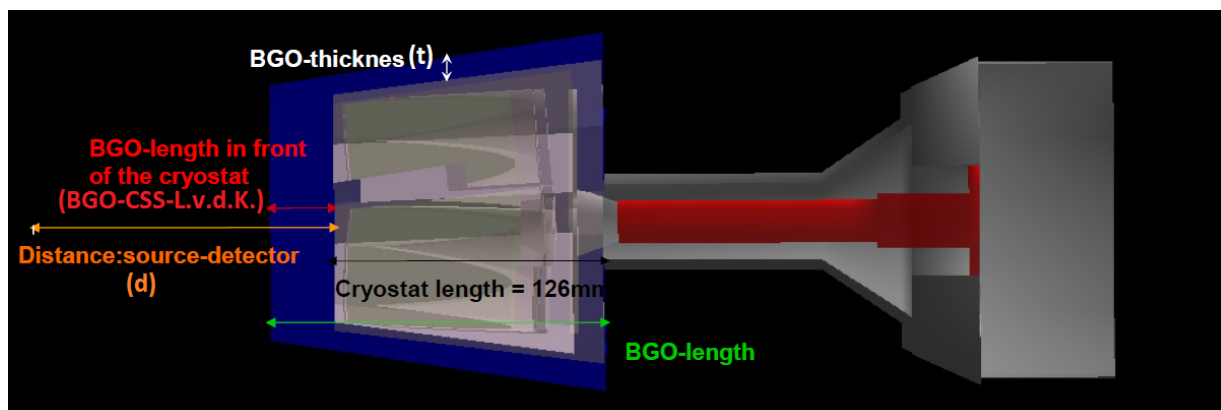


Abbildung 17: Dargestellt ist ein MINIBALL-Detektor mit einem Querschnitt des BGO-CSSs. Zusätzlich sind die Parameter eingetragen, die für die Eigenschaften bzw. Performance des Detektors maßgeblich sind. In weiß die BGO-CSS-Dicke, in orange der Target-Detektor Abstand und in rot die Länge des BGO-CSSs vor dem Kryostaten.

Compton-Streuung identifiziert wurde und somit nicht als Ereignis im Germaniumdetektor gewertet wird. Liegt die deponierte Energie im BGO-CSS unter dem Schwellenwert, wird das Ereignis im Germanium-Kristall als korrekt identifiziert. Dieses Vorgehen entspricht auch dem Einsatz von realen Compton-Suppression-Shields. Ein Beispiel für die Funktionsweise ist in Abbildung 18a abgebildet. Die blaue Linie zeigt das Compton-Kontinuum einer ^{60}Co -Quelle für einen MINIBALL-Detektor mit BGO-CSS-Shield, allerdings vor der Compton-Unterdrückung. In rot ist das Compton-Kontinuum nach der Unterdrückung abgebildet. Deutlich zu sehen ist die Reduzierung des Compton-Kontinuums um den Faktor zwei.

Der Inhalt der beiden Peaks bleibt nach der Unterdrückung fast identisch (Compton-Unterdrückung führt zu einer Reduzierung der Peak-Inhalte um $< 5\%$). Da eine ^{60}Co -Quelle simuliert wird, ist die Multiplizität zwei und somit können unerwünschte bzw. falsche Koinzidenzen auftreten. Dadurch kommt es zu einer geringen Reduzierung der Peak-Inhalte nach der Compton-Unterdrückung (siehe 18b). In Abbildung 19 ist ein zweidimensionales Spektrum zu sehen, das auf der x-Achse die deponierte Energie im HPGe-Kristall und auf der y-Achse die deponierte Energie im BGO-CSS zeigt. Hier wird erneut, anhand der diagonalen Linien, die Compton-Streuung der γ -Quanten im Detektor deutlich. Zum anderen dient diese Abbildung auch als Test für die Simulation und verifiziert, durch die abgebildete Korrelation der simulierten γ -Energien der beiden Detektoren, die korrekte Funktionsweise. Für den BGO-CSS wurde in der Simulation eine Energieauflösung von

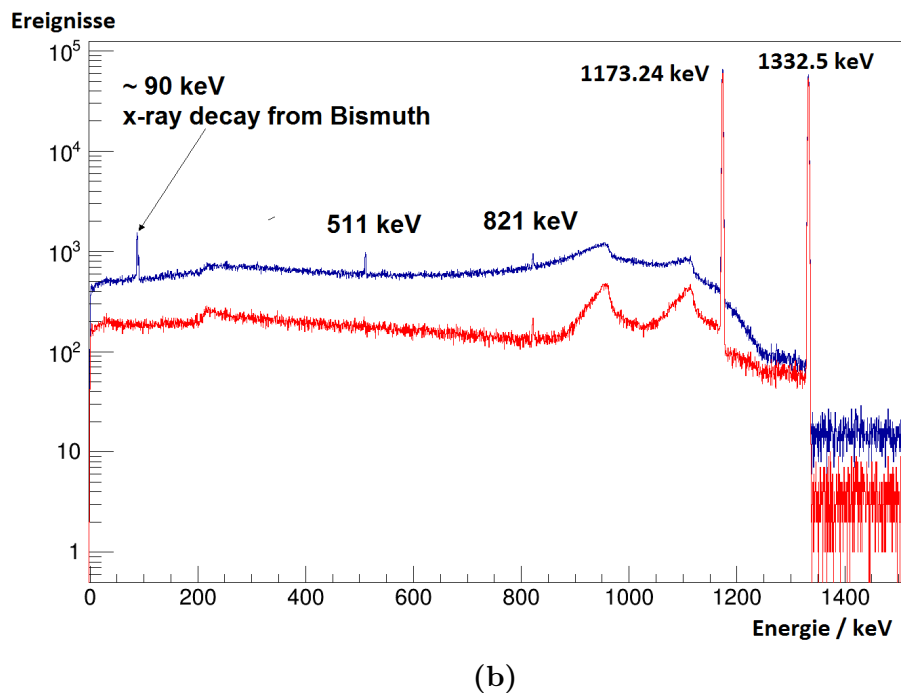
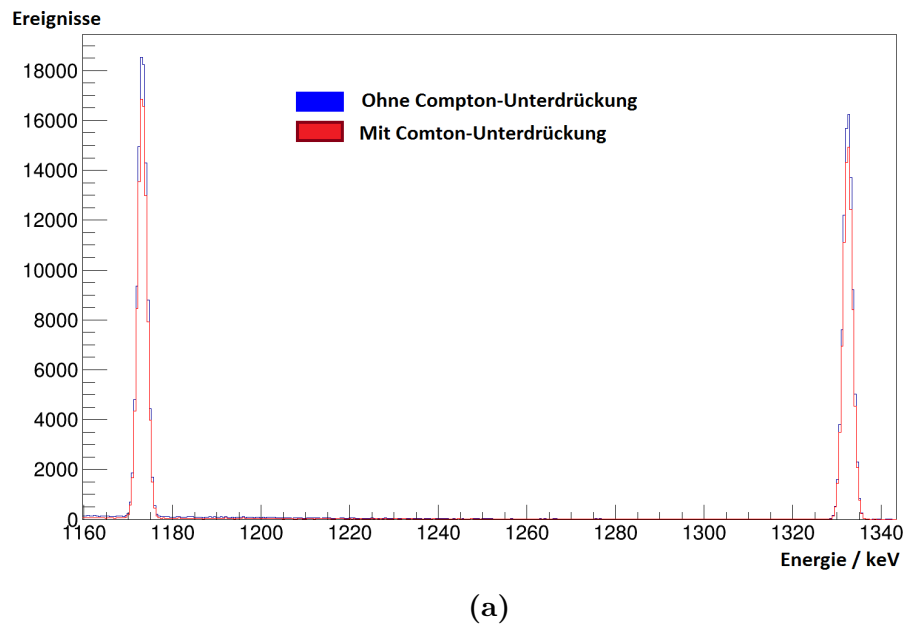


Abbildung 18: In Abbildung (a) sind die beiden Peaks einer simulierten ^{60}Co -Quelle zu sehen. Die blaue Kurve zeigt die Ereignisse ohne Compton-Unterdrückung und die rote Kurve nach Compton-Unterdrückung. (b) ^{60}Co -Spektrum in logarithmischer Darstellung. Bei der blauen Kurve sind die Single-Escape-Peaks und eine Röntgenzerfallslinie des Wismuth zu erkennen. Nach der Compton-Unterdrückung sind diese Spektrallinien nicht mehr zu beobachten (rote Kurve). Außerdem ist eine deutliche Reduzierung des Compton-Untergrunds zu sehen, wobei die ^{60}Co -Peaks nahezu unverändert bleiben.

20% angenommen, was sich in der Verbreiterung der Linien in Abbildung 19 zeigt. Weiter ist in Abbildung 19 eine größere Zählrate für Ereignisse, die nur im Germaniumkristall registriert werden, zu beobachten. Dadurch wird die höhere Wahrscheinlichkeit für eine totale Absorption der γ -Quanten im Germaniumdetektor gegenüber Comptongestreuten γ -Quanten deutlich. Zusätzlich sind auch höhere Zählraten für die Comptonkante bzw. für Comptongestreuete γ -Quanten mit großen Streuwinkeln ($\sim 180^\circ$) zu beobachten, was in sehr guter Übereinstimmung mit den Messungen bzw. Korrelationsmatrizen aus Abbildung 1 ist. Somit kann aus den Simulationen die korrekte Arbeitsweise der Simulation bestätigt werden. Des Weiteren können die Eigenschaften des BGO-CSSs in Abhängigkeit der Schwellenenergie untersucht werden, um Vorhersagen für die spätere Funktionsweise in Experimenten zu liefern. Für die folgenden Untersuchungen wird die Schwellenenergie auf 100 keV gesetzt, was ein realistischer Wert für BGO-Detektoren ist.

Energie / keV im CSS

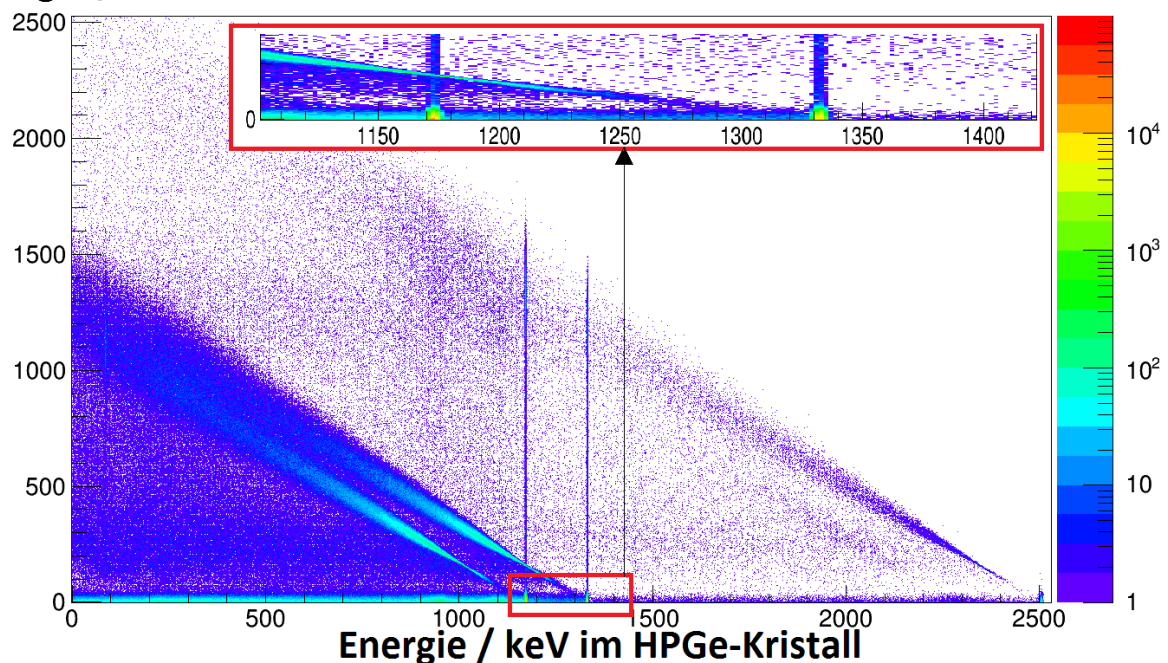
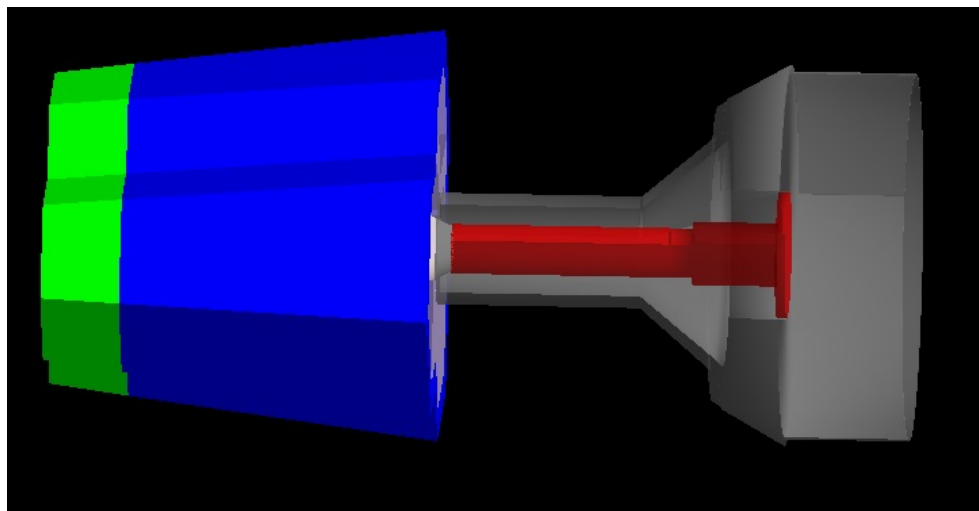


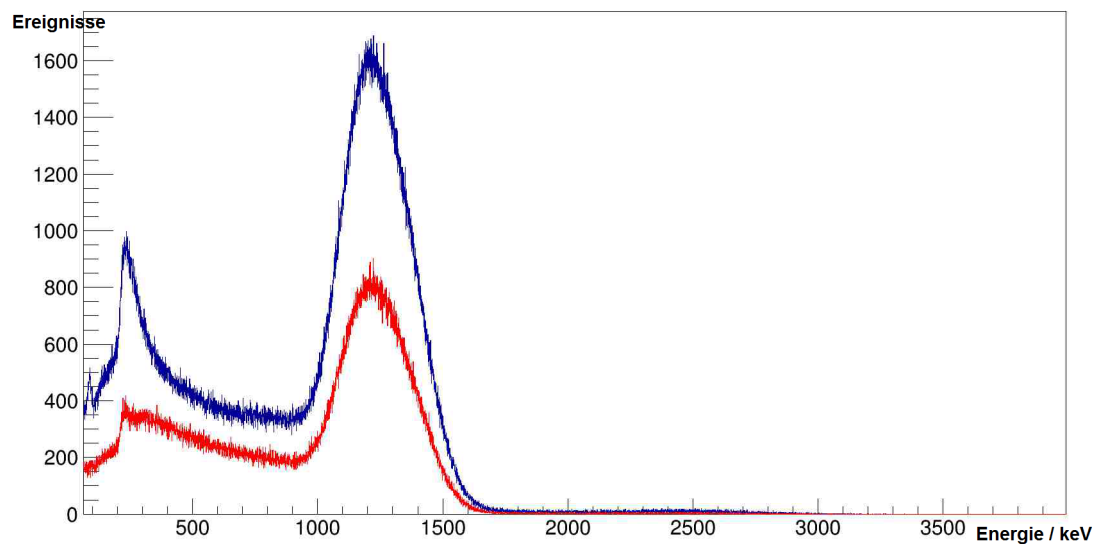
Abbildung 19: Korrelation der Energiedeposition im HPGe-Kristall und im BGO-CSS. Die diagonalen Linien stammen von Comptongestreuten γ -Quanten.

Zusätzlich sind in der Simulation Kollimatoren aus Wolfram mit einer Dicke von 10 mm an der Vorderseite der BGO-CSSs implementiert (vgl. 20a). Die Notwendigkeit eines solchen Kollimators wird in Abbildung 20b deutlich. Zu sehen ist die deponierte Energie im Compton-Suppression-Shield, wenn kein Ereignis im Germanium-Kristall stattgefunden

hat. In blau ist das Spektrum des BGO-CSSs ohne Kollimator und in rot mit Kollimator zu sehen. Dabei wurde die Kollimator-Dicke auf 10 mm gesetzt. Über 50% der auftreffenden γ -Quanten können somit absorbiert werden (siehe 20b). Für geringe Multiplizitäten ist ein Kollimator im allgemeinen nicht notwendig. Für größere Multiplizitäten verhindert dieser allerdings falsche Koinzidenzen zwischen dem Germanium-Kristall und dem BGO-CSS welche in der Folge zu Verwerfen der physikalisch sinnvollen Ereignisse aus dem Ge-Detektor führen würden. Der Kollimator führt also zu einer besseren Effizienz des Systems.



(a)



(b)

Abbildung 20: (a) Simuliertes Setup eines Triple-Clusters mit BGO-CSS in blau und einem Kollimator in hellgrün. (b) Unterschied in der Zählrate im BGO-CSS mit (rot) und ohne (blau) Kollimator für eine ^{60}Co -Quelle.

Tabelle 2: In der Tabelle sind die Parameter für die durchgeführten Simulationen mit einem MINIBALL-Detektor und BGO-CSS zu sehen. Variiert wurde die Energie (E), der Quellen-Detektor-Abstand (d), die BGO-CSS-Dicke (t) und die BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten (BGO-CSS-L.v.d.K.).

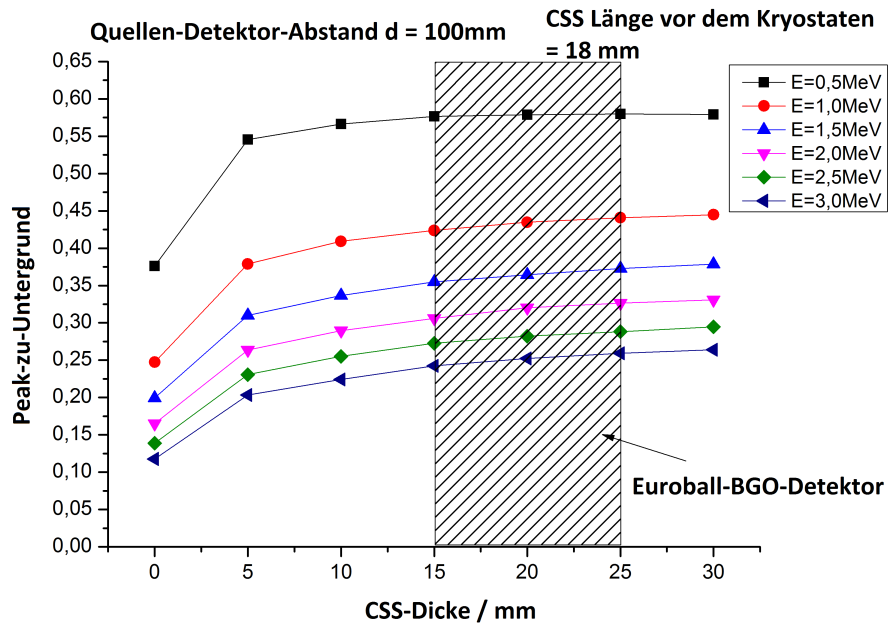
E [MeV]	d [mm]	t [mm]	BGO – CSS – L.v.d.K. [mm]
0.5	100	5	0
1.0	110	10	10
1.5	120	15	20
2.0	130	20	30
2.5	140	25	40
3.0	150	30	50

6.2 Simulationen eines MINIBALL-Clusters mit Compton-Suppression-Shield

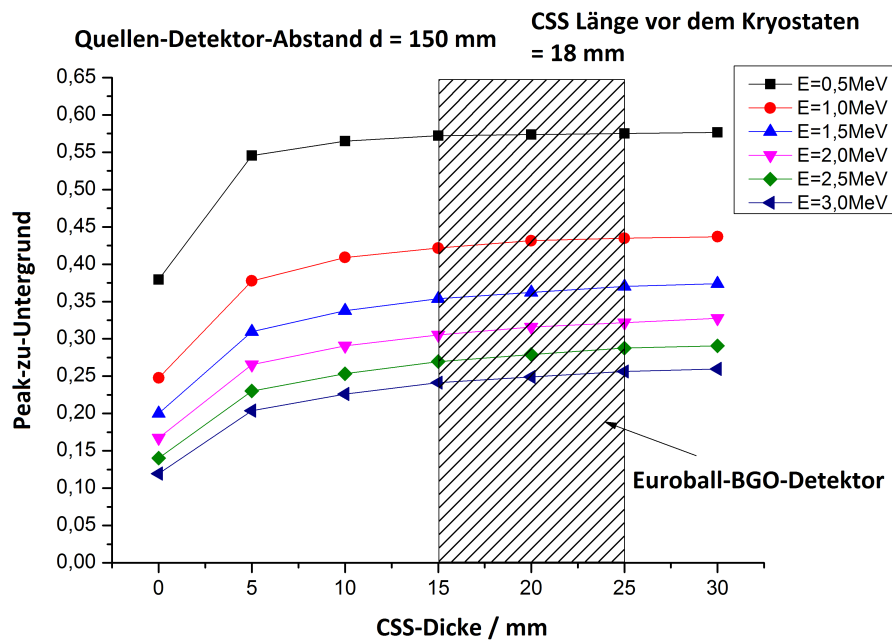
Zuerst werden Simulationen mit einem einzigen MINIBALL-Triple-Cluster und Compton-Suppression-Shield durchgeführt. Die Simulation besteht aus der Quelle und dem Detektor. Umgebung und Hintergrund sind nicht implementiert. Auf ein BGO-CSS hinter der Kryostaten-Endkappe wurde verzichtet, weil dieser Teil voraussichtlich auch im Aufbau nicht vorgesehen ist. Ein solcher BGO-CSS würde zusätzlich zu einer Reduzierung des Compton-Untergrunds für kleine Energien beitragen (kleine Streuwinkel). Tabelle 2 zeigt die verwendeten Parameter für die durchgeführten Simulationen. Dabei wird jede Energie mit jeder BGO-CSS-Dicke und jeder BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten kombiniert, sodass 1296 Simulationen durchgeführt wurden. Diese Simulationen wurden mit monoenergetischen Quellen und einem „event by event“ Ereignis-Generator durchgeführt. Das bedeutet insbesondere, dass das nächste Ereignis erst simuliert wird, wenn das vorherige abgeschlossen ist. Zufällige unerwünschte Koinzidenzen zwischen Ereignissen im Ge-Detektor und im BGO-CSS sind somit ausgeschlossen.

Die mit GEANT4 generierten Daten können mithilfe von ROOT und selbstgeschriebenen Skripten analysiert werden. Diese Daten werden dann mithilfe eines Programms graphisch aufbereitet und ausgewertet. Die extrahierten Daten, insbesondere das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und die Effizienz, beziehen sich dabei auf einen Cluster. Das bedeutet, dass die drei Core Signale mithilfe von ROOT durch „add back“ zu einem Cluster-Signal verarbeitet werden. Als „add back“ Signal eines γ -Quants wird, die gesamte deponierte Energie eines γ -Quants in einem Detektor-Triple-Cluster bezeichnet. In Abbildung 21

sind die Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse nach Compton-Unterdrückung mit einer Schwellenenergie von 100 keV in Abhängigkeit von der BGO-CSS-Dicke in 5 mm Schritten von 0 mm bis 30 mm aufgetragen. Die Energieabhängigkeit ist in den sechs Kurven dargestellt. Wie erwartet, wird das beste Peak-zu-Untergrund-Verhältnis für die niedrigsten γ -Energien von 0.5 MeV erzielt (schwarze Kurve). Zu erkennen ist, dass die größte Verbesserung beim Schritt von einem Detektor ohne BGO-CSS zu einem sehr dünnen BGO-CSS von 5 mm eintritt. Weitere Erhöhungen der BGO-CSS-Dicke führen dann nur noch zu einer geringen Steigerung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses. Bei ungefähr 15 mm bis 20 mm ist eine Sättigung bei allen Energien zu beobachten. In diesem Bereich liegt auch die Dicke von typischen BGO-CSSs wie z.B. bei den EUROBALL-BGO-Detektoren [4], die durch das schraffierte Feld gekennzeichnet ist. Bei den EUROBALL-BGO-Detektoren wird der BGO-CSS von hinten (25 mm) nach vorne schmaler (15 mm) (siehe Abbildung 22), was für die MINIBALL-Cluster auch eine denkbare Geometrie wäre. In dieser Arbeit wurde die BGO-CSSs allerdings immer mit einer gleichmäßigen Dicke simuliert. Der Unterschied zwischen Abbildung 23a und 23b besteht im Quellen-Detektor-Abstand, der bei (a) 100 mm beträgt und bei (b) 150 mm. Es ist zu sehen, dass der Abstand so gut wie keinen Einfluss auf das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis hat und auch der Verlauf der Kurven identisch bleibt. Zu diesem Ergebnis kommt auch die Auswertung für die Abstände von 110 mm bis 140 mm.



(a)



(b)

Abbildung 21: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis nach Compton-Unterdrückung in Abhängigkeit der BGO-CSS-Dicke und der γ -Energie. (a) Resultate der Simulation für den Quellen-Detektor-Abstand 100 mm mit BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten von 18 mm, (b) die Ergebnisse für einen Quellen-Detektor-Abstand von 150 mm mit einer BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten von 18 mm. Die BGO-CSS-Dicke der EUROBALL-Detektoren ist durch den schraffierten Bereich gekennzeichnet.

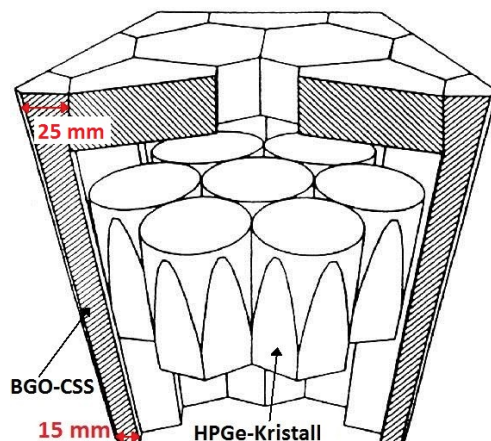
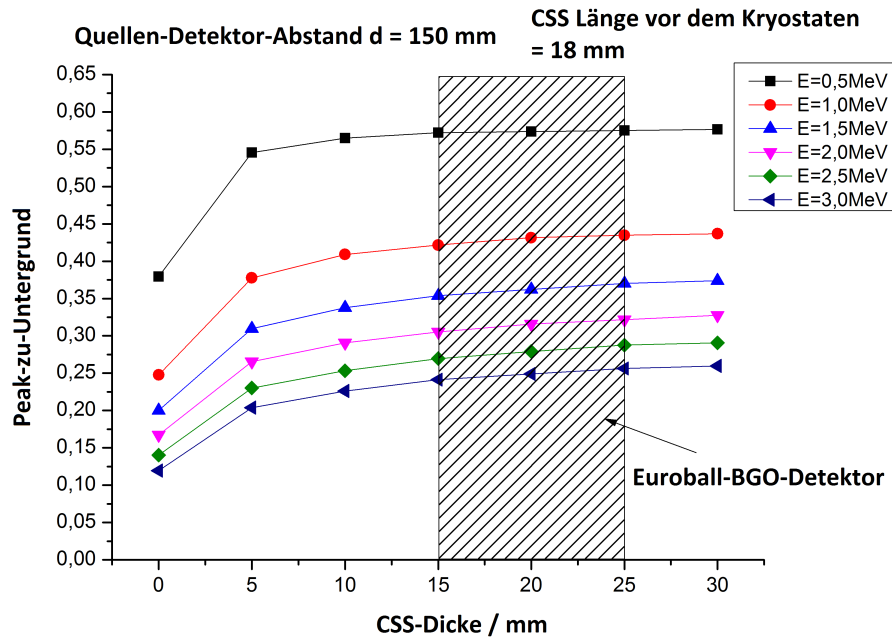
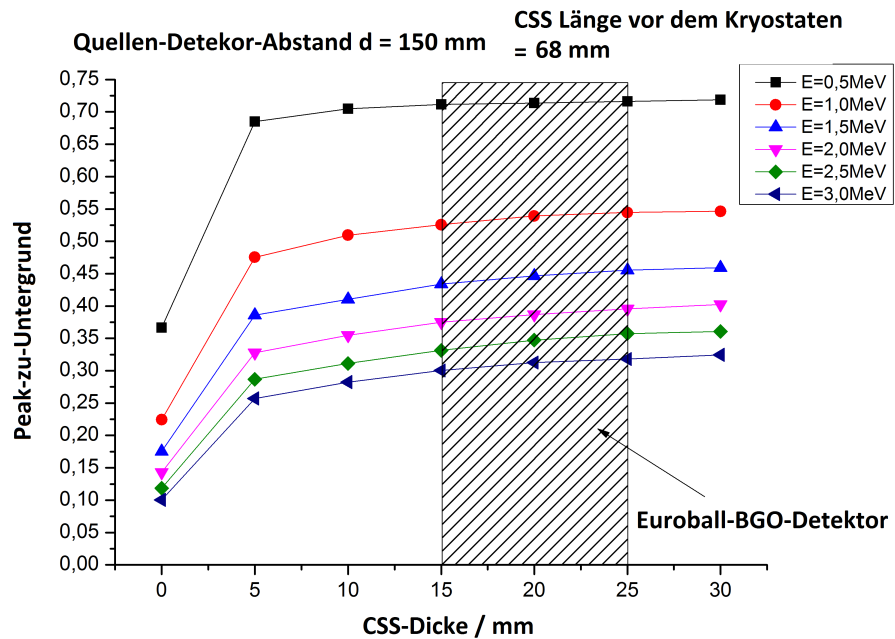


Abbildung 22: Schematische Darstellung eines EUROBALL-Cluster-Detektors mit BGO-CSS. Entnommen aus [38]

Hält man nun den Quellen-Detektor-Abstand konstant und variiert die BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten, ergeben sich die in Abbildung 23 dargestellten Resultate. Auch hier ist das Verhalten des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses ähnlich zu den Ergebnissen zuvor. Jedoch lässt sich feststellen, dass eine Änderung der BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten eine zusätzliche Auswirkung auf das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis hat. Wird die Länge des BGO-CSSs um 50 mm erhöht, so verbessert sich für alle Energien das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis um ca. 25%. Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wird nun zunächst die BGO-CSS-Dicke fixiert und das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten untersucht. Hierbei ist die Energieabhängigkeit erneut in den sechs Kurven für verschiedene γ -Energien gezeigt. Der Einfluss des Quellen-Detektor-Abstands kann durch den Vergleich der Abbildungen 24a und 24b bestimmt werden. Die Abbildungen sind repräsentativ für die weiteren Simulationen und Resultate mit $d = 120$ mm bis $d = 150$ mm. In Abbildung 24 erkennt man, dass der Abstand zwischen Quelle und Detektor keinen signifikanten Einfluss auf das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis bzw. die Compton-Unterdrückung hat da sich Abbildung 24a und 24b kaum unterscheiden. Hingegen ist mit einer steigenden BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten eine Verbesserung des Peak-zu-Untergrund von bis zu 30% zu erkennen. Die besten Werte erzielt man bei BGO-CSS-Längen vor dem Kryostaten von etwa 70 mm und BGO-CSS-Dicke von 30 mm. Dann ist eine Sättigung im Verlauf der Kurven zu sehen. Dadurch lassen sich optimale Peak-zu-Untergrund-Werte in Abhängigkeit der BGO-CSS-Dicke (t) und der BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten (BGO-CSS-L.v.d.K.) für eine feste γ -Energie bestimmen (siehe Tabelle 3)

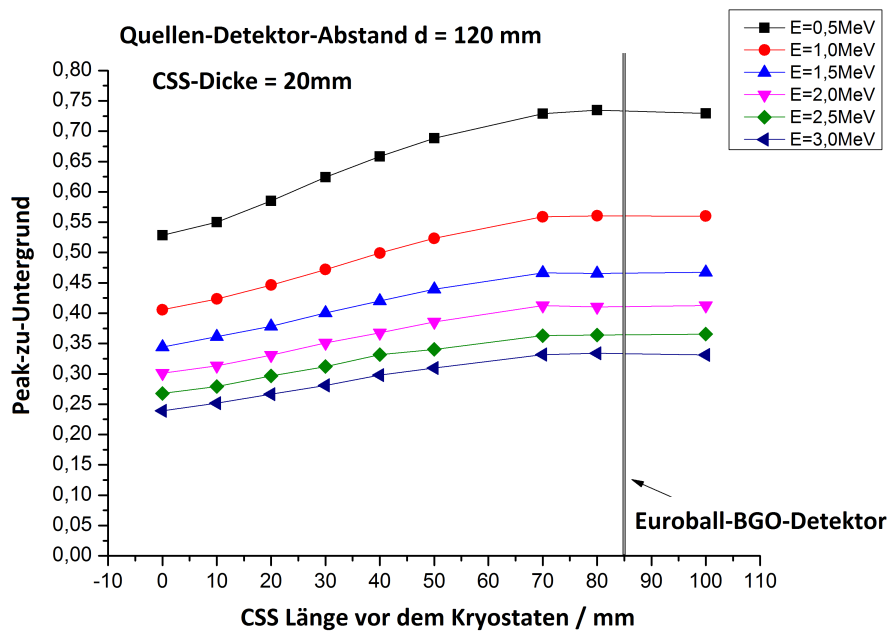


(a)

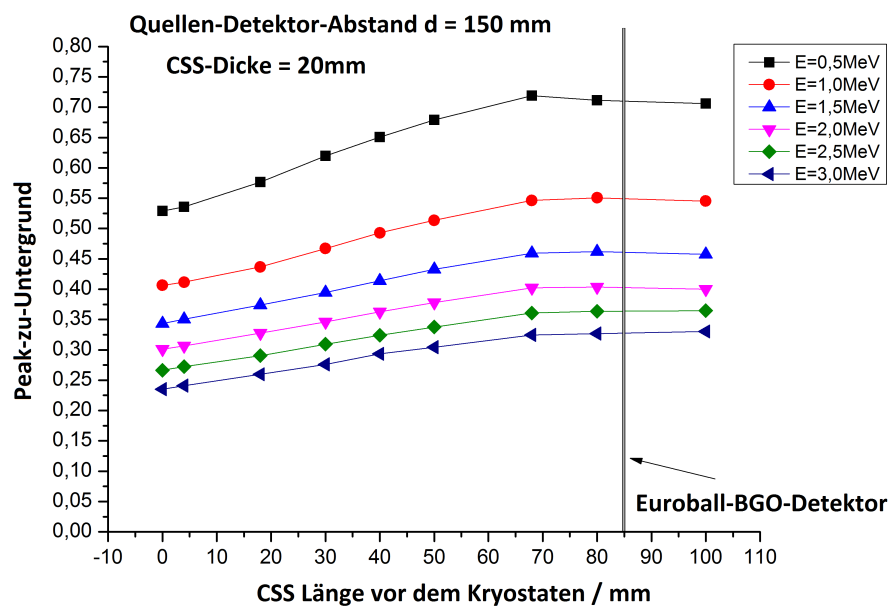


(b)

Abbildung 23: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis nach Compton-Unterdrückung in Abhängigkeit der BGO-CSS-Dicke und der γ -Energie. (a) Resultate der Simulation für den Quellen-Detektor-Abstand 150 mm mit BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten von 18 mm, (b) Ergebnisse für einen Quellen-Detektor-Abstand von 150 mm mit BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten von 68 mm. Die BGO-CSS-Dicke der EUROBALL-Detektoren ist durch den schraffierten Bereich gekennzeichnet.



(a)



(b)

Abbildung 24: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis nach Compton-Unterdrückung in Abhängigkeit der BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten und der γ -Energie zu sehen. (a) Resultate der Simulation für den Quellen-Detektor-Abstand 120 mm mit einer BGO-CSS-Dicke von 20 mm, (b) Ergebnisse für einen Quellen-Detektor-Abstand von 150 mm mit einer BGO-CSS-Dicke von 20 mm. Die BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten für die EUROBALL-Detektoren ist durch die Linie bei 85 mm gekennzeichnet.

Tabelle 3: Die besten Peak-zu-Untergrund-Werte (PzU-Werte) für jede γ -Energie werden für eine BGO-CSS-Dicke von 30 mm und eine BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten von 70 mm erzielt. Der Quellen-Detektor-Abstand hat dabei keinen Einfluss auf das PzU-Verhältnis. Die Ergebnisse beziehen sich auf Simulationen mit nur einem MINIBALL-Detektor und BGO-CSS.

E [MeV]	PzU-Werte
0.5	0.75
1.0	0.54
1.5	0.45
2.0	0.38
2.5	0.34
3.0	0.30

Aus diesem Grund wurden vergleichbare BGO-CSS-Geometrien bei den EUROBALL-Detektoren verwendet (vgl. 24). Allerdings werden die EUROBALL-Detektoren bei Quellen-Detektor-Abständen von 43 cm eingesetzt. Die erlaubt eine derartige Konstruktion der BGO-CSSs. Bei den MINIBALL-Zählern ist eine hohe absolute Effizienz von etwa 8% bis 9% bei sehr geringen Quellen-Detektor-Abständen von ca. 10 cm bis 20 cm vorrangig. Die Effizienz des MINIBALL-Detektorarrays ist somit vergleichbar mit der aller EUROBALL-Detektoren zusammen (ungefähr 10%), jedoch bei kleineren Quellen-Detektor-Abständen und einer deutlich geringeren Anzahl von Detektoren. Der Quellen-Detektor-Abstand hat keinen großen Einfluss auf das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis, was aus den Ergebnissen der Abbildungen 21, 23 und 24 ersichtlich ist, er ist aber die hauptsächliche Ursache für den Effizienzverlust da dieser proportional zum inversen Quadrat des Quellen-Detektor-Abstands (Effizienzverlust $\sim \frac{1}{d^2}$) ist.

Aufgrund der Geometrie und des Schnittwinkels der einzelnen Germanium-Kristalle, die dem Layout der EUROBALL-Zähler gleicht, ist eine große BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten nicht sinnvoll. So liegt der optimale Quellen-Detektor-Abstand aufgrund der Geometrie der MINIBALL-Detektoren bei 43 mm, genau wie bei EUROBALL. Bei großen BGO-CSS-Längen verursachen hohe Zählraten oder große γ -Multiplizitäten der Ereignisse aufgrund von falschen Koinzidenzen zwischen dem BGO-CSS (besonders der Innenseite, die nicht abgeschirmt werden kann) und dem Germanium-Kristall einen Effizienzverlust (bis zu $\sim 0.15\%$ pro MINIBALL-Cluster-Detektor, siehe Abschnitt 6.3 und 6.4). Dieser Effekt wird nicht in den obigen Graphen berücksichtigt, da bei diesen Simulationen nur „event-by-event“ gerechnet wird. Dieses Problem wird in Abschnitt 6.3 behandelt. Der Effi-

zienzverlust durch größere Quellen-Detektor-Abstände, die sowohl durch die Dicke als auch durch die Länge des BGO-CSS bestimmt werden, und die steigende Anzahl an falschen Koinzidenzen führen dazu, dass die BGO-CSSs nicht beliebig dick und lang gebaut werden können. Deswegen muss im folgendem eine Geometrie für die BGO-CSSs gefunden werden, die eine physikalisch sinnvolle Balance zwischen einer guten Compton-Unterdrückung und einem minimalen Effizienzverlust gewährleistet.

6.3 Simulationen des MINIBALL-Spektrometers mit Compton-Suppression-Shields

Nachdem das Verhalten eines MINIBALL-Detektors mit BGO-CSS studiert wurde, kann nun das MINIBALL-Spektrometer simuliert werden. Eine Abbildung des ganzen Aufbaus mit acht MINIBALL-Triple-Clustern und den BGO-CSSs mit den Kollimatoren um die sphärische Targetkammer ist in Abbildung 25 zu sehen. Dabei werden die Resultate für die BGO-CSS-Geometrie aus Abschnitt 6.2 verwendet, um die Anzahl der Simulationen zu reduzieren. Bei Simulationen des MINIBALL-Spektrometers können Streueffekte betrachtet werden, wie sie in Abbildung 1 zu sehen sind. Diese entsprechen der Compton-Streuung zwischen einzelnen MINIBALL-Triple-Clustern und sollen mithilfe der BGO-CSSs weitgehend eliminiert werden. Untersucht wurde das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der Effizienz der 1332.5 keV-Linie des ^{60}Co -Spektrums

Bei den folgenden Simulationen wurden BGO-CSSs mit einer Dicke von 10 mm und 15 mm implementiert. Variiert wurde die BGO-CSS-Länge bzw. die BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten (Datenpunkte in Abbildung 26:0 mm bis 50 mm). Es ist zu beobachten, dass die Simulationen mit ^{60}Co die Multiplizität 2 haben, d.h. für ein Event werden beide γ -Quanten gleichzeitig von der Quelle emittiert. Die Werte für die BGO-CSS-Geometrie wurden unter Berücksichtigung der Tatsache gewählt, dass der Gewinn im Peak-zu-Untergrund-Verhältnis für dickere Detektoren gering ist im Vergleich zum daraus resultierendem Effizienzverlust. Des Weiteren werden die Quellen-Detektor-Abstände auf 90 mm bis maximal 160 mm begrenzt. Im einzelnen wurde der Abstand in den folgenden Simulationen immer so nah wie möglich an der Quelle gewählt, sodass alle Cluster-Detektoren mit BGO-CSSs dieselbe Entfernung zur Quelle haben und nicht überlappen. Dies ist besonders wichtig, da die simulierten Konfigurationen später im echten Aufbau reproduzierbar sein sollen. Als Schwellenenergie für die BGO-CSSs wird, wie bei den Simulationen zuvor, 100 keV gewählt. Für eine detailliertere Bestimmung der Schwellenenergie für die BGO-CSSs müssen z.B. die

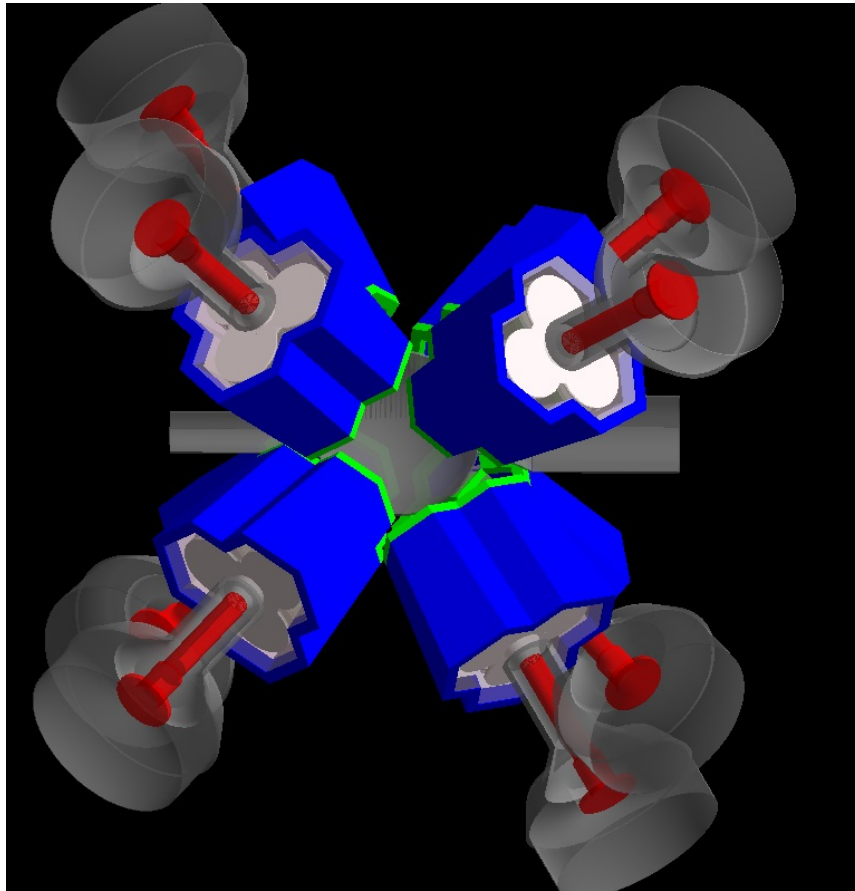


Abbildung 25: GEANT4-Visualisierung des kompletten MINIBALL-Spektrometers mit den neu implementierten Kryostat-Elementen sowie in blau den BGO-CSSs und in hellgrün den Kollimatoren. Alle acht Triple-Cluster sind ohne Überlagerung um die sphärische Targetkammer positioniert.

Intensität der niederenergetischen Untergrundstrahlung berücksichtigt werden. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Trotzdem ist eine Untersuchung dieses Verhaltens des BGO-CSSs in Abhängigkeit der Schwellenenergie mit dieser Simulation möglich. Die Ergebnisse für jeden Cluster-Detektor sind in Abbildung 26 dargestellt.

Als Referenzwert ist das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und die Effizienz pro Cluster für das MINIBALL-Spektrometer ohne BGO-CSSs in Abbildung 26 mit einem roten Kreis dargestellt. Dabei beträgt der Wert des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses 26%, die Effizienz wurde aus der Simulation mit 1.03% für ein Cluster bestimmt. Hier zeigt sich nochmal, dass die Simulation aussagekräftige und mit dem Experiment vergleichbare Ergebnisse liefert, da für den kompletten Aufbau eine Effizienz von 8.19% erzielt wurde. Dies entspricht sehr genau den Resultaten die experimentell mit dem ganzen MINIBALL-Spektrometer an

REX-ISOLDE gemessen werden konnten ($\sim 8\%$ @ 1.3 MeV) [16]. In Abbildung 26 ist der Vergleich von Simulationen mit BGO-CSSs mit einer Dicke von 10 mm bzw. 15 mm zu sehen. Bei einer BGO-CSS-Dicke von 15 mm wird eine maximale Länge vor dem Kryostaten von 40 mm erreicht, da eine weitere Erhöhung zu einem Überschreiten der zuvor ausgewählten Quellen-Detektor-Abstände führen würde (Quellen-Detektor-Abstand maximal 160 mm).

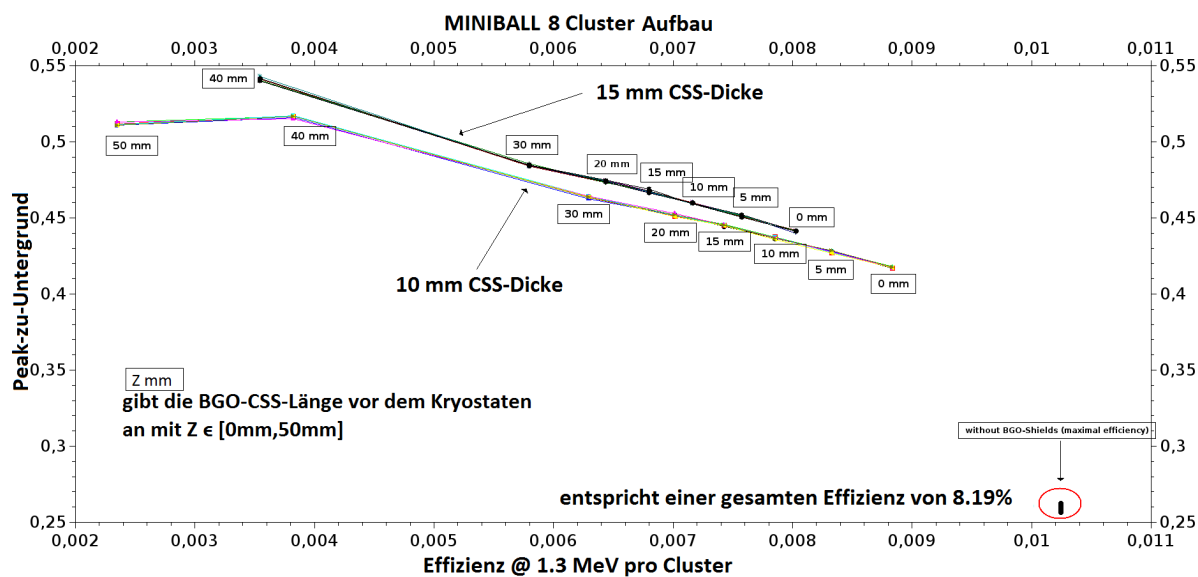


Abbildung 26: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit von der Effizienz für jeden Triple-Cluster ^{60}Co -Linie von 1.3 MeV. Variiert wurde die BGO-CSS-Länge, sodass die Datenpunkte den Zusammenhang zwischen dem Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und der Effizienz bei einer festen BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten beschreiben.

Der Verlauf der Kurven für die einzelnen Detektoren mit den BGO-CSSs ist für die jeweiligen Cluster nahezu identisch. Die Konstruktion der MINIBALL-Cluster in der Simulation ist identisch, nur ihre Position im Raum unterscheiden sich und es wird eine isotrop emittierende Quelle verwendet. Wie in Abbildung 24, ist auch hier ein Anstieg des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses mit zunehmender BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten zu sehen. Dies korreliert mit einem Effizienzverlust der Detektoren. Der größte Effizienzverlust ist zwischen 30 mm und 40 mm BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten zu beobachten, was zum einen durch die größere Quellen-Detektor-Entfernung und zum anderen durch die größere BGO-CSS-Länge und den damit verbundenen falschen Koinzidenzen zu erklären ist. Der Zusammenhang zwischen Peak-zu-Untergrund und Effizienzverlust ist nahezu linear. Daraus ergeben sich die in Tabelle 4 und 5 aufgelisteten Werte, die auf den Referenzwert

Tabelle 4: In der Tabelle sind die gemittelten Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse (PzU), die Effizienzen @ 1.3 MeV (ϵ), die Verbesserung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses (V-PzU) und die Reduzierung der Effizienz (R- ϵ) vom Referenzwert ohne BGO-CSSs für jeweils ein MINIBALL-Triple-Cluster dargestellt. Die BGO-CSS-Dicke beträgt 10 mm. Die BGO-CSS Länge vor dem Kryostaten ist bei BGO-CSS L.v.d.K. angegeben.

BGO-CSS-L.v.d.K. [mm]	PzU	ϵ [%]	V-PzU	R- ϵ
0	0.41	0.88	1.60	1.17
5	0.42	0.83	1.64	1.24
10	0.43	0.79	1.68	1.30
15	0.44	0.74	1.70	1.39
20	0.45	0.70	1.73	1.47
30	0.46	0.63	1.78	1.64
40	0.51	0.38	1.98	2.71
50	0.51	0.23	1.97	4.47

ohne BGO-CSSs im MINIBALL-Aufbau bezogen sind. Es wird ersichtlich, dass die Verbesserung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses um einen Faktor 1.6 (BGO-CSSs enden bündig mit den Kryostaten-Endkappen) bis ~ 2 (40 mm BGO-CSS-Länge vor den Kryostaten) möglich ist. Gleichzeitig muss man aber mit Effizienzverluste um einen Faktor von 1.136 bis 2.94 rechnen. Mit diesen Werten ergeben sich drei Möglichkeiten: Erstens ein gutes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis verbunden mit einem hohen Effizienzverlust. Zweitens ein minimaler Effizienzverlust mit einer geringeren Verbesserung im Peak-zu-Untergrund und zuletzt eine Lösung zwischen diesen beiden Größen.

Erhöht man bei den 10 mm dicken BGO-CSSs die Länge vor dem Kryostaten auf über 40 mm, so lässt sich ein Abfall des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses beobachten. Dies lässt sich auf drei Ursachen zurückführen. (1) Der erhöhte Quellen-Detektor-Abstand führt dazu, dass weniger γ -Quanten direkt von der Quelle auf den Detektor treffen, da weniger Raumwinkel abgedeckt wird. Dies führt zu einer kleineren Zählrate für die beiden ^{60}Co -Peaks. (2) Eine erhöhte Anzahl an falschen Koinzidenzen zwischen BGO-CSSs und Ge-Kristallen, da die Innenseite der BGO-CSSs (vor dem Kryostaten) größer wird und somit mehr Fläche für auftreffende Quanten bietet, die zu falschen Koinzidenzen führen können. Dieser Effekt ist bei den Simulationen aus Abschnitt 6.2 nicht zu beobachten, da dabei nur ein Detektor simuliert wurde. Bei diesen Simulationen kann eine Vielzahl von Compton-gestreuten γ -Quanten von gegenüberliegenden Detektoren zu einer erhöhten Zählrate von falschen Koinzidenzen beitragen. (3) Trotz größerer Quellen-Detektor-Abstände bleibt der

Tabelle 5: Eingetragen sind Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse (PzU) und Effizienzen @ 1.3 MeV (ϵ). Die Verbesserung der Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse (V-PzU) und die Reduzierung der Effizienzen (R- ϵ) vom Referenzwert ohne BGO-CSSs für jeweils ein MINIBALL-Triple-Cluster. Die BGO-CSS-Dicke beträgt 15 mm. Die BGO-CSS Länge vor dem Kryostaten wird als BGO-CSS L.v.d.K. angegeben.

BGO-CSS-L.v.d.K. [mm]	PzU	ϵ [%]	V-PzU	R- ϵ
0	0.44	0.80	1.696	1.287
5	0.45	0.76	1.736	1.355
10	0.46	0.72	1.767	1.430
15	0.46	0.68	1.800	1.515
20	0.47	0.64	1.824	1.610
30	0.48	0.58	1.858	1.776
40	0.54	0.35	2.077	2.940

Compton-Untergrund, der durch die große Anzahl an Streukörpern (restlichen Detektoren und Targetkammer) verursacht wird, konstant. Wie in Abbildung 1 zu beobachten, ist dieser Effekt für die Compton-Kante, also für 180° gestreute Teilchen, am stärksten ausgeprägt. Dies führt dazu, dass hauptsächlich die gegenüberliegenden Detektoren zu einem konstant bleibenden Compton-Untergrund, im Vergleich zu 40 mm BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten, führen. Dieser Effekt und die gleichzeitige Reduzierung der von der Quelle direkt auftreffender Quanten verursacht den Abfall des Peak-zu-Untergrund-Verhaltens in Abbildung 26.

Deshalb können abgewinkelte BGO-CSSs vor dem Kryostaten (werden im Abschnitt 6.4 diskutiert) eine sinnvollere Lösung sein. Die abgewinkelten BGO-CSSs würden zum einen die Rate der falschen Koinzidenzen, bei größeren BGO-CSS-Längen, reduzieren und gleichzeitig als Kollimatoren für die um große Winkel gestreuten γ -Quanten dienen. Des Weiteren sind mit den abgewinkelten BGO-CSSs auch kleinere Quellen-Detektor-Abstände zu realisieren und somit eine Verringerung des Effizienzverlustes.

Simulationen mit höherer γ -Multiplizität

Zusätzlich wurden Simulationen mit höheren Multiplizitäten für BGO-CSSs mit 15 mm Dicke generiert. Dabei wurde mit GEANT4 die Multiplizität der ^{60}Co -Quelle in zweier Schritten von $M_\gamma = 2$ auf $M_\gamma = 10$ erhöht. Dies ist relevant, da die BGO-CSSs für die Untersuchung von Fusionsverdampfungsreaktionen verwendet werden sollen und dabei Ereignisse mit höherer Multiplizitäten auftreten können. Zudem wurde das Verhalten für

höhere Multiplizitäten bisher noch nicht untersucht. Abbildung 27 zeigt eine ähnliche Graphik wie Abbildung 26, mit dem Unterschied, dass BGO-CSSs-Dicken von 15 mm simuliert wurden und zusätzlich die Multiplizität der Quelle variiert wurde. Die Kurven repräsentieren die Mittelung über alle acht Cluster. Für die Quelle mit Multiplizität zwei sind die Kurven aus Abbildung 26 und 27 identisch. In Abbildung 27 ist derselbe Zusammenhang zwischen Effizienzverlust und Peak-zu-Untergrund-Verhältnis für alle Multiplizitäten, wie in Abbildung 26 zu erkennen. Daraus folgt: Die Multiplizität der Quelle hat keinen Einfluss auf die Korrelation zwischen dem Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und der Effizienz. In Abbildung 27 ist zu sehen, dass für steigende Multiplizität der Quelle sowohl die Effizienz, als auch das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis, für eine gleichbleibende BGO-CSS-Konfiguration reduziert wird (vgl. Tabelle 6 und 7).

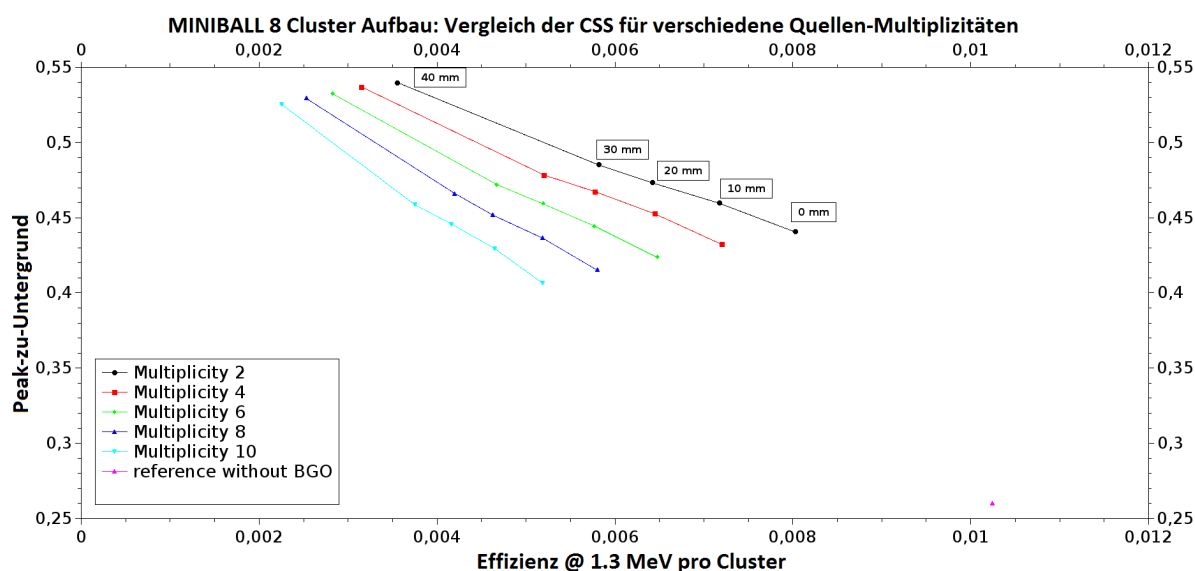


Abbildung 27: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der Effizienz für jeden Triple-Cluster der Cobalt Linie bei 1332.5 keV. Variiert wurde die BGO-CSS-Länge, wobei die Datenpunkte die BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten angeben. Zusätzlich wurde auch die Multiplizität der Quelle variiert, was durch die farbigen Kurven dargestellt ist. Die BGO-CSS-Dicke beträgt 15 mm.

Der relative Effizienzverlust ($R-\epsilon$) ist am stärksten für große BGO-CSS-Längen vor dem Kryostaten (siehe Tabelle 7). Dabei wurde der relative Effizienzverlust berechnet mit:

$$R-\epsilon = \frac{\epsilon(\text{BGO-L.v.d.K.} = Z, M_\gamma = i)}{\epsilon(\text{BGO-L.v.d.K.} = Z, M_\gamma = 2)}, \quad (6.1)$$

Tabelle 6: Gemitteltetes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis (PzU) und Effizienz (ϵ) @ 1.3 MeV pro Cluster für verschiedene BGO-CSS-Längen vor dem Kryostaten. Die Quellen-Multiplizität wurde von $M_\gamma=2$ bis $M_\gamma=10$ variiert. Die BGO-CSS-Dicke beträgt 15 mm.

BGO-L.v.d.K.	$M_\gamma = 2$		$M_\gamma = 4$		$M_\gamma = 6$		$M_\gamma = 8$		$M_\gamma = 10$	
	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]
0 mm	0.44	0.80	0.43	0.72	0.42	0.65	0.41	0.58	0.40	0.52
10 mm	0.46	0.72	0.45	0.65	0.44	0.58	0.43	0.52	0.43	0.47
20 mm	0.47	0.64	0.47	0.58	0.46	0.52	0.45	0.46	0.44	0.42
30 mm	0.48	0.58	0.48	0.52	0.47	0.47	0.47	0.42	0.46	0.38
40 mm	0.54	0.35	0.54	0.32	0.53	0.28	0.52	0.25	0.52	0.23

Tabelle 7: Reduzierung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses (R-PzU) und der Effizienz (R- ϵ) gegenüber den Simulationen mit Quellen-Multiplizität $M_\gamma = 2$ (nach Gleichung 6.1). Die BGO-CSS-Dicke beträgt 15 mm.

BGO-L.v.d.K.	$M_\gamma = 4$		$M_\gamma = 6$		$M_\gamma = 8$		$M_\gamma = 10$	
	R-PzU	R- ϵ	R-PzU	R- ϵ	R-PzU	R- ϵ	R-PzU	R- ϵ
0 mm	1.020	1.110	1.040	1.240	1.061	1.383	1.084	1.538
10 mm	1.016	1.111	1.035	1.243	1.054	1.382	1.070	1.543
20 mm	1.013	1.111	1.031	1.236	1.048	1.386	1.063	1.542
30 mm	1.014	1.118	1.028	1.245	1.041	1.385	1.058	1.550
40 mm	1.006	1.127	1.014	1.256	1.020	1.403	1.028	1.577

wobei $Z \in [0 \text{ mm}, 50 \text{ mm}]$ und $i = 4, 6, 8, 10$. Die Ursache dafür sind die großen Innenseiten der BGO-CSSs vor dem Kryostaten. Dadurch kommt es zu vermehrten zufälligen Koinzidenzen zwischen BGO-CSSs und den Ge-Kristallen. Das führt zum Verwerfen physikalisch sinnvoller Ereignisse und zum Effizienzverlust. Weiter ist in den Spektren zu sehen, dass für höhere Multiplizitäten weniger Ereignisse im Detektor registriert werden, was sich durch eine höhere Anzahl an gleichzeitig auftreffenden γ -Quanten erklären lässt. Die Anzahl der Summenpeaks im ^{60}Co -Spektrum wird größer. Dabei ist bei Multiplizität 2 der Quelle (normal) nur der Summenpeak bei 2505.74 keV zu sehen (28a). Bis zur Multiplizität 10 der Quelle wird dieser Peak stärker und zwei zusätzliche Summenpeaks bei 2346.47 keV und 2665 keV sind zu sehen (28b). Die Summenpeaks bei über 3 MeV resultieren aus weiteren zufälligen Koinzidenzen zwischen diesen drei Summenpeaks. Dadurch ist der absolute Effizienzverlust bei steigender Multiplizität für kleine BGO-CSS-Längen vor dem Kryostaten am größten (vgl. Abbildung 27 und Tabelle 6). Durch die kleineren Quellen-Detektor-Abstände für kürzere BGO-CSSs treffen mehr koinzidente γ -Quanten, die korreliert von der Quelle emittiert werden, auf den Germaniumdetektor und führen zu einer erhöhten Zählrate der Summenpeaks. Bei größeren Quellen-Detektor-Abständen treffen weniger korrelierte γ -Quanten auf die Detektoren, sodass die Zählraten für die Summenpeaks geringer werden und der absolute Effizienzverlust kleiner wird. Diese zusätzlichen Summenpeaks sind in Messungen nicht präsent, da dies ein Effekt ist der durch die Erhöhung der Multiplizität der ^{60}Co -Quelle mit GEANT4 hervorgerufen wird. Alle diese Peaks sind auch nach der Compton-Unterdrückung fast unverändert im Spektrum zu sehen. Lediglich bei höheren Multiplizitäten ($M_\gamma = 10$) und längeren BGO-CSSs kommt es durch vermehrte zufällige Koinzidenzen mit dem BGO zu einer 10%igen Reduzierung dieser Summenpeaks. In Abbildung 28 sind die Spektren mit und ohne Compton-Unterdrückung abgebildet.

Das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis wird bei steigender Multiplizität der Quelle maximal um bis zu 8% reduziert. Die Erklärung dafür ist die höhere Zählrate in den Summenpeaks, durch vermehrte Koinzidenzen.

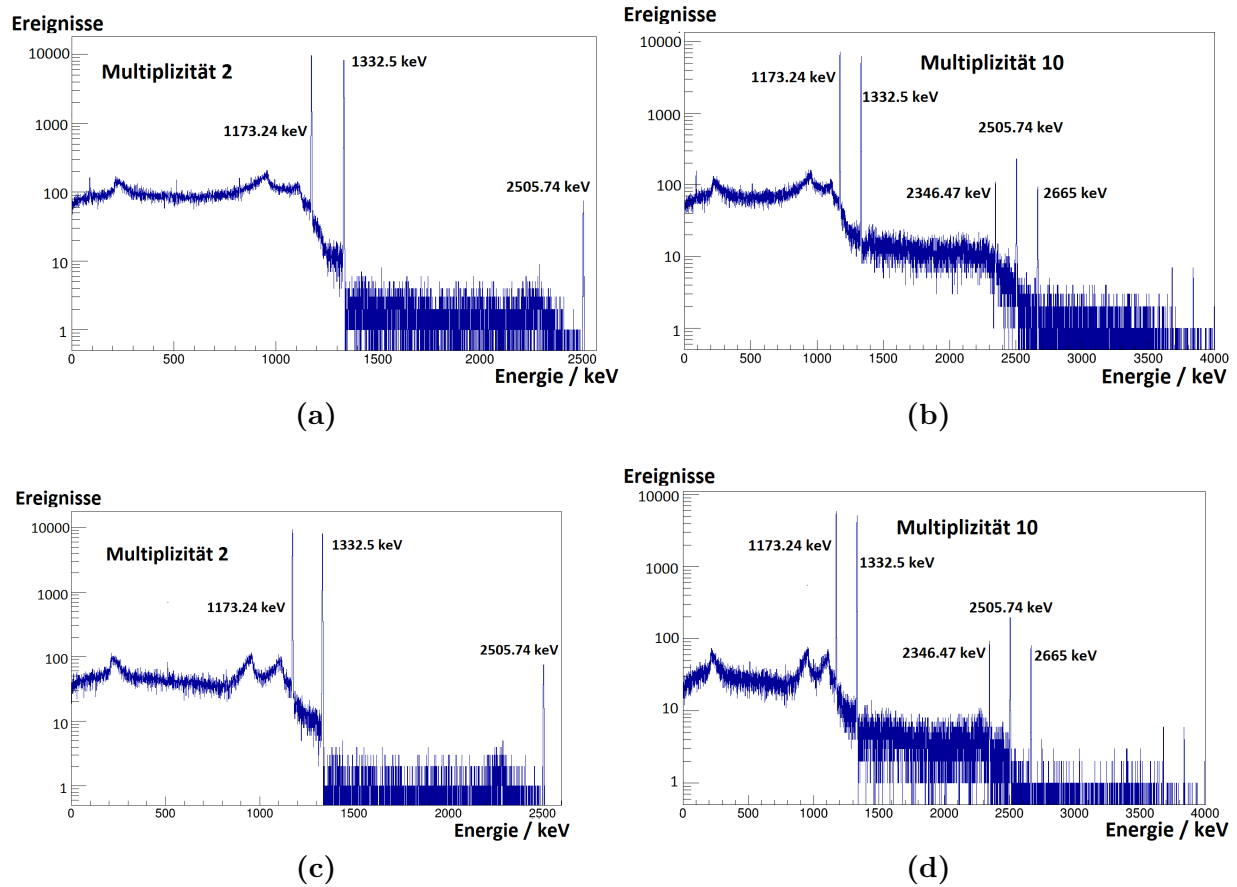


Abbildung 28: (a) ^{60}Co -Spektrum eines Clusters ohne Compton-Unterdrückung mit Quellen-Multiplizität 2, (b) mit Multiplizität 10. (c) und (d) zeigen die Spektren aus (a) und (b) mit Compton-Unterdrückung.

Zusammenfassend lässt sich also sagen: Je länger die BGO-CSSs sind, desto größer ist der Effizienzverlust des Detektors bei steigender Multiplizität (bis zu $\sim 60\%$). Somit bleibt festzuhalten, dass durch steigende Multiplizität der Quelle mit einem Verlust in der Effizienz und einem kleinen Verlust des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses zu rechnen ist. Dem kann, voraussichtlich mit einer Modifizierung der BGO-CSS-Geometrie, zum Teil entgegen gewirkt werden. Dies wird im folgenden Abschnitt genauer studiert.

6.4 Simulationen mit modifiziertem Compton-Suppression-Shield

Es besteht die Möglichkeit, die Effizienz und das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis durch eine Modifizierung der BGO-CSS-Geometrie zu verbessern (siehe Kapitel 6.3). Dabei sind die BGO-CSSs vor der Kryostaten-Endkappe, nicht wie vorher mit dem Winkel der Kristalle bzw. der Endkappe vorgesetzt, sondern leicht nach innen abgewinkelt. Abbildung 29 zeigt den Unterschied der BGO-CSS-Geometrie zwischen einem MINIBALL-Detektor mit „einfachen“ BGO-CSS (29a) und einem modifiziertem BGO-CSS (29b). Dabei ist der Winkel, der die Öffnung des BGO-CSSs (und auch des Kollimators) bestimmt, abhängig vom Abstand (d) zwischen Quelle und Detektor und der Breite der Kryostatenvorderseite (B) (Abbildung 29b).

$$\alpha(d) = \arctan\left(2 \cdot \frac{d}{B}\right) \quad (6.2)$$

Das ist ein großer Nachteil des modifizierten BGO-CSSs. Da der Öffnungswinkel für einen festen Quellen-Detektor-Abstand optimal ist. Bei diesem Abstand wird das ganze Volumen des Germanium-Kristalls zur Detektion der γ -Quanten aus der Quelle genutzt. Wird der Quellen-Detektor-Abstand vergrößert, führt dies dazu, dass aufgrund der BGO-CSS-Geometrie nicht mehr das ganze Detektorvolumen genutzt werden kann und einen Effizienzverlust der Detektoren verursacht. Wird der ursprünglich vorgesehene Abstand verringert, ergibt sich das Problem wie bei den BGO-CSSs aus den Untersuchungen aus Abschnitt 6.3. Die γ -Quanten können durch zufällige Koinzidenzen zwischen der Innenseite der BGO-CSSs und den Germanium-Kristallen wieder vermehrt falsche Koinzidenzen auslösen.

In den folgenden Simulationen wird das MINIBALL-Spektrometer, mit 8 Cluster-Detektoren, den modifizierten BGO-CSSs und der Targetkammer untersucht. Dabei wird das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis für jeden Triple-Cluster in Abhängigkeit der Effizienz der ^{60}Co -Linie bei 1332.5 keV bestimmt. Die Dicke der BGO-CSSs wird auf 15 mm festgelegt, um einen Vergleich mit den zuvor durchgeführten Simulationen zu haben. Die Multiplizität der Quelle wird wie bei den Daten aus Abschnitt 6.3 variiert. Zusätzlich wird die Länge der BGO-CSSs vor dem Kryostaten und damit auch die Quellen-Detektor-Distanz variiert, sodass die Detektoren nicht überlappen. Der Vorteil gegenüber den Daten aus Abschnitt 6.3 ist, dass die abgewinkelten BGO-CSSs vor dem Kryostaten die Quellen-Detektor-Abstände bei gleicher BGO-CSS-Länge verringern und eine Minimierung des Effizienzverlustes ermöglichen. Dabei ist der Öffnungswinkel der BGO-CSSs für den jeweiligen Abstand optimiert (siehe 6.2).

Abbildung 30 zeigt den Vergleich der Simulationen mit modifizierten BGO-CSSs und den

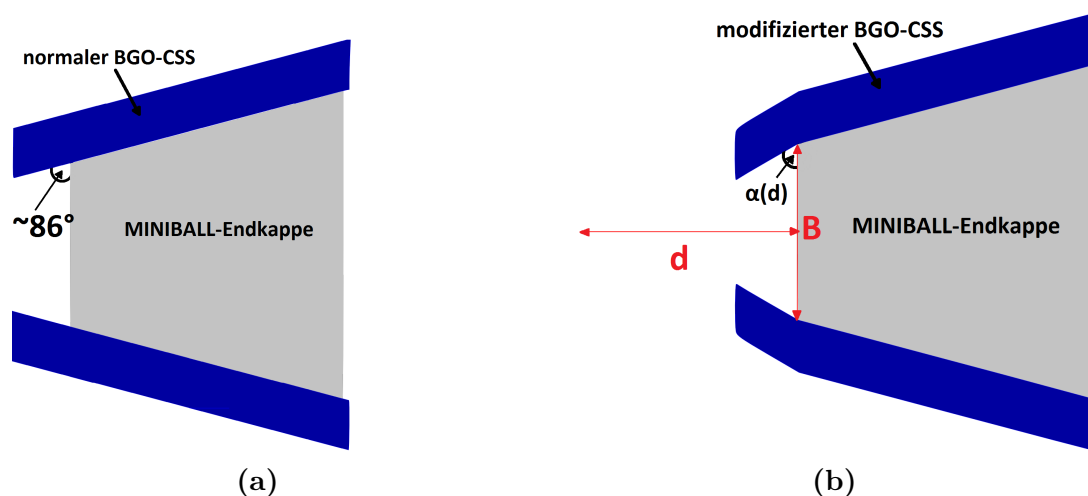


Abbildung 29: Schematische Darstellung der MINIBALL-Endkappe mit (a) einem „einfachen“ BGO-CSS und (b) mit einem modifizierten BGO-CSS. Der Winkel α des modifizierten BGO-CSS ist abhängig vom Quellen-Detektor-Abstand (d). Dieser gibt an wie weit die BGO-CSSs vor der Kryostaten-Endkappe nach innen abgewinkelt werden.

Simulationen aus Kapitel 6.3, jeweils für eine ^{60}Co Quelle. In Tabelle 8 sind die Werte für das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis, die Effizienz, die Verbesserung der PzU-Verhältnisse und die Reduzierung der Effizienz der modifizierten BGO-CSSs im Vergleich zum Referenzwert ohne BGO-CSSs eingetragen. Mit der Modifizierung der BGO-CSSs wird eine deutliche Steigerung der Effizienz pro Cluster erzielt. Dies wird hauptsächlich durch die kleineren Quellen-Detektor-Abstände bei gleicher BGO-CSS-Länge erreicht. Ein weiterer Grund sind die geringen Raten an falschen Koinzidenzen, durch die abgewinkelten BGO-CSSs. Die Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse bis zu einer BGO-CSSs-Länge vor dem Kryostaten von 30 mm unterscheiden sich zwischen den Simulationen mit einfachen BGO-CSSs und modifizierten BGO-CSSs um höchstens 1%. Für den Datenpunkt mit modifiziertem BGO-CSS und einer Länge vor dem Kryostaten von 40 mm ist eine Reduzierung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses um ca. 4% zu sehen, gegenüber den Simulationen mit einem einfachen BGO-CSS. Jedoch ist bei gleicher BGO-CSS-Länge der Quellen-Detektor-Abstand für den modifizierten BGO-CSS um 15 mm geringer. Dadurch ist der abgedeckte Raumwinkel, die Anzahl der auftreffenden γ -Quanten auf die Detektoren und die Effizienz größer. Die Erklärung für ein geringes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis ist eine erhöhte Zählrate für den Compton-Untergrund und die Summenpeaks, was durch kleinere Quellen-Detektor-Distanzen und eine größere Raumwinkelabdeckung verursacht wird. Der Verlauf

der Kurve deutet außerdem eine Sättigung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses für längere BGO-CSSs an. Die Korrelation zwischen Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und Effizienz ist, durch die kompaktere Anordnung der Detektoren um die Targetkammer, nicht mehr linear.

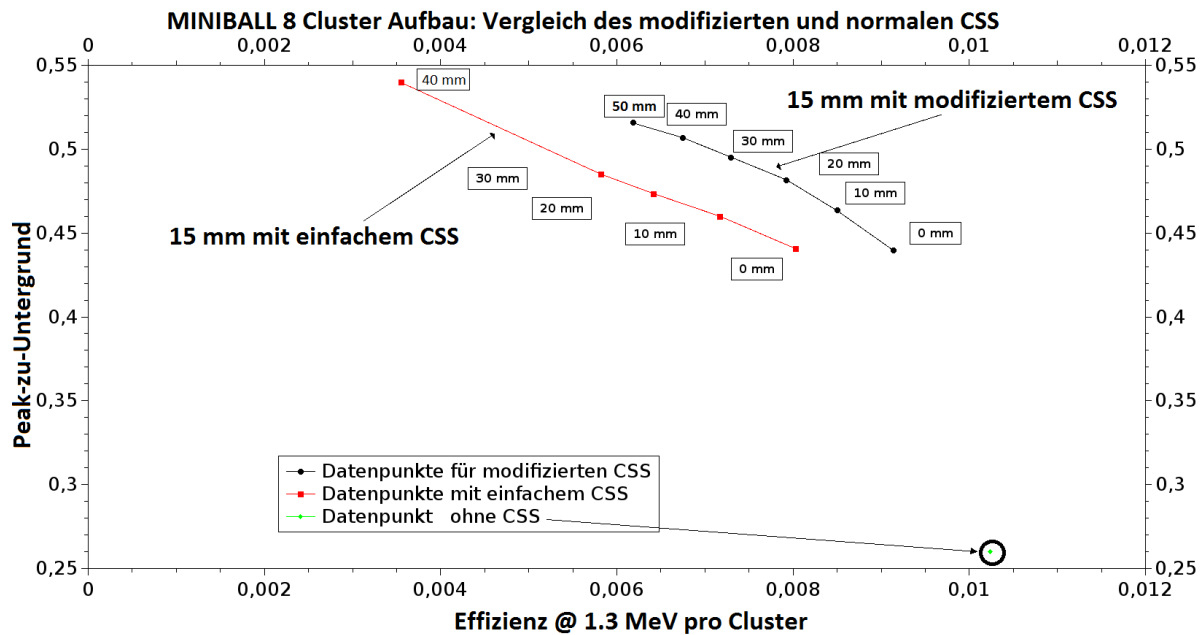


Abbildung 30: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der Effizienz @ 1.3 MeV pro Cluster für verschiedene BGO-CSS-Längen vor dem Kryostat. Dabei wird der modifizierte BGO-CSS mit dem einfachen BGO-CSS aus Abschnitt 6.3, mit einer BGO-CSS-Dicke von 15 mm, verglichen.

Tabelle 8: Eingetragen sind Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse (PzU) und Effizienzen @ 1.3 MeV pro Triple-Cluster (ϵ). Die Verbesserung der Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse (V-PzU) und die Reduzierung der Effizienzen (R- ϵ) vom Referenzwert ohne BGO-CSSs für jeweils ein MINIBALL-Triple-Cluster sind angegeben. Die BGO-CSS-Dicke beträgt 15 mm und die BGO-CSS Länge vor dem Kryostaten ist unter BGO-CSS L.v.d.K. angegeben.

BGO-CSS L.v.d.K. [mm]	PzU	ϵ [%]	V-PzU	R- ϵ
0	0.44	0.91	1.677	1.121
10	0.46	0.85	1.785	1.200
20	0.48	0.79	1.850	1.290
30	0.49	0.73	1.900	1.397
40	0.51	0.68	1.950	1.500
50	0.52	0.62	1.980	1.645

Simulationen mit höherer γ -Multiplizität und modifizierten BGO-CSSs

In Abbildung 31 ist die Auswirkung höherer γ -Multiplizität der Quelle auf die Detektoren mit modifizierten BGO-CSSs zu sehen. Die Resultate aus diesen Simulationen zeigen das selbe Verhalten für eine Steigerung der Quellen-Multiplizität, wie die aus Abschnitt 6.3. Die Multiplizität hat dabei keinen Einfluss auf die Korrelation zwischen Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und Effizienz. Genau wie bei den „einfachen“ BGO-CSSs, ist jedoch mit steigender Multiplizität ein Verlust für beide Größen zu erkennen. Auch bei den modifizierten BGO-CSSs ist der Effizienzverlust größer als der Verlust im Peak-zu-Untergrund-Verhältnis für steigende γ -Multiplizität. Die Reduzierung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses ist durch die steigende Anzahl Summenpeaks und die erhöhte Zählrate in den Summenpeaks zu erklären.

Der große Unterschied zu den Ergebnissen aus dem Abschnitt 6.3 ist, dass bei den modifizierten BGO-CSSs der relative Effizienzverlust mit längeren BGO-CSSs geringer wird (siehe Tabelle 9 und 10). Durch die Modifizierung wird eine bessere Abschirmung von Comptongestreuten γ -Quanten ermöglicht und es kommt dadurch zu einer geringeren Anzahl an Koinzidenzen. Das Resultat ist ein vergleichbares Peak-zu-Untergrund-Verhältnis aber einer deutlich verbesserten Effizienz im Vergleich zu den Simulationen mit einfachen BGO-CSSs. Dieser Vorteil ist allerdings mit einem Nachteil verbunden. Durch die spezielle Geometrie der BGO-CSSs wird ein maximaler Quellen-Detektor-Abstand in Abhängigkeit des Öffnungswinkels der BGO-CSSs festgelegt, da sonst nicht das gesamte Volumen der HPGe-Detektoren genutzt werden kann. Dies würde die ursprünglich geplante Flexibilität

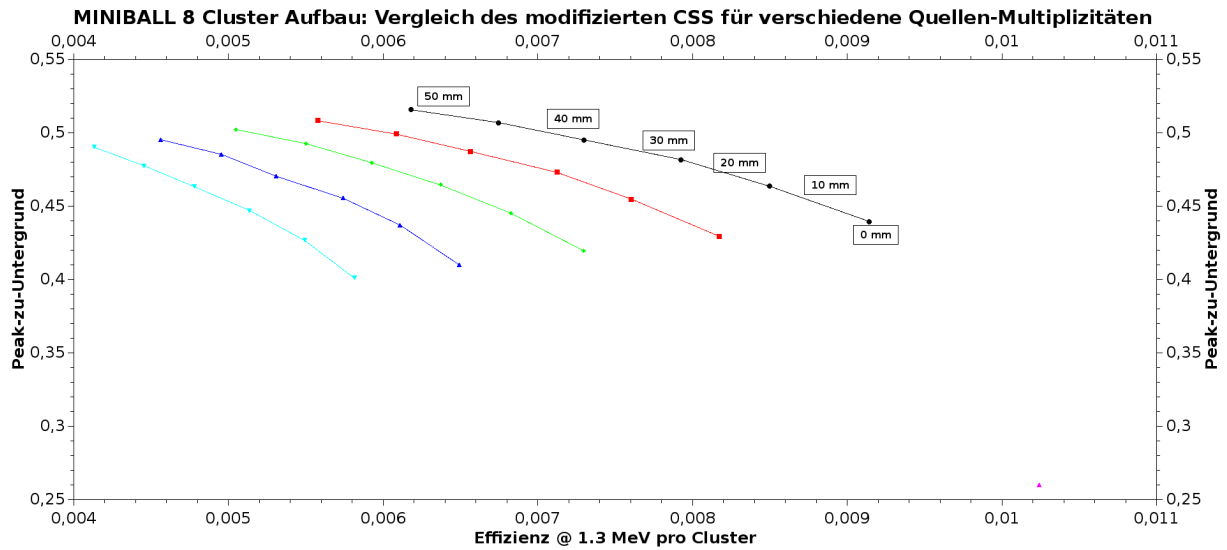


Abbildung 31: Peak-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der Effizienz @ 1.3 MeV pro Cluster für verschiedene BGO-CSS-Längen. Die Performance der Detektoren in Abhängigkeit der Quellen-Multiplizität ist in den fünf Kurven abgebildet.

des MINIBALL-Spektrometers erheblich einschränken. Deswegen muss genau diskutiert werden, inwiefern eine solche Konstruktion sinnvoll ist. Eine solche Diskussion kann im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

Tabelle 9: Gemitteltetes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis (PzU) und Effizienz (ϵ) @ 1.3 MeV pro Cluster für verschiedene modifizierte BGO-CSS-Längen vor dem Kryostaten und $M_\gamma=2$ bis $M_\gamma=10$.

BGO-L.v.d.K.	$M_\gamma = 2$		$M_\gamma = 4$		$M_\gamma = 6$		$M_\gamma = 8$		$M_\gamma = 10$	
	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]	PzU	ϵ [%]
0 mm	0.44	0.91	0.43	0.82	0.42	0.73	0.41	0.65	0.40	0.58
10 mm	0.46	0.85	0.45	0.76	0.44	0.68	0.44	0.61	0.46	0.17
20 mm	0.48	0.80	0.47	0.71	0.46	0.64	0.46	0.57	0.44	0.51
30 mm	0.49	0.73	0.48	0.66	0.48	0.60	0.47	0.53	0.46	0.48
40 mm	0.50	0.67	0.50	0.61	0.49	0.55	0.48	0.50	0.48	0.45
50 mm	0.51	0.62	0.51	0.56	0.50	0.51	0.49	0.46	0.49	0.41

Tabelle 10: Relative Verluste des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses (R-PzU) und der Effizienz (R- ϵ), bezogen auf die Simulationen mit $M_\gamma = 2$ für den modifizierten BGO-CSS (nach Gleichung 6.1).

BGO-L.v.d.K.	$M_\gamma = 4$		$M_\gamma = 6$		$M_\gamma = 8$		$M_\gamma = 10$	
	R-PzU	R- ϵ	R-PzU	R- ϵ	R-PzU	R- ϵ	R-PzU	R- ϵ
0 mm	1.024	1.119	1.048	1.250	1.072	1.408	1.096	1.572
10 mm	1.019	1.117	1.041	1.245	1.061	1.391	1.087	1.554
20 mm	1.018	1.113	1.037	1.243	1.058	1.380	1.078	1.543
30 mm	1.016	1.112	1.033	1.231	1.053	1.374	1.069	1.526
40 mm	1.015	1.109	1.029	1.226	1.045	1.362	1.062	1.514
50 mm	1.014	1.108	1.028	1.223	1.042	1.354	1.052	1.495

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein neuer Monte-Carlo-Code für das MINIBALL-Experiment vorgestellt. Dieser wurde vollständig neu mit GEANT4 implementiert und basiert nicht auf einer vorherigen GEANT4 Simulation. In Abschnitt 5.4 wurde gezeigt, dass der MINIBALL-Code eine gute Übereinstimmung mit ^{60}Co -Messungen aufweist und sich deswegen gut für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen eignet. Zu Beginn der Untersuchungen wurden GEANT4-Simulationen mit einem Miniball-Triple-Cluster und BGO-Compton-Suppression-Shield durchgeführt. Dabei wurde der BGO-Compton-Suppression-Shield zuerst so konstruiert, dass die BGO-CSS-Geometrie der Außenseite der Kryostaten-Endkappe entspricht. Die Rückseite wurde in den Simulationen weggelassen, da diese voraussichtlich im späteren Aufbau nicht zur Verfügung stehen wird. Der Detektor wurde in einem leeren Raum der mit Luft gefüllt war und einer ^{60}Co -Quelle simuliert, sodass keine zusätzlichen Streukörper vorhanden waren. Dabei wurde das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis dieses Detektors in Abhängigkeit der γ -Energie, der Quellen-Detektor-Distanz, der BGO-CSS-Dicke und der BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten, untersucht. Es war zu erkennen, dass sowohl für die BGO-CSS-Dicke als auch für die BGO-CSS-Länge eine Sättigung im Peak-zu-Untergrund-Verhältnis auftritt. Die Sättigungswerte stimmten sehr gut mit denen überein, die bei dem EUROBALL-BGO-Detektoren verwendet wurden. Da diese Werte nicht für die BGO-CSSs der Miniball-Detektoren geeignet sind, wurde in Kapitel 6.3 erläutert. Dort wurde das Miniball-Spektrometer, bestehend aus acht Miniball-Triple-Detektoren um einer sphärischen Targetkammer mit Quelle, simuliert. Bei den Simulationen wurde das Verhalten zwischen Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und Effizienz untersucht. Deutlich wurde, dass die in Abschnitt 6.2 bestimmten Werte der BGO-CSS-Geometrie für die optimalen Peak-zu-Untergrund-Verhältnisse einen großen Effizienzverlust zur Folge haben. Deswegen wird ein Kompromiss für die optimale BGO-CSS-Geometrie benötigt. Dabei existieren drei Möglichkeiten: (1) Ein hohes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis (bis zu $\sim 55\%$ bei 1.3 MeV) mit einer geringen Effizienz (von $\sim 1.6\%$ für das MINIBALL-Spektrometer). (2) Eine hohe Effizienz des MINIBALL-Spektrometers ($\sim 6.5\%$) und einem Peak-zu-Untergrund-Verhältnis von $\sim 43\%$ oder (3) ein Mittelwert zwischen (1) und (2).

Des Weiteren müssen auch noch die konstruktionsminimalen Anforderungen berücksichtigt werden, um die Produktion der BGO-CSSs zu realisieren. Ein erste Prototyp wurde bereits von der Firma Scionix virtuell erstellt. Dabei beträgt die BGO-CSS-Dicke an der Rückseite (an der Kryostaten-Halterung) 30 mm und an der Vorderseite 15 mm. Die Gesamtlänge des BGO-CSS beträgt bei dem Prototypen 196 mm, was einer BGO-CSS-Länge vor dem Kryostaten von 69.5 mm entspricht. Damit würde voraussichtlich das MINIBALL-Spektrometer mit diesen BGO-CSS ein Peak-zu-Untergrund-Verhältnis von $\sim 50\%$ erzielen, jedoch würde ein Effizienzverlust um mindestens den Faktor 3 eintreten ($\sim 1.6\%$).

Ein wichtiger Aspekt für den hier vorgestellten MC-MINIBALL-Code ist eine genauere Verifizierung der simulierten Daten. Diese konnte leider aus zeitlichen und organisatorischen Gründen nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden, wird aber im Anschluss weiter verfolgt. Dabei sind Messungen von verschiedenen Miniball-Kristallen mit unterschiedlichen Target-Detektor-Distanzen, verschiedenen Quellen und Quellenpositionen nötig. Bei den zusätzlichen Quellen würde sich Europium oder Radium anbieten, da dabei ein sehr großer Energiebereich abgedeckt wird. Die Messungen können dann mit der MC-Simulation in GEANT4 generiert und verglichen werden. Dadurch kann die verwendete Geometrie, die Effizienz der Detektoren, die Energieauflösung und weitere Eigenschaften wie z.B. die Dicke der Passivierungsschicht auf ihre Korrektheit untersucht werden. Die Untersuchung des MINIBALL-Codes würden das Konfidenzniveau der Simulation erhöhen. Als eine Alternative soll auch die Implementierung von CAD-Dateien der einzelnen MINIBALL-Elemente in die GEANT4-Simulation eingebunden werden. Dies bietet den Vorteil, dass die Geometrie und die Anordnung der einzelnen Elemente zueinander korrekt nach Bauanleitung in GEANT4 eingebunden wären. Eine Verifizierung der Parameter, wie z.B. Größe der Passivierungsschicht oder die Energieauflösung der Germaniumkristalle müsste auch dabei noch erfolgen. Zusätzlich kann die Abhängigkeit der BGO-Compton-Suppression-Shields von der Schwellenenergie bestimmt werden. Dies ist mit der neuen GEANT4-Simulation möglich. Dies kann dazu dienen einen optimalen Arbeitspunkt für die BGO-CSSs zu finden. Ist die MC-Simulation vollständig überprüft, kann sie dazu verwendet werden Vorbereitungen für Experimente zu treffen, Vorhersagen und Übereinstimmungen mit experimentellen Daten zu liefern. In dieser Arbeit hat sich der neue MC-Miniball-Code bisher, im Vergleich zu bereits existierenden GEANT4 MINIBALL-Codes, fehlerfrei gezeigt und in guter Übereinstimmung mit Messungen von ^{60}Co -Spektren. Nach weiteren Untersuchungen kann der MINIBALL-Code ein hilfreiches Werkzeug werden zukünftigen Experimenten mit den MINIBALL-Detektoren effizienter zu simulieren und zu planen.

Literatur

- [1] C. Langer; F. Montes; A. Aprahamian; D. W. Bardayan; D. Bazin; B. A. Brown; J. Browne; H. Crawford; R. H. Cyburt; C. Domingo-Pardo; A. Gade; S. George; P. Hosmer; L. Keek; A. Kontos; I-Y. Lee; A. Lemasson; E. Lunderberg; Y. Maeda; M. Matos; Z. Meisel; S. Noji; F. M. Nunes; A. Nystrom; G. Perdikakis; J. Pereira; S. J. Quinn; F. Recchia; H. Schatz; M. Scott; K. Siegl; A. Simon; M. Smith; A. Spyrou; J. Stevens; S. R. Stroberg; D. Weisshaar; J. Wheeler; K. Wimmer; R. G. T. Zegers. „Determining the *rp*-Process Flow through ^{56}Ni : Resonances in $^{57}\text{Cu}(p, \gamma)^{58}\text{Zn}$ identified with GRETINA“. In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (3 Juli 2014) (Zitiert auf Seite 9).
- [2] A. Bracco; P. Chomaz; J.J. Gaardhoje; P. Heenen; G. Rosner; E. Widmann; G. Körner. NuPECC Long Range Plan 2010: Perspectives of Nuclear Physics in Europe. Techn. Ber. Nuclear Physics European Collaboration Committee, 2010, S. 103–197 (Zitiert auf Seite 9).
- [3] P.J. Twin. „Observation of a Discrete-Line Superdeformed Band up to 60h ^{152}Dy “. In: *Phys. Rev. Lett.* **54**, 811-814 (1986) (Zitiert auf Seite 9).
- [4] J. Simpson. „The Euroball Spectrometer“. English. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 358.2 (1997), S. 139–143 (Zitiert auf Seite 9, 13, 52).
- [5] A. Deleplanque. Gammasphere: A National Gamma-ray Facility ; Preliminary Proposal. Lawrence Berkeley Laboratory, 1988 (Zitiert auf Seite 9, 13).
- [6] Lieder *et al.* „Design of a bismuth germanate anti-Compton spectrometer and its use in nuclear spectroscopy“. In: *Nucl Instrum Methods Phys Res, Sect A*, 220(2/3), 363-370. (1984) (Zitiert auf Seite 10, 24).
- [7] P.J. Nolan; D.W. Gifford; P.J. Twin. „The performance of a bismuth germanate escape suppressed spectrometer“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 236.1 (1985), S. 95–99 (Zitiert auf Seite 10).
- [8] T. Nilsson. „Rex-isolde—Post-accelerated radioactive beams at cern-isolde“. English. In: *Czechoslovak Journal of Physics* 50.1 (2000), S. 229–234 (Zitiert auf Seite 10).

- [9] Z. Hu; R. Collatz; H. Grawe; E. Roeckl. „Energy and efficiency calibration of an array of six Euroball Cluster detectors used for beta-decay studies“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 419.1 (1998), S. 121–131 (Zitiert auf Seite 10).
- [10] D.W. Weisshaar. „MINIBALL: ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauffösenden Germaniumdetektoren“. Diss. 2003 (Zitiert auf Seite 10, 14–15, 18–20).
- [11] J. Eberth; H.G. Thomas; P.v. Brentano; R.M. Lieder; H.M. Jäger; H. Kämmerfing; M. Berst; D. Gutknecht; R. Henck. „Encapsulated Ge detectors: Development and first tests“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 369.1 (1996), S. 135–140 (Zitiert auf Seite 11, 14).
- [12] Mats Lindroos; Thomas Nilsson. HIE-ISOLDE: the technical options. The High Intensity and Energy ISOLDE (HIE-ISOLDE) project. Geneva: CERN, 2006 (Zitiert auf Seite 11).
- [13] Tanja Kotthaus. „ γ -spektroskopische Untersuchung von $^{236}\text{Uran}$ “. Diplomarbeit. Universität zu Köln, 2005 (Zitiert auf Seite 12).
- [14] MPI für Kernphysik Heidelberg, Hrsg. Workshop on Physics with a Germanium-Mini-Ball, slide report. 1995 (Zitiert auf Seite 13).
- [15] J. Eberth; H.G. Thomas; D. Weisshaar; F. Becker; B. Fiedler; S. Skoda; P. Von Brentano; C. Gund; L. Palafox; P. Reiter; D. Schwalm; D. Habs; T. Servene; R. Schwengner; H. Schnare; W. Schulze; H. Prade; G. Winter; A. Jungclaus; C. Lingk; C. Teich; K.P. Lieb. „Development of segmented Ge detectors for future γ -ray arrays“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 38 (1997) (Zitiert auf Seite 13).
- [16] N. Warr; J. Van de Walle; M. Albers; F. Ames; B. Bastin; C. Bauer; V. Bildstein; A. Blazhev; S. Bönig; N. Bree; B. Bruyneel; P.A. Butler; J. Cederkäll; E. Clément; T.E. Cocolios; T. Davinson; H. De Witte; P. Delahaye; D.D. DiJulio; J. Diriken; J. Eberth; A. Ekström; J. Elseviers; S. Emhofer; D.V. Fedorov; V.N. Fedosseev; S. Franchoo; C. Fransen; L.P. Gaffney; J. Gerl; G. Georgiev; R. Gernhäuser; T. Grahn; D. Habs; H. Hess; A.M. Hurst; M. Huyse; O. Ivanov; J. Iwanicki; D.G. Jenkins; J. Jolie; N. Kesteloot; O. Kester; U. Köster; M. Krauth; T. Kröll; R. Krücken; M. Lauer; J. Leske; K.P. Lieb; R. Lutter; L. Maier; B.A. Marsh; D. Mücher; M. Münch; O. Niedermaier; J. Pakarinen; M. Pantea; G. Pascovici; N. Patronis; D. Pauwels; A. Petts; N. Pietralla; R. Raabe; E. Rapisarda; P. Reiter; A. Richter; O. Schaile; M. Scheck; H. Scheit; G. Schrieder; D. Schwalm; M. Seidlitz; M. Seliverstov; T. Sieber; H. Simon; K.-H. Speidel; C. Stahl; I. Stefanescu; P.G. Thirolf; H.-G. Thomas; M. Thürauf; P. Van Duppen; D. Voulot; R. Wadsworth; G. Walter; D. Weißhaar; F. Wenander; A. Wiens; K. Wimmer; B.H. Wolf; P.J. Woods; K. Wrzosek-Lipska; K.O.

-
- Zell. „The Miniball spectrometer“. English. In: *The European Physical Journal A* 49.3, 40 (2013) (Zitiert auf Seite 16–17, 20, 60).
- [17] D.W. Weisshaar. „MINIBALL: ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren“. Diss. 2003, S. 34 (Zitiert auf Seite 21).
- [18] J.F. Sharpey-Schafer; J. Simpson. „Escape suppressed spectrometer arrays: A revolution in γ -ray spectroscopy“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 21 (1988), S. 293–400 (Zitiert auf Seite 22).
- [19] P.J. Twin. In: *Workshop on Nuclear Structure at High Spin*. Risø, Denmark, 1981, S. 135 (Zitiert auf Seite 22).
- [20] P.J. Twin. „Proc. Conf. on Instr. for Heavy Ion Nucl. Res.“ In: *D. Schapira (Ed.) Nucl. Sci. Research Conf. Series*. Bd. vol. 7, p. 231. (Zitiert auf Seite 22).
- [21] J. Eberth; J. Simpson. „From Ge(Li) detectors to gamma-ray tracking arrays—50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 60.2 (2008), S. 283–337 (Zitiert auf Seite 23).
- [22] R.M. Diamond; F.S.A. Stephens. „Proposal for a high resolution ball“. LBNL unpubl. (Zitiert auf Seite 23).
- [23] R.M. Diamond. „Proc. Conf. on Instr. for Heavy Ion Nucl. Res.“ In: *D. Schapira (ed.) Nucl. Sci. Research Conf. Series*. Bd. vol. 7, p. 259. (Zitiert auf Seite 23).
- [24] Bent Herskind. „The NORDBALL—A multidetector system for the study of nuclear structure“. In: *Nuclear Physics A* 447 (1986), S. 395–412 (Zitiert auf Seite 24).
- [25] J.C. Butcher; H. Messel. „Electron number distribution in electron-photon showers in air and aluminium absorbers“. In: *Nuclear Physics* 20 (1960), S. 15–128 (Zitiert auf Seite 26).
- [26] H. Messel; D. Crawford. „Electron-Photon shower distribution“. In: *Pergamon Press* (1970) (Zitiert auf Seite 26).
- [27] S. Agostinelli; J. Allison; 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. Chytraccek; G. Cooperman; G. Cosmo; P. Degtyarenko; A. Dell’Acqua; G. Depaola; D. Dietrich; R. Enami; A. Feliciello; C. Ferguson; H. Fesefeldt; G. Folger; F. Foppiano; A. Forti; S. Garelli; S. Giani; R. Giannitrapani; D. Gibin; J.J. Gómez Cadenas; I. González; G. Gracia Abril; G. Greeniaus; W. Greiner; V. Grichine; A. Grossheim; S. Guatelli; P. Gumplinger; R. Hamatsu; K. Hashimoto; H. Hasui; A. Heikkinen; A. Howard; V. Ivanchenko; A.
-

- Johnson; F.W. Jones; J. Kallenbach; N. Kanaya; M. Kawabata; Y. Kawabata; M. Kawaguti; S. Kelner; P. Kent; A. Kimura; T. Kodama; R. Kokoulin; M. Kossov; H. Kurashige; E. Lamanna; T. Lampén; V. Lara; V. Lefebure; F. Lei; M. Liendl; W. Lockman; F. Longo; S. Magni; M. Maire; E. Medernach; K. Minamimoto; P. Mora de Freitas; Y. Morita; K. Murakami; M. Nagamatu; R. Nartallo; P. Nieminen; T. Nishimura; K. Ohtsubo; M. Okamura; S. O’Neale; Y. Oohata; K. Paech; J. Perl; A. Pfeiffer; M.G. Pia; F. Ranjard; A. Rybin; S. Sadilov; E. Di Salvo; G. Santin; T. Sasaki; N. Savvas; Y. Sawada; S. Scherer; S. Sei; V. Sirotenko; D. Smith; N. Starkov; H. Stoecker; J. Sulkimo; M. Takahata; S. Tanaka; E. Tcherniaev; E. Safai Tehrani; M. Tropeano; P. Truscott; H. Uno; L. Urban; P. Urban; M. Verderi; A. Walkden; W. Wander; H. Weber; J.P. Wellisch; T. Wenaus; D.C. Williams; D. Wright; T. Yamada; H. Yoshida; D. Zschesche. „Geant4—a simulation toolkit“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), S. 250–303 (Zitiert auf Seite 27–28).
- [28] Rene Brun; Federico Carminati; Simone Giani. „GEANT Detector Description and Simulation Tool“. In: (1994) (Zitiert auf Seite 27).
- [29] <http://geant4.cern.ch/> (Zitiert auf Seite 28).
- [30] Rene Brun; Fons Rademakers. „{ROOT} — An object oriented data analysis framework“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1–2 (1997). *New Computing Techniques in Physics Research V*, S. 81–86 (Zitiert auf Seite 28).
- [31] <http://root.cern.ch/drupal/> (Zitiert auf Seite 28).
- [32] J Tuli. *Evaluated Nuclear Structure Data File, 1987*. Techn. Ber. BNL-NCS-51655-Rev87 (Zitiert auf Seite 31).
- [33] Dermott E Cullen; John H Hubbell; Lynn Kissel. „EPDL97: the evaluated photon data library, ’97 version“. In: *UCRL-50400* 6.5 (1997) (Zitiert auf Seite 31).
- [34] S.T. Perkins; D.E. Cullen; S.M. Seltzer. „Tables and graphs of electron interaction cross-sections from 10-eV to 100-GeV derived from the LLNL evaluated electron data library (EEDL), $Z = 1 - 100$ “. In: (1991) (Zitiert auf Seite 31).
- [35] S T Perkins; M H Chen; D E Cullen; J H Hubbell. *Tables and graphs of atomic subshell and relaxation data derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), $Z=1-100$* . Livermore, CA: Lawrence Livermore Nat. Lab., 1991 (Zitiert auf Seite 31).

- [36] JH Scofield. „Radiative transitions“. In: *Atomic Inner-Shell Processes*, B. Crasemann, ed. (Academic Press, New York, 1975) (1975), S. 265–292 (Zitiert auf Seite 32).
- [37] Physics Reference Manual. GEANT4 10.0. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation> 2013 (Zitiert auf Seite 32).
- [38] D.N. Poenaru; W. Greiner. *Experimental Techniques in Nuclear Physics*. De Gruyter, 1997 (Zitiert auf Seite 54).

Abbildungsverzeichnis

1	$\gamma\gamma$ -Matrizen der Reaktion $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$ und $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$	12
2	Schematische Zeichnung eines MINIBALL-HPGe-Kristalls	14
3	Foto eines MINIBALL-Kryostaten	16
4	MINIBALL-Gestell	17
5	Signal eines MINIBALL-Zähler nach einem Photoeffekt	21
6	Schematische Zeichnung des TESSA-Spektrometers mit CSS.	23
7	Simulation der Kryostaten-Endkappe mit den Kristallen	30
8	Kryostat mit Kühlfinger	33
9	Vergleich der Spektren mit und ohne Kühlfinger anhand eines ^{152}Eu -Spektrums	35
10	Vergleich der Spektren mit und ohne Kühlfinger mit 1.5MeV	36
11	Definierter Quellen-Detektor-Abstand in den Simulation und GEANT4-Visualisierung des MINIBALL-Spektrometers	38
12	Vergleich von Messung und Simulation	40
13	Vergleich von Messung und Simulation beide Peaks	42
14	Vergleich von Messung und Simulation des 1173.23 keV Peaks	43
15	Vergleich von Messung und Simulation des 1332.5 keV Peaks	43
16	Vergleich von Messung und Simulation des Compton-Kontinuums	44
17	Compton-Suppression-Shielded Parameter	46
18	^{60}Co -Spektren mit und ohne Compton-Unterdrückung.	47
19	Korrelations Spektrum zwischen dem HPGe-Kristall und dem BGO-CSS .	48
20	Visualisierung eines MINIBALL-Clusters mit BGO-CSS und Kollimator . .	50
21	Peak-zu-Untergrund für ein MINIBALL-Cluster in Abhängigkeit der BGO- CSS-Dicke 1	53
22	Schematische Darstellung eines EUROBALL-Cluster-Detektors mit BGO- CSS.	54
23	Peak-zu-Untergrund für ein MINIBALL-Cluster in Abhängigkeit der BGO- CSS-Dicke 2	55
24	Peak-zu-Untergrund für ein MINIBALL-Cluster in Abhängigkeit der BGO- CSS-Dicke 2	56
25	Kompletter MINIBALL-Aufbau mit BGO-CSS	59
26	Peak-zu-Untergrund vs Effizienz eines kompletten Aufbaus	60
27	Peak-zu-Untergrund vs Effizienz eines kompletten Aufbaus mit höhere Mul- tiplizität	63
28	^{60}Co -Spektren eines Cluster mit unterschiedlichen Quellen-Multiplizitäten .	66
29	Schematische Darstellung der einfachen und modifizierten BGO-CSS-Geometrie	68

30	Vergleich des modifizierten und einfachen BGO-CSSs.	69
31	Vergleich des modifizierten BGO-CSSs für höhere Multiplizitäten.	71

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich der Spektren von Simulation und Messung	41
2	Variablen der Durchgeführten Simulationen mit einem MINIBALL-Cluster	51
3	Optimale PzU-Werte für einen MINIBALL-Detektor	57
4	Peak-zu-Untergrund und Effizienz für einen ganzen MINIBALL-Aufbau mit BGO-CSS-Dicke 10 mm.	61
5	Peak-zu-Untergrund und Effizienz für einen ganzen MINIBALL-Aufbau mit BGO-CSS-Dicke 15 mm.	62
6	Peak-zu-Untergrund und Effizienz für $M_\gamma=2$ bis $M_\gamma=10$	64
7	Peak-zu-Untergrund-Verlust und Effizienzverlust relativ zu Multiplizität 2 für den einfachen BGO-CSS.	64
8	Peak-zu-Untergrund und Effizienz für das MINIBALL-Spektrometer mit modifiziertem BGO-CSS und Dicke 15 mm.	70
9	Peak-zu-Untergrund und Effizienz für $M_\gamma=2$ bis $M_\gamma=10$ mit modifiziertem BGO-CSS.	72
10	Peak-zu-Untergrund-Verlust und Effizienzverlust relativ zu Multiplizität 2 für ein modifizierten BGO-CSS.	72

Danksagung

Herrn Professor Dr. Peter Reiter danke ich herzlich für die Bereitstellung des vielseitigen und interessanten Themas und für seine Betreuung und stete Bereitschaft zur Diskussion während der Durchführung der Arbeit. Ich danke weiterhin herzlich Herrn Professor Dr. Jan Jolie für die Zweitkorrektur.

Ich danke ganz besonders Herrn Dr. Nigel Warr für die vielen konstruktiven Ideen, Diskussionen und natürlich auch für die bereitgestellten GEANT4 Simulationen, die mir während der Erstellung dieser Arbeit vieles erleichtert haben.

Aus meiner Arbeitsgruppe danke ich insbesondere Herrn Andreas Vogt und Herrn Burkhard Siebeck, die immer Zeit fanden, um mich bei der Datenverarbeitung, Programmierung und Fertigstellung dieser Arbeit zu unterstützen. Weiter möchte ich auch Herrn Dr. Michael Seidlitz, Herrn Dr. Benedikt Birkenbach, Herrn Dr. Jürgen Eberth und Herrn Dr. Herbert Hess danken, die mir bei der Programmierung und dem Verständnis der Miniball-Detektoren immer eine große Hilfe waren.

Zuletzt bedanke ich mich sehr bei allen die bei der Korrektur dieser Arbeit mitgewirkt haben.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Masterarbeit selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; Die von mir vorgelegte Masterarbeit ist von Prof. Dr. Peter Reiter betreut worden.

Köln, den 8. Dezember 2014

Dawid Rosiak