

**Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelor Arbeit im Studiengang Physik  
vorgelegt von

**Dominik Stolzenburg**

Geboren in Balingen (Deutschland)

**2011**



# Charakterisierung von Plastiksintillatoren für das Myonveto eines neuen Gamma-Spektrometers (GIOVE)

Diese Bachelor Arbeit wurde von Dominik Stolzenburg durchgeführt  
am Max-Planck Institute für Kernphysik in Heidelberg  
unter der Leitung von  
Prof. Dr. Manfred Lindner



## **Charakterisierung von Plastiksintillatoren für das Myonveto eines neuen Gamma-Spektrometers (GIOVE)**

Für hochsensible Experimente, wie die Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall oder die Suche nach Dunkler Materie, wird ein effektives Material-Screening benötigt. Dabei müssen verschiedene Materialien auf ihre intrinsische Radioaktivität untersucht werden. Das neue Gamma-Spektrometer GIOVE (Germanium Inner and Outer Veto) soll auch in geringer Labortiefe konkurrenzfähig bleiben und geringste Radioaktivitäten auf dem mBq/kg-Level nachweisen können. Dazu ist eine effiziente Untergrundabschirmung unabdingbar. Hierfür wird ein neues Myonvetosystem eingesetzt, um den durch kosmische Myonen induzierten Untergrund zu reduzieren.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Plastiksintillatoren, die für das innere Veto vorgesehen sind, auf ihre Funktionalität getestet. Die optimale Betriebsspannung der Photomultiplier wird ermittelt und der optische Kontakt zwischen Szintillatormaterial und PMT durch Ankleben der PMTs erhöht. Dies ermöglicht für alle Szintillatoren die Bestimmung eines Schwellwerts für die Auslösung des Vetos. Diese Werte können als Obergrenze für den späteren Aufbau von GIOVE verstanden werden, liefern jedoch schon jetzt gute Ergebnisse in Bezug auf die zu erwartende Totzeit des Detektors und den Prozentsatz an nicht registrierten Myonen. Durch die Untersuchung der Szintillatoren auf ihre ortsabhängige Lichtausbeute kann zusätzlich sichergestellt werden, dass Randeffekte keinen entscheidenden Einfluß auf die Effizienz des Vetosystems haben werden.

Abschließend wurde mit Hilfe zweier Plastiksintillatoren der integrale Myonenfluss im Low-Level Labor am MPIK bestimmt.

## **Characterisation of plastic scintillators for the muonveto-system of a new Gamma-Spectrometer (GIOVE)**

Highly sensitive experiments, like the research for the neutrinoless double-beta decay or the research for dark matter, require effective material screening. Thereby lots of different materials have to be tested for their radiopurity. The new gamma-spectrometer GIOVE (Germanium Inner and Outer Veto) is supposed to be competitive even in a low depth laboratory. It aims for the detection of radiopurities at the mBq/kg-scale. Therefore an effective background shielding is indispensable. A new muonveto-system will be used to reduce the muon-induced background.

The plastic scintillators of the inner veto are tested in this Bachelor Thesis. The ideal high voltage of the photomultipliers is set up for each scintillator. The PMT is fixed with an optical cement at the scintillator to improve the light output of the system. This allows to determine a threshold for the triggering of the vetosystem for each scintillator. These values can be seen as an upper limit for the later use in GIOVE, but they yield already good results in terms of the expected deadtime of the detector and the percentage of unregistered muons. In another experimental setup, the position-depended light output of the scintillators is analysed to proof that boundary effects have a low impact on the efficiency of the vetosystem.

Finally the integral muonflux at the low-level lab of the MPIK is measured by two plastic scintillators.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Herausforderungen bei der Suche nach dunkler Materie . . . . .	1
1.2. Low-Level Gamma-Spektroskopie . . . . .	2
<b>2. Das GIOVE-Projekt</b>	<b>3</b>
2.1. Untergrundfaktoren . . . . .	3
2.1.1. Natürliche Radioaktivität . . . . .	3
2.1.2. Kosmische Höhenstrahlung . . . . .	4
2.1.3. Untergrunderzeugung innerhalb der Absorbermaterialien . . . . .	5
2.2. Detektordesign . . . . .	5
2.3. Das neue Myonvetosystem . . . . .	7
2.3.1. Plastiksintillatoren . . . . .	8
2.3.2. Plastiksintillatoren als Myonvetosystem für GIOVE . . . . .	9
<b>3. Experimente zur optimalen Betriebsweise der Plastiksintillatoren</b>	<b>13</b>
3.1. Aufbau des Bleiteststandes . . . . .	13
3.2. Fixierung der PMTs . . . . .	15
3.3. Einstellen der Hochspannung . . . . .	16
3.4. Überprüfung der Funktionalität der Plastiksintillatoren als Myonvetosystem .	17
3.5. Interpretation der Ergebnisse . . . . .	20
<b>4. Bestimmung des Myonschwellwertes</b>	<b>23</b>
4.1. mV-Eichung des Spektrums . . . . .	23
4.2. Bestimmung des Schwellwertes . . . . .	25
4.3. Interpretation der Ergebnisse . . . . .	27
<b>5. Experiment zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute</b>	<b>29</b>
5.1. Versuchsaufbau . . . . .	29
5.2. Simulation . . . . .	30
5.3. Vergleich von Simulation und Messung . . . . .	30
5.4. Interpretation der Ergebnisse . . . . .	33
<b>6. Messung des integralen Myonenflusses im Low-Level Labor des MPIK</b>	<b>35</b>

<b>7. Fazit</b>	<b>37</b>
<b>A. Test PMT Hamamatsu R8520</b>	<b>39</b>
<b>B. Kenndaten der getesteten Plastikszintillatoren</b>	<b>41</b>
B.1. Materialangaben . . . . .	41
B.2. Geometrie der getesteten Plastikszintillatoren . . . . .	42
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>46</b>

---

# 1. Einleitung

Über die moderne physikalische Forschung heißt es oft, die Theorie sei viel weiter fortgeschritten als der experimentelle Nachweis. Dies liegt daran, dass zur Verifizierung der Theorien jenseits der klassischen Modelle immer aufwändigere Experimente durchgeführt werden müssen. Besonders in der Teilchenphysik wird das sehr deutlich. Deren Standardmodell wurde zu großen Teilen experimentell überprüft, die Theorie gibt jedoch schon zahlreiche Ansätze für Physik jenseits des Standardmodells. Um diese untersuchen zu können, müssen Experimente durchgeführt werden, die sehr seltene Ereignisse suchen, wie beispielsweise den neutrinolosen Doppelbetazerfall oder die direkte Detektion von dunkler Materie. Diese Ereignisse zeichnen sich durch sehr geringe Wirkungsquerschnitte aus und sind somit schwer zu detektieren. Neue Erkenntnisse können dabei Experimente liefern, die mit einem sehr geringen Untergrund arbeiten. Dies erfordert hochsensitive Detektoren, die nur im geringsten Maß von äußeren Störquellen beeinflusst sein dürfen. Als ein sogenanntes *Low-Background-Experiment* ist auch XENON1t geplant, das einen direkten Nachweis für dunkle Materie erbringen soll.

## 1.1. Herausforderungen bei der Suche nach dunkler Materie

Auch wenn ein direkter Nachweis dunkler Materie bislang aussteht, legen jedoch theoretische Überlegungen zu Beobachtungen der Galaxienbewegungen oder dem Gravitationslinseneffekt die Vermutung nahe, dass es mehr massenbehaftete Materie in unserem Universum geben muss, als über die elektromagnetische Strahlung “gesehen“ werden kann. Diese dunkle Materie macht zwischen 80% und 90% der gesamten Materie in unserem Universum aus [Ake09].

Ein theoretischer Ansatz geht davon aus, dass dunkle Materie aus sogenannten WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) bestehen könnte, was erstmalig von [LW77] vorgeschlagen wurde. Kandidaten für solche Teilchen, die nur über die Gravitation oder die schwache Wechselwirkung interagieren, könnten beispielsweise supersymmetrische Teilchen sein [JKG96]. Ein direkter Nachweis dunkler Materie wäre somit für die Teilchenphysik, die Kosmologie und das Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen von entscheidender Bedeutung [Ake09].

Die unter Beteiligung des MPIK Heidelberg durchgeführten XENON-Projekte basieren auf der Annahme, dass die Erde auf ihrem Orbit um die Sonne im galaktischen Halo permanent von dunkler Materie durchströmt wird. Folglich könnten WIMPs in einem terrestrischen Target über ihre schwache Wechselwirkung mit geeigneten Nukleonen detektiert werden [Ake09].

Das XENON1t-Experiment, dessen Konstruktion im Laufe des Jahres 2012 beginnen soll, wird versuchen, den Rückstoß von Xenon-Atomen nach Zusammenstößen mit WIMPs zu beobachten. Die Rückstoßenergie würde dabei im Bereich von etwa 10 keV liegen [JKG96]. Dies verdeutlicht die besonderen Anforderungen an das Experiment: Einerseits wären die WIMP-Wechselwirkungen sehr selten, die erwarteten Raten liegen zwischen  $10^{-4}$  und 1 event/kg/day [JKG96], und andererseits liegt das erwartete Signal in einem Energiebereich, der auch von radioaktiver Untergrundstrahlung erreicht wird [Ake09].

Dies macht deutlich, dass es für ein so hochsensibles Experiment wie XENON1t besonders wichtig ist, alle auftretenden Untergrundfaktoren soweit wie möglich zu unterdrücken. Um Störsignale der kosmischen Strahlung zu vermeiden, wird das Experiment im LNGS (*Laboratori Nazionali di Gran Sasso*) in durchschnittlich 1400 Metern Tiefe (entspricht 3800 m Wasseräquivalent) durchgeführt werden. Darüber hinaus ist es wichtig, eine große Detektionsmasse, in diesem Fall 1t flüssiges Xenon, zu verwenden, um die Ereignisraten zu erhöhen.

Ein herausragender Punkt ist jedoch die von Beginn an gezielte Verwendung von sauberen Materialien, die eine nur sehr geringe intrinsische Radioaktivität besitzen.

### 1.2. Low-Level Gamma-Spektroskopie

Für die Suche nach seltenen Ereignissen ist also ein effizientes und sensitives Material-Screening für eine Vielzahl unterschiedlicher Materialien notwendig. Ziel der Low-Level Gamma-Spektroskopie ist es, radioaktive Verunreinigungen in Materialien im mBq/kg-Bereich zu detektieren. Es versteht sich, dass Materialuntersuchungen in diesem Sensitivitätsbereich ebenfalls nur in Detektoren ablaufen können, die sich wiederum durch eine geringe Untergrundzählrate auszeichnen.

Derzeit sind im Low-Level Labor des MPIK bereits zwei Germanium-Spektrometer in Betrieb. Germanium-Halbleiterdetektoren eignen sich aufgrund ihrer hohen Reinheit, ihrer guten Energieauflösung und der einfachen Produktion größerer Kristalle hervorragend für die Konzentrationsbestimmung der Untergrundbeiträge einzelner Materialien [Heu91]. Aufgrund der immer höheren Reinheitsanforderungen im Hinblick auf geplante Experimente, wie XENON1t, soll nun nach intensiver Planungsphase ein weiteres Germanium-Spektrometer am MPIK aufgebaut werden, genannt GIOVE (*Germanium Inner and Outer Veto*). Es soll sich vor allem durch eine effizientere Unterdrückung der kosmischen Myonen und deren Sekundärstrahlungsprodukte auszeichnen, indem ein neues Myonvetosystem verwendet wird.

An diesem Punkt setzt die hier dokumentierte Bachelor-Arbeit ein.

---

## 2. Das GIOVE-Projekt

GIOVE ist als Germanium-Spektrometer mit aktiven und passiven Abschirmungstechniken geplant. Die Ereignisrate, die der Detektor im Falle einer leeren Probenkammer registrieren wird, ist der sogenannte *Nulleffekt*. Je geringer diese Zählrate, desto sicherer stammt ein registriertes Ereignis aus der zu untersuchenden Probe. Um eine effektive Abschirmungstechnik zu entwerfen, die spezifisch auf die einzelnen Komponenten des Nulleffekts reagiert, müssen deren Ursachen bekannt sein. Im Folgenden werden deshalb zunächst die verschiedenen Untergrundfaktoren in einem gewöhnlichen Germanium-Spektrometer besprochen und anschließend das Design des neuen Spektrometers vorgestellt, insbesondere das Myonvetosystem.

### 2.1. Untergrundfaktoren

In einen Germanium-Halbleiterdetektor können hochenergetische Photonen, geladene Teilchen und Neutronen zum Nulleffekt beitragen. Die stärksten Untergrundfaktoren in einem gewöhnlichen Germanium-Spektrometer sind folglich die  $\gamma$ -Strahlung der natürlichen Radioaktivität, Produkte der kosmischen Höhenstrahlung sowie Neutronen, die in den üblichen Absorbermaterialien erzeugt werden.

#### 2.1.1. Natürliche Radioaktivität

Die sogenannten primordialen radioaktiven Nuklide  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{40}\text{K}$  sind aufgrund ihrer langen Halbwertszeiten immer noch in großen Mengen auf der Erde vorhanden. Ihre durchschnittlichen Konzentrationen in der Erdkruste von 3100 ppm  $^{40}\text{K}$ , 9.8 ppm  $^{232}\text{Th}$  und 2.5 ppm  $^{238}\text{U}$  reichen aus, dass von sämtlichen Wänden und vom umgebenden Fels in einem Low-Level Labor ein ausreichend hoher Strahlungsuntergrund ausgeht [M<sup>+</sup>04]. Um diesen so gering wie möglich zu halten, wurde beim Bau des Low-Level Labors am MPIK in Heidelberg bereits ein spezieller Zement verwendet, der unterdurchschnittliche Konzentrationen dieser radioaktiven Stoffe aufweist [Heu93a].

Eine besondere Gefahr sind die in den Zerfallsketten dieser primordialen Nuklide auftauchenden Isotope  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{210}\text{Pb}$ . Das Edelgas Radon kann leicht durch Wände und Absorbermaterialien diffundieren und den Detektor so unmittelbar umgeben. Dem Isotop  $^{210}\text{Pb}$  kommt deswegen eine besondere Rolle zu, da Blei meist als Absorbermaterial benutzt wird. Das darin vorkommenden  $^{210}\text{Pb}$  liefert einen erheblichen Untergrundbeitrag, da seine Zerfallstochter  $^{210}\text{Bi}$

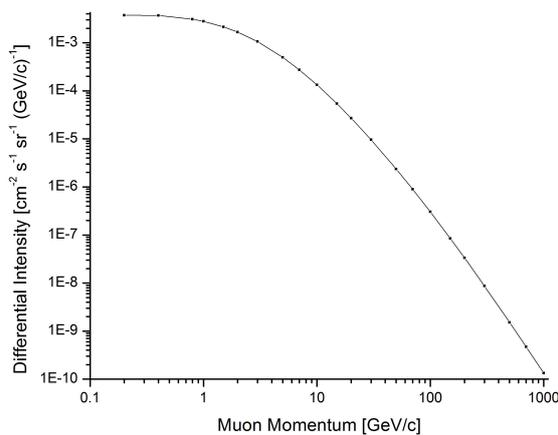
als Emittent energiereicher Betastrahlung ein charakteristisches Bremsstrahlungs- und Röntgenspektrum im Blei erzeugt, das vom Germanium-Spektrometer registriert wird [Heu93b].

### 2.1.2. Kosmische Höhenstrahlung

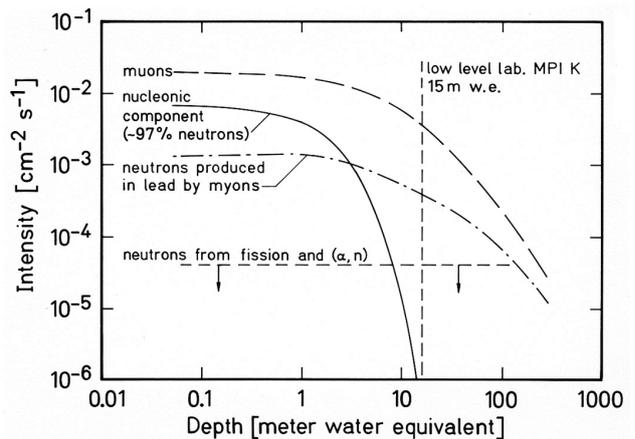
Eine weitere große Quelle für Störsignale in einem Germanium-Spektrometer ist die kosmische *Sekundärstrahlung*, insbesondere die Myonen. Die Erde kommt stetig in Kontakt mit kosmischer *Primärstrahlung*, die sowohl kosmischen als auch solaren Ursprungs sein kann. Zum größten Teil besteht sie aus Protonen und Heliumkernen, die beim Eintritt in die Erdatmosphäre mit den dort vorhandenen Stickstoff- oder Sauerstoffmolekülen wechselwirken. Dabei entstehen Teilchenschauer, die Sekundärstrahlung. Am Ende langer Zerfallsketten bleiben auf Meereshöhe hauptsächlich Elektronen, Positronen, Neutronen, Protonen und Myonen übrig. Die Myonen sind beim Zerfall von Pionen mittels schwacher Wechselwirkung entstanden, wie in Gleichung (1) beschrieben.



Der durchschnittliche Myonenfluss auf Meereshöhe liegt bei etwa  $160 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [M+84]. Der größte Teil der Myonen besitzt Energien zwischen 100 MeV und 10 GeV, wie in Abbildung 1a dargestellt. Während die anderen Komponenten der kosmischen Sekundärstrahlung durch eine Abschirmung aus massivem Erdreich sehr effektiv unterdrückt werden, reduziert sich der Myonenfluss im Vergleich dazu nur sehr langsam, wie in Abbildung 1b gezeigt.



(a) differenzieller Myonenfluss auf Meereshöhe nach [ACD71].



(b) Reduktion des Myonenflusses und anderer Störsignalkomponenten mit zunehmender Labortiefe [Heu93b].

**Abbildung 1.:** Eigenschaften des kosmischen Myonenflusses.

Aus Gründen der Vergleichbarkeit wird die überlagernde Erdschicht mittels ihrer durchschnittlichen Dichte in ein entsprechendes Wasseräquivalent (m w.e.) umgerechnet. Im 15 m w.e. tiefen Low-Level Labor am MPIK ist der Fluss kosmischer Myonen also nur um etwa eine halbe Größenordnung verringert (siehe Abbildung 1b). Da die Myonen auf Meereshöhe immer noch einen Effekt von ungefähr  $0,3 \text{ counts s}^{-1}$  in einem gewöhnlichen, koaxialen Germaniumdetektor ausmachen [M<sup>+</sup>84], ist eine effiziente Abschirmtechnik für kosmische Myonen also schon allein aufgrund der Intensität des Flusses unabdingbar.

### 2.1.3. Untergrunderzeugung innerhalb der Absorbermaterialien

Zur Unterdrückung der Gammastrahlung werden die Germaniumdetektoren meist mit Blei umhüllt. Im Fall des Gamm spektrometers “CORRADO“, das derzeit im Low-Level Labor des MPIK betrieben wird, ist der Bleimantel insgesamt 15 cm dick. Dies unterdrückt den Einfluss der Untergrundgammastrahlung um mindestens 3 Größenordnungen. Das Problem der Abschirmung durch Blei ist jedoch nicht nur die intrinsische Verunreinigung des Bleis mit  $^{210}\text{Pb}$ , sondern vor allem die durch kosmische Myonen erzeugten Sekundärreaktionen. Bestimmend ist bei Myonen mit Energien geringer als 10 GeV der *Myoneneinfang* durch Protonen, wie in Gleichung (2) beschrieben [S<sup>+</sup>95].



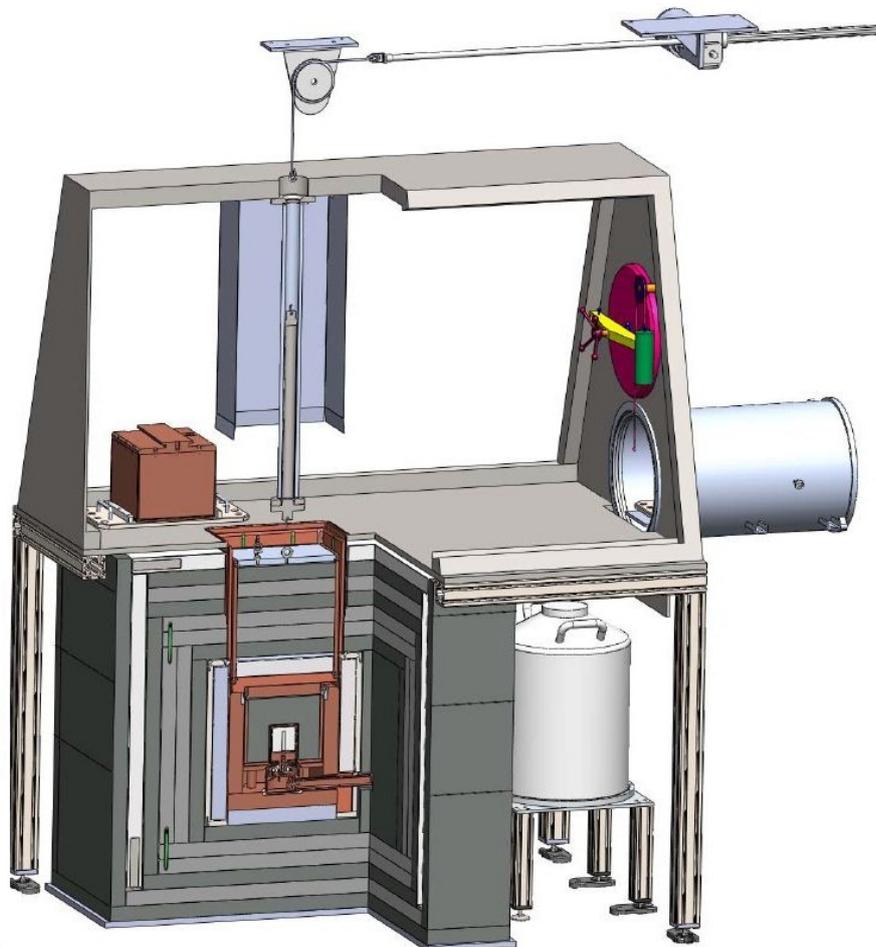
Im Blei können folglich Neutronen entstehen, die wiederum durch Neutroneneinfang im Germaniumkristall Kernzustände anregen, deren charakteristische Gammastrahlung Störsignale produziert. Für einen noch effektiveren Strahlungsschutz des Germaniumdetektors sind also weitere Abschirmmechanismen für die im Blei entstehenden Neutronen nötig.

## 2.2. Detektordesign

Während dieser Arbeit wurde mit dem Aufbau des Gamma-Spektrometers GIOVE im Low-Level Labor des MPIK begonnen. Dem Aufbau liegen die Pläne von Dr. Gerd Heusser zugrunde, wie in Abbildung 2 dargestellt wird. Diese Pläne enthalten einige Neuerungen gegenüber den bereits in Betrieb stehenden Gamma-Spektrometern, um eine effizientere Unterdrückung der besprochenen Untergrundbeiträge durch aktive und passive Abschirmungstechniken zu ermöglichen.

Mehrere Schichten (insgesamt 15 cm) Blei als Absorbermaterial für externe Gammastrahlung aus natürlicher Radioaktivität werden den Detektor umgeben. Die im Blei selbst erzeugte Gammastrahlung durch das Isotop  $^{210}\text{Pb}$  und seiner Zerfallstöchter wird auf zwei verschiedene Arten minimiert. Einerseits wird in den detektornahen Schichten Blei mit einem besonders geringen Anteil  $^{210}\text{Pb}$  verwendet. Hierzu kann beispielsweise altes Schiffsblei von gesunkenen Schiffen verwendet werden, das aufgrund der Halbwertszeit von  $^{210}\text{Pb}$  ( $T = 22,3 \text{ a}$ ) [Wah03]

nur noch einen geringen Anteil dieses Isotops aufweist. Andererseits ist die Detektorkammer von einem Kupfermantel als zusätzliche Absorberschicht umgeben, der aus elektrolytisch hergestelltem und damit kaum radioaktiv verunreinigtem Kupfer besteht. Um auch den durch Radon induzierten Untergrund zu reduzieren, wird der Detektor von einem radondichten Überrahmen umgeben sein, der sowohl die Abschirmungsmaterialien, die Detektorkammer als auch den Probenvorbereitungstisch umgeben wird. Durch zusätzliches Stickstoffspülen der Probenkammer wird vermieden, dass Radon in die Nähe des Detektors gelangen kann.



**Abbildung 2.:** Vorläufige Konstruktionszeichnung für den GIOVE-Detektor, ausgeführt vom Konstruktionsbüro des MPIK nach Vorlage von Gerd Heusser.

Eine weitere Neuerung von GIOVE ist eine zusätzliche Abschirmung für die Neutronen-Untergrundkomponente, die, wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben, hauptsächlich durch den Einfang kosmischer Myonen im Blei induziert wird. Die Idee ist hierbei durch Schichten aus borisiertem Polyethylen schnelle Neutronen durch Stöße mit den leichten Atomen dieses Absorbiermaterials zu moderieren und durch Reaktionen mit dem beigegebenen Bor schlussendlich einzufangen. Der neutroneninduzierte Nulleffekt kann damit nach einem exemplarischen Ver-

such von [Web09] mit einer 15 cm dicken Schicht aus boriertem Polyethylen bereits um mindestens 25% reduziert werden. Dabei muss darauf geachtet werden, dass das benutzte borierte Polyethylen wieder höchsten Reinheitsanforderungen entspricht. Da dies nach [Web09] nicht vollkommen zufriedenstellend gewährleistet werden könne, wird die innerste Detektorschicht zur Abschirmung vor Gammastrahlung weiterhin aus Blei bestehen.

Für den erheblichen Beitrag zum Nulleffekt durch die Störsignale kosmischer Myonen soll für GIOVE ein aktives Myonvetosystem verwendet werden, das im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Die Besonderheit dieses Systems ist, dass erstmals ein inneres und ein äußeres Veto, in Form von Plastikszintillatoren, verwendet werden soll. Insgesamt sollen alle Neuerungen im Design von GIOVE eine Reduzierung der stärksten Untergrundkomponenten um mindestens einen Faktor 5 bewirken.

### 2.3. Das neue Myonvetosystem

Kosmische Myonen können, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, die Bleiabschirmung durchdringen und im Germaniumkristall durch Ionisation genügend Energie deponieren, um Störsignale auszulösen, oder im Falle eines Myoneinfangs im Blei durch die dort entstehenden Neutronen zum Nulleffekt beitragen. Die effektivste Möglichkeit diese Effekte zu verringern ist, das Experiment in extrem tiefgelegenen Untergrundlaboren, wie beispielsweise am LNGS, durchzuführen. Dort ist der integrale Myonenfluss bereits um sechs Größenordnungen reduziert und der dadurch erzeugte Nulleffekt wird vernachlässigbar. Da die Abschirmung durch den Fels in der geringen Tiefe des Low-Level Labors am MPIK nur im Bereich einer halben Größenordnung liegt (siehe Abbildung 1b), muss hier eine andere, aktive Abschirmungsmaßnahme gefunden werden.

Bereits CORRADO verwendet ein Myonvetosystem, das aus Vieldrahtproportionalkammern besteht, die in Antikoinzidenz mit dem Detektor geschaltet werden. Erzeugt das Myonvetosystem ein Signal, wird die Messaufzeichnung des Germanium-Spektrometers für ein Zeitfenster von 50  $\mu$ s unterbrochen. So werden Störsignale durch Myonen nicht registriert, wodurch die Untergrundzählrate bereits um 92% von 32 auf 2,5 Counts/min (Energieintervall von 40 bis 2700 keV) reduziert wird [Web09]. Trotzdem bleibt die Totzeit des Detektors mit 1% bei einer Vektorate von  $(246 \pm 1)$  counts/s in einem akzeptablen Rahmen [Man07].

Dennoch soll das Myonenveto für GIOVE noch effizienter gestaltet werden. Die Planung sieht deshalb ein äußeres und ein inneres Veto vor, um Effekte einer unzureichenden  $4\pi$ -Abschirmung zu vermeiden und so die Rate der nicht registrierten Myonen weiter zu verringern. Außerdem sollen erstmals Plastikszintillatoren als Vetodetektoren eingesetzt werden, um eine bessere Trennung von Myonen und Gammaquanten im Veto zu erreichen. Durch die umgebende Bleiabschirmung soll vor allem das innere Vetosystem ein effizientes Auslesen von Myonen ermöglichen, da hier deutlich weniger Gammasignale registriert werden. Dies

soll zu einer Verringerung der Totzeit führen, was so effizient sein könnte, dass die Zeit für das Antikoinzidenzfenster verlängert werden kann. So könnten die verzögerten Signale der im Blei induzierten Neutronen mit unterdrückt werden, ohne eine inakzeptable Totzeit des Detektors zu bedingen. Da auf diesem Einsatzgebiet noch keine Erfahrungswerte im Low-Level Labor des MPIK gesammelt wurden, sollen die Plastiksintillatoren im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert und das Vetosystem kalibriert werden.

### 2.3.1. Plastiksintillatoren

Szintillorteknik ist eine der am weitverbreitetsten Technologien in der Kern- und Teilchenphysik. Ihre entscheidende Eigenschaft besteht darin, dass ein Szintillator, sollte er einer Energiedeposition durch einfallende Teilchen oder Strahlung ausgesetzt sein, Lichtblitze in einem Wellenlängenbereich emittiert, gegenüber welchem er selbst transparent ist [Leo94]. Wird das Lichtsignal mit einem Photomultiplier (PMT), der am Szintillator angebracht wird, detektiert, lässt sich die Menge der im Szintillator deponierte Energie auslesen. Dabei haben Szintillatoren wichtige Eigenschaften: Oberhalb einer gewissen Schwelle verhalten sich die meisten Szintillatoren linear zur deponierten Energie, das heißt für einfallende Teilchen kann anhand der Intensität des Lichtblitzes die deponierte Energie bestimmt werden. Und für ihre Anwendung in einem Vetosystem ist zudem entscheidend, dass Szintillatoren ein schnelles zeitliches Reaktionsvermögen besitzen, das heißt, sowohl die Zeit bis zur Ausgabe des Signals, als auch die Relaxationszeit bis zur möglichen Auslese eines weiteren Pulses ist sehr kurz [Leo94]. Vor allem Plastiksintillatoren liefern sehr schnelle Signale und eignen sich zudem noch durch ihre Stabilität und Formbarkeit für die Anforderungen von GIOVE.

Plastiksintillatoren ermöglichen es, verschiedene Teilchen zu diskriminieren, wie an ihrer Funktionsweise ersichtlich wird. Bei einfallenden geladenen Teilchen höherer Energien, wie beispielsweise kosmische Myonen, wird ein Teil des Szintillatormaterials durch Stoßprozesse ionisiert. Die spezifische Energie, die das Myon dabei auf der Wegstrecke  $dx$  verliert, wird durch die sogenannte Bethe-Bloch-Gleichung (3) beschrieben [Leo94].

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{\rho Z z^2}{A \beta^2} \left( \ln \left( \frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right) \quad (3)$$

Hierbei ist  $m_e$  die Elektronenmasse,  $r_e$  der klassische Elektronenradius,  $N_a$  die Avogadrozahl,  $\rho$  die Dichte,  $Z$  die Kernladungszahl und  $A$  die Massenzahl des Szintillatormaterials. Die entscheidenden Parameter sind das mittlere Anregungspotential  $I$  des Szintillatormaterials, die maximale bei einer Kollision übertragene Energie  $W_{max}$ , sowie die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens  $\beta = v/c$ .

Die Ionisation lässt Elektronenkaskaden entstehen, die die Moleküle des Szintillatormaterials in angeregte Zustände versetzen. Beim nachfolgenden Übergang in den Grundzustand entstehen dann die Szintillationsphotonen. Die Intensität des Lichtblitzes, das heißt die Zahl

der erzeugten Photonen, ist wiederum proportional zur nach (3) deponierten Energie des einfallenden Teilchens. Zu beachten ist hierbei, dass die insgesamt deponierte Energie natürlich noch von der im Szintillator zurückgelegten Wegstrecke  $x$  abhängt. Da die einfallenden kosmischen Myonen, wie in 1a gezeigt, unterschiedliche kinetische Energien besitzen und darüber hinaus auch noch in ihrem Einfallswinkel ungefähr einer  $\cos^2$ -Verteilung folgen [L<sup>+</sup>10], deponieren kosmische Myonen unterschiedliche Energiemengen im Szintillator. Im Allgemeinen kann also kein scharfer Peak der kosmischen Myonen erwartet werden.

Ähnlich verhalten sich Gammaquanten, das heißt hoch energetische Photonen, wie sie bei radioaktiven Zerfällen entstehen. Ihre häufigste Wechselwirkung mit dem Szintillatormaterial ist Comptonstreuung an den Valenzelektronen der Szintillatormoleküle. Die Elektronen erhalten dabei einen Rückstoß ausreichend großer Energien, so dass dies zur Ionisation der Szintillatormoleküle führt. Zu beachten ist hier, dass die auf das Elektron übertragene Energie abhängig vom Streuwinkel ist. Monochromatische Gammaquanten erzeugen folglich ein Kontinuum im Spektrum bis hin zur maximalen pro Streuprozess übertragenen Energie, die in Gleichung (4) gegeben ist.

$$E_{max} = h\nu \left( \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right) \quad (4)$$

mit  $\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$

Da Plastikszintillatoren dazu genutzt werden können, um energieauflösend sowohl schwere geladene Teilchen als auch Gammaquanten zu detektieren, soll dieser Umstand für das Vetosystem von GIOVE ausgenutzt werden.

### 2.3.2. Plastikszintillatoren als Myonvetosystem für GIOVE

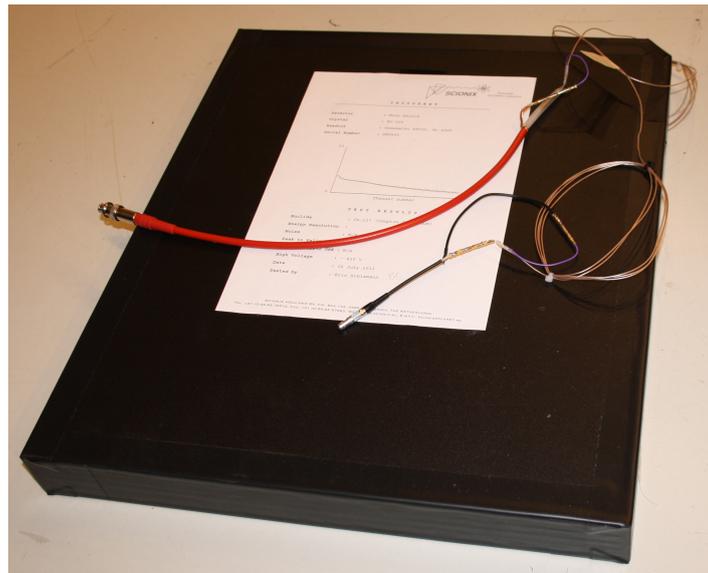
Wie im vorangegangenen Abschnitt besprochen, erzeugen sowohl kosmische Myonen als auch Gammaquanten Signale in einem Plastikszintillator. Um die Untergrundrate des neuen Gamma-Spektrometers effektiv zu reduzieren, muss das Myonvetosystem effizient zwischen Gammasignalen und kosmischen Myonen unterscheiden können. Ansonsten wäre die Vetorate, vor allem des äußeren Vetosystems, welches der natürlichen Radioaktivität ausgesetzt ist, so groß, dass eine akzeptable Totzeit des Detektors überschritten würde.

Hier soll der Vorteil der energieauflösenden Detektion durch Plastikszintillatoren ausgenutzt werden. Ausgehend von Gleichung (3), kann mit den bekannten Parametern des Plastikszintillators die Energie berechnet werden, die ein senkrecht einfallendes Myon mit  $E_\mu = 100$  MeV im Szintillator deponiert. Mit  $W_{max} \approx 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$  und  $I = 64,7$  eV für Plastikszintillatoren nach [Leo94], ergibt die Rechnung unter Einbeziehung der Szintillatorkenngrößen (siehe Anhang B)  $E_{dep} \approx 7,5$  MeV. Dieser Wert liegt weit oberhalb der Energie starker Gammaquanten der natürlichen Radioaktivität, beispielsweise aus der Thoriumzerfallskette mit  $E_\gamma \approx 2,6$  MeV

[Wah03]. Prinzipiell kann aufgrund der am PMT ausgelesenen Intensität des Lichtblitzes zwischen Gammaquanten und Myonen unterschieden werden. Im Allgemeinen wird eine scharfe Trennung jedoch nicht möglich sein. Die hier aufgeführte Abschätzung der Größenordnung ist stark abstrahiert, berücksichtigt nur ein senkrecht einfallendes, monoenergetisches Myon und geht von einer optimalen Lichtausbeute des Szintillators, unabhängig vom Ort des einfallenden Myons, aus. Die Abschätzung lässt dennoch vermuten, dass sich der stark verbreiterte Myonenpeak prinzipiell von den niederenergetischen Gammasignalen im Spektrum abhebt. Das bedeutet, dass ein sogenannter Myonschwellwert festgelegt werden kann, oberhalb dessen nahezu ausschließlich Myonen detektiert werden.

Wird bei der Auswahl der Plastikszintillatoren zusätzlich auf eine möglichst geringe radioaktive Verunreinigung geachtet, verringert das die Rate an Gammaquanten, die im Szintillator ein Signal auslösen können. Zusätzlich ist vor allem für die detektornahen, inneren Szintillatorplatten wichtig, dass die Plastikszintillatoren keine weiteren Störquellen für das Germanium-Spektrometer darstellen.

Damit sind Plastikszintillatoren unter mehreren Gesichtspunkten optimal für ihre Anwendung als Myonvetosystem von GIOVE geeignet. Sauberkeit, Formbarkeit, Stabilität, Langlebigkeit und die energieauflösende Detektion von einfallenden Teilchen und Photonen ermöglichen den Einsatz von fünf Plastikszintillatorplatten für das äußere Veto und von sechs Plastikszintillatorplatten für das innere Veto. In Abbildung 3 ist ein Szintillator des inneren Vetosystems exemplarisch dargestellt.



**Abbildung 3.:** Einer der im Rahmen dieser Arbeit getesteten Plastikszintillatoren des Typs EJ-200.

Beim inneren Veto wird zusätzlich eine Platte unterhalb der Detektorkammer angebracht, um eine vollständige  $4\pi$ -Abschirmung zu gewährleisten. Aufgrund der großen Masse an Blei, die auf einer sechsten äußeren Platte unterhalb des kompletten Detektors lasten würde, wird diese Möglichkeit nicht in Betracht gezogen.

Im nächsten Kapitel wird untersucht, inwiefern die für GIOVE vorgesehenen Plastiksintillatoren den Anforderungen an das neue Myonvetosystem entsprechen.



---

## 3. Experimente zur optimalen Betriebsweise der Plastiksintillatoren

Zunächst werden fünf<sup>1</sup> Plastiksintillatoren des inneren Vetosystems auf ihre Funktionalität als Myonveto getestet. Dabei stehen folgende Untersuchungskriterien an oberster Stelle:

- Ist eine Trennung von Myonen und Gammasignalen anhand der vom PMT erzeugten elektrischen Pulse möglich?
- Werden die Messergebnisse durch Komponenten der Ausleseelektronik beeinflusst?
- Ist ein optimales Arbeiten der Szintillatoren langfristig gewährleistet?

### 3.1. Aufbau des Bleiteststandes

Um die Möglichkeit der Trennung von Gammasignalen und myonischer Energiedeposition zu überprüfen, muss eine Möglichkeit gefunden werden ein Spektrum der vom PMT ausgelesenen Ereignisse darzustellen. Dabei werden die Bedingungen des inneren Vetos nachgestellt, indem ein Bleiteststand im Low-Level Labor des MPIK errichtet wird, der mit einer 5 cm dicken Bleischicht einen Teil der natürlichen Radioaktivität abschirmen soll. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4a dargestellt.

Die zu untersuchende Szintillatorplatte kann in die Bleiabschirmung eingeschoben werden. Das PMT-Signal wird außerhalb der Bleiabschirmung zunächst mit einem Linear FAN IN/OUT<sup>2</sup> geteilt. Eine eigens am Institut entwickelte Diskriminatorkarte ermöglicht es, Signale oberhalb einer gewissen Schwelle zu diskriminieren und ein genormtes Rechtecksignal einstellbarer Länge zu erzeugen, das später für Koinzidenzmessungen verwendet werden kann. Das dublizierte Signal wird einerseits dieser Diskriminatorkarte übergeben und andererseits über einen institutseigenen Ladungsvorverstärker integriert, um längere Abfallzeiten der Pulsflanken zu generieren. Dieses Signal wird von einem Pulse Shape Amplifier<sup>3</sup> nochmals verstärkt und gaussförmig geformt, so dass es von einem herkömmlichen ADC<sup>4</sup> (Analog to Digital Converter) ausgelesen werden kann. Über den ADC kann auch eine Koinzidenz oder Antikoinzidenzschaltung mit dem an der Diskriminatorkarte erzeugten Rechtecksignal eingerichtet

---

<sup>1</sup>Der sechste Szintillator, vorgesehen als untere Vetoplatte, war im Januar 2012 noch nicht geliefert

<sup>2</sup>Le Croy Model 428F Linear FAN IN/FAN OUT

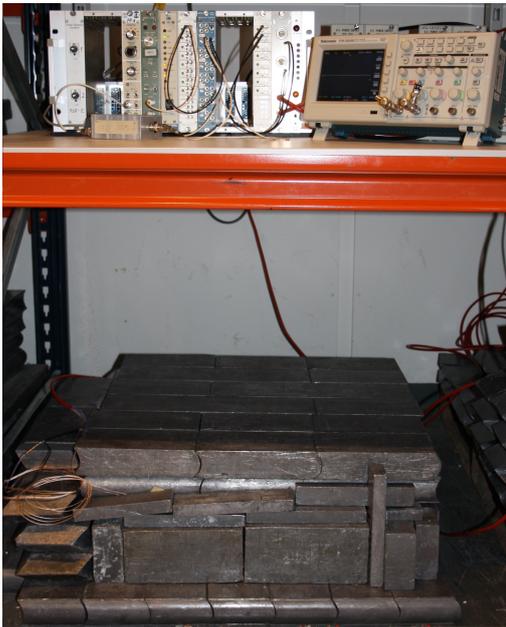
<sup>3</sup>Canberra Eurisys 7243

<sup>4</sup>Nuclear Data 575 ADC

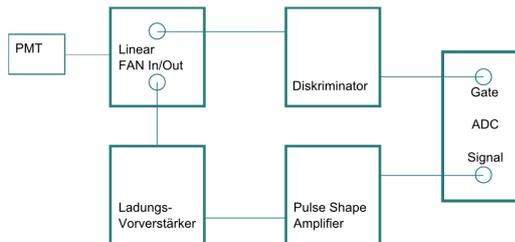
### 3. Experimente zur optimalen Betriebsweise der Plastiksintillatoren

werden. Abhängig von der vom ADC bestimmten Pulshöhe läßt sich mit der angeschlossenen CPU-Einheit ein Spektrum für die vom PMT registrierten Lichtblitze digital aufzeichnen. Der gesamte Schaltplan der Ausleseelektronik ist in Abbildung 4b schematisch dargestellt.

Eine Schwierigkeit dieses Versuchsaufbaus ist die rauschanfällige Verstärkerkette. Sie ist jedoch unumgänglich, soll das Spektrum mittels dem zur Verfügung stehenden ADC registriert werden. Der ADC kann nur gaußförmige Pulse im Bereich von 0 - 10 V effektiv auslesen. Die kurzen PMT-Pulse mit ihren Amplituden im mV-Bereich und sehr kurzen Abfallzeiten von wenigen Nanosekunden müssen folglich vom Ladungsvorverstärker zunächst integriert und anschließend von einem Puls Shape Amplifier nochmals verstärkt und geformt werden. Dadurch wird das Rauschen des Linear FAN IN/OUT und des Ladungsvorverstärkers im Bereich von bis zu 5mV vom Puls Shape Amplifier ebenfalls mitverstärkt, so dass PMT-Pulse aus diesem mV-Bereich im Spektrum vollständig überdeckt sind. Eine Lösung dieses Problems erfordert Anpassungen, die ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis, das heißt in diesem Fall stärkere PMT-Pulse, bedingen, so dass sich die tatsächlichen Signale deutlich vom Rauschen abheben.



(a) Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Bleitestand zur Untersuchung der Plastiksintillatoren des inneren Vetos.



(b) Schaltplan der verwendeten Ausleseelektronik.

**Abbildung 4.:** Versuchsaufbau zur Untersuchung der Plastiksintillatoren des inneren Vetos.

## 3.2. Fixierung der PMTs

Während der Tests der Plastiksintillatoren wurde festgestellt, dass die am Szintillator angebrachten PMTs leicht aus ihrer Fassung verrutschen und dabei den direkten Kontakt zum Szintillatormaterial verlieren können. In diesem Fall müssen hohe Einbußen in der Anzahl an registrierten Photonen und damit allgemein schwächere PMT-Signale hingenommen werden. Da die PMTs jedoch im späteren Aufbau von GIOVE mechanischen Belastungen ausgesetzt sein könnten, muss dieses Verrutschen in jedem Falle verhindert werden. Insbesondere der obere Szintillator des inneren Vetos wird bei jedem Einbringen einer neuen Probe nach oben bewegt werden, wie aus Abbildung 2 ersichtlich wird. Eine Lösung für dieses Problem durch ein Ankleben der PMTs am Szintillator mittels eines optischen Zements erschien in diesem Fall am sinnvollsten, da das die Fixierung der PMTs über einen ausreichend langen Zeitraum gewährleistet.

Der optische Zement<sup>5</sup> wird nach dem Mischen in ein Vakuum gebracht, um Luftbläschen zu entfernen. Für das Ankleben der PMTs wird jeweils 50  $\mu\text{l}$  des Klebstoffes auf die Szintillatorfläche gegeben und der PMT fest angedrückt. Aufgrund mehrerer zuvor durchgeführter Tests und aufgrund der nach dem Kleben aufgenommenen und den Erwartungen genügenden Spektren, kann das Ankleben der PMTs als gelungen angesehen werden. Zusätzlich zur erhöhten mechanischen Stabilität der Szintillatoren tritt auch eine Verbesserung der Lichtausbeute auf, das heißt, es werden pro Myon deutlich mehr Szintillationsphotonen am PMT registriert, was durch den besseren optischen Kontakt zwischen Szintillatormaterial und aktiver Fläche des PMT bedingt ist. Wird die Position des Myonenpeak vor und nach dem Ankleben des PMT bei gleichgebliebenen Verstärkereinstellungen verglichen, so kann die Verbesserung der Lichtausbeute für Szintillator SET803 auf einen Faktor ( $1,78 \pm 0,32$ ) quantifiziert werden.

Der im Test (siehe Anhang A) effizienteste PMT wurde am Szintillator SET800 angebracht. Dieser hat durch seine Position oberhalb des Germaniumdetektors die größte Myonenflussrate zu erwarten, da der Großteil der Myonen aufgrund der  $\cos^2$ -Verteilung des Myonenflusses senkrecht einfällt, was eine besonders effektive Auslese von myonischer Energiedeposition nötig macht. Die ebenfalls sehr effizienten PMTs ZB4265 und ZB4260 wurden für die Szintillatoren SET801 und SET802 verwendet. Die hohen Effizienzen spiegeln sich auch in den aufgenommenen Spektren wider. Hier ist es für Szintillator SET802 und SET800 aufgrund der starken PMT-Pulse möglich, die Verstärkung des Puls Shape Amplifiers weiter zu verringern und damit ein noch höheres Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. SET801 zeigt dieses Verhalten trotz der zu SET802 identischen Geometrie nicht. Das könnte als mögliche Ursache haben, dass der Szintillator SET801 der erste Szintillator war, bei dem der PMT angeklebt wurde. Aufgrund der mangelnden Erfahrung beim Ankleben könnte es sein, dass sich hier die Lichtausbeute nicht so stark verbessert hat wie beim Ankleben der restlichen PMTs.

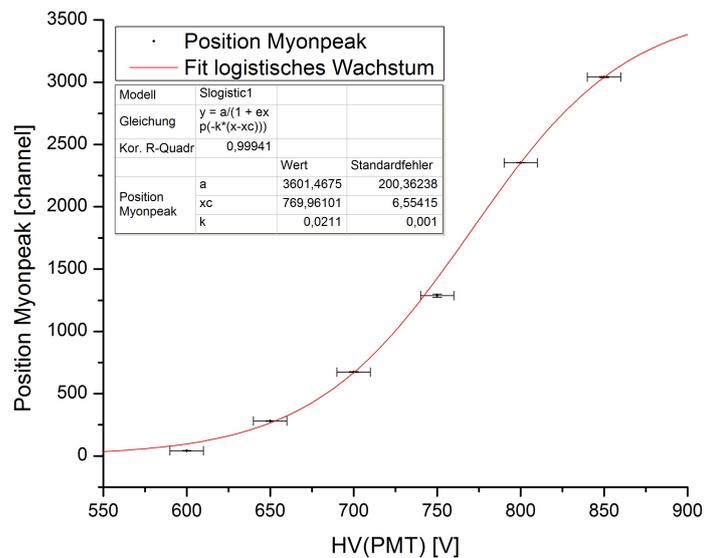
---

<sup>5</sup>Eljen Technology EJ500 (siehe Anhang B)

### 3.3. Einstellen der Hochspannung

Ein entscheidender Parameter in Hinblick auf einen langfristigen Betrieb und eine gute Trennung von Myonen, Gammas und Rauschen ist die am PMT anliegende Hochspannung. Je höher die Spannung gewählt wird, desto mehr Photoelektronen können von der Photokathode zur Anode hin beschleunigt werden. Folglich erhöht sich die am PMT registrierte Ladung nach einem Lichtblitz im Szintillator. Bei einer höheren Hochspannung werden also stärkere PMT-Pulse erzeugt, die sich deutlicher vom elektronischen Rauschen abheben. Andererseits ist darauf zu achten, dass die Szintillatoren über mehrere Jahre möglichst wartungsfrei funktionieren, da GIOVE eine minimale Laufzeit von zehn Jahren erfüllen soll. Eine zu groß gewählte Hochspannung belastet den PMT unnötig und kann zu Ausfällen führen.

Die Position des Myonenpeaks über wird einen Fit bestimmt und anschließend über der am PMT eingestellten Hochspannung aufgetragen. Zu höheren Spannungen hin wird theoretisch eine Sättigung der Kennlinie erwartet, da ab einem gewissen Punkt nicht mehr Photoelektronen pro Lichtblitz an der Anode registriert werden können, als – durch die Eigenschaften der Photokathode limitiert – überhaupt erzeugt werden. Aus diesem Grund werden die Messwerte zur Veranschaulichung mit einer logistischen Wachstumsfunktion extrapoliert. In Abbildung 5 ist der charakteristische Verlauf der Hochspannungskennlinie für den Szintillator SET803 dargestellt.

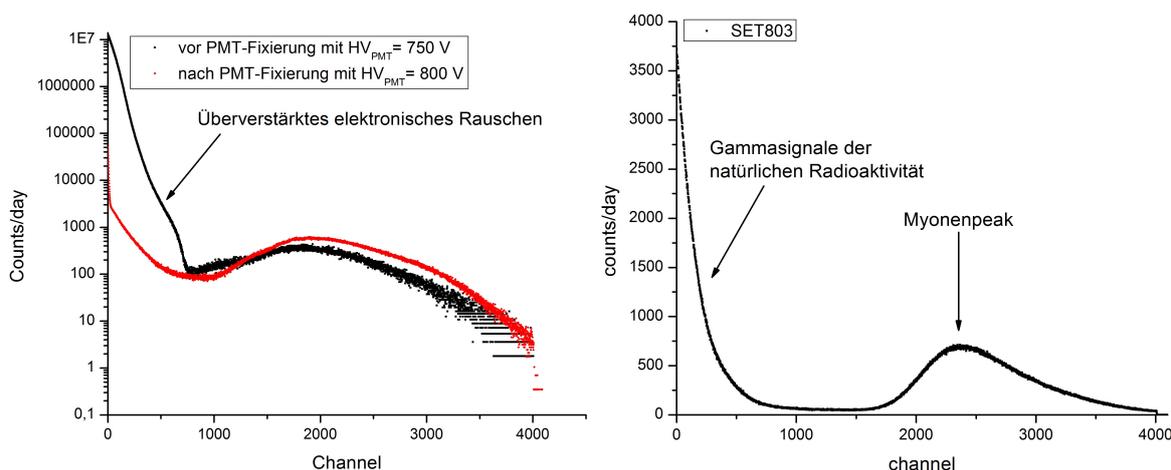


**Abbildung 5.:** Einstellen der optimalen Hochspannung: Position des Myonenpeak des Szintillators SET803 bei unterschiedlichen Hochspannungen. Die rote Kurve stellt den Fit eines logistischen Wachstums dar, das für die HV-Kennlinie theoretisch erwartet wird.

Wird die Hochspannung bei 800 V eingestellt, ist der Sättigungsbereich noch nicht erreicht. Außerdem liegt dieser Wert im Bereich der Herstellerempfehlung, was vermuten lässt, dass ein reibungsloser Betrieb des PMT bei dieser Spannung langfristig gewährleistet ist. Andererseits ist die Hochspannung von 800 V hoch genug, so dass die vom PMT erzeugten Pulse deutlich höher als 5 mV, das heißt deutlich höher als der Bereich des elektronischen Rauschens sind.

### 3.4. Überprüfung der Funktionalität der Plastikszintillatoren als Myonvetosystem

Mit den oben beschriebenen Anpassungen und Einstellungen ist es möglich ein den Anforderungen entsprechendes Spektrum der Energiedepositionen im Szintillator aufzunehmen und die Plastikszintillatoren nach den zu Beginn des Kapitels erwähnten Punkten zu untersuchen. In Abbildung 6a ist ein aufgezeichnetes Spektrum vor Ankleben des PMT und bei niedriger Hochspannung (schwarz) im Vergleich zu einem nach diesen Anpassungen aufgezeichneten Spektrum (rot) dargestellt. Die höhere Lichtausbeute durch den besseren optischen Kontakt zwischen Szintillator und PMT und der höhere Verstärkungsfaktor durch die höhere Spannung am PMT verbessern deutlich das Signal-Rausch-Verhältnis. Die Verstärkung des Pulse Shape Amplifiers kann somit reduziert werden und das elektrische Rauschen überdeckt nun keinen entscheidenden Teil des Spektrums mehr.



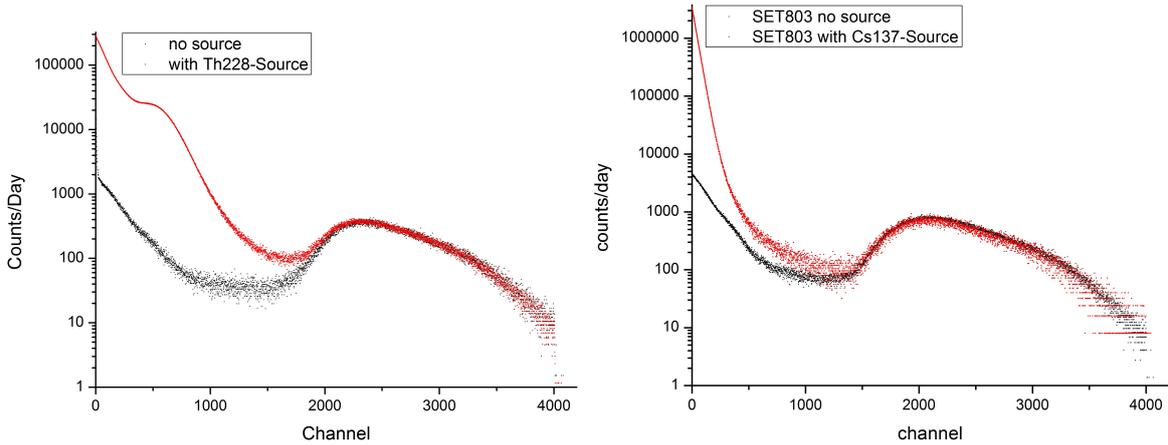
(a) Vergleich zweier Spektren in logarithmischer Skala des Szintillators SET804, vor Ankleben des PMT mit optischem Zement (schwarz) und danach (rot).

(b) Spektrum des Szintillators SET803 innerhalb der 5 cm dicken Bleiabschirmung.

**Abbildung 6.:** Verbesserung der Qualität der Spektren durch die durchgeführten Anpassungen und Einstellungen.

### 3. Experimente zur optimalen Betriebsweise der Plastikszintillatoren

Wie an Abbildung 6b deutlich wird, kann nun ein breiter Myonenpeak im hochenergetischen Bereich aufgelöst werden, der sich deutlich von den Gammasignalen der natürlichen Radioaktivität im niederenergetischen Bereich abhebt. Auch die Form des Peaks ähnelt einer Landau-Verteilung, wie von [Leo94] erwartet.



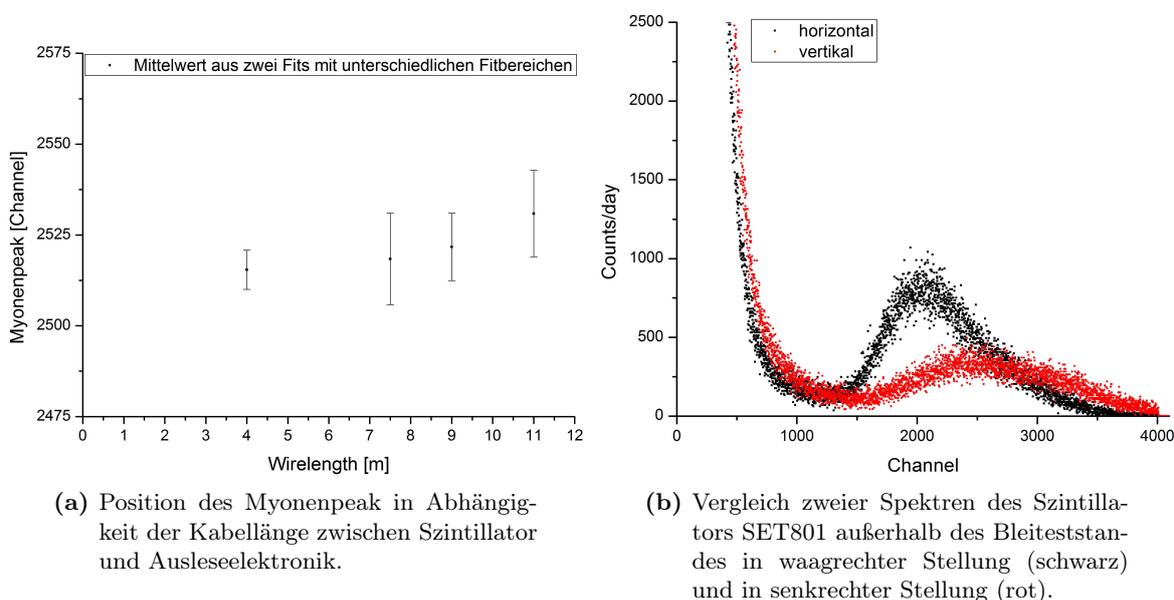
(a) Spektrum des Szintillators SET800 in logarithmischer Skala mit aufgelegter  $^{228}\text{Th}$ -Quelle (rot) und ohne Quelle (schwarz) innerhalb der 5 cm dicken Bleiabschirmung.

(b) Spektrum des Szintillators SET803 in logarithmischer Skala mit aufgelegter  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle (rot) und ohne Quelle (schwarz) innerhalb der 5 cm dicken Bleiabschirmung.

**Abbildung 7.:** Tests der Plastikszintillatoren mit radioaktiven  $\gamma$ -Quellen.

Hilfreich für die Charakterisierung der Plastikszintillatoren könnte eine Energiekalibrierung der x-Achse der aufgezeichneten Spektren sein. Dazu werden verschiedene Tests mit radioaktiven  $\gamma$ -Quellen durchgeführt. Abbildung 7b zeigt ein Spektrum des Szintillators SET803 innerhalb der Bleiabschirmung mit einer aufgelegten  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle. Es ist zu erkennen, dass keine Linie der charakteristischen Energie von 661 keV aufgelöst werden kann. Dies liegt an der im Allgemeinen sehr geringen Lichtausbeute der PMTs im Vergleich zur Anzahl der erzeugten Szintillationsphotonen, was mit einer Überschlagsrechnung nachvollzogen werden kann. Nach [Leo94] werden näherungsweise 100 eV Energiedeposition zur Erzeugung eines Szintillationsphotons in einem Plastikszintillator benötigt. Aufgrund der Größe der PMTs erreichen je nach Ort der Vollabsorption des Gammaquants nur 2 - 5 % aller Szintillationsphotonen die aktive Fläche des PMT, wie mit der von [Web09] entwickelten und in Kapitel 5 vorgestellten Simulation verifiziert werden kann. Zusammen mit einer Effizienz des Photomultipliers von ca. 30 % bleiben noch weniger als 100 Szintillationsphotonen, die tatsächlich registriert werden. Da sämtliche Abschätzungsparameter statistischen Schwankungen unterworfen sind, kann sich, bei einer zusätzlichen sehr geringen Wahrscheinlichkeit für die Vollabsorption der Gammaquants im nur fünf Zentimeter dicken Plastikszintillator, kein scharfer Gammapeak vom Untergrund abheben. Eine Energieeichung der x-Achse ist also durch einfache Mittel

nicht zu erreichen. Dennoch kann mit einer aufgelegten  $^{228}\text{Th}$ -Quelle die Vermutung bestätigt werden, dass Gammalsignale und Myonereignisse sauber getrennt werden können. Die in der Thorium-Zerfallskette auftretende Gammalinie bei ungefähr 2,6 MeV ist die hochenergetischste Gammalinie der natürlichen Radioaktivität. Abbildung 7a zeigt die deutlich höhere Zählrate im niederenergetischen Bereich, der sich jedoch (beachte die logarithmische Skala) kaum mit dem Myonenpeak überschneidet. Myonische Energiedeposition im Szintillator kann selbst bei starker Radioaktivität von Gammereignissen hoher Energie, wie sie in der Thorium-Zerfallskette auftreten, unterschieden werden.



**Abbildung 8.:** Überprüfung der Funktionalität der Plastikszintillatoren als inneres Vetosystem.

Sind die Plastikszintillatoren einmal als inneres Vetosystem in GIOVE eingebaut, muss gewährleistet sein, dass die Ergebnisse der Tests innerhalb der Bleiabschirmung reproduzierbar und stabil sind, da jegliche Anpassung den gesamten Ab- und Wiederaufbau von GIOVE erfordern würde. Zunächst wird überprüft, ob die Kabellänge, die den Szintillator mit der Ausleseelektronik verbindet, einen Einfluss auf die Position des Myonenpeaks hat, da die Szintillatoren des inneren Vetos über eventuell bis zu sechs Meter lange Kabel mit der Ausleseelektronik verbunden sein werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8a dargestellt. Im Rahmen der Messgenauigkeit zeigen die Ergebnisse gute Übereinstimmungen: Die Position des Myonenpeak unterscheidet sich nicht einmal zwischen 4 und 11 m Kabellänge signifikant.

Weitergehend wird überprüft, wie die Ergebnisse beeinflusst werden, sollte ein Szintillator senkrecht aufgestellt sein. Da die Szintillatoren in die Bleiabschirmung nur waagrecht eingeschoben werden können, die vier seitlichen Szintillatoren des Vetosystems jedoch senkrecht aufgestellt sein werden, ist dieser zusätzliche Test unabdingbar. Das Ergebnis ist in Abbildung

8b dargestellt. Der Myonpeak befindet sich bei deutlich höheren Energien und ist sichtbar verbreitert. Das liegt daran, dass die im Szintillator deponierte Energie von der Wegstrecke abhängt, die das einfallende Myon dort zurückgelegt hat. Der Großteil der Myonen fällt nahezu senkrecht ein, weshalb sich hier zwar die absolute Myonenzählrate verringert, da die senkrecht zur Einfallrichtung orientierte Fläche geringer ist, der Peak jedoch prinzipiell bei höheren Energien entsteht, da mehr Myonen einen längeren Weg im Szintillator zurücklegen. Insgesamt erscheint der Peak verbreitert, da nun sowohl geringe als auch hohe Energien durch Myonen im Szintillator deponiert werden.

## 3.5. Interpretation der Ergebnisse

Die ersten Funktionstests der Plastikszintillatoren innerhalb der aufgebauten Bleiabschirmung liefern nach einigen Anpassungen durchweg positive Ergebnisse. Durch die Wahl der Hochspannung von 800 V für alle Plastikszintillatoren SET800 - SET804 und das Ankleben der PMTs an das Szintillatormaterial kann ein für unsere Zwecke ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden. Obwohl die Ausleseelektronik eigentlich für den Betrieb von Germanium Gamma-Spektrometern vorgesehen und somit nicht optimal auf die Pulsformen der PMTs abgestimmt ist, können dennoch den theoretischen Erwartungen entsprechende Spektren aufgezeichnet werden, wie an Abbildung 6b zu erkennen ist. Die Komponenten der Ausleseelektronik haben somit keinen entscheidenden Einfluss auf die Messergebnisse. Auch die Kabellänge zwischen PMT und der Ausleseelektronik hat keinen signifikanten Einfluss auf die Position des Myonenpeaks.

Eine Trennung der Energiedeposition von Myonen und Gammas in den so aufgenommenen Spektren ist problemlos möglich. Auch wenn eine starke radioaktive  $\gamma$ -Quelle in die Nähe des Szintillators gebracht wird, kann der Myonenpeak immer noch aufgelöst werden. Nicht beobachtet werden können jedoch die Gammalinien der aufgelegten Quellen. Sowohl die geringe Wahrscheinlichkeit der Vollabsorption der Gammaquanten, als auch die geringe Lichtausbeute der PMTs im Vergleich zu den erzeugten Szintillationsphotonen, verhindern somit, dass mit den Plastikszintillatoren Gammaskopie möglich ist.

Wird ein Szintillator in eine senkrechte Position gebracht, wie es im späteren Aufbau von GIOVE der Fall sein wird, erscheint der Myonenpeak nochmals verbreitert. Außerdem liegt der Peak bei deutlich höheren Energien. Das hat jedoch keine Auswirkungen für den späteren Betrieb von GIOVE, da Myonen, die mehr Energie im Szintillator deponieren, vom Vetosystem ebenfalls detektiert werden.

Die getesteten Plastikszintillatoren erfüllen die an sie gestellten Anforderungen und eignen sich damit hervorragend für ihren Einsatz als inneres Myonvetosystem. Eine lange Laufzeit sollte durch die gewählten Hochspannungen ebenfalls möglich sein. Um die Plastikszintillatoren als Myonvetosystem zu verwenden, müssen die Myonschwellwerte bestimmt werden, oberhalb

deren die einzelnen Szintillatoren ein Vetosignal auslösen sollen. Dies wird im nachfolgenden Kapitel beschrieben.



---

## 4. Bestimmung des Myonschwellwertes

Da prinzipiell eine Trennung von Gammasignalen und myonischer Energiedeposition im Szintillator möglich ist, kann für jeden Szintillator ein Myonschwellwert bestimmt werden, oberhalb dem das Vetosignal ausgelöst und die Messaufzeichnung des Germanium-Spektrometers für eine eingestellte Antikoinzidenzzeit unterbrochen wird. Entscheidend für die Effizienz des Vetosystems und damit für die Wahl des Myonschwellwerts sind zwei Größen:

- Die Zahl der Myonenereignisse die unterhalb der Schwelle liegen und somit nicht berücksichtigt werden
- Die Zahl der Gammaereignisse die oberhalb der Schwelle liegen und somit berücksichtigt werden müssen, obwohl sie aufgrund der nachfolgenden Absorbermaterialien keine Signale im Germaniumkristall auslösen

Für das innere Myonveto von GIOVE gelten besondere Bedingungen. Das Vetosystem von CORRADO ist außerhalb der Bleiabschirmung angebracht und erreicht hohe Vetozählraten von  $(246 \pm 1)$  counts/s. Das innere Veto von GIOVE ist jedoch durch 15 cm Bleiabschirmung von der natürlichen Radioaktivität weitestgehend geschützt. Um annähernd diese Situation herzustellen wurden alle nachfolgenden Messungen innerhalb des aufgebauten Bleitestandes durchgeführt.

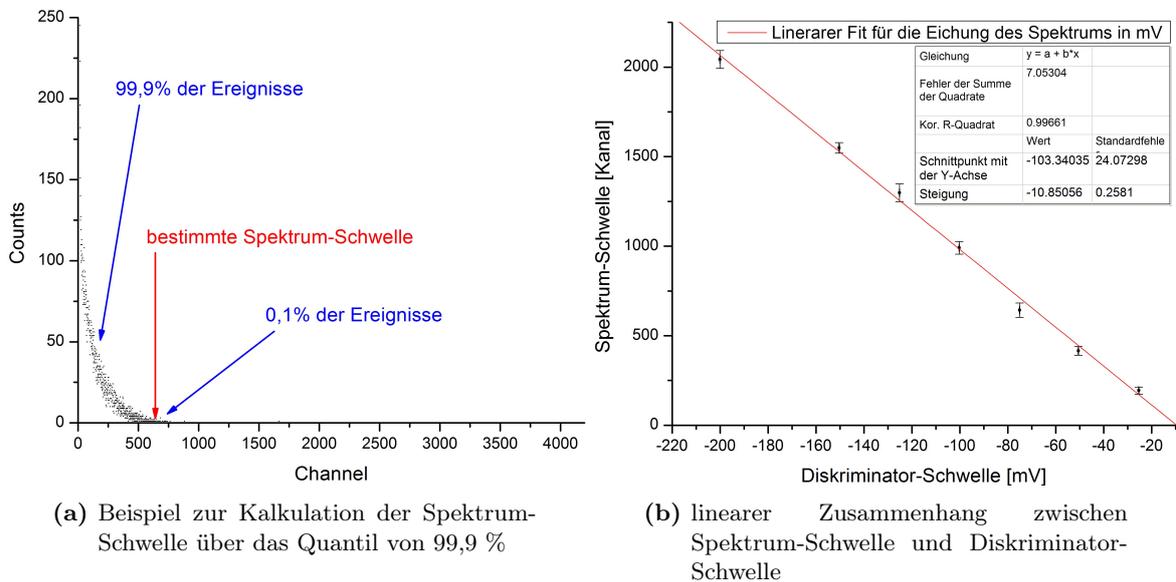
### 4.1. mV-Eichung des Spektrums

Im späteren Aufbau von GIOVE erzeugt die Diskriminatorkarte das gewünschte Vetosignal. Ein im Spektrum abgelesener Wert für die Myonenschwelle muss folglich in einen Spannungswert übersetzt werden, der später an der Diskriminatorkarte eingestellt wird. Um den Zusammenhang zwischen einer eingestellten Diskriminatorschwelle und den im Spektrum aufgezeichneten Pulsen zu quantifizieren, müssen die Kanäle des Spektrums geeicht werden. Aufgrund der unterschiedlichen Effizienzen der PMTs muss dieser Vorgang für alle zu testenden Plastikszintillatoren wiederholt werden.

Dazu wird mit dem PMT-Signal über die Diskriminatorkarte ein Gate-Signal erzeugt, welches am ADC in Antikoinzidenz mit dem verstärkten Signal geschaltet wird. Dies bewirkt, dass nur Pulse im Spektrum registriert werden, die niedriger als die eingestellte Schwelle sind. Da zwar das reine PMT-Signal in der Diskriminatorkarte zur Gateerzeugung verwendet wird,

#### 4. Bestimmung des Myonschwellwertes

aber das im Spektrum ausgelesene Signal dazwischen noch die Verstärkerkette durchlaufen hat, sind keine exakten Schwellkanten im Spektrum zu erwarten. Um dennoch einen Schwellwert im Spektrum ermitteln zu können, wurde jeweils der Kanal bestimmt unterhalb dessen sich 99,9 % der registrierten Ereignisse befinden, wie in Abbildung 9a dargestellt. Dieses Quantil wird ausschließlich aufgrund seiner Funktionalität bei den vorhandenen Ergebnissen benutzt. Darüber hinaus ist zu beachten, dass für größere Schwellwerte auch die Anzahl der insgesamt gezählten Ereignisse steigt und die Quantile der verschiedenen Messungen deswegen nicht mehr in optimaler Relation zueinander stehen. Für die im Rahmen dieses Versuchs benötigte Genauigkeit war diese Methode der Eichung des Spektrums jedoch vollkommen ausreichend. Abbildung 9b zeigt deutlich den linearen Zusammenhang zwischen der Schwelle im Spektrum und der eingestellten Diskriminatorschwelle am Beispiel des Szintillators SET804.



**Abbildung 9.:** mV-Eichung des Spektrums, exemplarisch dargestellt für Szintillator SET804.

Die Ergebnisse der Eichung für alle fünf Szintillatoren des inneren Vetos sind in Tabelle 1 aufgelistet. Mit angegeben ist der Bereich der Gültigkeit der Eichungen. Die Szintillatoren SET800 und SET802 haben kleinere Gültigkeitsbereiche, da aufgrund der hohen Effizienz der dort verwendeten PMTs die Verstärkereinstellungen bei den Messungen weiter reduziert werden können, wie in Abschnitt 3.2 besprochen. Dadurch verringert sich die Zahl der im Spektrum registrierten Gammaereignisse. Da das benutzte Quantil von 99,9 % hauptsächlich in Relation zu der Gesamtzahl der Ereignisse der Gammakante steht, weichen die Ergebnisse der Eichung bei 25 mV und bei 200 mV bei diesen Szintillatoren deutlich von der Linearität ab und werden deswegen nicht verwendet. Da die zu erwartenden Schwellwerte im Bereich von 50 - 150 mV liegen, kann die Eichung für die Umrechnung der Schwellwerte problemlos verwendet werden.

Szintillator	Gültigkeitsbereich der Eichung [mV]	Steigung m [channel/mV]	Achsenabschnitt $y_0$ [channel]
SET800	50 - 150	( -7,4 ± 0,1 )	( 94,8 ± 10,4 )
SET801	25 - 200	( -9,5 ± 0,2 )	( -70,9 ± 15,8 )
SET802	50 - 150	( -7,1 ± 0,7 )	( 395,0 ± 73,0 )
SET803	25 - 200	( -10,7 ± 0,3 )	( 24,6 ± 25,9 )
SET804	25 - 200	( -10,9 ± 0,3 )	( -103,3 ± 24,1 )

**Tabelle 1.:** Ergebnisse der Spektromeichungen für die Szintillatoren des inneren Vetosystems.

## 4.2. Bestimmung des Schwellwertes

Wie bereits an Abbildung 6b in Kapitel 3 erkennbar wird, bilden die Gammaereignisse am linken Rand des Spektrums eine exponentiell abfallende Kante. Kann ein Ende dieser Kante quantifiziert werden, bietet sich dieser Punkt als Wahl für den Myonschwellwert an. Auf diese Weise kann die Zahl der Gammaereignisse, die ein Veto auslösen, auf ein Minimum reduziert werden. Jedoch ist damit nicht gewährleistet, dass 100% der Myonen, die den Szintillator durchdringen, auch detektiert werden. Gerade niederenergetische Myonen oder Myonen, die den Szintillator nur streifen und damit eine viel kürzere Wegstrecke im Szintillatormaterial zurücklegen, tragen im Spektrum wahrscheinlich nur zu Ereignissen bei, die unterhalb der Schwelle liegen. Außerdem ist das Ende der Gammakante nicht scharf, sondern geht in einen Bereich konstanter Zählraten über.

Um den Schwellwert zu bestimmen, wird das Ende der Gammakante mit einer Exponentialfunktion extrapoliert. Danach wird der kritische Punkt identifiziert, ab dem der Fit unter das Mittel der nachfolgenden, ungefähr auf einem Niveau liegenden Ereignisrate fällt. Wird dieses Ergebnis mittels der mV-Eichung umgerechnet, ergeben sich die in Tabelle 2 dargestellten Werte. Zu beachten ist, dass die Ergebnisse stark vom Fitbereich abhängig sind und es kein eindeutiges Kriterium für die Wahl der Fitbereiche gibt, um das tatsächliche Ende der Gammakante zu identifizieren. Bei den hier aufgelisteten Ergebnissen wird ein Fitbereich von 500 Kanälen unterhalb des ersten sichtbaren Anstiegs der Ereignisrate gewählt. Wichtiger ist aber ohnehin, dass die beiden Kenngrößen Akzeptanz und Gamma-Unterdrückung mit den so gewählten Schwellwerten den Anforderungen an das Myonvetosystem von GIOVE genügen.

Für die Berechnung der Zahl der Gammaereignisse, die ein Veto auslösen, wird die gesamte Gammakante mit einer Exponentialfunktion extrapoliert und diese dann oberhalb des

#### 4. Bestimmung des Myonschwelwertes

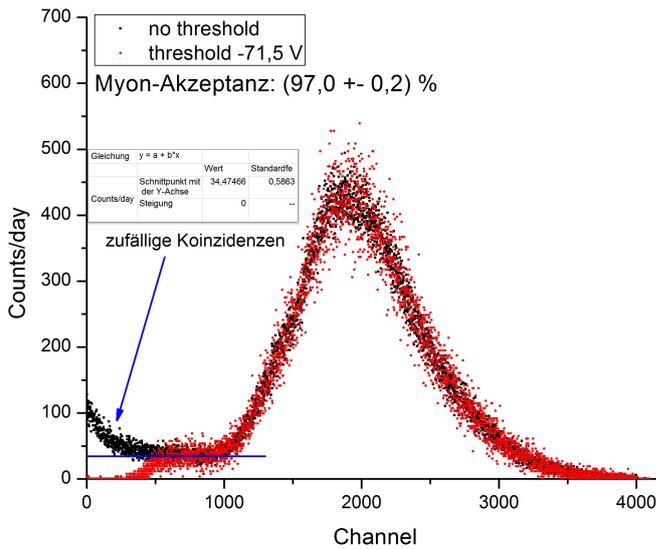
Schwellwertes integriert:

$$N_\gamma = \int_{\text{Schwelle}}^{\infty} A \cdot e^{-x/t} dx. \quad (5)$$

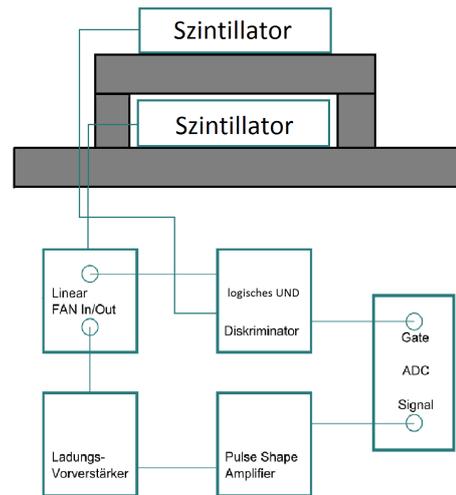
$$= A \cdot t \cdot e^{-\text{Schwelle}/t} \quad (6)$$

Die Ergebnisse zu den einzelnen Schwellwerten sind ebenfalls in Tabelle 2 aufgelistet.

Die Myon-Akzeptanz, das heißt der Anteil nicht registrierter Myonen, kann jedoch nicht direkt aus dem Spektrum abgelesen werden, weil die statistische Verteilung mit der der Gammaereignisse überlappt. Die Idee ist daher, einen weiteren Szintillator über die Diskriminatorkarte mit einem logischen UND zu verknüpfen und dieses Signal in Koinzidenz mit dem zu vermessenden Szintillator zu schalten, wie in Abbildung 10b gezeigt. Der zweite Szintillator wird oberhalb der Bleiabschirmung positioniert. Registriert werden jedoch mit dieser Einstellung nur Ereignisse, die innerhalb des Koinzidenzfensters von  $10 \mu\text{s}$  in beiden Szintillatoren ein Signal ausgelöst haben. Es kann davon ausgegangen werden, dass diese Signale, abgesehen von zufälligen Koinzidenzen, nur von kosmischen Myonen verursacht werden.



(a) Bestimmung der Myon-Akzeptanz für den Szintillator SET804.



(b) Schaltplan und Aufbausizze für die Bestimmung der Myon-Akzeptanz.

**Abbildung 10.:** Bestimmung der Myon-Akzeptanz.

In dieser Konfiguration wird der zu testenden Szintillator einmal mit eingestellter Myonenschwelle und einmal ohne vermessen. Die zufälligen Koinzidenzen am linken Rand des Spektrums entstehen vermutlich durch die nicht optimale Verstärkerkette, deren Rauschsignale zu Koinzidenzen mit Gammaereignissen führen können und durch Gammaereignisse die in zufällig innerhalb des Fenster von  $10 \mu\text{s}$  in beiden Szintillatoren auftreten. Diese zufälligen Koinzidenzen werden bei der Berechnung der Ereignisrate ohne eingestellten Schwellwert, wie

in Abbildung 10a dargestellt, abgezogen. Das Verhältnis der beiden Ereignisraten kann so als eine Abschätzung für den Prozentsatz an registrierten Myonen bei eingestelltem Schwellwert dienen. Zu beachten ist hier, dass die Ergebnisse nur relative Werte darstellen und nicht eine Abschätzung für den Prozentsatz der registrierten Myonen vom gesamten Myonenfluss im Low-Level Labor, da stark schräg einfallende Myonen nicht von beiden Szintillatoren registriert werden und somit keine Ereignisse produzieren. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass solche Myonen aufgrund der längeren Wegstrecke  $dx$  im Szintillator mehr Energie deponieren und somit Signale oberhalb des Schwellwertes erzeugen, der hier bestimmte Wert der Myon-Akzeptanz damit also nicht verringert wird.

Die Ergebnisse der Messungen an allen fünf Szintillatoren des inneren Myonvetosystems sind in Tabelle 2 dargestellt.

Szintillator	eingestellter Myonenschwellwert [mV]	zusätzliche Gamma-zählrate [counts/day]	Myon-Akzeptanz [%]
SET800	-129,9	(6436 $\pm$ 77)	(96,5 $\pm$ 0,3)
SET801	-98,5	(2872 $\pm$ 50)	(96,9 $\pm$ 0,2)
SET802	-94,0	(1063 $\pm$ 47)	(97,8 $\pm$ 0,2)
SET803	-99,4	(1927 $\pm$ 15)	(97,7 $\pm$ 0,2)
SET804	-71,5	(3169 $\pm$ 56)	(97,0 $\pm$ 0,2)

**Tabelle 2.:** Übersicht über die bestimmten Schwellwerte und deren Kenngrößen bei einer am PMT angelegten Hochspannung von 800 V.

### 4.3. Interpretation der Ergebnisse

Für alle fünf Szintillatoren können Spektren aufgezeichnet und nach obigen Methoden vorläufige Myonenschwellwerte und deren Kenngrößen bestimmt werden. Die Schwellwerte der Szintillatoren SET800 und SET804 unterscheiden sich deutlich von den restlichen drei. Szintillator SET804 hat mit der Aussparung für den Kühlfinger des Germaniumkristalls eine besondere Geometrie, die eine allgemein geringere Lichtausbeute bedingt. Zusammen mit der Tatsache, dass für diesen Szintillator der weniger effiziente PMT ZB4263 (siehe Anhang A) benutzt wurde, erklärt das die deutlich schwächeren PMT-Signale, die zu einem niedrigeren Myonenschwellwert führen. Für Szintillator SET800 hingegen wurde der effizienteste PMT verwendet (siehe Anhang A). Außerdem bedingt die kleine Fläche des Szintillators SET800 eine allgemein bessere Lichtausbeute. Beide Tatsachen erklären die deutlich stärkeren PMT-Pulse dieses Szintillators.

Auffallend ist, dass bei allen Spektren trotz der Bleiabschirmung ein erheblicher Teil der registrierten Signale Gammasignale darstellen. Diese Bleiabschirmung ist mit 5 cm geringer als im späteren Aufbau von GIOVE und auch innerhalb der Abschirmung können sich im benutzten Bleiteststand noch größere radioaktive Verunreinigungen befinden. Radon kann un-

gehindert durch die Abschirmung diffundieren, die Stahlplatte, die die obere Bleiabschirmung trägt, oder das Holzbrett, mit dem die Szintillatoren eingeschoben werden können, entsprechen keinerlei Reinheitsanforderungen, wie die für den späteren Aufbau von GIOVE verwendeten Bauteile. Für GIOVE ist deshalb mit einer nochmals deutlich gesteigerten Abschirmung von Gammastrahlung zu rechnen. Somit stellen die hier gewählten Myonschwellwerte nur eine Obergrenze für die später verwendeten Schwellwerte dar.

Die Kenngrößen werden sich jedoch durch eine tiefere Wahl des Myonschwellwertes nicht negativ verändern. Durch den geringeren Effekt der natürlichen Radioaktivität sollte die Zahl der zusätzlich gezählten Gammas etwa auf dem selben Niveau bleiben. Zu bemerken ist hier, dass die im Experiment gemachte Abschätzung über einen exponentiellen Fit der Gammakante ebenfalls eine obere Abschätzung ist, da mit Gammaenergiepositionen oberhalb des Endes der Thorium-Kante nicht zu rechnen ist, diese aber im berechneten Integral mit einbezogen wurden. Die zusätzliche Gammazählrate liegt jedoch auch trotz dieser konservativen Abschätzung in einem akzeptablen Bereich. Mit einem theoretisch angestrebten Vetozeitfenster von  $100 \mu\text{s}$  würde dies im Fall von Szintillator SET800 durch die zusätzliche Gammazählrate von  $N_\gamma = (6436 \pm 77) \text{ counts/day}$  eine Totzeit von  $t = \frac{N_\gamma \cdot 100 \mu\text{s}}{24 \cdot 3600 \text{ s}} = (0,00074 \pm 0,00001)\%$  bedeuten.

Die berechneten Werte der Myon-Akzeptanz liegen ebenfalls im erwarteten Rahmen. Zu beachten ist hier, dass keine Randeffekte berücksichtigt wurden, die die Ergebnisse verzerren könnten. Diese Randeffekte, wie beispielsweise Myonen, die Signale in den Ecken der Szintillatoren auslösen, oder nur eine Kante des Szintillators durchqueren, werden bei den eingestellten Schwellwerten nicht registriert. Sie verringern dadurch die Myon-Akzeptanz des einzelnen Szintillators. Das erklärt beispielsweise auch den etwas tieferen Wert der Myon-Akzeptanz des Szintillators SET800. Aufgrund seiner kleineren Fläche hat er ein deutlich größeres Verhältnis von Oberfläche zu aktivem Volumen und somit fallen die Randeffekte stärker ins Gewicht. In der endgültigen  $4\pi$ -Abschirmung von GIOVE kann jedoch davon ausgegangen werden, dass solche Myonen entweder von einem anderen Szintillator vollwertig mitregistriert werden, oder den Germaniumkristall durch den schiefen Einfallswinkel verfehlen. Eine Myon-Akzeptanz von 100 % für die einzelnen Szintillatoren muss deshalb nicht angestrebt werden. Darüber hinaus muss bemerkt werden, dass die Myon-Akzeptanz durch die mögliche Wahl tieferer Myonschwellwerte im finalen Aufbau von GIOVE prinzipiell nur gesteigert wird, da mehr solcher Randsignale, die im Allgemeinen schwächere PMT-Pulse erzeugen, mitregistriert werden.

Aufgrund der unter diesen Gesichtspunkten entscheidenden Bedeutung von Randeffekten, ist eine Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute der Szintillatoren durchaus sinnvoll, wie in [Web09] vorgeschlagen und durch eine Monte-Carlo-Simulation untersucht. Diesem Aspekt widmet sich Kapitel 5.

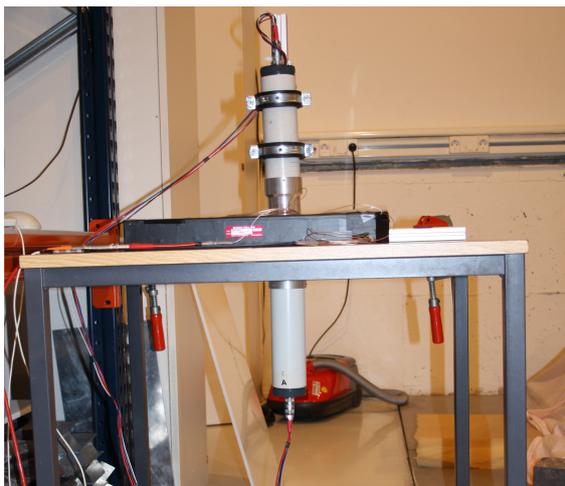
---

## 5. Experiment zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute

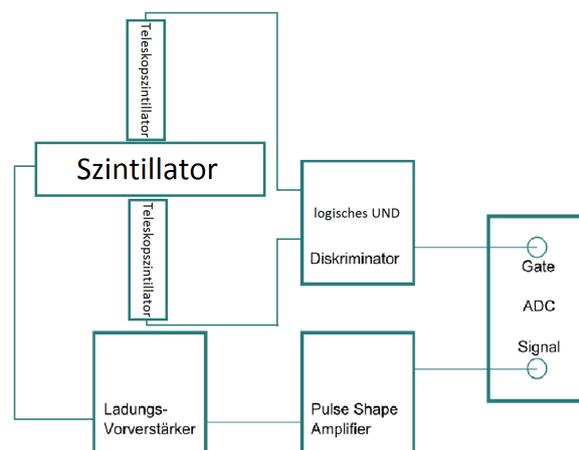
Um das Spektrum der Plastiksintillatoren besser zu verstehen und um den Einfluss von Randeffekten auf das Vetosystem zu untersuchen, wird in diesem Kapitel die Lichtausbeute des PMT in Abhängigkeit vom Ort der Erzeugung des Lichtblitzes untersucht. Wichtig sind in diesem Zusammenhang die Fragen, ob Myonen, die den Szintillator in einer Ecke durchdringen, oder an einer Kante nur streifen, ein ausreichend starkes Signal auslösen. Damit kann abgeschätzt werden, ob die zuvor getroffene Wahl der Myonschwellwerte im richtigen Bereich liegt, oder ob dadurch zu viele Ereignisse vom Vetosystem unberücksichtigt bleiben.

### 5.1. Versuchsaufbau

Um diese ortsabhängige Untersuchung der einzelnen Plastiksintillatoren zu realisieren, wird mit Hilfe zweier kreisrunder Plastiksintillatoren ein "Teleskop" konstruiert. Die zu untersuchende Szintillatorplatte wird zwischen die beiden Teleskop-Szintillatoren gebracht, wie in Abbildung 11a gezeigt. Die Grundidee dieses Versuchsaufbaus ist die gleiche wie bei der Bestim-



(a) Versuchsaufbau zur Untersuchung der Ortsabhängigen Lichtausbeute der Plastiksintillatoren.



(b) Schaltplan und Aufbauskitze für die Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute.

Abbildung 11.: Versuch zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute.

mung der Myon-Akzeptanz. Abbildung 11b zeigt schematisch die Realisierung des Versuchs. Die zwei Teleskop-Szintillatoren werden über die Diskriminatorkarte mit einem logischen UND verknüpft. Das Ausgangssignal der Karte wird als Gatesignal für die Koinzidenz mit dem zu vermessenden Szintillator benutzt. Bei den registrierten Signalen handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um Myonen, die in allen drei Szintillatoren ein Signal ausgelöst und somit auch den zu untersuchenden Plastikszintillator genau an der Stelle durchdrungen haben, an der die Teleskop-Szintillatoren angebracht sind. Dies ermöglicht eine gezielte Untersuchung der Randbereiche der Plastikszintillatoren und der damit verbundenen Effekte.

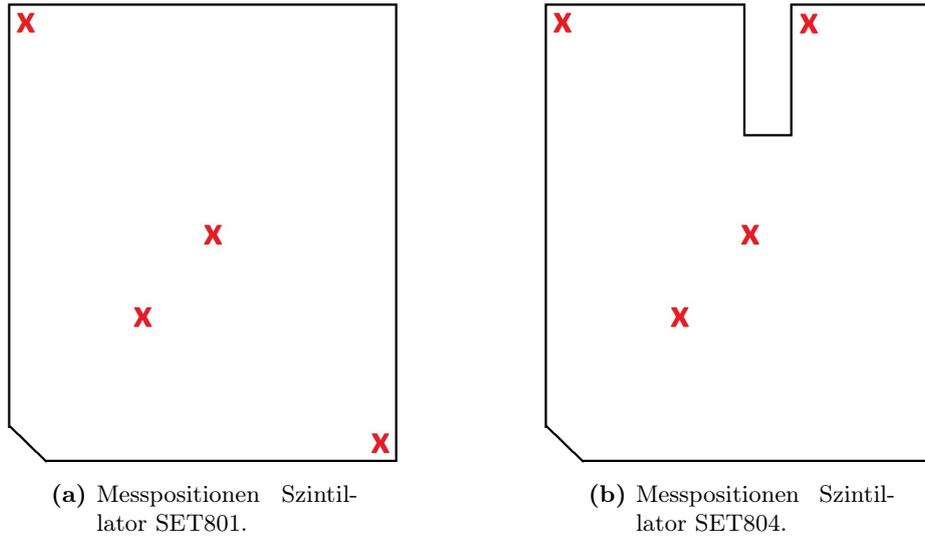
### 5.2. Simulation

Verglichen werden die Ergebnisse mit der von [Web09] erstellten Monte-Carlo-Simulation zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute von Plastikszintillatoren. Die in C++ entwickelte Simulation folgt dabei folgendem Prinzip: In einem gewissen Bereich des Plastikszintillators werden Objekte namens Photon erzeugt. Diese erhalten dabei eine isotrop verteilte Ausgangsrichtung. Die Propagation der Photonen erfolgt entlang gerader Bahnen, beachtet werden nur Reflexionen an den Wänden des Szintillators und die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon nach einer bestimmten Weglänge im Szintillator vom Szintillatormaterial absorbiert und somit vernichtet wird. Gezählt wird schließlich die Anzahl der Photonen, die die aktive Fläche des PMT erreichen, ohne zuvor vernichtet worden zu sein. Die einzigen physikalischen Parameter der Simulation sind somit die mittlere Absorptionslänge  $l$  des Szintillatormaterials und die Reflektivität an den Wänden des Szintillators.

Um die Simulation allerdings mit den Messwerten vergleichen zu können, muss sie auf die exakten Geometrien der Plastikszintillatoren des inneren Vetosystems angepasst werden. Außerdem wird der Bereich, in dem Photonen erzeugt werden können, auf die Geometrie der Teleskop-Szintillatoren angepasst.

### 5.3. Vergleich von Simulation und Messung

Für die Szintillatoren SET801 und SET804 werden, wie in Abbildung 12 gezeigt, jeweils vier Messpunkte untersucht. Vor allem Szintillator SET804 ist durch die Aussparung für den Kühlfinger des Germanium-Spektrometers und seiner damit verbundenen komplizierten Geometrie von besonderem Interesse. Für die Auswertung der Spektren wird die Position des Myonenpeaks als Maß für die Signalstärke und damit für die Zahl der detektierten Photonen bestimmt. Dies ermöglicht in erster Näherung eine ausreichende Abschätzung der Lichtausbeute bei am Ort der Teleskop-Szintillatoren erzeugten Ereignisse. Da der Myonenpeak, wie in Kapitel 3 besprochen, die Form einer Landau-Verteilung hat, wird die von [Leo94] benutzte Näherung für die Verteilung verwendet, die in Gleichung 7 dargestellt ist. Position und Fehler des Peaks



**Abbildung 12.:** Messpositionen zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute für die Szintillatoren SET801 und SET804.

ergeben sich aus den Parametern  $x_c$  und  $c$ .

$$N_\mu = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-x_c}{c} + e^{-\frac{x-x_c}{c}} \right)} \quad (7)$$

Um die Messungen mit der Simulation unmittelbar vergleichen zu können, müsste die Zahl der im Experiment erzeugten Photonen pro einfallendem Myon bekannt sein, um diese als Parameter der Simulation zu übergeben. Da diese jedoch nicht bekannt sind, kommt nur ein relativer Vergleich in Frage. Dazu wurde eine Position in direkter Nähe des PMT mit  $N_\gamma = 100.000$  Photonen simuliert und die identische Position mit dem Versuchsaufbau vermessen. Alle anderen Ergebnisse werden relativ zu dieser Referenzposition (100%) angegeben.

Die Fehler der Simulation ergeben sich durch die limitierte Statistik der Simulation und durch systematische Abweichungen, die sich aus den Unsicherheiten der physikalischen Parameter ergeben. Insbesondere für die Reflektivität der inneren Szintillatorwände liegen keine Herstellerangaben vor. Für die verwendete Reflektorfolie ist ein Wert von 0,99 realistisch und ergibt für den Szintillator SET801 die in Tabelle 3 dargestellten Werte.

Simulation und Messung stimmen hier im Rahmen der Fehler gut miteinander überein, was die Wahl von 0,99 für die Reflektivität rechtfertigt. Außerdem fällt auf, dass die Position des Myonenpeaks als Abschätzung für die Zahl der detektierten Photonen ein nicht optimales Kriterium ist. Die dadurch bedingten großen Fehler der Messwerte (aufgrund der Breite des Peaks) verhindern einen Vergleich zwischen Simulation und Messung, der mehr Aufschluss über die Reflektivität der Szintillatorwände oder die exakten Einbußen der Lichtausbeute geben könnte. Dennoch zeigen die Ergebnisse von Tabelle 3 deutlich, dass Ereignisse in den Ecken des Szintillators etwa 25 % schwächere PMT-Pulse erzeugen.

## 5. Experiment zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute

x-Position [cm]	y-Position [cm]	Messung relative Position des Myonenpeaks [%]	Simulation relative Anzahl an Photonen auf PMT [%]
21,5	25,5	$(93,8 \pm 7,3)$	$(89,3 \pm 1,3 \text{ (stat)} \pm 2,6 \text{ (sys)})$
40	3	$(70,7 \pm 7,4)$	$(73,8 \pm 1,2 \text{ (stat)} \pm 2,3 \text{ (sys)})$
3	48	$(72,3 \pm 7,9)$	$(75,0 \pm 1,2 \text{ (stat)} \pm 3,1 \text{ (sys)})$
15	17	100	100

**Tabelle 3.:** Vergleich der Simulation nach [Web09] und durchgeführter Messung für vier Positionen des Szintillators SET801.

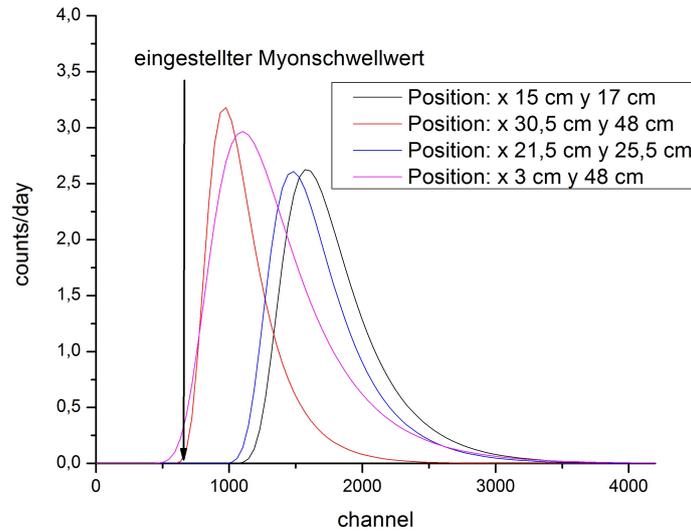
Des Weiteren wird der Szintillator SET804 mit vier Messpunkten untersucht. Für diesen Szintillator stellt die Aussparung für den Kühlfinger des Germaniumkristalls eine geometrische Besonderheit dar, die es zu untersuchen gilt. Dabei ist vor allem die Frage entscheidend, ob myonische Energiedeposition in den für den PMT verdeckten Ecken des Szintillators noch genügend Szintillationsphotonen erzeugt, so dass der zugehörige PMT-Puls stärker als der eingestellte Myonschwellwert ist. Parallel zu den Messungen werden wiederum die zugehörigen Simulationen durchgeführt und in Tabelle 4 miteinander verglichen.

x-Position [cm]	y-Position [cm]	Messung relative Position des Myonenpeaks [%]	Simulation relative Anzahl an Photonen auf PMT [%]
21,5	25,5	$(80,0 \pm 10,8)$	$(85,2 \pm 1,2 \text{ (stat)} \pm 1,3 \text{ (sys)})$
30,5	48	$(52,2 \pm 7,8)$	$(64,2 \pm 1,0 \text{ (stat)} \pm 1,0 \text{ (sys)})$
3	48	$(74,6 \pm 10,3)$	$(66,2 \pm 1,1 \text{ (stat)} \pm 2,8 \text{ (sys)})$
15	17	100	100

**Tabelle 4.:** Vergleich der Simulation nach [Web09] und durchgeführter Messung für vier Positionen des Szintillators SET804.

Hier zeigen sich im Gegensatz zu den Ergebnissen von SET801 Abweichungen zwischen Simulation und Messung. Vor allem die Ergebnisse aus den kritischen Bereichen, das heißt aus den Ecken des Szintillators, weichen von den experimentellen Ergebnissen ab.

Die Messreihe liefert dennoch wichtige Ergebnisse. Selbst myonische Energiedeposition in den abgelegenen Ecken des Szintillators SET804 erzeugt noch ausreichend starke PMT-Pulse. In Abbildung 13 sind die durchgeführten Fits der Landau-Verteilung aller für den Szintillator SET804 durchgeführten Messungen dargestellt. Der in Kapitel 4 bestimmte Myonschwellwert bei Kanal  $x_{Schwelle} = 676$  ist ebenfalls eingezeichnet. Es zeigt sich, dass selbst bei den Messungen an Positionen schwacher Lichtausbeute (rot und lila) liegen die Myonpeaks fast vollständig oberhalb des eingestellten Schwellwertes.



**Abbildung 13.:** Landau-Verteilungen für alle vier durchgeführten Messungen zur ortsabhängigen Lichtausbeute des Szintillators SET804.

## 5.4. Interpretation der Ergebnisse

Die Ortsuntersuchung der zwei ausgewählten Szintillatoren SET801 und SET804 liefert ein besseres Verständnis der Randeffekte der Szintillatoren. Entscheidend ist die Frage, ob auch myonische Energiedeposition in abgelegenen Bereichen des PMT genügend starke PMT-Pulse erzeugt, so dass diese oberhalb der zuvor gefundenen Schwellwerte liegen. Selbst für die komplexe Geometrie des Szintillators SET804 kann das bestätigt werden. Das lässt vermuten, dass Myonen, die von den Szintillatoren nicht registriert werden, fast ausschließlich solche sind, die den Szintillator an Kanten streifen und dabei sehr wenig Energie deponieren. Diese Myonen werden aufgrund der  $4\pi$ -Abschirmung des Detektors in den meisten Fällen von einem anderen Szintillator vollwertig mitregistriert. Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit, dass solche Myonen den Germanium-Detektor erreichen, ebenfalls sehr gering. Nur ihre Sekundärstrahlungsprodukte, das heißt die im Blei durch Myoneneinfang entstehenden Neutronen, tragen somit zu einem nicht vermeidbaren Untergrund bei.

Die Simulation in [Web09] hat sich im Rahmen der hier durchgeführten Messungen als hilfreich erwiesen und zeigt deutlich, dass für die randnahen Positionen mit einer deutlich geringeren Lichtausbeute zu rechnen ist. Sie weist aber vor allem bei der schwierigen Geometrie des Szintillators SET804 Schwächen auf. Die Ergebnisse der randnahen Untersuchungspositionen weichen von den experimentellen Werten ab. Der hinter der Aussparung verdeckte Messpunkt unterscheidet sich vom Ergebnis der Simulation signifikant. Ursachen könnten in einer nicht genügend detaillierten Beschreibung der Reflexionsvorgänge am Szintillatorgehäuse liegen. Des Weiteren könnte die Simulation um Streuprozesse erweitert und damit die Annahme, dass sich die Photonen nur geradlinig im Szintillator bewegen, verfeinert werden.

Um beispielsweise das Verhalten des kompletten Szintillators zu simulieren, müsste die Simulation um die einfallenden Myonen erweitert werden. Da sie sowohl in ihrer Energie, ihrem Einfallsort und ihrem Einfallswinkel gewissen Verteilungen entsprechen, müssten sie je nach deponierter Energie unterschiedliche Anzahlen an Photonen auslösen. Eine solche Erweiterung ist für die hier gesetzten Anforderungen der Kalibrierung des Myonvetosystems jedoch nicht notwendig.

---

## 6. Messung des integralen Myonenflusses im Low-Level Labor des MPIK

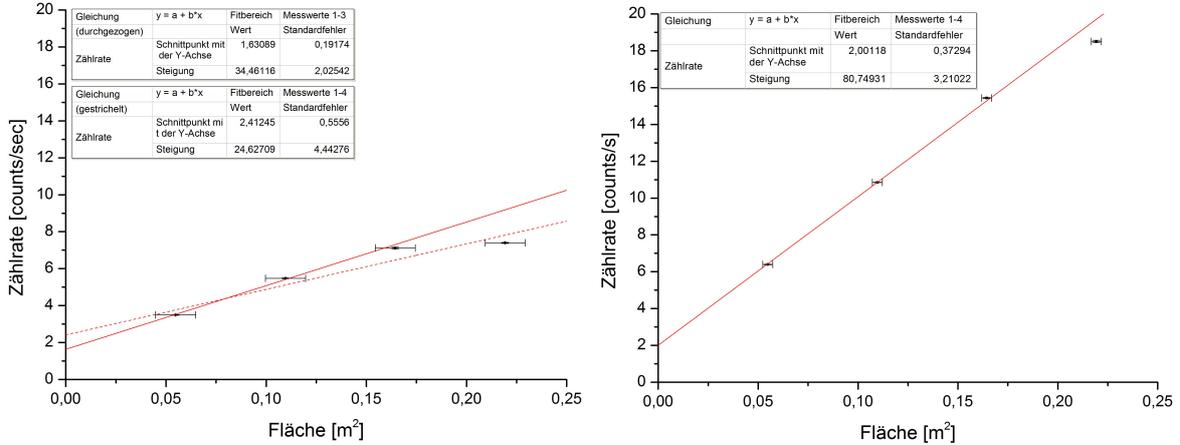
Um eine spätere Abschätzung der Effizienz des Myonvetosystems zu ermöglichen, wird versucht den integralen Myonenfluss im Low-Level Labor des MPIK zu bestimmen. Dabei wird erneut auf die Idee zurückgegriffen, dass zwei übereinandergelegte, in Koinzidenz geschaltete Szintillatoren vorrangig myonische Energiedeposition registrieren.

Zunächst wird, wie bei der Bestimmung der Myon-Akzeptanz, ein Szintillator (SET801) innerhalb der Bleiabschirmung betrieben und der zweite Szintillator (SET803) außerhalb der Bleiabschirmung darüber gelegt. Dadurch bleibt die Rate an zufälligen Koinzidenzen gering, da der vor der natürlichen Radioaktivität geschützte Szintillator eine geringe absolute Zählrate aufweist. Nun wird die Überdeckungsfläche der Szintillatoren variiert, indem der obere Szintillator bewegt wird. Dadurch verändert sich die Fläche innerhalb der es zu Koinzidenzen aufgrund einfallender Myonen kommt. In Abbildung 14a sind die absoluten Zählraten von vier verschiedenen Messungen gegen die Überdeckungsfläche aufgetragen. Die Steigung eines linearen Fits liefert eine Abschätzung für den integralen Myonenfluss pro Flächeneinheit. Auffällig ist, dass der Messwert, bei dem sich die Szintillatoren vollständig überlappen, deutlich von den anderen Messwerten abweicht. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse zweimal extrapoliert. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis des Fits dar, zu dem nur die ersten drei Messwerte zugelassen werden. Für den integralen Myonenfluss ergibt sich in diesem Fall  $\Phi_{\mu}^1 = (34,5 \pm 2,0 \text{ (stat)}) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Die deutliche Abweichung des vierten Messwerts macht jedoch die Problematik dieser Messmethode deutlich. Die Szintillatoren befinden sich in etwa 10 cm Abstand voneinander. Aus diesem Grund ist die Überdeckungsfläche der Szintillatoren nur schwer zu bestimmen. Außerdem wird ein Teil der schräg einfallenden Myonen dadurch nicht registriert. Dieser Effekt korreliert möglicherweise mit der Überdeckungsfläche. Nur eine Simulation, die die  $\cos^2$ -Verteilung der einfallenden Myonen berücksichtigen würde, könnte Aufschluss über die Güte dieses Ergebnisses geben.

Aus diesem Grund wurde eine zweite Messreihe durchgeführt, bei der die beiden Szintillatoren außerhalb der Bleiabschirmung direkt übereinander gelegt wurden. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, dass es aufgrund der natürlichen Radioaktivität vermehrt zu zufälligen Koinzidenzen kommt. Jedoch ist davon auszugehen, dass diese zufälligen Koinzidenzen unabhängig von Überdeckungsfläche auftreten und somit nur einen konstanten Beitrag zum

## 6. Messung des integralen Myonenflusses im Low-Level Labor des MPIK



(a) Bestimmung des integralen Myonenflusses über Koinzidenzschtaltung zweier Szintillatoren mit Szintillator SET801 innerhalb der Bleiabschirmung

(b) Bestimmung des integralen Myonenflusses über Koinzidenzschtaltung zweier Szintillatoren außerhalb der Bleiabschirmung.

**Abbildung 14.:** Bestimmung des integralen Myonenflusses im Low-LevelLabor des MPIK.

Ergebnis liefern. Die zufälligen Koinzidenzen können folglich am y-Achsenabschnitt abgelesen werden, der bei beiden Messmethoden in der selben Größenordnung liegt.

Der über die Steigung bestimmte integrale Myonenfluss unterscheidet sich mit  $\Phi_\mu^2 = (80,7 \pm 3,2 (stat)) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  deutlich vom vorigen Ergebnis. Da aber hier die schwer abschätzbaren Effekte durch schräg einfallende Myonen minimiert sein sollten, kann diesem Ergebnis mehr vertraut werden. Dennoch treten hier andere systematische Effekte auf. Beispielsweise kann ein Gammaquant der natürlichen Radioaktivität in beiden Szintillatoren innerhalb des Vetofensters streuen und somit ein Signal auslösen. Dieser Effekt würde ebenfalls mit der Überdeckungsfläche korrelieren und somit das Ergebnis verzerren.

Die beiden hier durchgeführten Messungen unterscheiden sich sehr deutlich, obwohl die Detektionsmethode identisch bleibt. Die Winkelverteilung der Myonen ist also ein systematischer Effekt, der nicht ignoriert werden kann. Für eine genaue Bestimmung des Myonenflusses müsste der hier durchgeführte Versuch mit einer Simulation untersucht werden. Sie könnte Aufschluss darüber geben, wie stark die Effekte durch schräg einfallende Myonen oder mehrfach gestreute Gammaquanten sind. Eine bloße Abschätzung der Größenordnung des Myonenflusses ist jedoch mit dem Ergebnis der zweiten Messreihe möglich. In diesem Fall liegen die systematischen Effekte vermutlich erst in zweiter Ordnung. Mit  $\Phi_\mu = (80,7 \pm 3,2 (stat)) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  liegt die Reduktion des Myonenflusses im nach Abbildung 1b in Kapitel 2 von [Heu93b] erwarteten Bereich von einer halben Größenordnung gegenüber der Oberfläche, für die  $160 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  nach [M<sup>+</sup>84] angenommen wird.

---

## 7. Fazit

Um beim Material-Screening mit Low-Level Gammaspektroskopie den Anforderungen neuer Experimente, wie beispielsweise XENON1t, gerecht zu werden, müssen vor allem für Untergundlabore in geringen Tiefen neue Abschirmungstechniken gefunden werden. Mit dem neuen Germanium-Spektrometer GIOVE, dessen Aufbau während dieser Arbeit begonnen wurde, sollen durch ein neues, effizienteres Myonvetosystem, nie erreichte Sensitivitäten für ein nur 15 m w.e. tiefes Labor geschaffen und damit die Lücke zu aufwändigem Material-Screening in tiefgelegenen Speziallaboren geschlossen werden. Dazu wurden die Plastikszintillatoren des inneren Vetosystems im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert und für ihre Verwendung als Myonvetosystem von GIOVE vorbereitet.

Dazu musste zunächst eine Möglichkeit gefunden werden, saubere Spektren der Energiedeposition innerhalb der Szintillatoren aufzuzeichnen. Um die Lichtausbeute der Photomultiplier zu verbessern, wurden diese mittels eines optischen Zements an das Szintillatormaterial angeklebt. Die optimale Hochspannung für einen langfristigen und dennoch effizienten Betrieb wurde für alle Szintillatoren auf 800 V bestimmt. Aufgrund der somit sauberen Trennung zwischen myonischer Energiedeposition und Gammaereignissen konnte für alle Szintillatoren ein Myonschwellwert bestimmt werden, der im späteren Aufbau von GIOVE für die Auslösung des Antikoinzidenzsignals verantwortlich ist und somit die Messaufzeichnung des Germanium-Spektrometers unterbricht. Die entscheidenden Parameter, die Zahl der überflüssig gezählten Gammaereignisse und der Prozentsatz an nicht registrierten Myonen liegen im Rahmen der Erwartungen und lassen auf einen effizienten Betrieb des Vetosystems schließen. Zu beachten ist, dass die hier aufgelisteten Schwellwerte nur obere Grenzen für den späteren Aufbau von GIOVE darstellen und nochmals überprüft und eventuell angepasst werden müssen.

In einem Experiment zur Untersuchung der ortsabhängigen Lichtausbeute innerhalb der Plastikszintillatoren konnte anschließend festgestellt werden, dass Randeffekte, wie streifende Myonen, zu einer akzeptablen Zahl an nicht registrierten Myonen führen. Die von [Web09] entwickelte Simulation bestätigt die Ergebnisse des Experiments und kann somit für weitere Untersuchungen der Szintillatoren verwendet werden. Sämtliche Szintillatoren können, trotz teilweise komplexer Geometrien, problemlos für das Myonvetosystem verwendet werden.

Abschließend wurde der integrale Myonenfluss im Low-Level Labor des MPIK auf  $\Phi_\mu = (80,7 \pm 3,2 (stat)) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bestimmt. Zwar unterliegt dieser Wert systematischen Abschätzungsfehlern, er kann jedoch die Vermutung bestätigen, dass der Myonenfluss im Low-Level Labor am MPIK gegenüber der Oberfläche um eine halbe Größenordnung reduziert ist.

Die komplette Kalibrierung des Myonvetosystems von GIOVE war im Rahmen dieser Bachelor Arbeit leider nicht möglich. Die hier vorgestellten Routinen können jedoch für die Schwellwertbestimmung des äußeren Myonvetosystems Anhaltspunkte geben. Die hier erzielten Ergebnisse zeigen deutlich, dass die Plastiksintillatoren ein gezieltes Auslesen von Myonereignissen ermöglichen und lassen einen effizienten Betrieb des Myonvetosystems erhoffen. Um wirklich eine Reduktion des Nulleffekts um mindestens Faktor 5 gegenüber CORRADO zu erreichen, wie es die Zielvorgabe von GIOVE ist, werden jedoch weitere Tests und Anpassungen, vor allem am finalen Aufbau von GIOVE nötig sein.

# A. Test PMT Hamamatsu R8520

Tests durchgeführt von Florian Kaether am MPIK im Juni 2011

## Test-setup

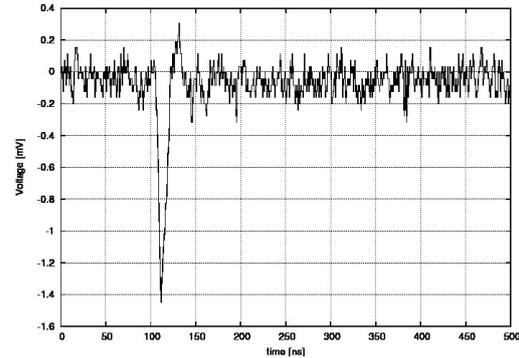
Minimal electronics were used: just a HV supply (ISEG) and a digital oszilloscope. For triggered light pulses, the LED system of the Double Chooz PMT-setup was used.

## Measurements

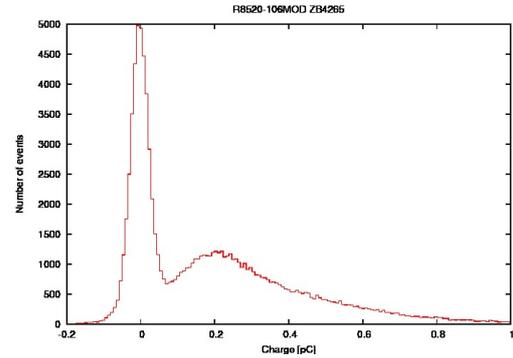
- HV =  $-770$  V will lead to gains in a range of  $(1.5 - 2.6) \times 10^6$  (that means charges of 0.125 - 0.26 pC).
- Amplitudes of SPE events are  $\approx 1.5$  mV (see Table 5).
- Peak-to-valley-ratio P/V  $\approx 1.5$  (this value is strongly correlated with the gain).
- To compare the relative quantum efficiencies the ratio  $\varepsilon$  is calculated from the number of events above the pedestal divided by the number of all events. This is only a rough comparison to identify very low quantum efficiencies (see Table 5).

Serial (Scintillator)	$\varepsilon$	gain $\times 10^6$	P/V
ZB4260 (SET802)	0.45	2.3	1.5
ZB4262 (SET803)	0.46	1.6	1.4
ZB4263 (SET804)	0.49	1.6	1.3
ZB4264	-	very low	-
ZB4265 (SET801)	0.42	2.6	1.7
ZB4399 (SET800)	0.46	2.5	1.8
ZB4403	0.47	1.8	1.3

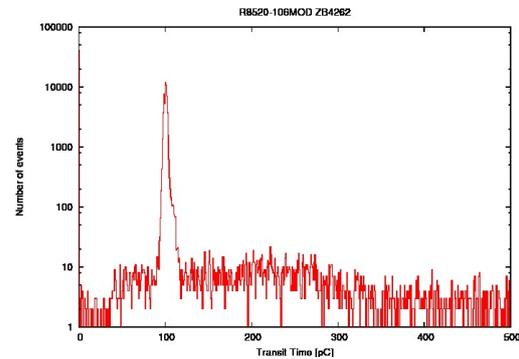
**Tabelle 5.:** Overview on the results.



(a) Typical Pulse.



(b) SPE charge spectrum of ZB4265



(c) Transit time distribution.

**Abbildung 15.:** Typical Test-Results



---

## B. Kenndaten der getesteten Plastikszintillatoren

### B.1. Materialangaben

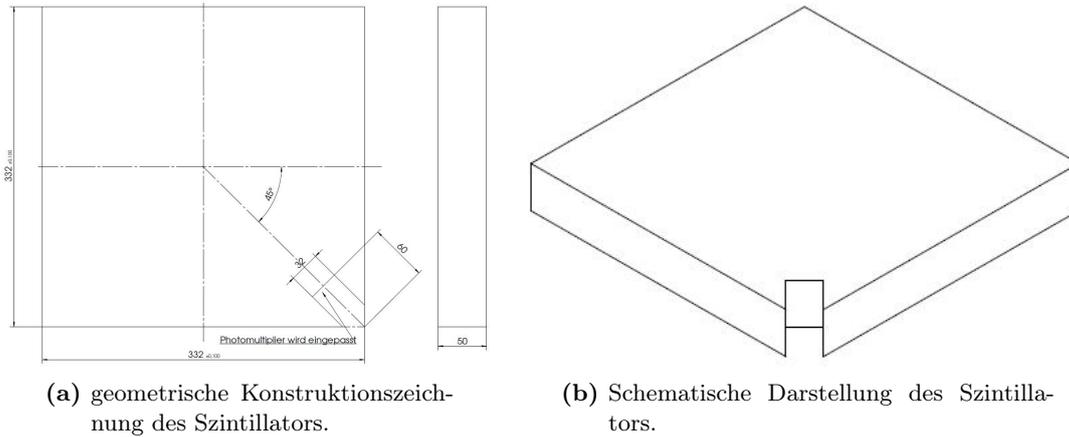
Eigenschaft	Herstellerangabe
Szintillatormaterial	EJ-200
Wellenlänge maximaler Emission	425 nm
Zeitkonstante	2.1 ns
Absorptionslänge	380 cm
H:C Atomverhältnis	1.104
Brechungsindex	1.58
Dichte	1.02 g/cm <sup>3</sup>

**Tabelle 6.:** Materialdaten der benutzten Plastikszintillatoren [Herstellerangabe]

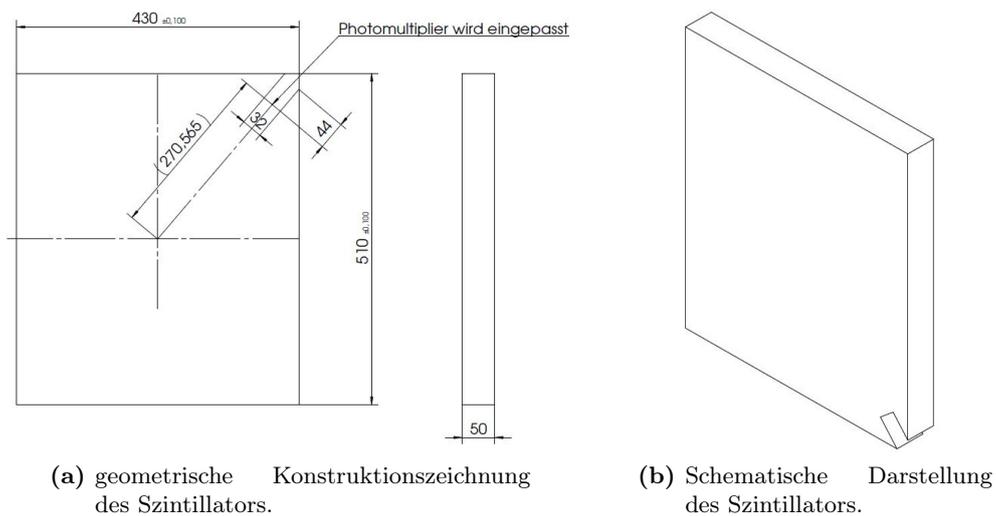
Eigenschaft	Herstellerangabe
Viskosität	800 cps
Bindungsstärke	1800 psi
Funktionstemperatur	-65 bis +105 C
Brechungsindex	1.57

**Tabelle 7.:** Materialdaten des benutzten optischen Zements [Herstellerangaben]

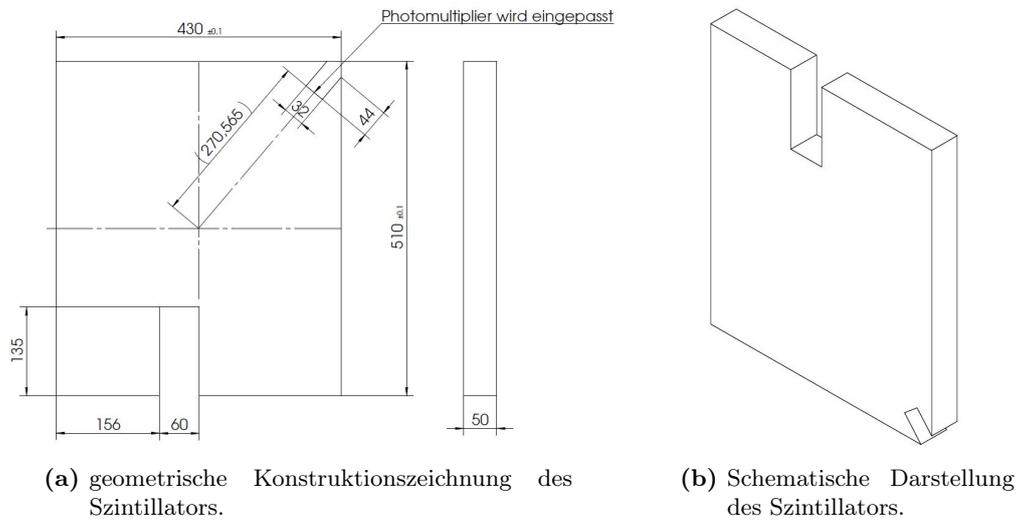
## B.2. Geometrie der getesteten Plastikszintillatoren



**Abbildung 16.:** Geometrische Abmaße des Szintillators SET800, der für den Einbau als oberes inneres Myonveto im beweglichen Probenhalter vorgesehen ist [Heu11].



**Abbildung 17.:** Geometrische Abmaße der Szintillatoren SET801, SET802, SET803, die für den Einbau als seitliches inneres Myonveto vorgesehen sind [Heu11].



**Abbildung 18.:** Geometrische Abmaße des Szintillator SET804, der für den Einbau als seitliches inneres Myonveto vorgesehen ist. Die Aussparung dient dem Külfinger des Germaniumdetektors [Heu11].



# Literaturverzeichnis

- [ACD71] O.C. Allkofer, K. Carstensen, and W.D. Dau. The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level. *Physics Letters B*, 36(4), 1971.
- [Ake09] D. S. Akerib. The search for dark matter. *Nuclear Physics A*, 827(1-4), 2009.
- [Heu91] G. Heusser. Studies of gammaray background with a low level germanium spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 58(1), 1991.
- [Heu93a] G. Heusser. Background in ionizing radiation detection illustrated by Ge-Spectrometry. proceedings 3rd International Summer School on Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Applications, Huelva, Spain. 1993.
- [Heu93b] G. Heusser. Cosmic ray-induced background in ge-spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 83(1-2):223 – 228, 1993.
- [Heu11] Gerd Heusser. Persönliche Mitteilung, 08.11.2011.
- [JKG96] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267(5-6), 1996.
- [L<sup>+</sup>10] Jeng-Wei Lin et al. Measurement of angular distribution of cosmic-ray muon fluence rate. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 619(1-3), 2010.
- [Leo94] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1994.
- [LW77] B.W. Lee and S. Weinberg. Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses. *Phys. Rev. Lett.*, 39, 1977.
- [M<sup>+</sup>84] H.L. Malm et al. Background reduction in germanium spectrometers: Material selection, geometry, and shielding. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 223(2-3), 1984.

- [M<sup>+</sup>04] F. Mantovani et al. Antineutrinos from Earth: A reference model and its uncertainties. *Phys. Rev. D*, 69(013001), 2004.
- [Man07] W. Maneschg. Low-Level-Gammaspektroskopie im Rahmen des GERDA-Experiments zur Suche nach dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall in Ge76. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2007.
- [S<sup>+</sup>95] A. Da Silva et al. Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 354(2–3), 1995.
- [Wah03] Wolfgang Wahl. *Radionuclide Handbook for Laboratory Workers*. Institut für Spektrometrie und Strahlenschutz, 2003.
- [Web09] M. Weber. Experimente zum Entwurf einer Detektorabschirmung für ein neues Gamma-Spektrometer. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2009.

# Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 23.01.2012