

Justus-Liebig-Universität Gießen  
II. Physikalisches Institut  
Heinrich-Buff-Ring 14  
35390 Gießen

## Bachelorthesis

# Entwicklung eines Detektor-Arrays zum Nachweis von Gamma-Strahlung für Anwendungen in der Strahlentherapie

Development of a detector array for the detection of gamma  
radiation for use in the radiotherapy

von A. Marcelle Ketchieumen Tchitnga\*

15. November 2013

Betreuer: Professor Dr. Kai-Thomas Brinkmann  
Dr. Rainer Novotny

\*Arlette.M.Ketchieumen-Tchitnga@physik.uni-giessen.de



# 1 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit sind Vorbereitungen für einen Prototyp eines segmentierten Nachweisdetektors für Gamma-Strahlung im Energiebereich bis zu etwa 10 MeV. Zur Vorbereitung des Detektorkonzeptes wurden zwei kompakte Szintillatormaterialien, Bleiwolframat ( $PbWO_4$ ) und Luthetium-Yttrium-Orthosilikat dotiert mit Cer (LYSO:Ce), als mögliche Kandidaten hinsichtlich ihrer Szintillationseigenschaften und Strahlungsresistenz untersucht. Dies beinhaltet Messungen der Änderung der optischen Transmission auf Grund der Bestrahlung mit einer  $^{60}Co$  Quelle mit einer integralen Dosis von 60 Gy. LYSO:Ce-Kristalle erweisen sich dabei deutlich strahlungshärter. Zum Vergleich der Lumineszenzeigenschaften wurden die Lichtausbeute und die sich daraus ergebende Energieauflösung für Kristalle unterschiedlicher Geometrie jeweils mit einem großflächigen (2 Zoll) Photomultiplier, welcher ein Eintrittsfenster aus synthetischem Quarz und eine Bialkali-Photokathode mit einer Quanteneffizienz bei 420 nm von etwa 20% hat sowie einem SiPM ( $3 \times 3 \text{ cm}^2$  Querschnittfläche), welcher eine Quanteneffizienz bei 420 nm von etwa 25% im Falle kleiner Kristallstäbe gemessen.

Mit dem PMT ausgelesen zeigten großen Bleiwolframat Kristalle ( $5 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ ) eine Lichtausbeute von 41 phe/MeV und eine Energieauflösung bei 1275 keV von  $\sigma/E = 22\%$ . Für einen kleinen Bleiwolframat Kristall der Dimensionen  $8 \times 0,5 \times 0,5 \text{ cm}^3$  kommen 5 phe/MeV raus. Es wurde festgestellt, dass aus den LYSO:Ce Kristalle deutlich viel mehr Licht raus kommt. Für LYSO:Ce Kristalle der Dimensionen  $12 \times 2,5 \times 2,5 \text{ cm}^3$  und  $5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ cm}^3$  hat man eine Lichtausbeute von jeweils 2522 phe/MeV und 1786 phe/MeV gemessen. Ihre Energieauflösungen betragen bei 1275 keV ungefähr  $\sigma/E = 6\%$ . Diese Messungen wurden auch mit einem Silizium Photomultiplier durchgeführt. Allerdings nur für die kleine Kristalle. Was die Bleiwolframat Kristalle angeht konnte aus den gemessenen Spektren nur eine grobe Abschätzung der *1 Photoelektron* Verteilung gemacht werden. Für die LYSO:Ce Kristalle notiert man eine Lichtausbeute von 1125 phe/MeV und eine Energieauflösung von  $\sigma/E = 6\%$  bei einer Energie von 1275 keV. Bei der Messung von Gammaskpektren mit LYSO:Ce Kristallen hat man einen deutli-

chen Untergrund zu berücksichtigen aufgrund der Eigenaktivität. Luthetium-Yttrium-Orthosilikat enthält ein radioaktives Isotop  $^{176}\text{Lu}$ , das unter  $\beta^+$  zerfällt. Dies haben wir durch den Nachweis von zwei bekannten  $\gamma$ -Übergängen, nämlich  $4^+ \rightarrow 2^+$  und  $6^+ \rightarrow 4^+$ , in  $^{176}\text{Hf}$  bestätigen können. Die getestete Kristalle zeigen eine integrale Aktivität von  $263,2 \text{ Bq/cm}^3$ .

Abschließend wurde die Response von einer 3x3-Matrix aus LYSO:Ce-Stäben erstellt und mit Hilfe eines 4x4 Multi-Anoden-Photomultipliers, welcher eine Nachweiseffizienz von ca. 20% bei 420 nm und eine Pixelgröße von  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  hat, gemessen. Erste Messungen des  $\gamma$ - Emission einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle in Koinzidenz mit einem BGO-Kristall wurden durchgeführt. Nach weiterer Optimierung erlaubt dies, neben der  $\gamma$ - Energie auch den Ort des Auftreffens der  $\gamma$ -Quanten zu bestimmen.

Die untersuchten Prototypen zeigen vielversprechende Anwendungsmöglichkeiten, wobei die deutlich geringere Energieauflösung von Bleiwolframat durch einen Betrieb bei negativen Temperaturen optimiert werden muss.

## 2 Abstract

The aim of this work is to ensure settings for a prototype of a segmented detector for gamma radiation in the energy range up to 10 MeV. For the preparation of the detector concept, two compact scintillator materials have been investigated as potential candidates for their scintillation properties and radiation hardness: lead tungstate ( $\text{PbWO}_4$ ) and lutetium-yttrium orthosilicate doped with cerium (LYSO:Ce). This includes measurements of the optical transmittance and its change due to the irradiation with a  $^{60}\text{Co}$  source with an integral dose of 60 Gy. LYSO:Ce crystals appear significantly radiation harder. For comparison of the luminescence properties, light output and the resulting energy resolution for crystals of different geometry were measured with a large surface photomultiplier (2 inch) as well as a SiPM (3 mm  $\times$  3 mm cross-section area) with a quantum efficiency measured at 420 nm of about 25%. The photomultiplier had an input window made of synthetic quartz and a bialkali photocathode with a quantum efficiency at 420 nm wavelength of about 20%.

Readout with the PMT, large lead tungstate crystals (5  $\times$  2  $\times$  2 cm<sup>3</sup>) showed a light yield of 41 phe/MeV and an energy resolution of  $\sigma/E = 22\%$  at 1275 keV. 5 phe / MeV have been recorded for small lead tungstate crystals of dimensions 8  $\times$  0.5  $\times$  0.5 cm<sup>3</sup>. For LYSO:Ce crystals of dimensions 12  $\times$  2.5  $\times$  2.5 cm<sup>3</sup> and 5  $\times$  0.5  $\times$  0.5 cm<sup>3</sup> a light yield of 2522 phe/MeV and 1786 phe/MeV, respectively were measured obtaining an energy resolution of approximately  $\sigma/E = 6\%$  at 1275 keV.

These measurements were also carried out with a silicon photomultiplier, but only for the small crystals. For lead tungstate crystals, only as a rough estimate, one photoelectron was detected. For LYSO:Ce crystals, however, a light yield of 1125 phe/MeV and an energy resolution of  $\sigma/E = 6\%$  at an energy of 1275 keV were obtained. Lutetium-yttrium orthosilicate contains a radioactive isotope,  $^{176}\text{Lu}$ , which undergoes  $\beta^+$  decay. We could confirm this, by the identification of two gamma transitions in  $^{176}\text{Hf}$ , namely  $4^+ \rightarrow 2^+$  and  $6^+ \rightarrow 4^+$ . These crystals show an integral activity of 263, 2Bq/cm<sup>3</sup>.

Finally, the response of a first 3x3 LYSO:Ce matrix was measured with the aid of a

4x4 multi-anode photomultiplier, which has a detection efficiency of 20% at 420 nm and a pixel size of  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ . The first coincidence measurement was made with a BGO crystal and a  $^{22}\text{Na}$  source. After further optimization, in addition to the *gamma* - energy also the determination of the location of the impact of the *gamma*-quanta could be obtained. The studied prototype shows promising applications and the significantly lower energy resolution of lead tungstate crystals must be optimized by operating at low temperatures.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zusammenfassung</b>	<b>3</b>
<b>2 Abstract</b>	<b>5</b>
<b>3 Einleitung</b>	<b>9</b>
3.1 Motivation . . . . .	9
3.2 Konzept . . . . .	10
3.3 Aufbau der Arbeit . . . . .	11
<b>4 Detektorkomponenten</b>	<b>13</b>
4.1 Szintillationsmechanismus . . . . .	13
4.2 Anforderung an das Szintillatormaterial . . . . .	15
4.3 Szintillatormaterial . . . . .	20
4.3.1 Übersicht der möglichen Materialien und Eigenschaften . . . . .	20
4.3.2 Optische Transmission und Strahlungshärte . . . . .	22
4.3.3 Lichtausbeute und Energieauflösung . . . . .	24
4.4 Photosensoren . . . . .	27
4.5 $\text{PbWO}_4$ . . . . .	32
4.5.1 Optische Transmission und Strahlungshärte . . . . .	32
4.5.2 Lichtausbeute und Energieauflösung . . . . .	35
4.6 LYSO . . . . .	42
4.6.1 Optische Transmission und Strahlungshärte . . . . .	42
4.6.2 Eigenaktivität . . . . .	45
4.6.3 Lichtausbeute und Energieauflösung . . . . .	47
<b>5 Prototyp-Array</b>	<b>55</b>
<b>6 Diskussion und Ausblick</b>	<b>61</b>

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>71</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>72</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>74</b>

# 3 Einleitung

## 3.1 Motivation

In den letzten Jahren sind viele Forschungen in Richtung Partikeltherapie gemacht worden. Die Partikeltherapie ist ein Verfahren der Strahlentherapie, bei dem im Rahmen einer Krebsbehandlung der Tumor mit hoch energetischen positiven Ionen oder Protonen bestrahlt wird. Die Protonentherapie hat den Vorteil, dass die Dosisverteilung sich auf den Bragg-peak konzentriert. Diese Therapien sind jedoch mit einem Problem konfrontiert nämlich die Unsicherheiten bezüglich der Eindringtiefe des Strahls, was zu zusätzlicher Schädigung gesunden Gewebes führen kann. Um diese Unsicherheiten zu verringern und die Behandlungstherapien zu optimieren, sind zuverlässige Methoden für die Echtzeit-Überwachung des betroffenen Bereich im Patienten erforderlich. Zwei dieser Methoden sind die Positron-Emission-Tomographie (PET) und das PGI, welches für prompt gamma imaging steht. Während die PET für die Nachbehandlung und Qualitätskontrolle geeignet ist, bietet sie nicht die Möglichkeit einer Echtzeit-Überwachung. Sie ist bereits für niedrig durchblutete knöcherne Strukturen effizient, aber noch nicht für gut durchblutetes, weiches biologisches Gewebe. Außerdem ist ein guter PET Scan mit höheren Kosten verbunden. PGI könnte diese Einschränkungen überwinden. Nach Kollision mit den Proton sind viele Kerne des Gewebe des Patienten angeregt und zerfallen durch Emission von Neutronen oder prompten Gammas. Letztere haben ein breites Energiespektrum im Bereich von 0 bis 7 MeV [MO]. Da prompte Gammas entlang des Protonenstrahls produziert werden, könnte man den Weg des Strahls innerhalb des Patienten mit einer entsprechenden Gamma-Kamera abbilden und somit erfahren, wo genau sie emittiert worden sind. Ein möglicher Aufbau für so eine Messung besteht aus einer Prompt-Gamma Kamera, die einen Spalt-Kollimator benutzt, und einen Szintillationsdetektor, der die aus den Patienten kommenden prompten Gammas nachweisen soll (Abb. 3.1). Das Target in Abbildung 3.1 repräsentiert den Patienten. Die aus dem Patienten emittierten Teilchen können mit dem Kollimator selektiert und im Szintilla-

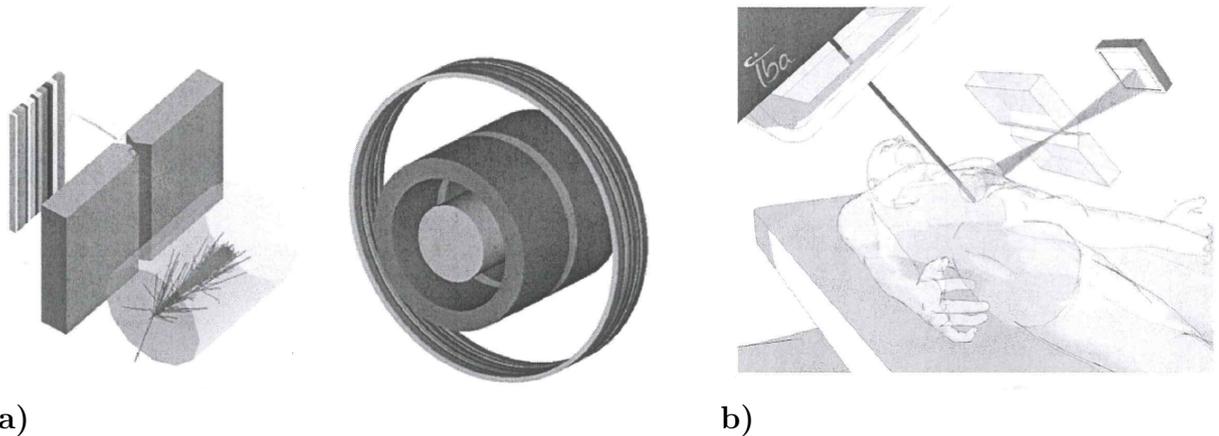


Abbildung 3.1: a) *Prompt Gamma imaging* mit einer Spalt-Kamera. b) Messung der Eindringtiefe des Strahls mit einer Spalt-Kamera [MO].

tor nachgewiesen werden. Dieser ist in Strahl-Richtung segmentiert. Ein Ereignis kann in einem Segment nur detektiert werden, wenn die Energiedeposition in diesem Segment zu der Energie des Auswahlfensters gehört. Basierend auf Simulationen ist man zu dem Schluss gekommen, dass der zu diesem Zweck verwendete Szintillator folgende Eigenschaften haben soll: Der Szintillator sollte eine gute Ortsauflösung haben, damit der Entstehungspunkt der prompten Gammas besser ermittelbar wird. Die Energieauflösung des Detektors sollte so gut sein, dass man möglichst mit engen Energiefenstern arbeiten kann. Zusätzlich muss der Szintillator eine kurze Abklingzeit haben, eine vernünftige Lichtausbeute, eine hohe Nachweiseffizienz für Photonen und eine niedrige Neutronempfindlichkeit. Somit ist man auf der Suche nach geeigneten anorganischen Szintillatoren hoher Dichte, welche leicht kommerziell erhältlich sind. Diese sollen Gamma-Strahlung bis 10 MeV Energie nachweisen [MOT].

## 3.2 Konzept

Der Konzept dieser Arbeit ist das Aufbau eines Einzeldetektors oder eines Arrays aus Szintillatorstäbchen aus  $\text{PbWO}_4$  oder  $\text{LYSO:Ce}$ , die mit einem konventionellen Photomultiplier, einem einzelnen SiPM oder einem Multianoden-Photomultiplier zur Energie- und Ortsmessung, ausgelesen werden.

### 3.3 Aufbau der Arbeit

Ziel der Arbeit sind Vorarbeiten zur Erstellung eines Prototyp-Detektors zum Nachweis von Gamma-Strahlung bis etwa 10 MeV Energie auf der Basis von Szintillationsdetektoren. Die folgenden Kapitel geben daher eine kurze Beschreibung der physikalischen Grundlagen eines anorganischen Szintillators mit den sich daraus ergebenden Eigenschaften. Anschließend werden im Detail die beiden ausgewählten Materialien PWO und LYSO:Ce untersucht und verglichen. Dies basiert auf Messungen der optischen Transparenz, der Strahlungshärte, der Lumineszenzausbeute, der daraus sich ableitenden und erzielbaren Energieauflösung und der vor allem im Falle von LYSO Kristallen zu berücksichtigenden Eigenaktivität. Als erster Schritt zu einem möglichen Detektorkonzept werden erste Messungen und Ergebnisse einer Kristallmatrix aus LYSO:Ce, ausgelesen mit einem Multianoden-Photomultiplier, präsentiert. Abschließend werden im Kapitel 6 beide Materialien verglichen und die ersten Responsemessungen als Grundlage für eine praktische Anwendbarkeit diskutiert.



## 4 Detektorkomponenten

### 4.1 Szintillationsmechanismus

Szintillatormaterialien werden in zwei große Kategorien unterteilt. Man unterscheidet zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren. Im Folgenden beschränken wir uns jedoch auf anorganische Szintillatoren, da nur diese sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit für einen Nachweis von Gamma-Strahlung eignen und somit verwendet werden können. Anorganische Szintillatoren sind im Allgemeinen ionische Kristalle, die grundsätzlich als Isolatoren eingestuft werden können. Der Prozess für die Lichterzeugung lässt sich mit Hilfe des Bändermodells erklären. Schaut man sich den Kristall als Ganzes an, so werden die im Falle von einzelnen Atomen diskreten Energieniveaus zu Bändern einer bestimmten Breite durch die Wechselwirkung im Gitter verschmiert. Das höchste noch besetzte Band heißt Valenzband. Darüber liegt, getrennt durch eine energetisch verbotene Zone, das sogenannte Leitungsband. Ist der ionische Kristall transparent für sichtbares Licht, muss die Bandlücke größer als ungefähr  $3\text{eV}$  sein. In der einfachsten Version des Modells gibt es keine Möglichkeit, dass ein Kristall Licht emittiert bei einer Wellenlänge, wo er transparent ist. Um Lichtemission möglich zu machen braucht man Lumineszenzzentren, die lokalisierte Niveaus haben.

Fällt nun ionisierende Gamma-Strahlung auf den Kristall, wird diese durch die drei relevanten Prozesse des Photo- und Compton-Effekts sowie der Paarbildung im Kristall absorbiert. Als Folge entstehen sekundäre Elektronen bzw. Positronen, die den Kristall ionisieren, wobei Elektronen aus dem Valenzband oder tieferen Bändern oder Schalen in das Leitungsband gehoben werden. Dort sind sie frei beweglich und verlieren stufenweise, durch meist strahlungslose Prozesse, ihre Energie durch Stöße und Wechselwirkungen mit der Kristallmatrix. Gleichzeitig hinterlässt der Prozess im Valenzband ein Loch. In gleicher Weise kann das Loch energetisch an die obere Grenze des Valenzbandes durch Wechselwirkungen angehoben werden. Selbst wenn in diesem Zustand eine Rekombination des Elektron-Loch-Paares durch einen Strahlungsübergang erfolgen sollte, wird

dieses Photon durch Selbstabsorption direkt wieder absorbiert und kann den Kristall somit nicht verlassen. Es sind daher sogenannte Lumineszenzzentren im Kristall erforderlich, deren Rekombination Photonen emittiert, die deutlich unter dem Energiewert der Bandlücke liegen müssen. Diese Zentren können durch Fehlstellen, sog. Farbzentren, durch zusätzliche Dotierung mit Fremdatomen oder gebundene Zustände zwischen Elektron und Loch (Exzitonen), bereitgestellt werden. Die Effizienz des Szintillationsprozesses hängt im Einzelnen von der Wahrscheinlichkeit des Populierens und der Anregung der Lumineszenzzentren und der Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination über Strahlungsemission ab. Hinzu kommt, dass der Energieunterschied zwischen dem emittierten Szintillationslicht und der Bandlücke möglichst groß sein sollte, was man als Stokes-shift bezeichnet. Hinzu kommt, dass der Mechanismus sehr empfindlich von Temperatur, der Ionisierungsdichte im Kristall und vor allem der Anzahl ungewollter Fehlstellen und Verunreinigungen abhängt[SA].

## Hauptsächliche Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie

Im Energiebereich weniger MeV sind die nachfolgenden drei Prozesse dominant. Alle drei führen zu sekundären Elektronen und Positronen, die, wie später diskutiert, über direkte Wechselwirkung mit der Atomhülle ihre Energie in multiplen Stößen verlieren. Im Energiebereich deutlich über 10MeV müssen die Prozesse der Bremsstrahlung sowie die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers hinzugenommen werden.

- Photoeffekt

Ein in Materie eindringendes Photon gibt im Falle des Photoeffekts seine gesamte Energie an ein Elektron ab, das abgesehen von dem aufzubringenden Betrag der Bindungsenergie nahezu dieselbe Energie in Form von kinetischer Energie weiträgt. Daher verschwindet das Photon. Kann man im Detektor diese Elektronenenergie vollständig nachweisen, hat man auf diese Weise die volle Information der Photonenenergie. Diese Detektorresponse bezeichnet man dann als Photopeak. Der Prozess des Photoeffektes dominiert bei kleinen Energien weit unter 1MeV, hängt in hoher Potenz von der Kernladungszahl des Absorbers ab und ist stark sensitiv auf die individuelle Schalenstruktur des Absorberatome.

- Compton Effekt

Ein energiereiches Photon kann auch nur einen Teil seiner Energie durch Streuung

an ein quasi-freies Elektron in der Materie abgeben. Der Vorgang lässt sich über die Erhaltungssätze für Energie und Impuls als Stoßprozess beschreiben. Der maximale Energieübertrag erfolgt bei Rückwärtsstreuung des Photons. Da alle Streuwinkel möglich sind, zeigt das Energiespektrum der gestreuten Elektronen eine kontinuierliche Verteilung bis zum Maximalwert, bezeichnet als Compton-Kante. Der Nachweis im Detektor verliert damit den Informationsgehalt über die ursprüngliche Energie des einfallenden Photons. Vor allem in kleineren Detektorvolumina wird das gestreute Photon zumeist nicht mehr wechselwirken. Falls der Detektor eine ausreichend Größe hat, kann das gestreute Photon erneut wechselwirken und bei vollständiger Absorption in weiteren Schritten doch noch einen Messbeitrag zum Photopeak liefern. Der Effekt kann im Detail durch die Klein-Nishina Formel berechnet werden. Der Compton Effekt ist dominant in einem Energiebereich von um 1 MeV.

- Paarbildung

Wechselwirkt ein Photon der Energie größer als die zweifache Ruhemasse eines Elektron (511 keV), also  $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,02 MeV$ , mit Materie, so kann er sich in ein Elektron-Positron Paar umwandeln. Bedingung dafür ist, dass es einen Stoßpartner gibt, der die Rückstoßenergie aufnimmt, z.B. ein Atomkern. Durch diesen Prozess verschwindet das Photon wieder gänzlich. Nach der Paarbildung in Materie wird das Positron mit einem Elektron wieder annihilieren, wobei in der Regel aus Impulserhaltungsgründen zwei Gammaquanten mit der Energie von jeweils 511keV erzeugt werden. Verlässt eines oder beide dieser Photonen den Detektor, entsteht im Gammaspektrum der sogenannte *single escape peak* der Energie  $E = E_0 - 511keV$  bzw. der sogenannte *double escape peak* der Energie  $E = E_0 - 1022keV$ . Die Paarbildung ist in Bereich oberhalb von etwas mehr als 1 MeV bis zu den höchsten Energien der dominante Prozess.

## 4.2 Anforderung an das Szintillatormaterial

Nachdem der Szintillationsmechanismus sowie die elementare Wechselwirkung von niederenergetischen Gamma-Quanten kurz erläutert wurden, werden jetzt noch weitere Begriffe erläutert, die vor allem bei höheren Photonenenergien von Bedeutung sind.

## Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Strahlungslänge

Geladene Teilchen wechselwirken hauptsächlich durch Ionisation mit den Hüllenelektronen der Materie. Der dabei entstehende kontinuierliche Energieverlust der Teilchen kann durch die Bethe Bloch Formel beschrieben werden [AD]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Delta E_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

$-\delta - 2\frac{C}{Z}$  sind Korrekturfaktoren,  $\beta$  ist die Geschwindigkeit der Teilchen normiert auf die Lichtgeschwindigkeit,  $\Delta E_{max}$  ist der Energieübertrag beim zentralen Stoß und  $\rho$  die Dichte des Materials.  $I$  ist die Ionisationsenergie.  $A_r$  und  $Z$  sind jeweils die Massenzahl und Ordnungszahl des Materials. Wichtig ist vor allem, dass der spezifische Energieverlust quadratisch mit der Kernladung des einfallenden Teilchens skaliert. Bei der Betrachtung leichter geladene Teilchen, wie zum Beispiel Elektronen und Positronen, die aus der Wechselwirkung von Gammastrahlen mit Materie entstehen, muss die Bethe Bloch Formel aus zwei Gründe geändert werden:

- Die Masse ist klein
- Für Elektronen findet die Kollision zwischen identischen Teilchen statt.

Man erhält die folgende Formel [AD]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{I}{m_e c^2}\right)^2}\right) + F(\tau) - \delta^* - 2\frac{C}{Z} \right]$$

mit  $\tau = \frac{E_e - m_e c^2}{m_e c^2}$

Hier ist  $C$  auch ein Korrektur Faktor.

Leichte geladene Teilchen wechselwirken auch mit dem Coulombfeld der Kerne des Materials und emittieren die beim Abbremsen verlorene Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung, d.h. Bremsstrahlung. Die Energieverlust hier ist durch die folgende Formel beschrieben [AD]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2}\right)^2 \cdot E \cdot \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}$$

Der gesamte Energieverlust der Energieverluste Elektronen lässt sich als Summe der aus Kollisionen und damit Ionisation sowie der Bremsstrahlungsverluste errechnen.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem}$$

Die beiden Prozesse sind konkurrierend, wobei bei Elektronenenergien unterhalb der sogenannten kritischen Energie, bei der gerade die Verluste durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß sind, die Ionisation Überhand gewinnt bis das Teilchen vollständig gestoppt ist. Im Falle des Energieverlustes durch Bremsstrahlung folgt die Energieabnahme nach einem Exponentialgesetz, wobei dieses durch die materialabhängige Strahlungslänge  $X_0$  beschrieben wird [AD].

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \cdot \ln \frac{183}{Z}} \Rightarrow -\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{E}{X_0} \Rightarrow E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$$

Sie definiert die typische Länge, innerhalb der ein hochenergetisches Elektron oder Positron durch Bremsstrahlung seine Energie bis auf einen Anteil  $1/e$  reduziert. Vor allem beim Nachweis hochenergetischer Elektronen bzw. Photonen ermöglicht eine kurze Strahlungslänge ein kompaktes Detektorvolumen. Die Absorptionslänge für die Photonen ist  $7/9 X_0$ .

## Elektromagnetischer Schauer und Molière Radius

Als Folge der Paarbildung von hoch energetischen Photonen entstehen durch die Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen erneut Photonen, die entsprechend den bisherigen Wechselwirkungen Sekundärprozesse nach sich ziehen. Dieses Wechselspiel, das sich mehrmals wiederholen kann, verursacht die Bildung eines elektromagnetischen Schauers. Ein hochenergetisches Photon in Materie wandelt sich in ein Elektron-Positron-Paar um, das dann energetische Photonen durch Bremsstrahlung emittiert. Diese wandeln sich wiederum in weitere  $e^- - e^+$ -Paare um und so weiter. Diese Kaskade breitet sich sowohl in longitudinaler als auch transversaler Richtung aus und verteilt sich über ein ausgedehntes Detektorvolumen, abhängig von der ursprünglichen Energie. Die maximale Eindringtiefe  $t_{max}$  ist durch [LEO]:

$$t_{max} = \frac{\ln \frac{E_0}{E_c}}{\ln 2}$$

beschrieben, wobei  $N_{max} \approx \frac{E_0}{E_c}$  die maximale Anzahl von erzeugten Teilchen ist.  $E_0$  ist die Energie des Teilchens, mit welchem der Schauer beginnt also eines Elektrons oder eines Photons.  $E_c$  ist die schon in vorherigen Kapitel 4.2 erläuterte kritische Energie. Die transversale Dimensionen des elektromagnetischen Schauer wird durch den Moliere Radius parametrisiert [MO] :

$$R_M = \frac{21MeV}{E_c} \cdot X_0\left[\frac{g}{cm^2}\right]$$

Für den endgültigen Detektoraufbau sowie den Betrieb in einer Umgebung mit hoher Strahlungs-dosis sind noch folgende Begriffe von Bedeutung:

### **Strahlungsresistenz**

Der Lichtverlust innerhalb eines Szintillators ist in erster Linie von der Transparenz des Kristalls in dem Wellenlängenbereich abhängig, in dem das Fluoreszenzlicht emittiert wird. Verunreinigungen im Kristall können generell diese Transparenz begrenzen. Die Wechselwirkung der einfallenden Strahlung kann jedoch zusätzliche Absorptionszentren erzeugen, in denen Elektronen eingefangen oder Anteile des Szintillationslichtes intern absorbiert werden. Damit ändert sich die Response des Detektors und damit die Beziehung zur einfallenden Photonenenergie. Ursache der Bestrahlung ist die Formation von Farbzentren. Dieses Effekte hängen stark von der Temperatur und der Lebensdauer dieser Zustände ab. Alle Untersuchungen bestätigen jedoch, dass der Szintillationsprozess selbst nicht durch Strahlenbelastung beeinträchtigt wird, wie die Abb 4.1 für Kristalle aus  $LYSO:Ce$  and  $PbWO_4$  bestätigt [STR]. Die Abbildung zeigt, dass es keinen signifikanten Unterschied zwischen den Lumineszenzspektren vor und nach der Bestrahlung gibt. Diese Eigenschaft ist jedoch für einen Kristall erst zu prüfen, wenn man mit hohen Rate zu tun hat. Die Strahlenhärte ist bei den hier gemachten Betrachtungen nicht relevant, da die Testmessungen nur mit Laborquellen geringer Rate durchgeführt wurden.

### **Ausreichend Licht**

Die Nachweisempfindlichkeit und die erzielbare Auflösung eines Detektors hängt entscheidend von der Lumineszenzausbeute des Szintillator ab. Diese kann man entweder durch Angabe der Anzahl der Szintillations-Photonen pro deponierte Energieeinheit -

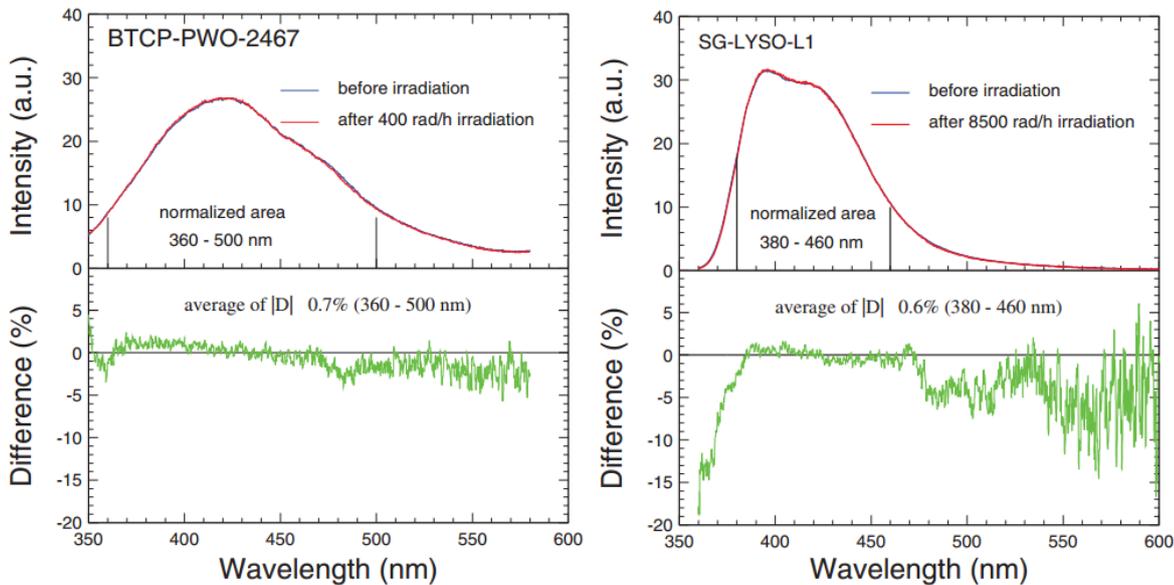


Abbildung 4.1: Photolumineszenz Spektren vor(blau) und nach(rot) der Bestrahlung mit Gammastrahlung und die entsprechende Differenz(grün) für einen PWO(links) und einen LYSO(recjts) Kristall [STR].

meist in MeV - quantifizieren. Dieser Wert, vor allem im Vergleich verschiedener Materialien muss unter gleichen Bedingungen bestimmt werden, z.B. bei gleicher Kristallgröße, Reflektorgeometrie oder Ankopplung an der Sensor. In diesem Fall muss man die relative Quanteneffizienz des Sensors berücksichtigen. Hat man einen Sensor ausgewählt oder macht man nur eine vergleichende Studie, dann kann man die Lichtausbeute auch durch die Anzahl der erzeugten Photoelektronen oder Elektron-Loch-Paare in einem Halbleitersensor angeben. Die theoretische maximale Anzahl erzeugter Szintillationsphotonen kann man je nach Szintillatortyp grob abschätzen, indem man die einfallende Photonenenergie durch das etwa Dreifache der Energie der Bandlücke teilt. Der Faktor 3 hängt von der Struktur des Kristalls ab und ist ein allgemeiner Richtwert.

Zum Nachweis der Gammastrahlung der Energie bis zu 10 MeV ist man auf der Suche nach einem Detektor, der einerseits eine gute Photonen Nachweiseffizienz und eine kurze Abklingzeit hat, damit schnelle Signale generiert werden können. Andererseits soll der Detektor eine gute Auflösung haben. Diese Größe hängt von der Statistik der erzeugten Photonen ab. Für diese Arbeit fiel die Wahl der Detektoren auf Bleiwolframat ( $\text{PbWO}_4$ ) und mit Cer dotierte Luthetium-Yttrium-Orthosilikat (LYSO:Ce) Kristalle. Im nächsten Kapitel wird eine Übersicht der verwendeten Kristalle präsentiert, ihre

zu untersuchenden Eigenschaften, nämlich die optische Transmission, die Lichtausbeute und die Energieauflösung gefolgt von einer Darstellung der für das Auslesen der Detektoren verwendeten Photosensoren.

## 4.3 Szintillatormaterial

### 4.3.1 Übersicht der möglichen Materialien und Eigenschaften

Bleiwolframat und Lutetiumyttriumsilikatoxid sind kristalline anorganische Kristalle, die sich dadurch zeichnen, dass sie sehr kompakt sind. Sie unterscheiden sich wesentlich dadurch, dass Bleiwolframat eine sehr viel geringere Lichtausbeute besitzt, die sehr stark von der Temperatur abhängt. In der Tabelle 4.1 sind verschiedene Eigenschaften von PWO und LYSO dargestellt.[NOV]

Aus Gründen der Einfachheit werden wir in Laufe der Arbeit oft für  $PbWO_4$  und LYSO:Ce jeweils die Schreibweise PWO und LYSO benutzen. Für die Arbeit wurden ins-

Eigenschaften	$PbWO_4$	LYSO:Ce
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	8.28	7.1
konstant Abklingzeit[ns]	5 – 15	40
Brechungsindex	2.20	1.80
relative Lichtausbeute zu NaJ(Tl)	0,02	0,8
Strahlungslänge[cm]	0,89	1,2
Molière Radius[cm]	2,1	2,4
Lumineszenz [nm]	420	420
hygroskopisch	nein	nein

Tabelle 4.1: Eigenschaften der anorganischen Szintillatoren PWO und LYSO.[NOV]

gesamt 17 rechteckförmige Kristalle benutzt. In der Tabelle 4.2 und 4.3 sind ihre mit einem Messschieber gemessenen Dimensionen zusammengestellt.

Beschriftung LYSO Kristalle	Länge [cm]	Breite[cm]	Beschriftung PWO Kristalle	Länge [cm]	Breite [cm]
15450X	12.03	2.51	20009a	4.93	1,87
1	5.08	0.51	20009b	4.95	1,90
2	5.08	0.51	20026	5.08	1,87
3	5.08	0.51	20026b	4.89	1,87
4	5.08	0.51	1	7.77	0.47
5	5.08	0.51	2	7.77	0.47
6	5.08	0.51	3	7.27	0.47
			4	7.76	0.48
			5	7.27	0.43
			6	7.76	0.47

Tabelle 4.2: Dimensionen der LYSO Testkristalle.

Tabelle 4.3: Dimensionen der PWO Testkristalle.

### 4.3.2 Optische Transmission und Strahlungshärte

Ein perfekter Kristall würde das gesamte in ihm durch Szintillationsprozesse erzeugte Licht zur Auslese in einem Sensor weiterleiten. In der Realität wird ein Teil des Lichtes, das isotrop emittiert wird, aus dem Kristall austreten, durch Vielfachreflexion teilweise in Farbzentren absorbiert und letztendlich nur teilweise das Eintrittsfenster des Photosensors erreichen, da in der Regel nur ein kleiner Teil der Kristalloberfläche durch einen aktiven Sensor abgedeckt ist. Um jedoch generell die optische Qualität vor allem im Wellenlängenbereich des Szintillationslichtes zu überprüfen, misst man in einem Spektralphotometer durch Einstrahlen von Licht bekannter Wellenlänge die optische Transparenz. Die Grundlagen der Wellenoptik geben an, dass schon beim Lichteinfall aus dem Vakuum durch Reflektion ein Anteil zurückgestreut wird. Dies ist bedingt durch den Übergang des Lichtes von Medium 1 (Luft) ins Medium 2 (Kristall). Der Transmissionsgrad  $T = \frac{I}{I_0}$  bei einer festen Wellenlänge ist gegeben durch das Verhältnis von der Lichtintensitäten  $I$  hinter der Intensität  $I_0$  vor dem Kristall. Der Transmissionsgrad ist somit ein Maß für die „durchgelassene“ Intensität. Die Transmission von verschiedenen PWO- und LYSO-Kristallen wurde in Abhängigkeit von der Wellenlänge mit einem VARIAN Zweistrahl-Spektrometer im Bereich von 300 bis 800 nm in 0,5 nm Schritten gemessen. Diese Messung wurde wiederholt, nachdem die Kristalle jeweils 55 Minuten lang mit einer  $^{60}\text{Co}$  Quelle der Dosisrate 1.09 Gy/min, spricht mit einer Gesamtdosis von 60 Gy bestrahlt wurden. Ziel war eine mögliche Veränderung der Transmission auf Grund von Strahlenschäden zu bestimmen. Bei der Messung wurden nur die Transmission der großen Kristalle gemessen, d.h. die LYSO-Kristalle mit den Bezeichnungen 15450X, sowie die PWO-Kristalle 20026, 20026b, 20009a und 20009b. Es war nicht sinnvoll die Transmission der kleinen Stäbchen zu messen, da die Dimensionen des Spektrometerstrahls größer als die Endfläche der Stäbchen sind. Im Kapitel 4.5.1 und 4.6.1 werden die erhaltenen Transmission der Kristalle vor und nach der Bestrahlung verglichen und mit der theoretisch erwarteten Transmission diskutiert.

Die theoretische Transmission lässt sich wie folgt berechnen [DEL] :

$$T = \frac{1 - R}{1 + R} \quad (4.1)$$

$$R = \frac{(n_{kri} - n_{Luft})^2}{(n_{Kri} + n_{Luft})^2} \quad (4.2)$$

LYSO und PWO unterscheiden sich allein in ihrer Dispersionsrelation. Neben dem Vergleich der Transmission vor und nach der Bestrahlung, wird auch die Strahlungshärte

der Kristalle bestimmt. Diese Größe entspricht dem Verlust an Transmission und lässt sich durch den wellenabhängigen Parameter  $\Delta k$  beschreiben.  $\Delta k$  ist die Änderung des Absorptionskoeffizienten, welcher sich aus dem Lambert-Beerschen Gesetz ausrechnen lässt:

$$\frac{1}{d} \cdot \ln \frac{T_b}{T_a} = \Delta k [m^{-1}] \quad (4.3)$$

Diese Formel lässt sich herleiten mit der Annahme, dass die Transmission eines Kristalls exponentiell mit der Länge des Kristalls abfällt. Mit

$$T = e^{-k \cdot d}$$

ergibt sich somit

$$\ln \frac{T_b}{T_a} = \ln \frac{e^{-k_b \cdot d}}{e^{-k_a \cdot d}} = d(k_a - k_b) = d \cdot \Delta k$$

$T_a$  und  $T_b$  sind jeweils die Transmission vor und nach der Bestrahlung.  $\Delta k$  ist die Differenz der Absorptionskoeffizienten vor und nach der Bestrahlung. Dieser Parameter ist ein quantitatives Maß für die Reduktion der Transparenz für das im Kristall erzeugte Szintillationslicht. Für die optimale Auslese des Szintillationslichtes wurden die Kristalle mit einem Reflektor an allen Seite umgeben, außer an der Fläche, an die der Photosensor angekoppelt wird. Der Reflektor bestand aus 8 Lagen Teflon-Folie und einer Lage 1 Aluminium-Folie. Um den Kristall lichtdicht einzupacken, wurde er abschließend mit schwarzem Schrumpfschlauch umgeben. Zwischen dem Kristall und dem Photodetektor wurde Silikonöl zur Herstellung eines optischen Kontaktes aufgetragen. Da alle Kristallproben hinsichtlich Strahlungsresistenz bestrahlt worden waren und nicht alle Absorptionszentren kurzzeitig bei Raumtemperatur ausheilen, wurden für die weitere Anwendungen die Kristalle ausgeheizt. Zufügen von thermischer Energie für eine Dauer von mindestens 4 Stunden bei einer Temperatur von 200 – 300°C in einem speziellen Wärmeschrank mit angepasstem Heiz- und Abkühlzyklus bringt die Kristalle wieder in ihren Anfangszustand.

### 4.3.3 Lichtausbeute und Energieauflösung

Die Lichtausbeute  $L$  ist der Quotient aus der detektierten Lichtmenge des Szintillationslichtes und der im Kristall deponierten Photonenenergie. Dieser Wert ist zum einen spezifisch für das Szintillationsmaterial hängt aber auch von der Qualität des Kristalls, seiner Geometrie und der effektiven Lichtsammlung ab. Andererseits ist diese Angabe abhängig von dem verwendeten Sensor, da dieser eine wellenlängenabhängige Quanteneffizienz hat.

Für diese Messung wurden die Gammaspektren von energiebekannten Quellen wie  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  und oder  $^{137}\text{Cs}$  aufgenommen. Aus diesen konnte die detektierte Lichtmenge bestimmt werden<sup>1</sup>.

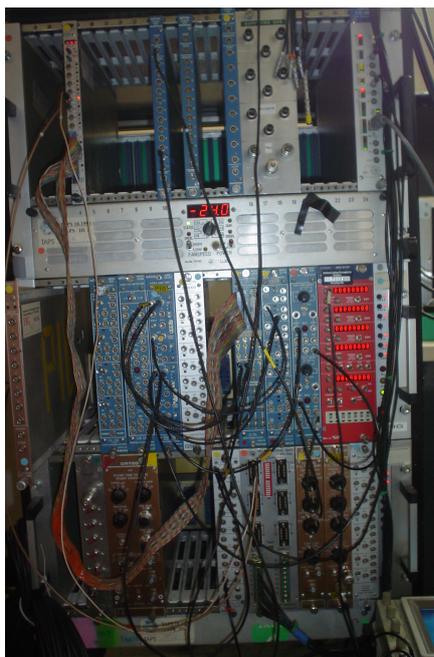
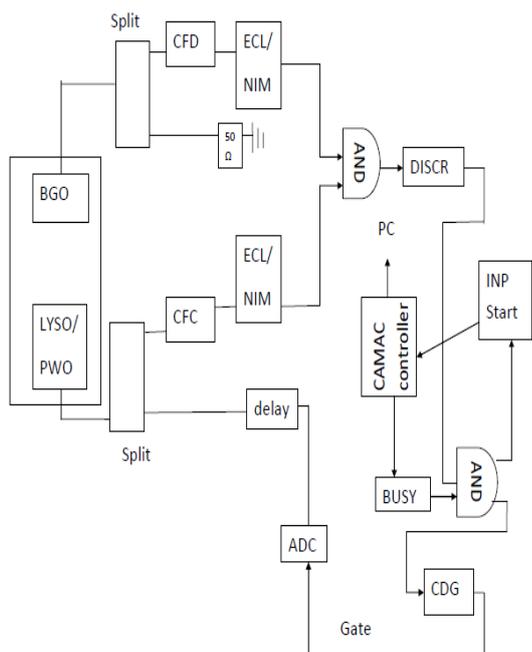
Neben der Lichtausbeute zählt auch die davon abhängige Energieauflösung als wichtige Eigenschaft zur Beschreibung eines Szintillationsdetektors. Idealerweise würde man für einen monoenergetischen Photonenstrahl in dem resultierenden Spektrum eine scharfe Delta-Funktion als Verteilung erwarten. Man beobachtet aber eine Verteilung mit einer endlichen Breite  $\sigma$ , welche mit einer Gauß-Funktion beschrieben werden kann. Diese Breite ergibt sich aufgrund statistischer Schwankungen in der Anzahl von Anregungen und Ionisationen in dem Detektormaterial und der erzeugten Szintillationsphotonen. Die Energieauflösung ist letztendlich ein Maß dafür, wie gut der Detektor zwei dicht beieinander liegende Photonenenergien im gemessenen Spektrum unterscheiden kann. Sie wird durch die "FWHM" (full width at half maximum) oder die Breite  $\sigma$  der Gaußkurve beschrieben. Die Auflösung ist auf Grund der Statistik eine Funktion der im Detektor deponierte Energie. Sie verbessert sich mit steigender Energie. In dieser Arbeit wird im Folgenden mit der Bezeichnung Energieauflösung immer die relative Energieauflösung  $\sigma/E$  gemeint.

## Versuchsaufbau

Die Aufnahme der Gammaspektren erfolgt mit dem folgenden Koinzidenzmessungsaufbau (Abb. 4.2), wobei die Detektoren bei der Messung mit dem PMT sich in einem Kühltank (Abb.4.3.a) bei einer Temperatur 12°C und bei der Messung mit der SiPM in einer lichtdichten Kammer (Abb.4.3.b)<sup>2</sup> bei Raumtemperatur befanden. In der meisten Fällen wurden lediglich die Signale des untersuchten Szintillators als Einzelmessung

<sup>1</sup>In den Kapiteln 4.5.2 und 4.6.3 werden die Rechenmethoden jeweils für PWO und LYSO präsentiert

<sup>2</sup>Dieser Aufbau befand sich in einer Lichtdichten Kammer



(a) Skizze der Messelektronik.

(b) Elektronik der Messaufbau.

Abbildung 4.2: Messelektronik für die Koinzidenz Messung



(a) Aufbau für die Messung mit dem PMT im Kühlschranks.

(b) Aufbau für die Messung mit dem SiPM.

Abbildung 4.3: Koinzidenzaufbau jeweils mit dem PMT a) und mit dem SiPM b).

aufgenommen. Da aber LYSO eine Eigenaktivität besitzt bzw in manchen Fällen sich das Signal nur geringfügig von dem Rauschen abhebt, wurde eine Koinzidenzschaltung mit einem mit PMT ausgelesenen BGO-Kristall verwendet. In denen Fall kann man nur die Quellen  $^{22}\text{Na}$  und  $^{60}\text{Co}$  verwendet, da bei diesen zwei Photonen simultan emittiert werden. Mit Koinzidenz ist das Zusammentreffen von den registrierten Ereignissen von unserem Detektor und dem Referenzdetektor, hier BGO (mit einer Spannung von -1077 V betrieben) innerhalb einer bestimmten, vorgegebenen Zeitspanne gemeint. Ein Ereignis wird beim gleichzeitigen Auftreten von Triggerpulsen an beiden Eingängen des AND akzeptiert. Die Signale der Photodetektoren und des Referenzdetektors werden durch einen aktiven Split geteilt. Ein Teil des Signal des BGO Detektors wird durch einen CFD (constant fraction discriminator) und ein ECL/NIM Modul geschickt. Der anderen Teil wird durch einen  $50\ \Omega$  Widerstand abgeschlossen. Der CFD ist ein Modul, das ein sogenannte NIM-Signal, d.h ein logischer Signal erstellt, sobald das Detektorsignal eine bestimmte Schwelle erreicht. Ein Teil des Signals von unserem Detektor wird auch durch einen CFD und einen ECL/NIM Modul gesendet. Der andere Teil wird um eine gewisse Zeit verzögert und dann zu einem ADC geschickt. Der ADC wandelt das aus unserem Detektor kommende Analogsignal in einen digitalen Wert um. Diese Werte spiegeln sich in den Kanalnummern in unseren Gammaspektren wieder. Die Signalanteile des logischen Zweiges von den beide Detektoren, werden auf ein AND-Logik geleitet und nur die Ergebnisse, die gleichzeitig aufgetreten sind, erzeugen ein Ausgangssignal, welches zu einem Diskriminator gesendet wird. Dieser verbessert das digital Signal, das er bekommt und gibt ihm einer festen Höhe und Breite. Das erhaltene Signal wird an einer AND Logik mit einem BUSY Signal gekoppelt. Dieses sorgt dafür, dass nur Daten vom ADC ausgelesen werden, wenn die Datenaufnahme des PC bereit ist. Da der Computer eine bestimmte Zeitspanne (Totzeit) zur Bearbeitung der empfangene Signal benötigt, muss immer am BUSY-Signal geprüft werden, ob er gerade beschäftigt ist oder nicht. Falls nicht, dann können, die aus dem Diskriminator kommenden Signal an den Computer geschickt werden. An einem Oszilloskop kann das Signal beobachtet werden und am Gate-Generator kann das gate so eingestellt werden, dass wirklich das gesamte Signal integriert wird. Weiterhin muss hier geprüft werden, ob das Gate und das Signal zeitlich korreliert sind. Es kann auch geprüft werden, ob es tatsächlich eine Koinzidenz von den beiden Signalen gibt oder bei welcher Schwelle der Untergrund richtig von den Spektren wegschnitten wird. Für die Messung des Pedestal musste am Eingang des Diskriminators anstatt der Signal von unserem Detektor, ein Pulser eingesteckt werden, welcher zufällige Ereignisse auslöst.

## 4.4 Photosensoren

In Rahmen dieser Bachelorarbeit soll ein szintillationszähler konzipiert und gebaut werden, der für den Nachweis von Gammastrahlung dienen soll. Das Lichtsignal des Szintillators muss quantitativ und möglichst proportional in ein elektrisches Signal umgewandelt werden, damit es weiterverarbeitet und analysiert werden kann. Dazu wird ein Photosensor benötigt. In den letzten Jahrzehnten wurden viele Photodetektoren entwickelt, wie zum Beispiel der Photomultiplier - oder genauer Sekundärelektronenvervielfacher -, der komplexe Multianoden Photomultiplier, die Photodiode, der CCD-Sensor, die Avalanche-Diode und in neuester Zeit der sog. Silizium-Photomultiplier. Alle Sensoren nutzen die ionisierende Wirkung von Photonen auf Grund von Photoeffekt in einer dünnen Schicht einer Photokathode oder in eine Halbleiterschicht.

Hier werden die drei Sensoren, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommen näher besprochen.

### Der konventionelle Photomultiplier (PMT)

Diese Sensoren sind schon seit mehr als 70 Jahren im Einsatz und sind heutzutage die am häufigsten verwendeten Module. Photomultiplier sind Vakuumröhren mit einer Photokathode und einer Reihe von Dynoden. Die Photokathode ist auf der Innenseite des Eintrittsfensters als eine dünne, halbtransparente Schicht angebracht. Aus dieser können Photonen je nach Wellenlängenbereich über Photoeffekt ein Elektron auslösen. Auf Grund eines Spannungsgefälles zur nächsten Dynode wird durch das elektrische Feld das Elektron dorthin abgelenkt und zur Dynode hin beschleunigt. Auf Grund der kinetischen Energie werden auf der ersten Dynode sekundäre Elektronen ausgelöst. Dieser Vorgang setzt sich iterativ bis zur letzten Dynode, der Anode fort. Integral liegen typisch 1500 bis 2000 Volt zwischen Anode und Kathode an, die zwischen den Dynoden durch einen passiven oder aktiven Spannungsteiler aufgeteilt sind. Die integral angelegte Spannung bestimmt zusätzlich die gesamte Verstärkung, d.h. typische Verstärkungsfaktoren liegen bei  $10^5$  bis  $10^7$ .

Die Effizienz eines Photosensors, d.h. die sog. Quanteneffizienz gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein ankommendes Photon ein Elektron aus der Kathodenschicht ablöst. Um die Wahrscheinlichkeit zu vergrößern, werden oft Halbleitermaterialien, die eine hohe Quanteneffizienz im sichtbaren Bereich haben, auf die innere Seite der Photomultiplierfensters eingebaut. Durch thermische Effekte oder verzögerte Strahlungsübergänge vor

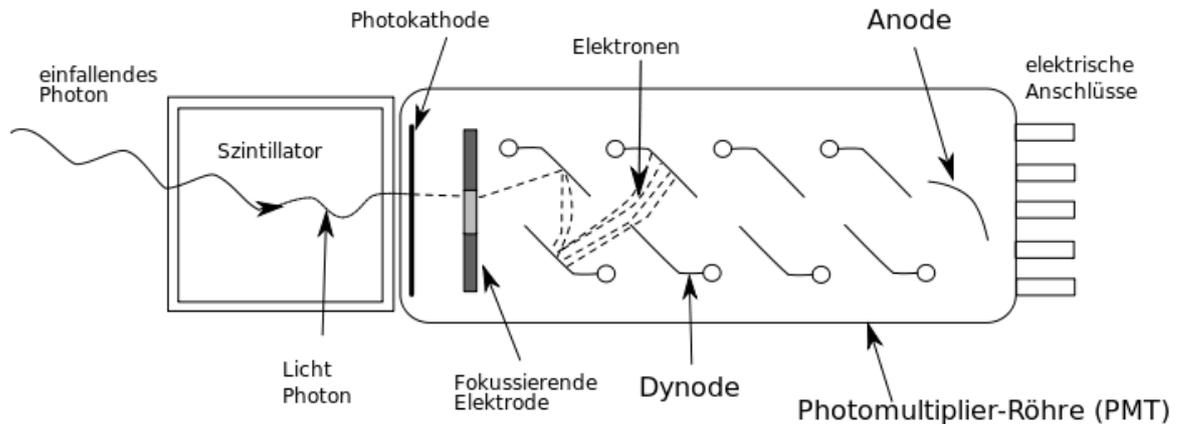


Abbildung 4.4: Skizze eines Photomultipliers.[ROHR]

allein nach Tageslichtexposition der Photokathode können zusätzliche Elektronen ausgelöst werden. Diese Rate von  $10^2$  bis  $10^4$  pro Sekunde, die auch in Abwesenheit von Beleuchtung emittiert wird, nennt man den Dunkelstrom eines PMT. Meist fällt diese Rate deutlich mit der Zeit ab, wenn der PMT ganz im Dunkeln betrieben wird.

Beim Arbeiten mit PMTs sind weitere Effekte zu beachten.

- Neben dem Dunkelstrom, der aus einzelnen Photoelektronen besteht, gibt es auch Nach-Pulse. Diese werden durch Wechselwirkung der Photoelektronen mit Restgasatomen im Photomultiplier verursacht. Nach der Ionisation driften diese Ionen zurück zur negativen Kathode und extrahieren weitere Elektronen, die sich zeitlich verzögert zu den echten Signalimpulsen addieren. Dieses Problem steigt mit dem Betriebsalter des PMT.
- PMTs sind sehr sensibel auf magnetischer Felder. Selbst das Erdmagnetfeld kann den Betrieb eines PMT beeinträchtigen durch Ablenken der Elektronenbahnen im PMT. Um dieses Problem zu vermeiden, werden die Photomultiplerröhren oft von einem Zylinder aus hochpermeablem  $\mu$ -Metall umgeben. Dies ist jedoch nicht ausreichen bei stärkeren Feldern.
- PMTs und Photokathoden sollen nicht den direkten Sonneneinstrahlung ausgesetzt werden. Vor allem nicht, wenn eine Spannung anliegt.
- Wenn Photomultiplier bei großen Verstärkungen und schnellen Impulsen verwendet werden, kann das verstärkte Anodensignal eine lineares Verhalten verlieren und sättigen.[STE]

### Multianode Photomultiplier (MA-PMT)

Ein multianode Photomultiplier entspricht ein System aus mehreren in einem Gehäuse integrierten Photomultiplier-Röhren. Jede Anode kann einzeln ausgelesen werden wobei alle Kanäle mit einer gemeinsamen Spannung betrieben werden. Der Vorteil des MA-PMTs ist, dass sie die Kompaktheit der Anordnung und damit eine optimale Lösung zur Auslese von Detektor-Arrays.

Der für diese Arbeit verwendete  $4 \times 4$  Multianoden Photomultiplier ist von der Firma Hamamatsu. Er hat die Bezeichnung H6568/H6568-10 und bei  $25^\circ\text{C}$  die in der Abbildung 6.2 dargestellten Eigenschaften.

### Silizium Photomultiplier (SiPM)

SiPMs sind neue, moderne und sehr vielversprechende Halbleiterdetektoren, die das Potential haben konventionelle Photomultiplier-Röhren zu ersetzen. Sie sind klein, kompakt, haben zwar je nach Modell ungefähr den selben Photoeffizienz wie PMTs, werden aber durch externe Magnetfelder praktisch nicht beeinflusst. Ein Silizium Photomultiplier ist ein Array aus APDs, die im Geiger-Modus betrieben werden. Die einzelne APDs sind Pixel des Sensors. In Allgemeinen sind alle Pixel eines SiPMs an einen Ausgang gekoppelt, sodass sich das Ausgangssignal einfach als Addition aller Pixelsignale ergibt. APDs oder Lawinenphotodioden sind Halbleiter-Dioden, die Licht an einem p-n Übergang durch inneren Photoeffekt in einem elektrischen Strom umwandeln. Sie unterscheiden sich von üblichen Photodioden dadurch, dass sie eine innere Verstärkung haben. Die innere Verstärkung kommt durch den Effekt der Ionisation bei hohen elektrischen Feldern zustande. Man definiert den Ionisationskoeffizient als die Anzahl an Elektron-Loch Paaren, die von einem Ladungsträger erzeugt werden. Je nachdem in welchem Verhältnis die Sperrspannung  $V_{Bias}$ , die Durchbruchspannung  $V_{BD}$  und die an der Diode angelegte Spannung  $V_{APD}$  liegen, unterscheidet man drei Bereiche:

- $0 < V_{Bias}$

Die Verstärkung hier ist 1. Die APD verhält sich wie eine normale Photodiode. Jedes einzelne Photon erzeugt maximal ein Elektron-Loch Paar. Die Feldstärke im inneren der Diode reicht nicht aus um Sekundärionisationen zu erzeugen. Der Ionisationskoeffizient von Elektron und Loch ist 0.

- $V_{APD} < V_{Bias} < V_{BD}$

Diesen Bereich nennt man den Proportionalbereich. Die Verstärkung hat einen Wert größer als 1. Der exakte Wert hängt von  $V_{Bias}$  ab. Einfacher gesagt, nimmt man an, dass nur der Ionisationskoeffizient von Elektronen größer als 1 ist. Die Lawine kommt zum Erliegen, wenn alle Elektronen die Zone des hohen elektrischen Felds verlassen haben.

- $V_{Bias} > V_{BD}$

Das elektrische Feld in der Diode steigt sodass auch der Ionisationskoeffizient der Löcher größer als 0 ist, was zu einer kontinuierlichen Lawine führt. Diese kommt nicht von alleine zum Erliegen, da kontinuierlich neu Ladungsträger erzeugt werden. Der Verstärkungsfaktor geht gegen unendlich, was zu einer thermischen Störung führt. Eine mögliche Maßnahme dagegen ist das passive Löschen der Lawinenentladung durch einen in Reihe geschalteten Löschwiderstand, wo die Spannung beim fließen von einem Strom abfallen kann. Dadurch sinkt die Spannung und das innere elektrische Feld an der Diode unter die  $V_{Bias}$ . So kommt die Lawine zum Erliegen. Dieser Fall wird als Geiger-Modus bezeichnet. Im Geiger-Modus gewinnt man auf der einen Seite an Verstärkung verliert aber auf der anderen Seite an Informationen über die Anzahl der einfallenden Photonen. Durch eine Parallelschaltung kann man diese Information aber wiedergewinnen. An jedem Pixel liegt eine Spannung  $V_R$ . Wird im einem Pixel ein Elektron-Loch Paar erzeugt, beginnt die Lawinenentladung. Über den Löschwiderstand wird einer Strom fließen und somit eine Spannung abfallen. Damit sinkt  $V_R$  unter die Durchbruchspannung. Diese sorgt dafür, dass die Lawinenentladung und der Strom zum Erliegen kommen. Wenn kein Strom mehr fließt steigt die Spannung an dem Pixel wieder auf  $V_R$  an und eine neue Entladung kann starten. Dieser Mechanismus findet in jedem Pixel statt und ist in erster Näherung unabhängig von den anderen Pixel. Von daher bekommt man einen Signal, welches proportional zu der Anzahl der gleichzeitig durchbrechenden Pixel ist.[SI]

Der für diese Arbeit verwendete SiPM ist von der Firma Hamamatsu. Er hat die Bezeichnung S10362-33-025C und und bei einer Temperatur von 25°C die in der Tabelle 4.4 dargestellten Eigenschaften.

Die Photoeffizient dieses Detektors beträgt ungefähr 25% bei 420 nm.(Siehe Abb.6.1)

<sup>3</sup>Verhältnis der aktiven Pixel Fläche zu der gesamten Pixel Fläche

<sup>4</sup>0.5p.e(threshold level)

<sup>5</sup>0.5p.e(threshold level)

<sup>6</sup>Einzelphoton level

Parameter	Symbol	S10362 – 33 – 025C	Einheit
Effektive aktive Fläche	-	$3 \times 3$	mm
Anzahl von Pixel	-	14400	-
Dimension der Pixel	-	$25 \times 25$	$\mu\text{m}$
Füllfaktor <sup>3</sup>	-	30,8	%
Spektraler Bereich	$\lambda$	320 – 900	nm
Wellenlänge der maximalen Empfindlichkeit	$\lambda_p$	440	nm
Betriebsspannungsbereich	-	$70 \pm 10$	V
Dunkelstrom <sup>4</sup>	-	4	Mcps
Maximaler Dunkelstrom <sup>5</sup>	-	8	Mcps
Anschluss-Kapazität	$C_t$	320	pF
Zeitauflösung (FWHM) <sup>6</sup>	-	500 – 600	ps
Temperaturkoeffizient der Sperrspannung	-	56	mV/°C
Verstärkung	M	$2,75 \times 10^5$	-

Tabelle 4.4: Eigenschaften des verwendeten SiPM.[HAMA]

## 4.5 PbWO<sub>4</sub>

### 4.5.1 Optische Transmission und Strahlungshärte

Bleiwolframat gehört zu der Familie der intrinsischen Szintillatoren. Ein nicht bestrahlter PWO Kristall besitzt drei charakteristische Farbzentren, die als F-Zentren bezeichnet werden und als Elektronen, die sich in Anion-Freiräumen befinden, zu verstehen sind. Die Bestrahlung von PWO Kristallen induziert neue Farbzentren. Die Energiebänder dieser Farbzentren überlappen ein Teil des Lumineszenzbandes des Szintillators, so dass teilweise Szintillationslicht absorbiert wird [PWO1]. Dies führt zu einer Abnahme der Transmission und somit zu einer Abnahme der gemessenen Lichtausbeute. Zur Untersuchung dieser Selbstabsorption muss der Absorptionskoeffizient gegen die Wellenlänge aufgetragen werden.

Bleiwolframat hat im Gegenteil zu LYSO zwei Brechungsindices, nämlich einen ordinären  $n_{ord}$  und ein extraordinären  $n_{ext}$ . Unter Berücksichtigung dieser Informationen musste zunächst bestimmt werden, welche der vier Längsorientierungen der Kristalle sich optimal für die Transmission erweist. Für diese Messung wurden vor der Bestrahlung für jeden Kristall jeweils vier Spektren (eines für jede Seite) aufgenommen und entschieden, welche Seite die theoretische Kurve am besten annähert. Mit dieser Seite wurde dann die Transmission vor und nach der Bestrahlung gemessen. Für den Kristall mit der Kennung 20026 hat man die in der Abbildung 4.5 gezeigten Spektren erhalten.

Es wurde dann mit der Seite 2 weiter gearbeitet. Nach dem selben Kriterium wurde auch die optimale Seite für die anderen Kristalle ausgewählt. Für die Berechnung der theoretischen Transmissionskurve von PWO kann man mit Hilfe der Formel 4.1 und 4.2 für beide Brechungsindices eine entsprechende Transmissionskurve  $T_{ord}$  und  $T_{ext}$  berechnen. Die Dispersionsrelationen und die theoretische Transmission von Bleiwolframat sind jeweils in der Tabelle 4.5 und in Abb. 4.6 dargestellt.

$$R_{ord} = \frac{(n_{ord} - n_{Luft})^2}{(n_{ord} + n_{Luft})^2} \qquad R_{ext} = \frac{(n_{ext} - n_{Luft})^2}{(n_{ext} + n_{Luft})^2} \qquad (4.4)$$

$$T_{ord} = \frac{1 - R_{ord}}{1 + R_{ord}} \qquad T_{ext} = \frac{1 - R_{ext}}{1 + R_{ext}} \qquad (4.5)$$

Im Folgenden sind die Transmissionskurven vor und nach der Bestrahlung der Kris-

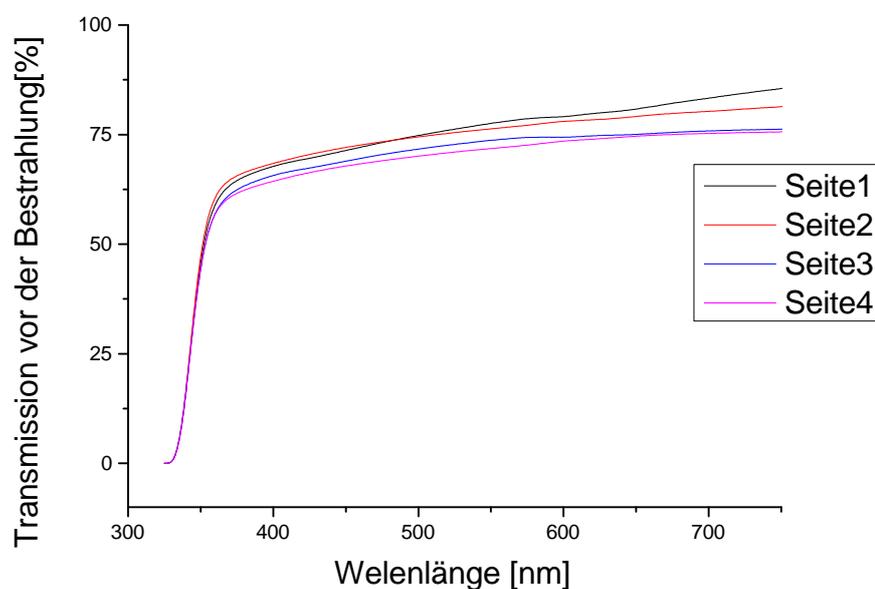


Abbildung 4.5: Vergleich der Transmissionskurven der vier Seiten für den Kristall 20026.

Wellenlänge [nm]	$n_{ord}$	$n_{extr}$
350	2,541	2,346
375	2,452	2,297
400	2,393	2,26
425	2,353	2,236
450	2,323	2,218
475	2,301	2,205
500	2,284	2,194
525	2,27	2,186
550	2,259	2,178
575	2,25	2,173
600	2,242	2,169
625	2,236	2,164
650	2,23	2,161
675	2,226	2,158
700	2,221	2,156

Tabelle 4.5: Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für einen Bleiwolframat Kristall [NPW].

talle 20009a, 20009b, 20026 und 20026b dargestellt. Zusätzlich werden auch die wellenlängenabhängigen Änderungen der Absorptionskoeffizienten für jeden dieser Kristalle präsentiert. In Abb.4.7 ist die Transmission vor der Bestrahlung von Kristall 20026 zusammen mit den theoretischen Kurven dargestellt.

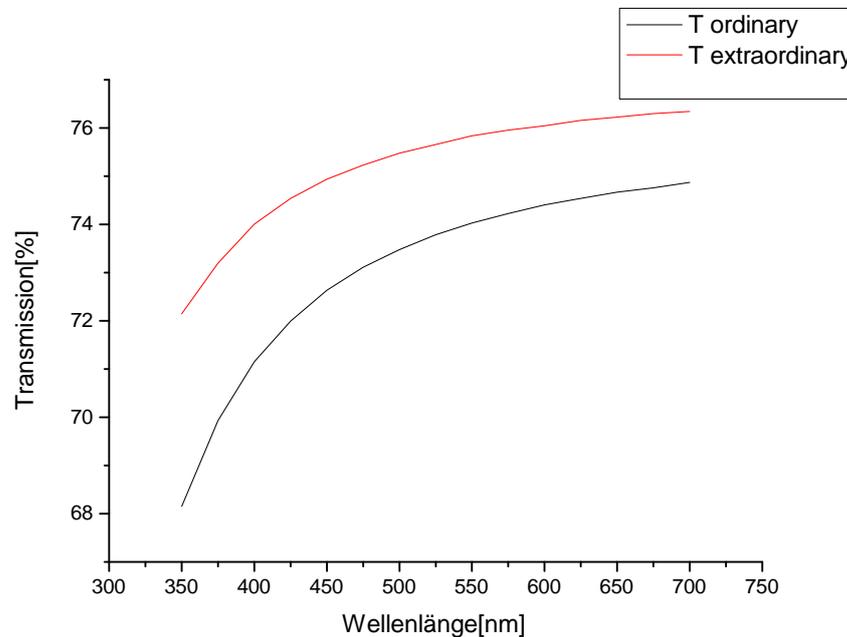


Abbildung 4.6: Theoretische Transmissionskurven von PWO

PWO Kristalle lassen erst ab 340 nm Licht durch. Von den vier Modulen ist die Nummer 20026 am wenigsten strahlungshart. Nach der Bestrahlung hat sich seine Transmission um zirka 4% bei der Wellenlänge 420 nm verringert. Der Parameter  $\Delta k$  als Funktion der Wellenlänge spiegelt genau das Verhalten von der Selbstabsorption im Kristall wieder. Für Wellenlängenbereiche, in denen die Bestrahlung fast keine Veränderung der Transmission verursacht, wie zum Beispiel der Bereich von 650 nm bis 700 nm für den Kristall 20026b nimmt,  $\Delta k$  einen Wert nahe Null an. PWO hat aber seine Emissionswellenlänge bei 420 nm. Die Selbstabsorption breitet sich auf den Bereich von 350 nm bis ungefähr 650 nm aus. Die maximale Selbstabsorption liegt bei 400 nm. Die Strukturen spiegeln die verschiedenen Farbzentren wieder, die Photonen bestimmter Wellenlänge beziehungsweise bestimmter Energien absorbieren. Die von dem Kristall 20009b  $\Delta k$  Struktur auf Abb. 4.15 ist sehr unterschiedlich von den anderen Kristalle. Diese wurde nicht wirklich verstanden.

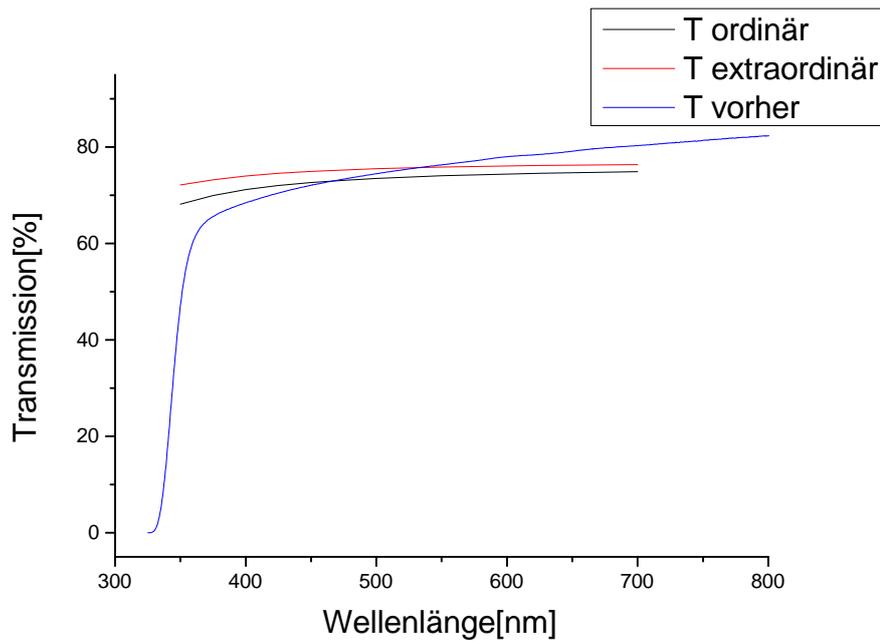


Abbildung 4.7: Vergleich der Transmissionskurven von PWO 20026 vor der Bestrahlung mit der Theorie.

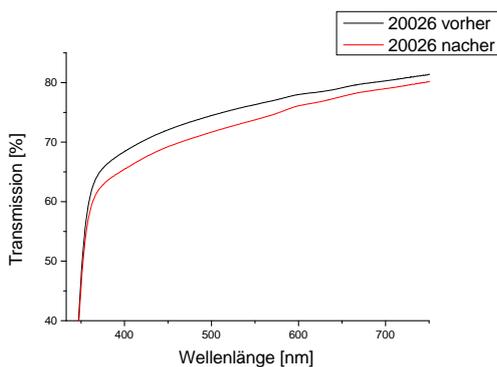


Abbildung 4.8: Transmissionskurven von PWO 20026 vor und nach der Bestrahlung.

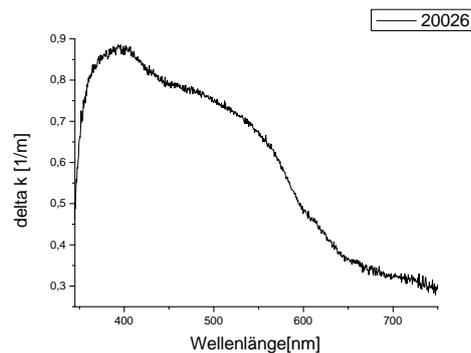


Abbildung 4.9: Absorptionskoeffizient  $\Delta k$  als Funktion der Wellenlänge für PWO 20026.

## 4.5.2 Lichtausbeute und Energieauflösung

### Messung mit dem Photomultiplier

Für die Messung der Lumineszenzausbeute wurde ein 2-Zoll Photomultiplier vom Typ R2059-01 des Herstellers Hamamatsu verwendet. Der PMT hat ein Eintrittsfenster aus

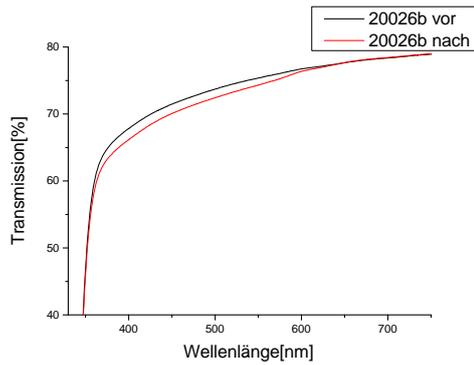


Abbildung 4.10: Transmissionskurven von PWO 20026b vor und nach der Bestrahlung.

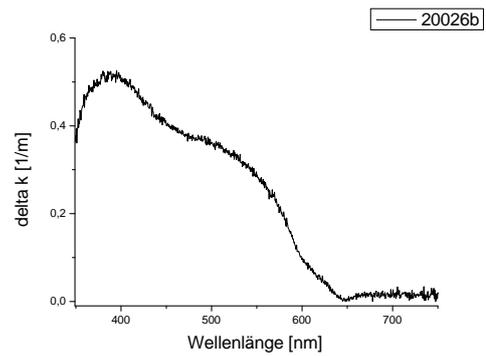


Abbildung 4.11: Absorptionskoeffizient  $\Delta k$  als Funktion der Wellenlänge für PWO 20026b.

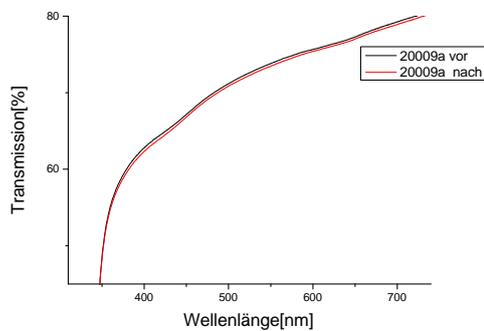


Abbildung 4.12: Transmissionskurven von PWO 20009a vor und nach der Bestrahlung.

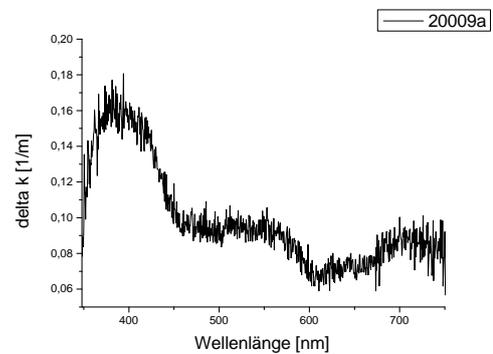


Abbildung 4.13: Absorptionskoeffizient  $\Delta k$  als Funktion der Wellenlänge für PWO 20009a.

synthetischem Quarz und eine Bialkali-Photokathode mit einer Quanteneffizienz bei 420 nm von etwa 20%. Der PMT wurde mit einer negativen Spannung von 2,4 kV betrieben. Alle Kristalle wurden langfristig gekühlt auf eine Temperatur von 12°C. Die Messdauer mit Eichquellen zur Erstellung eines Spektrums betrug ca. eine halbe Stunde. Das sogenannte Pedestal und die Signalhöhe für ein Photoelektron betragen 18,98 und 21,38 Kanäle. Die Kristalle 20009b, 20009a und 20026, 20026b zeigen fast die selben Eigenschaften. Es werden dann nur die Spektren von den Kristalle 20009b und 20026b in den Abbildungen 4.16, 4.17, 4.18 und 4.19 dargestellt. Aus den aufgenommenen Gammapektren werden die Breite und die Position der Photopeaks entnommen. Mit diesen Größen werden Anhand der Gleichungen 4.6 und 4.7 die Lichtausbeute  $L$  und die Ener-

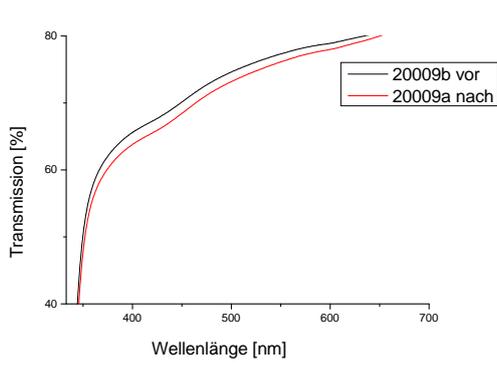


Abbildung 4.14: Transmissionskurven von PWO 20009b vor und nach der Bestrahlung.

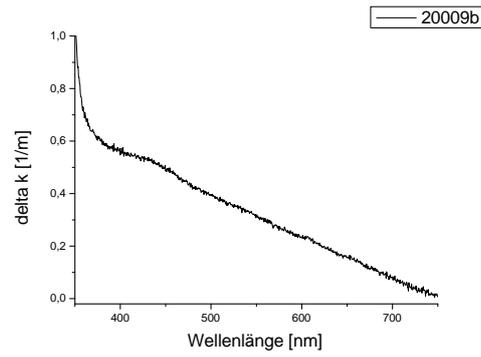


Abbildung 4.15: Absorptionskoeffizient  $\Delta k$  als Funktion der Wellenlänge für PWO 20009b.

gieauflösung  $\sigma/E$  ausgerechnet. Die Ergebnisse für alle vier Kristalle sind in der Tabelle 4.6 zu finden.

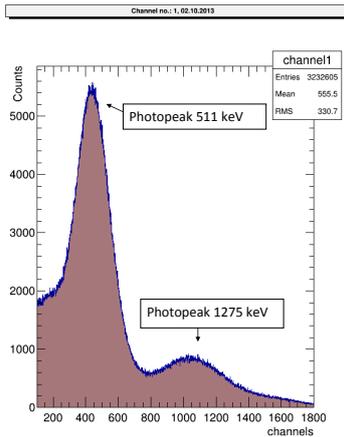


Abbildung 4.16: <sup>22</sup>Na-Spektrum von dem PWO 20009b Kristall aufgenommen mit dem PMT.

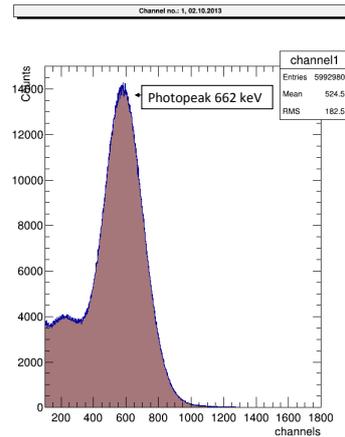


Abbildung 4.17: <sup>137</sup>Cs-Spektrum von dem PWO 20009b Kristall aufgenommen mit dem PMT.

$$L = \left( \frac{\text{Photopeak} - \text{Pedestal}}{1 \text{ Photoelektron}} \right) \cdot \frac{1}{E_\gamma [\text{MeV}]} [\text{phe/MeV}] \quad (4.6)$$

$$\sigma/E = \left( \frac{\text{Breite}}{\text{Photopeak} - \text{Pedestal}} \right) \cdot 100 \quad (4.7)$$

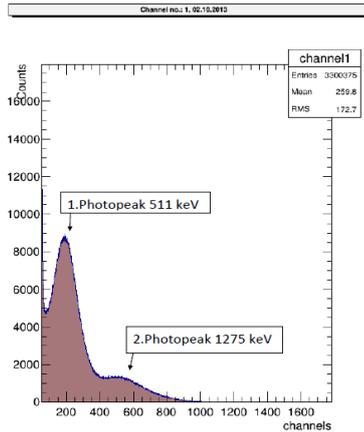


Abbildung 4.18:  $^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem PWO 20026b Kristall aufgenommen mit dem PMT.

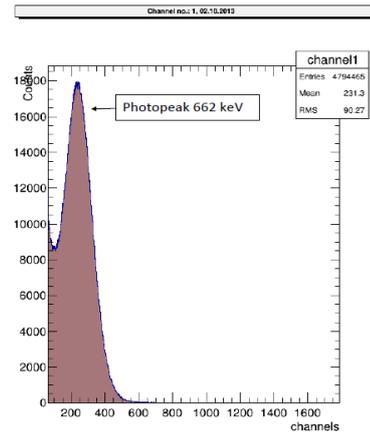


Abbildung 4.19:  $^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem PWO 20026b Kristall aufgenommen mit dem PMT.

Quelle	$^{137}\text{Cs}$	$^{22}\text{Na}$	
	Energie[keV]	662	551
PWO 20009a	L = 41 phe/MeV $\sigma/E = 22, 31\%$	L = 41 phe/MeV $\sigma/E = 29, 3\%$	L = 41 phe/MeV $\sigma/E = 21, 24\%$
PWO 20009b	L = 41 phe/MeV $\sigma/E = 22, 23\%$	L = 40 phe/MeV $\sigma/E = 28, 95\%$	L = 39 phe/MeV $\sigma/E = 23, 06\%$
PWO 20026	L = 19 phe/MeV $\sigma/E = 40, 23\%$	L = 17 phe/MeV $\sigma/E = 46, 25\%$	L = 24 phe/MeV $\sigma/E = 37, 84\%$
PWO 20026b	L = 15 phe/MeV $\sigma/E = 38, 76\%$	L = 14phe/MeV $\sigma/E = 47, 42\%$	L = 17 phe/MeV $\sigma/E = 35, 64\%$

Tabelle 4.6: Lichtausbeute und Energieauflösung der PWO Blöcke mit einem PMT gemessen.

Aus der Tabelle 4.6 und den Abbildungen 4.16, 4.17, 4.18, 4.19 kann man ersehen, dass die Kristalle 20009a und 20009b doppelt soviel Lichtausbeute und Energieauflösung haben als 20026 und 20026b. Auf alle vier Spektren wurde der Pedestal oder „Untergrund Peak“ weggeschnitten. Durchschnittlich sind bei der Energie 1275 keV den Kristallen 20009a und 20009b einer Lichtausbeute und einer Energieauflösung von ungefähr 40 phe/MeV und  $\sigma/E = 22, 15\%$  zu zuordnen, während es aus den Kristallen PWO 20026 und 20026b ungefähr 20 phe/MeV rauskommen. Für die Energieauflösung ergibt sich hier  $\sigma/E = 36, 74\%$ .

Bei dem selben Aufbau und der selben Einstellung der Elektronik wie für den großen Kristall, konnte man für die PWO Stäbe keine vernünftige Gammpektren aufnehmen.

Es wurde dann beschlossen die Messungen in Koinzidenz durchzuführen, um die Chance zu erhöhen, dass die registrierten Impulse tatsächlich von der Gammaquelle stammen. Die Spannung an den PMT war auf -2792 V eingestellt und der Referenz Detektor wurde mit -1077 V betrieben. Mit diesem Aufbau wurde für ungefähr 100 Minuten Gammaspektren mit <sup>22</sup>Na und <sup>60</sup>Co aufgenommen. Die Spektren sind in Abbildungen 4.21, 4.22, 4.23 und 4.24 für die Kristalle PWO4 und PWO2 zu sehen. Zusätzlich ist eine 1 Photoelektron-Messung bei einer Spannung von -2792 V durchgeführt worden. Diese Messung wurde ohne Koinzidenz durchgeführt und ist in Abbildung 4.20 zu sehen.

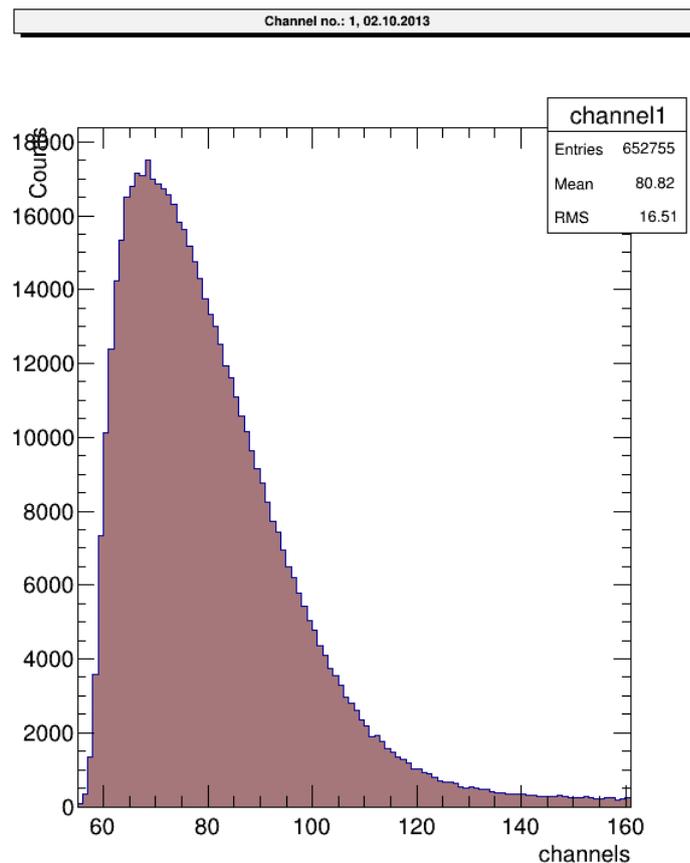


Abbildung 4.20: 1 Photoelektron-Messung.

Trotz der langen Messzeit und der Koinzidenzmessung hat man bei den kleinen PWO-Kristallen kaum Ereignisse vor allem bei den höheren Energien bekommen, was auch erklärt, warum hier keine Energieauflösung berechnet werden konnte. Die Photopeaks sind nicht sehr deutlich, dennoch spricht ihre Position für die Konsistenz der Spektren. Wenn man sich zum Beispiel die Spektren von Kristall PWO 2 anschaut, bemerkt man,

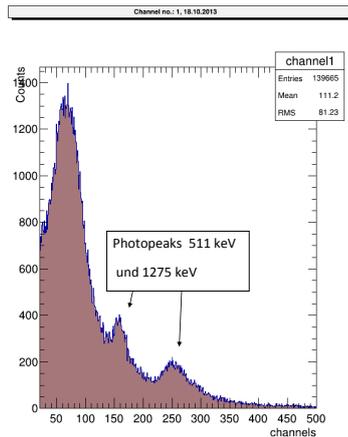


Abbildung 4.21:  $^{22}Na$ -Spektrum von dem PWO 2 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

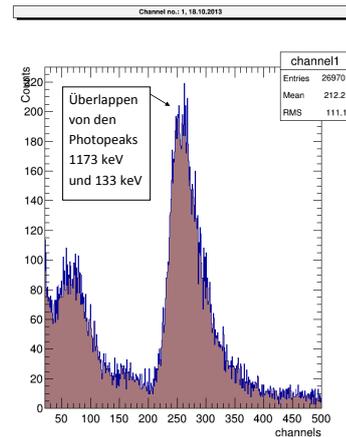


Abbildung 4.22:  $^{60}Co$ -Spektrum von dem PWO 2 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

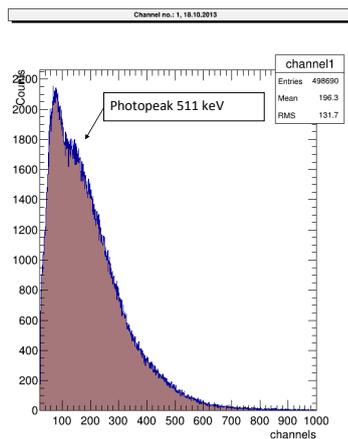


Abbildung 4.23:  $^{22}Na$ -Spektrum von dem PWO 4 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

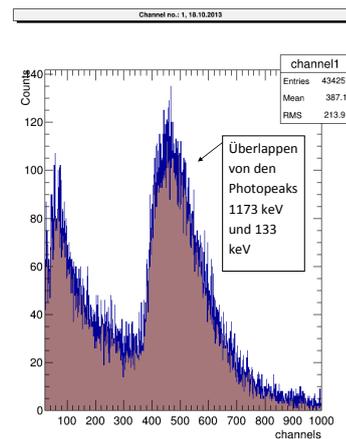


Abbildung 4.24:  $^{60}Co$ -Spektrum von dem PWO 4 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

dass der zweite Natrium Photopeak (1275 keV) ebenfalls bei ungefähr 300 Kanälen liegt wie der Peak, der sich in Abb. 4.22 als Überlagerung von den Peaks 1173 keV und 133 keV ergibt. Es wurde nach der Messung von zwei Kristallen aufgehört und eine Abschätzung der Lichtausbeute gemacht. Das Pedestal für diese Messung lag bei 15,16

Kanäle. Man erhält einen Wert von 59,81 Kanälen für 1 Photoelektron. Betrachtet man in Abb. 4.24 die Überlagerung der beiden Photopeaks (1173 keV und 1333 keV) kann ihnen ein Wert von 500 Kanälen zugeordnet werden. Grob abgeschätzt ergibt sich die Lichtausbeute ungefähr zu

$$L = \frac{500 - 15,16}{59,81} \cdot \frac{1phe}{0,5(1,173 + 1,33)MeV} = 6phe/MeV \quad (4.8)$$

Es ist nicht sehr überraschend, dass die Lichtausbeute der kleinen PWO-Kristalle so gering ist. Tatsache ist, dass wegen der kleinen Abmessungen der Kristalle mehr Compton Ereignisse als Photoeffekt vorkommen. Dazu ist auch die Wahrscheinlichkeit hoch, dass sie nach diesem Prozess den Kristall einfach verlassen. Die Lichtausbeute von Bleiwolframat ist außerdem sehr stark von den Temperatur abhängig. Es muss festgehalten werden, dass 12°C nicht gerade die optimale Betriebstemperatur darstellt.

## Messung mit dem Hamamatsu SiPM

In Koinzidenz wurde bei Raumtemperatur mit dem in der Tabelle 4.4 beschriebenen Hamamatsu SiPM für eine Dauer von 120 Minuten ein Cobalt Spektrum des Kristalls PWO<sub>4</sub> aufgenommen. Der SiPM wurde mit 72,04 V und der PMT des Referenzdetektors (BGO) mit -1077 V betrieben. Es wurde auch eine Messung ohne Quelle und eine Pedestal Messung durchgeführt. Das Pedestal lag bei 135,32 Kanälen.

Die Cobaltstruktur kann man in Graph 4.25 nicht erkennen. Wie schon in Kapitel 4.5.2 ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Gammaquant höherer Energie den Kristall ohne Photoeffekt-Wechselwirkung verlässt, sehr hoch. Es ist auch zu berücksichtigen, dass nicht die gesamte Fläche des Kristalls vom SiPM abgedeckt ist. In Abbildungen 4.25 und 4.26 sind aber rechts von dem Pedestal jeweils drei bzw. zwei Peaks(Photonen) deutlich zu identifizieren. Ein Photon entspricht der Kanalnummer der Differenz von dem ersten Peak (182,17 Kanäle) und dem Pedestal oder von dem zweiten Peak (230,56 Kanäle) und dem ersten Peak oder von dem dritten (293,23 Kanäle) und dem zweiten Peak. Für die weitere Auswertung wird ein Mittelwert dieser drei Werte gebildet.

$$1PE = \frac{(182,17 - 135,32) + (230,56 - 182,17) + (293,23 - 230,56)}{3} \approx 52 \text{ Kanäle}$$

Wenn man beide Spektren vergleicht, bemerkt man erstens, dass die Impulse deutlich höher sind bei der Messung mit der Quelle und zweitens, dass man ein Photon mehr

erkennt. Es sind maximal 3 Photonen deutlich für diese Messung zu erkennen. Wenn man die Mittelwerte der Spektren von Pedestal aus ausrechnet, liegen diese für die Abbildungen 4.25 und 4.26 jeweils bei 181 und 175 Kanäle. Die Linien sind in den Graphen als Striche eingezeichnet. Bei der Messung mit der Quelle sind im Mittel, wie erwartet, mehr Photonen zu sehen. Dass man keine richtige Cobaltstruktur sieht, könnte daran liegen, dass erstens aus PWO-Kristallen generell nicht sehr viel Licht emittiert wird, dass der SiPM eine hohe Rate an Rauschen hat und, dass die Betriebstemperatur (12°C) nicht optimal für Bleiwolframat Kristalle ist. Einen konkreten Wert für die Lichtausbeute kann man nicht angeben. Aus den Graphen kann aber abgeschätzt werden, was für eine Verteilung die Anzahl der Photonen des PWO 4 Kristalls hat.

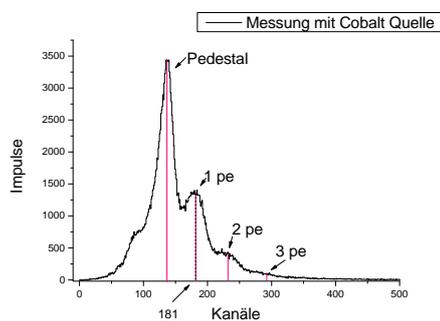


Abbildung 4.25:  $^{60}\text{Co}$ -Spektrum von dem PWO 4 Kristall aufgenommen mit dem SiPM (Koinzidenzmessung).

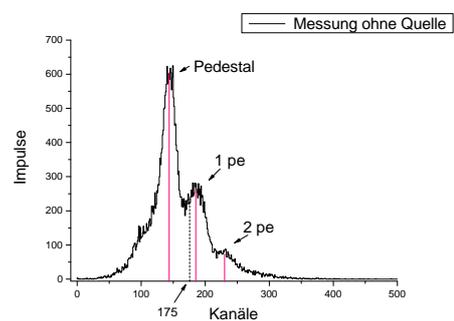


Abbildung 4.26: Spektrum von PWO 4 Kristall ohne Quelle aufgenommen mit dem SiPM.

## 4.6 LYSO

### 4.6.1 Optische Transmission und Strahlungshärte

Da LYSO nur einen Brechungsindex hat, ist es nicht nötig hier die optimale Seite für die Transmission zu suchen. Die Kristalle wurden mit einem senkrechten Strahl in Richtung ihrer Länge bestrahlt. Die theoretische Transmission lässt sich mit den Formeln 4.1 und 4.2 berechnen. Die Dispersionsrelation für LYSO-Kristalle kann man der Tabelle 4.7 entnehmen. Die theoretische Transmission ist in Abbildung 4.27 gegen die Wellenlänge aufgetragen. In den Abbildungen 4.28 und 4.29 ist die Transmissionskurve von LYSO

Wellenlänge [nm]	Brechungsindex
420	1.827
436	1.822
461	1.818
486	1.813
516	1.810
546	1.806
600	1.802
650	1.798
700	1.795

Tabelle 4.7: Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für LYSO [OPT].

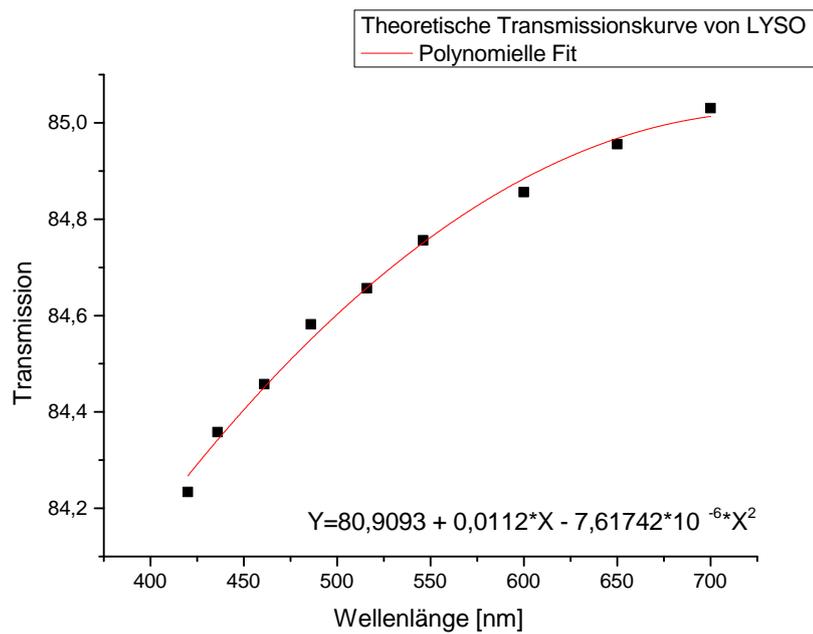


Abbildung 4.27: Theoretische Transmissionskurve von LYSO.

15450X vor der Bestrahlung jeweils mit der Theorie und mit der Kurve nach der Bestrahlung dargestellt. Es sollte sich die Transmission nach der Bestrahlung verschlechtern, da

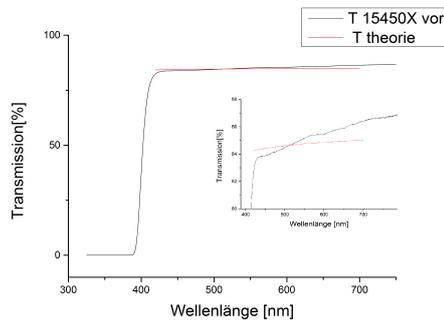


Abbildung 4.28: Vergleich der Transmissionskurven von LYSO 15450X vor der Bestrahlung mit der Theorie.

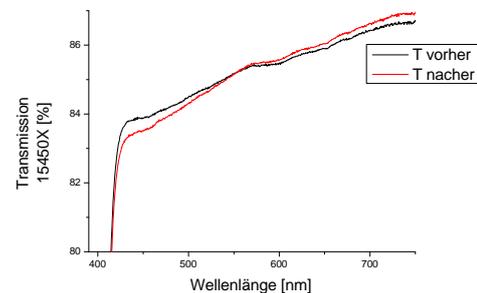


Abbildung 4.29: Transmissionskurven von LYSO 15450X vor und nach der Bestrahlung.

dieser Prozess im Kristall Farbzentren erzeugt, die das Szintillationslicht absorbieren. Dass die Bestrahlung der LYSO-Kristalle fast keine Veränderung erzeugt, ist ein Zeichen dafür, dass sie relativ strahlungshart sind. Aus Abb. 4.28 ersieht man, dass unser LYSO-Kristall für Wellenlänge unter 400 nm nicht transparent ist. Ab 400 nm steigt die Transmission sehr rasch bis zu ungefähr 80% an. Danach steigt sie weiterhin nur noch langsam. Man bemerkt, dass ab etwa 580 nm die Transmission vor der Bestrahlung leicht unter die nach der Bestrahlung liegt. Diese Unterschiede kann man auf die Messungenauigkeit zurückführen. Nach der Bestrahlung verschlechtert sich die Transmission um ungefähr 0,7% im Wellenlängenbereich von 425 nm bis 475 nm.

Je strahlungshärter der Kristall ist, desto kleiner ist der Wert von  $\Delta k$ . Es fällt auf, dass sich für den Kristall 15450X  $\Delta k$  dem Wert Null annähert. Das liegt daran, dass die Transmissionskurven vor und nach der Bestrahlung für diesen Kristall sich fast überlappen. Dieses Verhalten ist auch an den Spektren in Abb. 4.29 zu erkennen. Die Selbstabsorption im LYSO-Kristall zeigt keine besondere Struktur (Siehe Abb. 4.30) wie bei PWO, was bedeutet, dass die Absorption hier nicht durch verschiedenen Farbzentren bedingt ist. Außerdem hat der Absorptionskoeffizient bei der maximalen Emissionswellenlänge von LYSO bei 420 nm, nur einen Wert von  $0,1 \text{ m}^{-1}$ . Man erkennt auch, dass die Selbstabsorption für die LYSO-Kristalle viel geringer ist, verglichen mit den PWO-Kristallen. Sie sind somit strahlungshärter als Bleiwolframat.

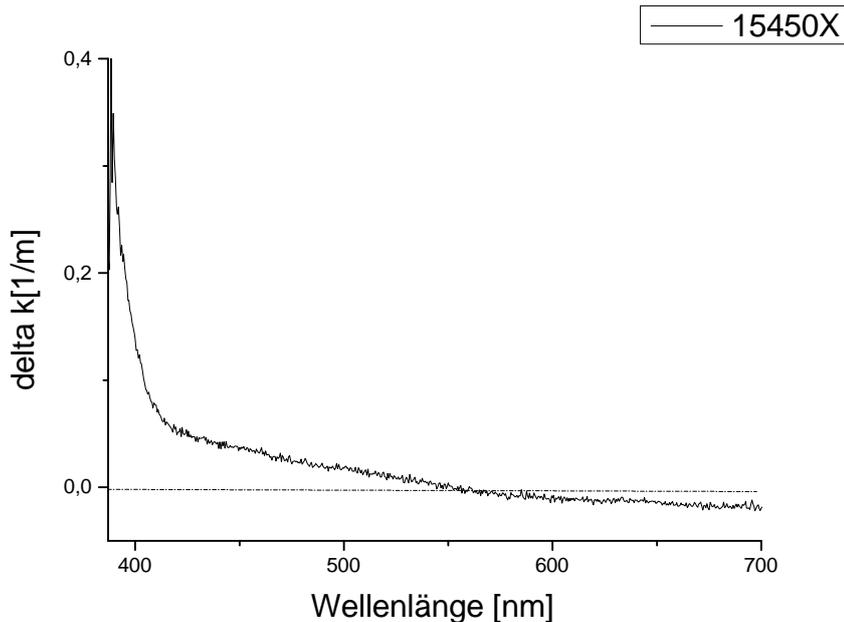


Abbildung 4.30: Absorptionskoeffizient  $\Delta k$  als Funktion der Wellenlänge für LYSO 15450X .

#### 4.6.2 Eigenaktivität

Das Szintillatormaterial LYSO:Ce, das unter anderem das Element Luthetium enthält, besitzt eine Eigenaktivität auf Grund des instabilen Isotops  $^{176}\text{Lu}$ . Die Eigenaktivität wurde mit einem hochauflösenden planaren Silizium-Detektor gemessen. Die auf Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlte Halbleiterdiode wurde mit einer Betriebsspannung von -980V betrieben, um eine ausreichende Sammlung der Elektron-Lochpaare sicher zu stellen. Diese Si-Detektoren ermöglichen eine sehr gute Energieauflösung. Vereinfacht gesagt ist der Detektor eine Diode, an die eine Gleichspannung in Sperrrichtung angelegt ist, so dass normalerweise kein Strom fließt. Erzeugt nun die einfallende Strahlung im Material Elektron-Loch-Paare, also freie Ladungsträger, wandern diese im elektrischen Feld zu den Elektroden und sind als Stromimpuls messbar. Wie viele Elektron-Loch-Paare ein Teilchen oder Quant der einfallenden Strahlung freisetzt, hängt neben seiner Energie maßgeblich von der Bandlückenenergie des verwendeten Materials ab. Der Silizium Detektor hat eine Bandlücke von ungefähr 3eV.

Dieses radioaktive Isotop  $^{176}\text{Lu}$ , das über die  $\beta^+$  Emission in  $^{176}\text{Hf}$  zerfällt hat eine Halbwertszeit von  $3.6 \times 10^{10}$  Jahren und verursacht eine Eigenaktivität von ungefähr  $500\text{Bq}/\text{cm}^3$  für einen  $120 \times 25 \times 25 \text{ mm}^3$  Kristall [EIG].

Da die Spektroskopie der Eigenaktivität aller Kristalle an zwei Tagen stattgefunden hat, musste man am zweiten Tag den Germanium Detektor wieder eichen. Dies hat als Folge, dass wir hier zwei leicht unterschiedliche Energie-Kanal Eichungen haben. Die Eichungen wurden mit den bekannten  $\gamma$ -Emissionen von  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{22}\text{Na}$  durchgeführt. Da die Spektren für kleine Kristalle gleich aussehen, werden nicht alle dargestellt, sondern nur das mit der ersten Eichung aufgenommene LYSO 5 (Abb.4.33) Spektrum. Im Abb. 4.34 ist das mit der zweiten Eichung aufgenommenes Spektrum des großen LYSO 15450X Kristalls dargestellt. Mit der zweiten Eichung wurden die Eigenaktivität von den Kristalle LYSO 4 und LYSO 15450X gemessen.

Dank der Energie-Kanal Eichungen in Abb.4.32 und Abb.4.31 sind für alle Kristalle die Energien der beiden dominanten (siehe Abbildungen 4.34 und 4.33) Linien errechnet worden. Durchschnittlich haben diese Linien die Energiewerte 201,3 keV und 306,5 keV und sind mit einem Fehler von zirka 2 keV behaftet. Sie entsprechen den von der Literatur bekannten  $4^+ \rightarrow 2^+$  und  $6^+ \rightarrow 4^+$   $\gamma$ -Übergänge in  $^{176}\text{Hf}$ , die bei 201,8 keV und 306,9 keV liegen.

Theoretisch wären noch 2 andere Linien jeweils bei ungefähr 88 und 400 keV, mit unserer Kalibrierung bei den Kanälen 223 und 1500, zu erwarten[EIG]. Diese entsprechen den Übergängen  $2^+ \rightarrow 0^+$  und  $8^+ \rightarrow 6^+$ . Der erste ist von der Intensität gesehen sehr gering und konnte aus dem *Untergrundspektrum* nicht erkannt werden. Aufgrund der kurzen Messzeit ist die 400 keV Linie nicht geschehen. Zur Ermittlung der Aktivität, wurde die Ereignisrate eines Kristalls mit einem Photomultiplier bestimmt (Abb.4.35). Es wurde nur die gesamte Anzahl von Events pro Sekunde ohne eine Selektion der Energie gemessen. Da jeder Zerfall im Kristall selbst ein Szintillationsereignis auslöst, hat man eine nahezu hundertprozentige Effizienz. Man könnte auch die mit dem Germanium Detektor aufgenommene Spektren heranziehen, müsste aber dann den überdeckten Raumwinkel und die Effizienz genau kennen.

Die Anzahl der registrierten Ereignisse beträgt ohne Berücksichtigung der Totzeit des Datenaufnahmesystems 692509. Da das Spektrum 35 min gemessen wurde, beträgt die Aktivität für eine LYSO-Kristall des Volumen  $1,25\text{cm}^3$

$$A_{\text{intrinsisch}} = \frac{692509}{2100\text{s}} = 329,79\text{Hz}$$

Aus den Graphen 4.33 und 4.34 kann man auch aus der Anzahl der registrierten Ereignisse sehen, dass sie für den großen Kristall deutlich höher sind. Es sind dann ungefähr  $263,2\text{Bq}/\text{cm}^3$  Ereignisse registriert worden.

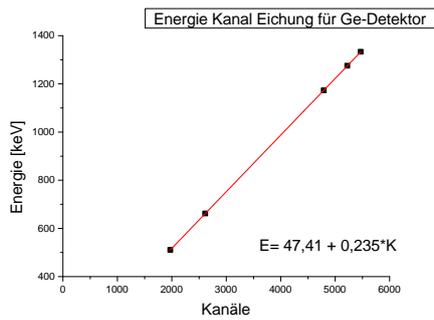


Abbildung 4.31: Erste Energie-Kanal-Kalibrierung des Germanium Detektors.

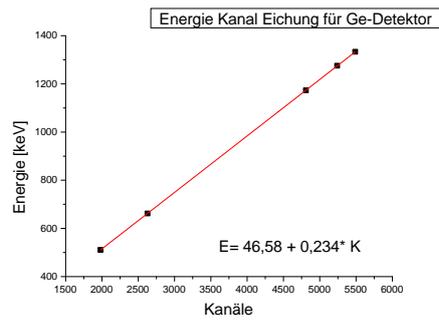


Abbildung 4.32: Zweite Energie-Kanal-Kalibrierung des Germanium Detektors.

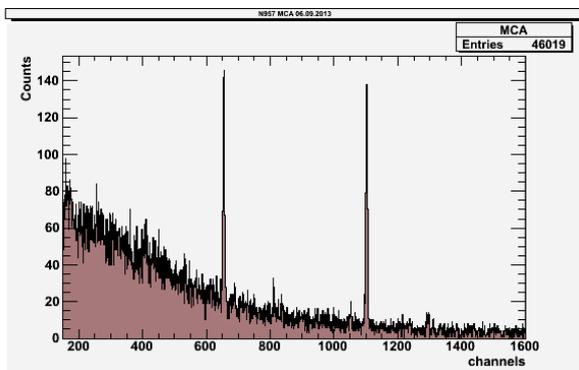


Abbildung 4.33: Eigenaktivitätsspektrum von LYSO5.

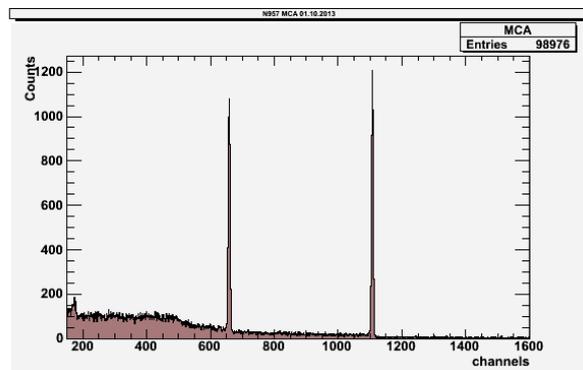


Abbildung 4.34: Eigenaktivitätsspektrum von lyso15450X.

### 4.6.3 Lichtausbeute und Energieauflösung

#### Messung mit dem Photomultiplier

Die Lichtausbeute und der Energieauflösung der LYSO-Kristalle lassen sich wie folgt berechnen:

$$L = 10 \cdot \left( \frac{\text{Photopeak} - \text{Pedestal}}{1 \text{ Photoelektron}} \right) \cdot \frac{1}{E_{\gamma} [\text{MeV}]} [\text{phe/MeV}] \quad (4.9)$$

$$\sigma/E = \frac{\text{Breite}}{\text{Photopeak} - \text{Pedestal}} \quad (4.10)$$

Der Faktor 10 bei der Berechnung der Lichtausbeute kommt von dem Abschwächer (20 dB), der für diese Messungen benutzt wurde. Die Pedestal- und die Single Photoelek-

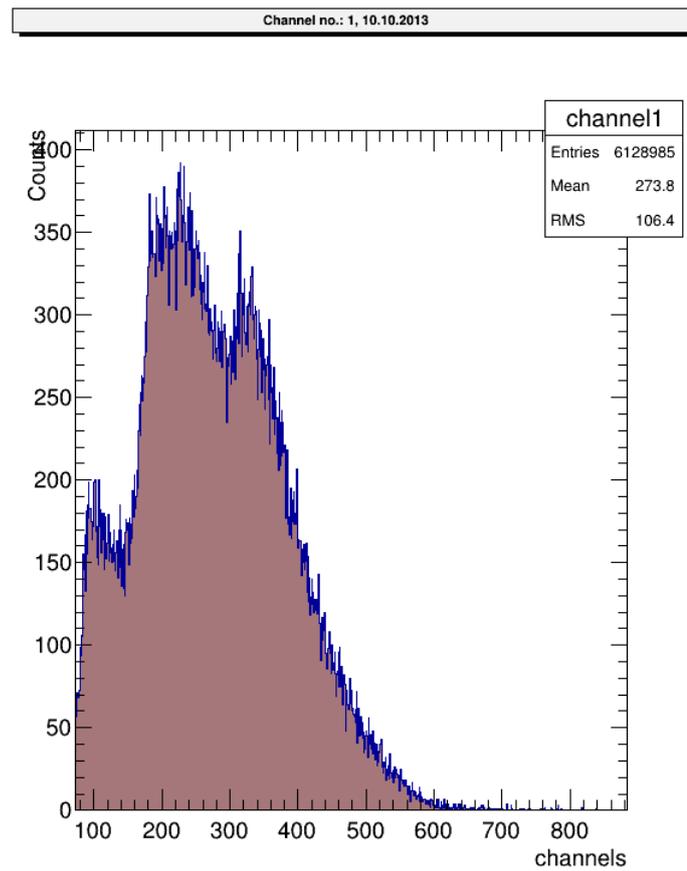


Abbildung 4.35: Eigenaktivitätsmessung von LYSO6 mit dem Photomultiplierrohr.

tron Messungen bestanden darin, dass man Gammaspektren mit dem Photomultiplier aufnimmt, wenn auf ihm weder eine Quelle noch ein Kristall liegt. Der Photomultiplier wurde bei allen Messungen mit -1909V betrieben. Ein Photoelektron entspricht 2,79 Kanälen. Die Gammaspektren der kleine LYSO-Kristalle wurden 30 Minuten aufgenommen. Das Pedestal liegt für diese Messungen bei 45,03 Kanäle. Die in den Abbildungen 4.36 und 4.37 dargestellten Natrium- und Cobaltspektren von dem Kristall LYSO 3 wurden mit dem in Abbildung 4.3.3 dargestellten Aufbau für jeweils 82 Minuten und 167 Minuten aufgenommen. In der Tabelle 4.8 sind für alle LYSO-Kristalle die berechnete Lichtausbeute und Energieauflösung angegeben. Für den LYSO Block 15450X wurden auch unter Koinzidenz-Bedingung ein Natrium- (Abb. 4.38) und ein Cobaltspektrum (Abb. 4.39) jeweils 119 und 148 Minuten aufgenommen. Ein Photoelektron entspricht 2,79 Kanäle und das Pedestal lag bei 38,94 Kanäle.

Wenn man sich die Natriumspektren 4.36 und 4.38 von dem kleinen LYSO 3 Kristall und dem großen LYSO 15450X anschaut, erkennt man deutlich die beiden Photopeaks bei 511 keV und 1275 keV. Dass der erste Peak deutlich höher ist lässt sich dadurch erklären, dass dieser auch wahrscheinlicher ist. Dieser entsteht dadurch, dass der  $^{22}\text{Na}$  Kern unter  $\beta^+$  in ein Neon Isotop Zerfällt. Die entstandene Positronen annihilieren mit einem Elektron im Kristall und senden dabei zwei Gammaquanten der Energie 511 keV unter einem Winkel von  $180^\circ$  aus. Der 1275 keV Peak entsteht durch die Abregung des angeregten Neon Isotops. Interessant ist auch, dass das Verhältnis der Intensität der Compton Kante zu der Intensität des Photopeaks (511 keV) für den kleinen Kristall und den großen Kristall jeweils ungefähr 1 zu 4 bzw. 1 zu 10 beträgt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass in dem kleinen Kristall die Wahrscheinlichkeit, dass ein Gammaquant nach einer Compton Streuung gleich dem Kristall verlässt deutlich höher ist. In einem größeren Kristall besteht eine erhöhte Chance, dass das Gammaquant nach der Compton-Streuung noch ein Elektron trifft und seine Energie auf dieses überträgt und somit einen weiteren Photoeffekt durchführt. Für den großen Kristall notiert man ungefähr bei Kanal 1300 einen weiteren Peak. Aus der Energie Eichung bestimmt man die Energie zu 1768,5 keV. Dieser Peak entsteht durch die Möglichkeit, dass ein durch Annihilation emittiertes Gammaquant (511 keV) gleichzeitig mit einem Gammaquant des 1275 keV Übergangs detektiert wird.

Die Cobaltspektren von LYSO 3 und LYSO 15450X sind in den Graphen 4.37 und 4.39 dargestellt. Man notiert ein Verhältnis des Compton Kontinuums zu dem Photopeak von fast 1 zu 1, während es für den großen Kristall ein Verhältnis 1 zu 3 ist.

Bei höheren Energien, spricht 1275 keV, 1173 keV und 1333 keV ist die Photoeffizienz

von den Stäbchen sehr klein. Es ist sehr wahrscheinlich, dass viele Photonen mit einer so großen Energie im Detektor nur einmal und nicht vollständig wechselwirken. Durchschnittlich ergibt sich für den kleinen LYSO-Kristalle bei einer Energie von 1275 keV eine Energieauflösung von 5,4% und eine Lichtausbeute von 1786 phe/MeV zuzuordnen. Für den großen Kristall erhält man etwa einen doppelt so großen Wert ( $L=2405$  phe/MeV) und eine Energieauflösung von 6,5%. Es kommen ein paar Irregularitäten vor, wie zum Beispiel, dass bei der Energie 511 keV die Energieauflösung des großen Kristalls trotz der deutlichen besseren Lichtausbeute schlechter als die des kleinen Kristalls ist, oder dass für den LYSO 1 die Lichtausbeute bei 511 keV größer als die Lichtausbeute bei 662 keV ist. Diese Abweichungen sind auf Fehler bei der Auswertung zurückzuführen, da der Photopeak stets durch eine einzelne Gaußkurve ohne Berücksichtigung des Untergrundes angepasst wurde. Es kommen aber für die verschiedene Energien ungefähr die selbe Anzahl an Photonen pro MeV raus.

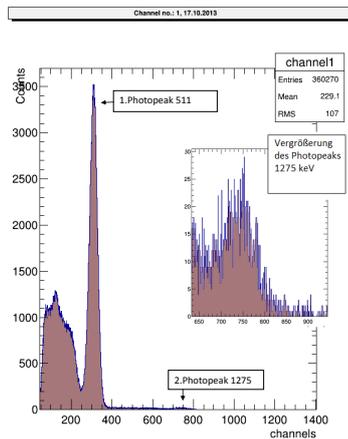


Abbildung 4.36:  $^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

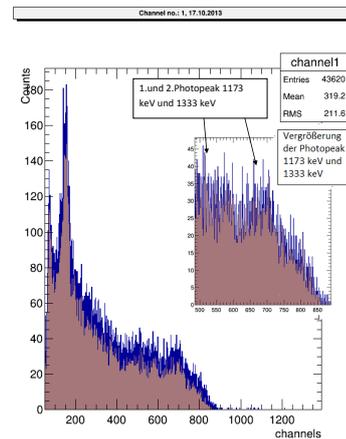


Abbildung 4.37:  $^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

## Messung mit dem Hamamatsu SiPM

Mit dem in der Tabelle 4.4 dargestellten SiPM von Hamamatsu wurden jeweils 30 Minuten lang bei Raumtemperatur Natrium- und Cobaltspektren aufgenommen. An den SiPM lag eine Spannung von 71,24 V. Ein einzelnes Photoelektron entspricht 0,74

Quelle Energie[keV]	$^{137}Cs$	$^{22}Na$	$^{60}Co$
		662	1275
	551	1275	1333
LYSO2	L = 1684 phe/MeV $\sigma/E = 6,99\%$	L = 1632 phe/MeV $\sigma/E = 9,20\%$	L = 1692 phe/MeV $\sigma/E = 5,63\%$
LYSO4	L = 1743 phe/MeV $\sigma/E = 5,92\%$	L = 1703 phe/MeV $\sigma/E = 8,35\%$	L = 1749 phe/MeV $\sigma/E = 4,19\%$
LYSO6	L = 1757 phe/MeV $\sigma/E = 5,79\%$	L = 1684 phe/MeV $\sigma/E = 7,62\%$	L = 1758 phe/MeV $\sigma/E = 4,40\%$
LYSO1	L = 1806 phe/MeV $\sigma/E = 7,13\%$	L = 1850 phe/MeV $\sigma/E = 9,80\%$	L = 1932 phe/MeV $\sigma/E = 6,12\%$
LYSO3	-	L = 1632 phe/MeV $\sigma/E = 9,20\%$	L = 1797 phe/MeV $\sigma/E = 6,48\%$
LYSO5	-	-	L = 1804 phe/MeV $\sigma/E = 6,99\%$
LYSO15450X	-	L = 2405 phe/MeV $\sigma/E = 10,80\%$	L = 1753 phe/MeV $\sigma/E = 6,16\%$
	-	-	L = 1782 phe/MeV $\sigma/E = 4,43\%$
	-	-	L = 2525 phe/MeV $\sigma/E = 6,70\%$
	-	-	L = 2539 phe/MeV $\sigma/E = 7,20\%$

Tabelle 4.8: Lichtausbeute und Energieauflösung von den LYSO Kristallen mit dem PMT gemessen.

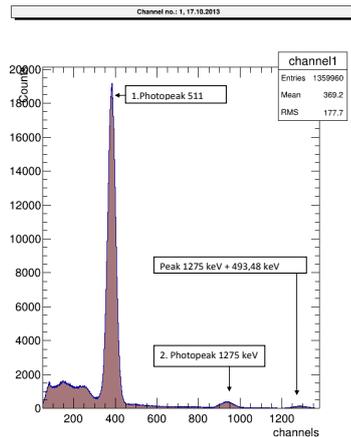


Abbildung 4.38:  $^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem LYSO 15450X Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

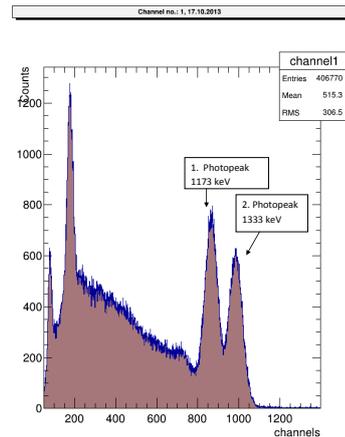


Abbildung 4.39:  $^{60}\text{Co}$ -Spektrum von dem LYSO 15450X Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung).

Kanäle. Es werden in den Abbildungen 4.41 und 4.40 nur die aufgenommenen Spektren für LYSO 3 gezeigt. In Tabelle 4.9 ist aber die berechnete Lichtausbeute und Energieauflösung für alle Kristalle dargestellt. Diese Werte wurden analog zu Abschnitt 4.6.3 ausgerechnet.

Im Natriumspektrum von Abbildung 4.40 und Cäsiumspektrum von Abbildung 4.41 von LYSO 3 kann man die Photopeaks ganz gut erkennen. Die Messung 4.35 zeigt an, wie hoch die Eigenaktivität eines kleinen Kristalls ist. Diese erstreckt sich ungefähr auf die 500 ersten Kanäle und erklärt auch, warum in den Spektren 4.40 und 4.41 eine kleine Schulter links des ersten Photopeaks zu erkennen ist. Dieser Bereich der Spektren besteht aus Compton Ereignissen aber auch aus der Eigenaktivität der LYSO-Kristalle. Es wäre sinnfrei Gammaspektren von den großen LYSO-Kristallen mit dem SiPM zu messen. Der Grund dafür ist, dass ihre Querschnittfläche ungefähr  $6,25\text{cm}^2$  beträgt, wobei die des SiPM nur  $9 \times 10^{-2}\text{cm}^2$  beträgt. Da die gesamte Endfläche des Kristalls nicht abgedeckt wird, würde ein großer Teil des Szintillationslichtes verloren gehen.

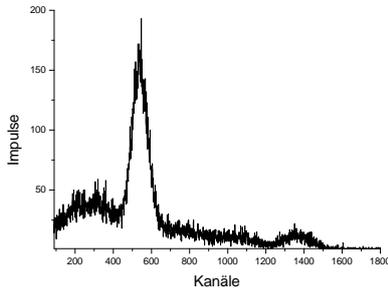


Abbildung 4.40:  $^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem SiPM.

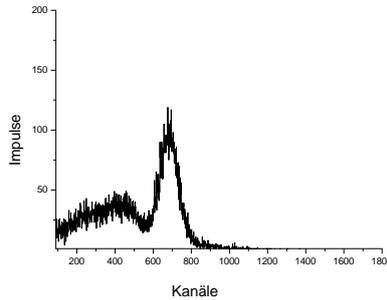


Abbildung 4.41:  $^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem SiPM.

Quelle	$^{137}\text{Cs}$	$^{22}\text{Na}$	
Energie[keV]	662	551	1275
LYSO2	L = 896 phe/MeV $\sigma/E = 7,78\%$	L = 882 phe/MeV $\sigma/E = 9,0\%$	L = 954 phe/MeV $\sigma/E = 7,01\%$
LYSO4	L = 1047 phe/MeV $\sigma/E = 8,22\%$	L = 1032 phe/MeV $\sigma/E = 8,71\%$	L = 1116 phe/MeV $\sigma/E = 5,73\%$
LYSO6	- -	L = 882 phe/MeV $\sigma/E = 9,64\%$	L = 960 phe/MeV $\sigma/E = 4,26\%$
LYSO1	L = 895 phe/MeV $\sigma/E = 7,8\%$	L = 911 phe/MeV $\sigma/E = 9,0\%$	L = 987 phe/MeV $\sigma/E = 5,98\%$
LYSO3	L = 1275 phe/MeV $\sigma/E = 7,46\%$	L = 1274 phe/MeV $\sigma/E = 8,10\%$	L = 1375 phe/MeV $\sigma/E = 4,40\%$
LYSO 5	L = 1341 phe/MeV $\sigma/E = 7,07\%$	L = 1258 phe/MeV $\sigma/E = 8,46\%$	L = 1359 phe/MeV $\sigma/E = 6,15\%$

Tabelle 4.9: Lichtausbeute und Energieauflösung von den LYSO einzelnen Kristallen mit dem SiPM gemessen.



# 5 Prototyp-Array

Das Auslesen unserer  $3 \times 3$  LYSO Matrix erfolgt mit einer Koinzidenz Messung (Abb.5.2) zwischen dem in der Tabelle 6.2 dargestellten MA-PMT von Hamamatsu und dem BGO Kristall. Es lagen jeweils -1761 V und -1249 V am MA-PMT und am PMT des BGO-Detektor. Das aufgenommene Natriumspektrum wurde 24 Stunden lang bei Raumtemperatur gemessen. Zu den 9 benutzten Kristallen gehören 6 der vorher im Detail im Kapitel 4.6 vermessenen Kristalle. In Abbildung 5.1 sind die direkt gemessenen Spektren der einzelnen Photomultiplier Segmente zu sehen. Es ist wichtig zu erwähnen, dass jeder

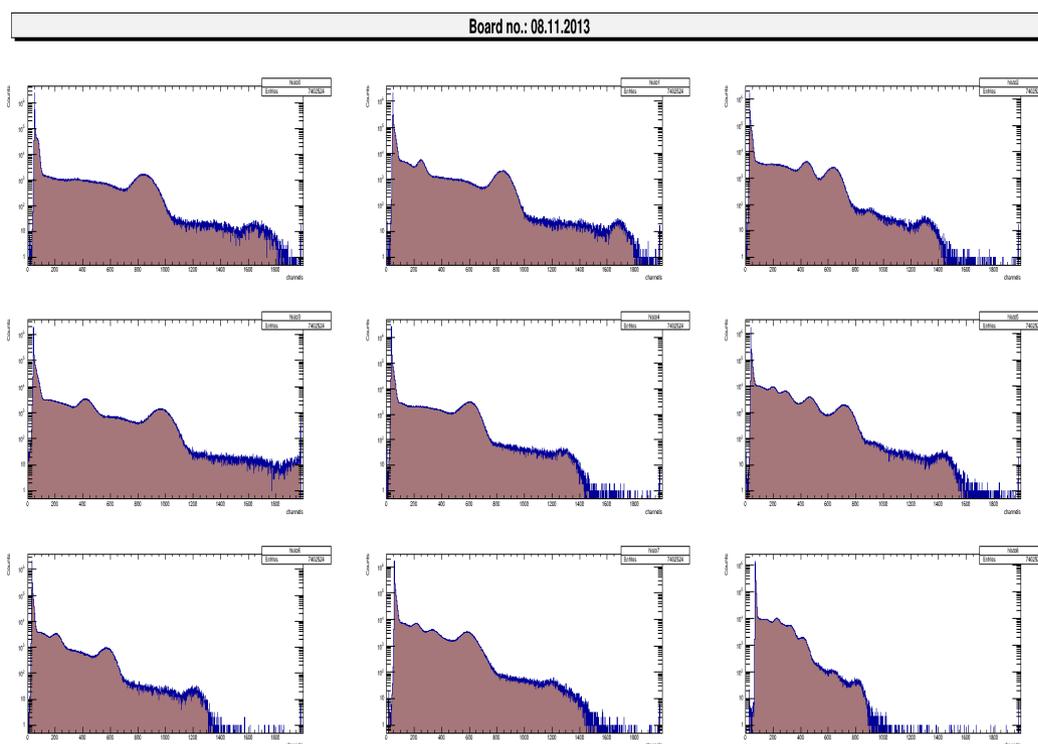


Abbildung 5.1: Natrium Spektren der  $3 \times 3$  LYSO Matrix. x-Achse: Signalthöhe/a.u. y-Achse: Ereignisse.

PMT eine Querschnittfläche von  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  hat während die Kristalle eine Querschnittfläche von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Das bedeutet, dass die meisten Pixel von zumindest zwei Kristalle bedeckt sind. Lediglich das Pixel an Position 0 ist nur von einem Kristall bedeckt (siehe Abb.5.3). Die Verstärkung des PMTs in Histogramm 3 ist unglücklicherweise sehr hoch

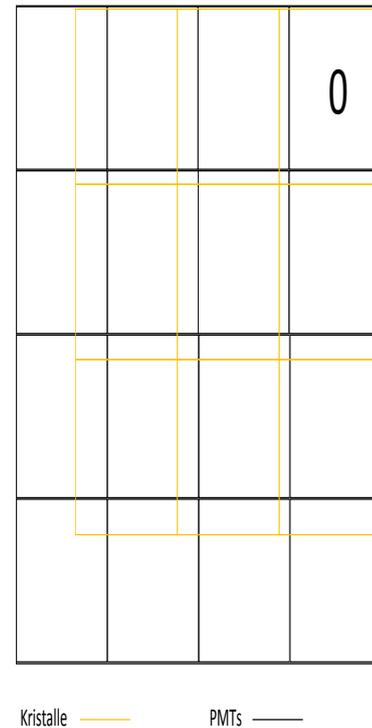
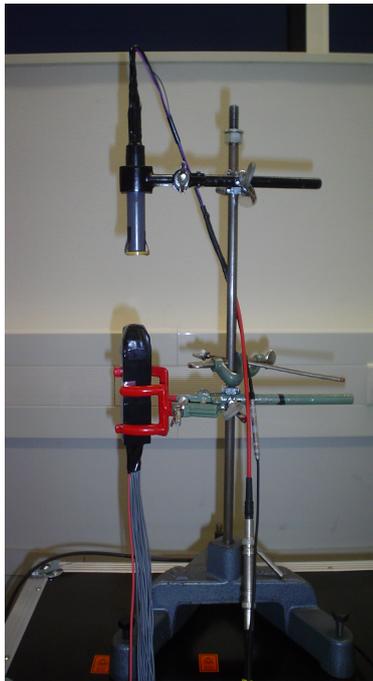


Abbildung 5.2: Aufbau der Koinzidenz Messung für das Auslesen der  $3 \times 3$  LYSO Matrix mit dem MA-PMT.

Abbildung 5.3: Anordnung der Kristalle auf dem MA-PMT.

gewesen und man hat das Spektrum beschnitten. Die Interpretation und das Verständnis der Strukturen, die man in den Histogrammen 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 und 8 sieht erfordert eine grobe Energie-Kanal Kalibrierung der einzelnen Kristalle. In Tabelle 5.1 sind die zu

diesen Peaks gehörigen ungefähren Energien dargestellt. Die Eichung erfolgt nur unter Berücksichtigung des Pedestals und der Position des deutlich erkennbaren Photopeaks der 511 keV Linie.

Neben dem deutlichen Photopeak für 511 keV und eine Struktur, für die man eine Energie von 1275 keV zuordnen kann, sieht man weitere Strukturen. Aufgrund der groben Energieeichung können sie den  $\gamma$ -Energien aus der Abregung von  $^{176}\text{Hf}$  zugeschrieben werden. Da die Geometrie des Arrays nicht identisch mit der Kathoden-Struktur des MA-PMT übereinstimmt, sind weiterhin in jedem Einzelspektrum Beiträge durch Übersprechen vorhanden.

Da unser Ziel der Aufbau von einem Prototyp eines segmentierten Nachweisdetektors für Gamma-Strahlung ist, werden wir im nächsten Schritt die Summe aus all diesen relativ zueinander geeichten Spektren (Abb. 5.2) untersuchen also das gesamte Verhalten des LYSO Matrix.

In Abbildung 5.4 sehen wir die Summe aller neuen Spektren. Man hat neuen Kristalle unterschiedlicher Auflösungen und Lichtausbeuten summiert. Von daher ist die gesamte Energieauflösung schlechter. Die Struktur, die sich auf die ersten 1800 Kanäle erstreckt besteht aus der Summe der 511 keV Peaks aber auch der Summe aller nicht erklärbaren Peaks, die in den einzelnen Spektren neben der 511 keV Linien aufgetaucht sind. Für den Aufbau eines optimalen und effizienten Prototyps eines segmentierten Nachweisdetektors, sollten alle einzelnen Detektoren genaue relativ zueinander kalibriert werden.

Histogramm	Peak(Kanal)/Energie[keV]
0	839,76 → 533 1636,21 → 1039
1	246,97 → 157 834,22 → 530 1673,23 → 1064
2	436,9 → 365 629,92 → 401 kleine Upel zwischen beide Peak(524 keV) 1296 → 1083
3	418 → 231 954,42 → 527 ≈ 1975 → 1090
4	594,76 → 523 1269,01 → 1137
5	195,25 → 146 285,12 → 213 462,75 → 346 710,72 → 532 1417,55 → 1062
6	202,47 → 190 565,55 → 531 1202,05 → 1129
7	213,02 → 204 325,77 → 312 581,57 → 558 1181,42 → 1133
8	226,47 → 459 408,54 → 828 625,36 → 1267 315,76 → 640 798,34 → 1617

Tabelle 5.1: Energien[keV] der Peaks in den Natriumspektren (Abb. 5.1) der  $3 \times 3$  LYSO Matrix.

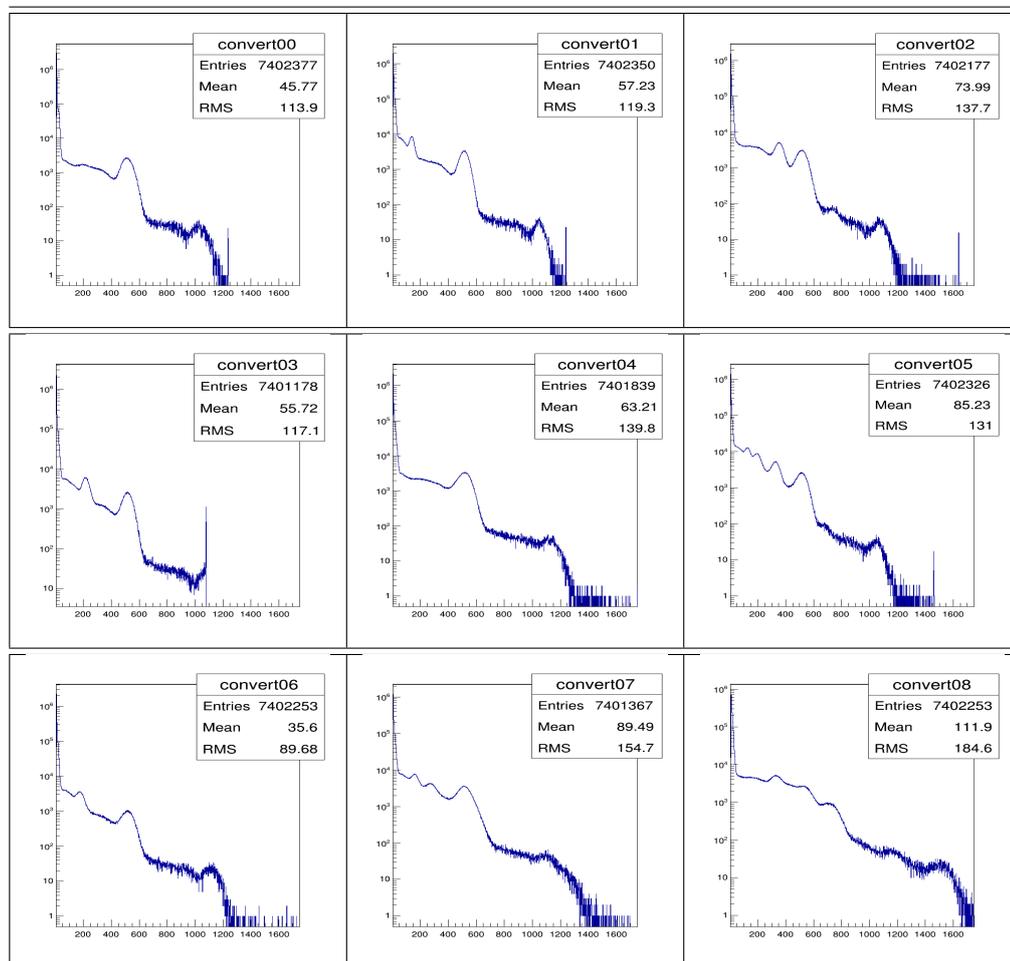


Tabelle 5.2: Relativ zu einander geeichte Natriumspektren der  $3 \times 3$  LYSO Matrix. x-Achse: Energie(keV). y-Achse: Ereignisse.

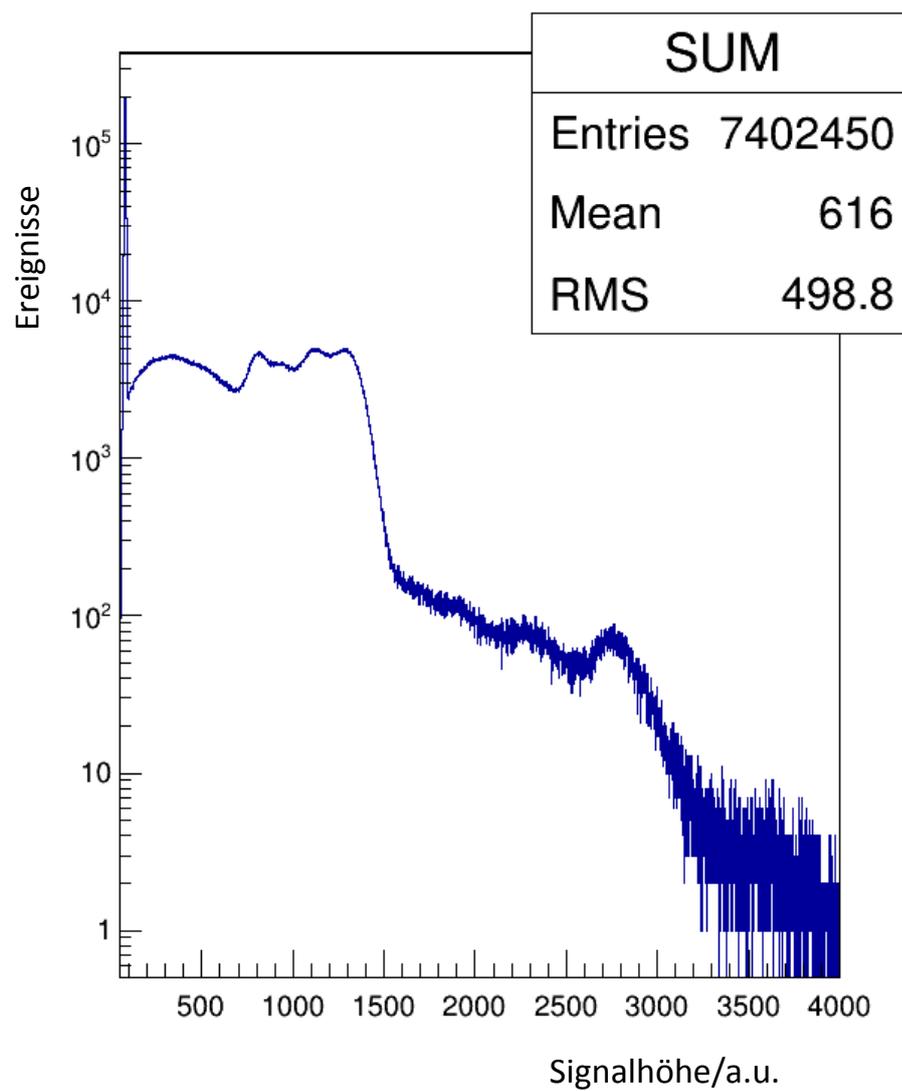


Abbildung 5.4: Summe aller relativ zueinander geeichten Natriumspektren.

## 6 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden LYSO:Ce und PbWO<sub>4</sub> Kristalle verschiedener Dimensionen (Blöcke und Stäbchen) jeweils mit einem konventionellen Photomultiplier, einem Silizium Photomultiplier und einem Multianoden-Photomultiplier zur Energie und Orts-Messung ausgelesen. Nebenbei wurde die Strahlungshärte dieser Kristalle und die Eigenaktivität des LYSO-Kristalle gemessen.

Aus den aufgenommenen Gammaspektren lernt man, dass bei den kleinen Kristallen Compton Ereignisse deutlich wahrscheinlicher als Photoeffekt sind und, dass die Photoeffizienz für höhere Energien sehr gering ist. Die Lichtausbeute und Energieauflösung sind dementsprechend deutlich höher bei größeren Kristallen. Dies gilt vor allem für die Bleiwolframat Kristalle, da die Messungen bei einer Temperatur von 12°C durchgeführt wurden. Die Situation könnte durch einen Betrieb bei -25°C deutlich verbessert werden, da man hierdurch einen Faktor 3 in der Lichtausbeute gewinnt.

Bleiwolframat Kristalle empfehlen sich durch ihre hohe Dichte, kurze Abklingzeit und kurze Strahlungslänge, wodurch sie hochenergetische Teilchen schon in einem kleinen Volumen vollständig absorbieren können. Die Bestrahlung dieser Kristalle hat keinen Einfluss auf den Szintillationsmechanismus, verschlechtert aber die Lichtausbeute und dementsprechend die Energieauflösung. Diese Verringerung der Lichtausbeute ist im Kristall durch unterschiedliche Farbzentren bedingt. Es ergeben sich mit einem PMT ausgelesen für Kristalle der Dimensionen ( $5 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ ) 41 phe/MeV als Lichtausbeute und eine Energieauflösung von  $\sigma/E = 22\%$  für eine Energie von 1275 keV. Das Auslesen mit dem SiPM erwies sich nicht wirklich als vorteilhaft wegen der geringen Lichtausbeute von PWO und dem Rauschen des SiPM.

Luthetium-Yttrium-Orthosilikat empfiehlt sich durch die hohe Dichte und die hohe Lichtausbeute, welche vernachlässigbar von der Temperatur abhängt. Diese Kristalle erwiesen sich als deutlich strahlungshärter als Bleiwolframat. Ihre optische Transmission verschlechtert sich um weniger als 1% nachdem sie mit einer Gesamtdosis von 60 Gy bestrahlt wurden. Die Selbstabsorption ist hier auch nicht durch deutlich konzen-

triierte Farbzentren dominant. Mit dem PMT ausgelesen ergibt sich für die LYSO Stäbe ( $5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ cm}^3$ ) eine Lichtausbeute von 1786 phe/MeV, während mit SiPM-Auslese 1125 Photonen pro MeV nachgewiesen wurden. Die Energieauflösung dieser Kristalle beträgt  $\sigma/E = 5,5\%$  für eine Energie von 1275 keV. Durch Koinzidenz-Auslese lassen sich mit LYSO deutlich schönere Gammaspektren erzeugen. Dies hat den Grund, dass Luthetium-Yttrium-Orthosilikat eine Eigenaktivität von 551 Bq/cm<sup>3</sup> hat. Die intrinsischen Detektorsignale sind eine Folge des radioaktiven Zerfalls des Isotops <sup>176</sup>Lu. Der angeregte Tochterkern <sup>176</sup>Hf emittiert eine Kaskade von  $\gamma$ -Quanten. In einer Messung mit einem Si-Halbleiter Detektor wurden die dominaten Übergänge  $4^+ \rightarrow 2^+$  und  $6^+ \rightarrow 4^+$  bei Energien unter 400 keV nachgewiesen.

Im Rahmen des Aufbaus eines Prototyps für einen segmentierten Nachweisdetektor für Gamma-Strahlung der Energie bis zu 10 MeV wurde einen Array aus 9 LYSO Stäben gebaut und mit einem Multi-Anoden Photomultiplier ausgelesen. Die ersten Messungen zeigen eine vielversprechende Effizienz und Auflösung, wobei eine optimale Kompensation der unterschiedlichen Eigenschaften der einzelnen LYSO Stäbe sowie die unterschiedliche Verstärkung und Effizienz der einzelnen PMT-Segmente erforderlich sein wird.

## Vergleich der für die Messungen verwendeten Photosensoren

Die konventionelle Photomultiplierrohre sind seit langem in Verwendung, werden aber für bestimmte Anwendungen von Halbleiter-Detektoren wie SiPM ersetzt. Beide Konzepte haben Vorteile und Nachteile, die in der Tabelle 6.1 aufgelistet sind.

Zum besseren Vergleich der beiden Detektoren werden wir jetzt für eine Cäsium Quelle (662 keV) und einen kleinen LYSO-Kristall (ungefähr  $50 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$  Volumen) das Verhältnis der anfallenden Photonen und die tatsächlich detektierten Photoelektronen bestimmen.

Aus einem kleinen LYSO-Kristall für eine Cäsium Quelle mit dem PMT ausgelesen werden 1748 Photonen detektiert. Der PMT deckt die gesamte Fläche des Kristalls ab so, dass man keine Lichtverluste hat. Der verwendete PMT hat eine Nachweiseffizienz von 20%. Das bedeutet, dass in Wirklichkeit ungefähr 8740 Photonen an der Endfläche des Kristalls auftreten.

Für den benutzen Hamamatsu SiPM muss man berücksichtigen, dass seine Fläche und

PMT	SiPM
<ul style="list-style-type: none"> <li>• - sensitiv für externe Magnetfelder, keine Effizienz bei hohen Feldern</li> <li>• + großen Flächen möglich</li> <li>• + Verstärkung <math>10^4 - 10^7</math></li> <li>• - Quanteneffizienz für bialkali Photokathoden limitiert auf 20% – 30%</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• + nicht sensitiv für externe Magnetfelder</li> <li>• - momentan limitierte aktive Fläche kleiner als <math>1\text{cm}^2</math></li> <li>• + Für das verwendete Modell ähnliche Nachweiseffizienz (25%) wie bei dem PMT. Nachweiseffizienz kann durch Anpassung des Füllfaktors/ der Pixelgröße deutlich erhöht werden</li> <li>• Anzahl der Pixel limitiert den dynamischen Bereich</li> <li>• - hohes Rauschlevel (bei niedrigen Temperaturen reduzierbar)</li> </ul>

Tabelle 6.1: Vor- und Nachteile der verwendeten Photosensoren

die des Kristalls in einem Verhältnis von 36% stehen. Mit einer Nachweiseffizienz von 25% bei 420 nm wurden für den selben kleinen Kristall nur 1091 Photoelektronen detektiert. Nimmt man an, dass es keine Lichtverlust wegen der Flächenbedeckung gibt, würde man  $1091 \div 0,36 = 3030,5$  Photoelektronen detektieren, also viel mehr als bei dem PMT. Da diese Zahl deutlich größer als  $8740 \times 25\%$  Photonen ist, besteht die Möglichkeit, dass die von Hamamatsu angegebenen Nachweiseffizienz nicht wirklich stimmt.

Es wurden mit dem PMT für einen kleinen PWO Kristall ( $25\text{ mm}^2$  Querschnittfläche) zirka 6 phe/MeV für 511 keV detektiert, d.h es sind 30 Photonen auf der Endfläche des Kristall angekommen. Für den SiPM hieße es ungefähr 3 detektierten Photonen. Mit der Annahme, dass die Kristallquerschnittfläche total abgedeckt ist hätte man sogar 7 Photonen detektiert. Immerhin besser als der PMT (6 Photonen). Nun hätte man mit der Annahme, dass es keine Verluste wegen der Flächendeckung gibt den auf der Abb.6.1 mit S10362-11-100U bezeichneten SiPM mit  $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$  Pixelgröße benutzt, der bei einer Wellenlänge von 420 nm eine Nachweiseffizienz von 70% besitzt, hätte man ca 21 Photonen detektiert. Anders sieht die Situation bei LYSO aus. Da der Kristall eine deutliche höhere Lichtausbeute besitzt sollte die Pixelgröße nicht zu groß sein bei gleicher Anzahl von Pixel, da dann das Signal saturiert.

PMTs und SiPMs haben zwar vergleichbare Nachweiseffizienz, die von den SiPMs lässt sich aber mit Anpassung der Pixelgröße und den Füllfaktor optimieren oder verbessern. Da Silizium Photomultiplier auch winzig klein sind, erlauben sie den Aufbau kompakten

Detektoren. Wenn es um Kristalle mit weniger Lichtausbeute geht, sollte wegen des Rauschens des SiPMs, die Auslese lieber mit einem PMT durchgeführt werden.

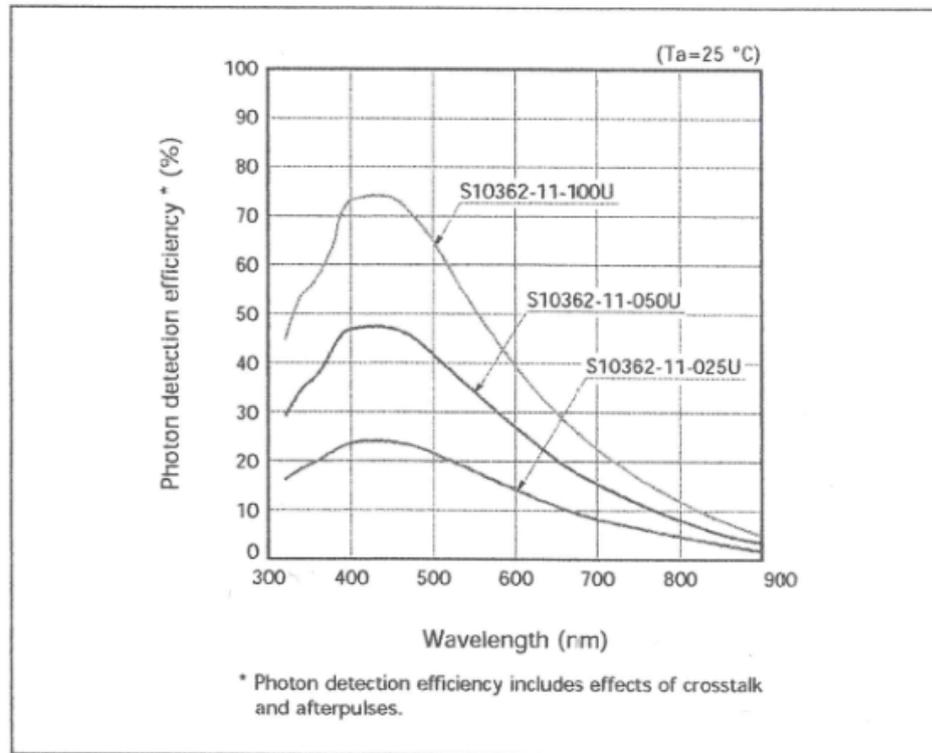


Abbildung 6.1: Photonennachweiseffizienz von drei verschiedenen Silizium Photomultiplier der Firma Hamamatsu als Funktion der Wellenlänge. Der für diese Arbeit verwendeter SiPM ist mit der unteren Kurve dargestellt. [HAMA]

**HAMAMATSU**

PRELIMINARY DATA  
FEB. 1998

MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER  
TUBE ASSEMBLY  
H6568/H6568-10

PATENT

4 × 4 multianode, High speed response, Low cross-talk  
Newly developed "Metal channel dynode"

GENERAL

Parameter	Description / Value	Unit
Spectral Response	300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response	420	nm
Photocathode	Material	Bialkali
	Minimum Effective Area	17.5 × 17.5
Window Material	Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Metal channel dynode
	Number of Stages	12
Anode Size	4 × 4	mm <sup>2</sup>
Weight(Including Cable)	Approx.130	g

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter	Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1000
Average Anode Current		0.01

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter	Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	70	—
	Blue (CS - 5 - 58 filter)	—	8	—
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	230(50)	—
		—	3.3 × 10 <sup>6</sup> (0.7 × 10 <sup>6</sup> )	—
Gain	—	—	—	—
Anode Dark Current per Channel (after 30 min. storage in darkness)	—	1(0.5)	—	nA
Time Response (per Channel)	Anode Pulse Rise Time	—	0.83	—
	Transit Time Spread (FWHM)	—	0.3	—
Pulse Linearity per Channel (±2 % deviation)	—	0.5(5)	—	mA
Cross-talk (4 × 4 mm <sup>2</sup> Aperture)	—	1	—	%
Uniformity Between Each Anode	—	1.3	—	—

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.  
( ) : Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered Bleeder) shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	...	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
H6568	1	1	1	1	1	1	1...1	1	1	1	1	1
H6568-10(Tapered Bleeder)	1.5	1.5	1.5	1	1	1	1...1	1	1	2	3.6	

Supply Voltage: 800 Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

1 Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office.  
Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions.  
Specifications are subjected to change without notice. No patent right are granted to any of the circuits described herein. ©1998 Hamamatsu Photonics K.K.

Abbildung 6.2: Datenblatt von dem verwendeten MA-PMT von Hamamatsu. [MAMPMT H]

## Fehlerbetrachtung

Es gab bei den Analyse viele Ursachen von Fehlern, die im Folgenden dargestellt werden.

### Fitfehler

Die Auswertung der Spektren wurde teilweise mit dem Analyseprogrammen Root und Origin gemacht. Es wurde zur Bestimmung der Position und Breite des Photopeaks eine Gaußfunktion angepasst. Der Bereich des Fits wurde per Hand ausgewählt. Weiterhin hat man das Pedestal sowie den *single Elektron* Peak bestimmt um absolute werte zu erhalten. Da alle diese Werte in der Berechnung der Lichtausbeute und der Energieauflösung vorkommen, beeinflusst der Fitfehler die Genauigkeit des Ergebnisses. Wir rechnen mit Fehler von 1 bis 2% des Werts der relativen Energieauflösung.

### Elektronische Effekte

Als elektronische Fehler kann man die Instabilitäten der Betriebsspannung des Sensoren zählen, welche jedoch vernachlässigbar sind.

Der Photomultiplier und der Silizium Photomultiplier haben elektronische Rauschen, welches zur Verschlechterung der Auflösung beiträgt. Das Rauschen des SiPMs ist zusätzlich sehr stark temperaturabhängig. Was bedeutet, dass eine Temperaturschwankung das Verhältnis des Rauschens zu „echtem“ Signalen beeinflusst.

### Temperatur Schwankungen

Die Kristalle befanden sich zwar mit dem PMT in einem Kühltank bei einer Temperatur von 12°C, wo auch die Messung statt fand, wurden aber zur Vorbereitung für ihre Anwendung kurz rausgenommen, mit Alkohol gereinigt und mit Silikonöl an den Photomultiplier gekoppelt. Die Messungen mit dem SiPM fanden bei Raumtemperatur statt, die nicht stabilisiert war. Temperaturschwankungen haben einen Einfluss auf den Szintillationsmechanismus bei Bleiwolframat, da die Lichtausbeute sehr stark mit steigender Temperatur abnimmt.

## Danksagung

Hiermit möchte ich allen Leuten, die mir in irgendeiner Weise bei dieser Arbeit geholfen haben danken. Dabei muss ich erst mal bei meinem Betreuer Dr. Rainer Novotny anfangen. Seine erste Sorgen waren mir das Experimentieren, das Forschen und die Selbständigkeit zu lehren. Für was er mir in den letzten Monaten beigebracht hat bin ich ihm dankbar. Ich möchte mich bei allen Mitarbeiter der AG Brinkmann bedanken für die Kuchen, Pizzas und Steaks der letzten Monaten. Ich möchte mich bei Peter Drexler, Valera Dormenev und Stefan Diehl für ihre Hilfe in Labor bedanken. Ein Danke schön heiße ich auch Christoph Rosenbaum, Christian Welzbacher, Robert Schnell und Stefan Diehl für die Hilfe bei der Formulierung. Ein ganz besonderes und herzliches Danke schön möchte ich aber Stefan Diehl heißen für seine Geduld, Hilfsbereitschaft und Verfügbarkeit. Sebastian Zimmermann habe ich auch für die gute Zeiten zu danken. Es darf hier schließlich meiner Familie nicht fehlen. Besonders meinen Vater, der trotz der tausenden Kilometer Entfernung meine größte Unterstützung war.



# Abbildungsverzeichnis

3.1	a) <i>Prompt Gamma imaging</i> mit einer Spalt-Kamera. b) Messung der Eindringtiefe des Strahls mit einer Spalt-Kamera [MO]. . . . .	10
4.1	Photolumineszenz Spektren vor(blau) und nach(rot) der Bestrahlung mit Gammastrahlung und die entsprechende Differenz(grün) für einen PWO(links) und einen LYSO(rechts) Kristall [STR]. . . . .	19
4.2	Messelektronik für die Koinzidenz Messung . . . . .	25
4.3	Koinzidenzaufbau jeweils mit dem PMT a) und mit dem SiPM b). . . . .	25
4.4	Skizze eines Photomultipliers.[ROHR] . . . . .	28
4.5	Vergleich der Transmissionskurven der vier Seiten für den Kristall 20026. . . . .	33
4.6	Theoretische Transmissionskurven von PWO . . . . .	34
4.7	Vergleich der Transmissionskurven von PWO 20026 vor der Bestrahlung mit der Theorie. . . . .	35
4.8	Transmissionskurven von PWO 20026 vor und nach der Bestrahlung. . . . .	35
4.9	Absorptionskoeffizient $\Delta k$ als Funktion der Wellenlänge für PWO 20026. . . . .	35
4.10	Transmissionskurven von PWO 20026b vor und nach der Bestrahlung. . . . .	36
4.11	Absorptionskoeffizient $\Delta k$ als Funktion der Wellenlänge für PWO 20026b. . . . .	36
4.12	Transmissionskurven von PWO 20009a vor und nach der Bestrahlung. . . . .	36
4.13	Absorptionskoeffizient $\Delta k$ als Funktion der Wellenlänge für PWO 20009a. . . . .	36
4.14	Transmissionskurven von PWO 20009b vor und nach der Bestrahlung. . . . .	37
4.15	Absorptionskoeffizient $\Delta k$ als Funktion der Wellenlänge für PWO 20009b. . . . .	37
4.16	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem PWO 20009b Kristall aufgenommen mit dem PMT. . . . .	37
4.17	$^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem PWO 20009b Kristall aufgenommen mit dem PMT. . . . .	37
4.18	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem PWO 20026b Kristall aufgenommen mit dem PMT. . . . .	38

4.19	$^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem PWO 20026b Kristall aufgenommen mit dem PMT. . . . .	38
4.20	1 Photoelektron-Messung. . . . .	39
4.21	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem PWO 2 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	40
4.22	$^{60}\text{Co}$ -Spektrum von dem PWO 2 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	40
4.23	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem PWO 4 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	40
4.24	$^{60}\text{Co}$ -Spektrum von dem PWO 4 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	40
4.25	$^{60}\text{Co}$ -Spektrum von dem PWO 4 Kristall aufgenommen mit dem SiPM (Koinzidenzmessung). . . . .	42
4.26	Spektrum von PWO 4 Kristall ohne Quelle aufgenommen mit dem SiPM. . . . .	42
4.27	Theoretische Transmissionskurve von LYSO. . . . .	43
4.28	Vergleich der Transmissionskurven von LYSO 15450X vor der Bestrahlung mit der Theorie. . . . .	44
4.29	Transmissionskurven von LYSO 15450X vor und nach der Bestrahlung. . . . .	44
4.30	Absorptionskoeffizient $\Delta k$ als Funktion der Wellenlänge für LYSO 15450X . . . . .	45
4.31	Erste Energie-Kanal-Kalibrierung des Germanium Detektors. . . . .	47
4.32	Zweite Energie-Kanal-Kalibrierung des Germanium Detektors. . . . .	47
4.33	Eigenaktivitätsspektrum von LYSO5. . . . .	47
4.34	Eigenaktivitätsspektrum von lyso15450X. . . . .	47
4.35	Eigenaktivitätsmessung von LYSO6 mit dem Photomultiplierrohr. . . . .	48
4.36	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	50
4.37	$^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	50
4.38	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem LYSO 15450X Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	52
4.39	$^{60}\text{Co}$ -Spektrum von dem LYSO 15450X Kristall aufgenommen mit dem PMT (Koinzidenzmessung). . . . .	52
4.40	$^{22}\text{Na}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem SiPM. . . . .	53
4.41	$^{137}\text{Cs}$ -Spektrum von dem LYSO 3 Kristall aufgenommen mit dem SiPM. . . . .	53

5.1	Natrium Spektren der $3 \times 3$ LYSO Matrix. x-Achse: Signalthöhe/a.u. y-Achse: Ereignisse. . . . .	55
5.2	Aufbau der Koinzidenz Messung für das Auslesen der $3 \times 3$ LYSO Matrix mit dem MA-PMT. . . . .	56
5.3	Anordnung der Kristalle auf dem MA-PMT. . . . .	56
5.4	Summe aller relativ zueinander geeichten Natriumspektren. . . . .	60
6.1	Photonennachweiseffizienz von drei verschiedenen Silizium Photomultiplier der Firma Hamamatsu als Funktion der Wellenlänge. Der für diese Arbeit verwendeter SiPM ist mit der unteren Kurve dargestellt.[HAMA] .	64
6.2	Datenblatt von dem verwendeten MA-PMT von Hamamatsu.[MAMPMT] ]	65



# Tabellenverzeichnis

4.1	Eigenschaften der anorganischen Szintillatoren PWO und LYSO.[NOV]	20
4.2	Dimensionen der LYSO Testkristalle.	21
4.3	Dimensionen der PWO Testkristalle.	21
4.4	Eigenschaften des verwendeten SiPM.[HAMA]	31
4.5	Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für einen Bleiwolframat Kristall [NPW].	33
4.6	Lichtausbeute und Energieauflösung der PWO Blöcke mit einem PMT gemessen.	38
4.7	Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für LYSO [OPT].	43
4.8	Lichtausbeute und Energieauflösung von den LYSO Kristallen mit dem PMT gemessen.	51
4.9	Lichtausbeute und Energieauflösung von den LYSO einzelnen Kristallen mit dem SiPM gemessen.	53
5.1	Energien[keV] der Peaks in den Natriumspektren (Abb. 5.1) der $3 \times 3$ LYSO Matrix.	58
5.2	Relativ zu einander geeichte Natriumspektren der $3 \times 3$ LYSO Matrix. x-Achse: Energie(keV). y-Achse: Ereignisse.	59
6.1	Vor- und Nachteile der verwendeten Photosensoren	63



# Literaturverzeichnis

- [AD] Christoph Matejcek, Vorlesung : *Wechselwirkung von Strahlung mit Materie*, Johannes Gutenberg-University Mainz, 30.November 2011.
- [DEL] Till Kuske, Diplomarbeit : *Stimulated recovery of radiation damage in cooled PbWO<sub>4</sub>-Crystals for the PANDA Detector*, Universität Giessen, September 2011.
- [EIG] R. Novotny, Doring, W.M, V. Dormenev, P. Drexler, M. Rost, A. Thomas, *High-Energy Photon Detection With LYSO Crystals*, IEEE Trans. On nuclear Science, Vol. 55, No. 3, Juny 2008.
- [HAMA] Hamamatsu Photonics, <http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/4004/4113/S10362-33-025C/index.html>, accessed Oktober 2013.
- [LEO] W.R.Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer Verlag, 2. Auflage, März 1994.
- [MAMPMTH] Hamamatsu Photonics, *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H6568/H6568-10*, Februar 1998.
- [MAPMT] LaserFocusWorld <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-37/issue-5/features/photomultiplier-tubes/multiple-anode-pmt-behaves-like-many-detectors-in-one.html/>, accessed September 2013.
- [MO] Kai Ingo Mengel, Diplomarbeit : *Ansprechverhalten von PbWO<sub>4</sub> Szintillationskristallen auf monochromatische Photonen im Bereich zwischen 50 und 790 MeV*, Justus Liebig Universität Gießen II. Physikalisches Institut, Septembre 1997.
- [MOT] J Smeet, F Roellinghoff, D Prieels, F Stichelbaut, A Benilov, P Busca, C Fiorini, R Peloso, M Basilavecchia, T Frizzi, J C Dehaes and A Dubus, *Prompt gamma imaging with a slit camera for real-time range control in proton therapy*, IOP Science, Phys. Med. Biol 57 3371, 2012.

- [NOV] R. Novotny, *High Resolution electromagnetic calorimetry in medium and high energy physics based on inorganic scintillators*, SCINT 2005 conference record, September 2005.
- [NPW] Rémi Chipaux, *Numerical formulae for the refractive index of lead tungstate*, CMS TN / 95-184, Dezember 1995.
- [OPT] Rihua Mao, Liyuan Zhang, Ren-Yuan Zhu, *Optical and scintillation Properties of Inorganic Scintillators in High Energy Physics*, IEEE, August 2008.
- [PWO1] Florian Feldbauer, Masterarbeit : *Studien zur Strahlenhärte von Bleiwolframat-Kristallen*, Universität Bochum, 2009.
- [ROHR] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/6/66/Photomultipliertube-de.svg/750px-Photomultipliertube-de.svg.png>, accessed August 2013.
- [SI] Jörg Rennefeld, Diplomarbeit : *Studien zur Eignung von Silizium Photomultipliern für den Einsatz im erweiterten CMS Detektor am SLHC*, RWTH Aachen, Februar 2010.
- [STE] Stefaan Tavernier, *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, 1. Auflage, 2010.
- [STR] Claus Rihua Mao, Liyuan Zhang, Ren-Yuan Zhu, *Gamma Ray Induced Radiation Damage in PWO/LYSO Crystals*, IEEE Trans. On Nuclear Science, 2009.
- [SA] Ricardo Valentini, Diplomarbeit : *LSO Szintillationskristalle für PAC Applikationen*, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.

## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Gießen, den 15.11.2013

---

Arlette Marcelle Ketchieumen Tchitnga