Neue Auslesekonzepte für elektromagnetische Kalorimeter

New Readout Concepts for Electromagnetic Calorimeters

Bachelorthesis

im Fachgebiet Experimentalphysik Prof. Dr. Volker Metag II. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

Stefan Diehl aus Inheiden

Sommersemester 2010

Betreuer: Dr. Rainer Novotny

Inhaltsverzeichnis

| I Ba | ${f Au}$ a ${f F}_2$ f | slesekonzepte zur Unterdrückung der langsamen Komponente von für das TAPS Spektrometer | 5 |
|----------|------------------------|---|----|
| 1 | Mo | tivation und Einleitung | 7 |
| | 1.1 | Der Szintillationsmechanismus von Bariumfluorid | 8 |
| | 1.2 | Möglichkeiten zur Unterdrückung der langsamen Komponente | 11 |
| | | 1.2.1 Verwendung dotierter Kristalle | 11 |
| | | 1.2.2 Verwendung spezieller Ausleseverfahren | 12 |
| 2 | Auf | bau der Detektormodule und der Ausleseelektronik | 15 |
| | 2.1 | Aufbau eines TAPS - Detektormoduls | 15 |
| | 2.2 | Datenaufnahme und Signalverarbeitung | 16 |
| | 2.3 | Das UV - Spektrometer | 17 |
| 3 | \mathbf{Exp} | perimentelle Charakterisierung der Auslesemethoden | 19 |
| | 3.1 | Auslese mit einem R2059 Photomultiplier | 19 |
| | 3.2 | Auslese mit einem Solar Blind Photomultiplier | 23 |
| | 3.3 | Auslese mit Filtern | 26 |
| | | 3.3.1 Signalform des Detektors | 27 |
| | | 3.3.2 Gamma- und Myonenspektren | 28 |
| 4 | \mathbf{Ber} | echnungen zum Verhältnis der beiden Komponenten | 35 |
| | 4.1 | Transmissionsspektrum eines Bariumfluoridkristalls | 35 |
| | 4.2 | Berechnung der Anteile für verschiedene Ausleseverfahren | 37 |
| | 4.3 | Bestimmung des optimalen Filters | 39 |
| 5 | Dis | kussion und Ausblick | 41 |
| | 5.1 | Diskussion | 41 |
| | 5.2 | Ausblick | 42 |

| II lie | A ^r ereno | uslese und qualitative Charakterisierung von anorganischen szinti den Fasern aus LuAG | l- 45 |
|---------------|-------------------------|--|----------|
| 1 | Mo | tivation und Einleitung | 47 |
| | 1.1 | Die Mikro-Pulling-Down Methode zur Züchtung anorganischer Fasern | 48 |
| | 1.2 | Lichtausbreitung in einer Faser | 50 |
| | 1.3 | Szintillationscharakteristiken und Emissionsspektrum von LuAG $\ldots\ldots\ldots$ | 52 |
| | 1.4 | Überlegungen zum Ansprechverhalten für verschiedene $% {\mathbb C} = {\mathbb C} ({\mathbb C})$ Strahlungsarten $\ . \ . \ .$ | 53 |
| 2 | Exp | perimenteller Setup und Ausleseelektronik | 57 |
| | 2.1 | Aufbau der Messanordnung | 57 |
| | 2.2 | Eigenschaften der verwendeten radioaktiven Quellen $\ \ldots \ \ldots \ \ldots \ \ldots \ \ldots$ | 58 |
| | 2.3 | Ausleseelektronik zur Koinzidenzmessung | 59 |
| 3 | \mathbf{Exp} | perimentelle Charakterisierung der Fasern | 61 |
| | 3.1 | Aufnahme von Alphaspektren | 61 |
| | 3.2 | Aufnahme von Beta- und Gammaspektren | 71 |
| | | 3.2.1 Spektren bei Einzelauslese einer Faserseite | 71 |
| | | 3.2.2 Spektren bei Koinzidenzauslese der beiden Faserseiten \ldots \ldots \ldots | 72 |
| | 3.3 | Einfluss verschiedener Ummantelungen auf die Lichtausbeute | 78 |
| 4 | Sim | ulation der Fasern | 83 |
| | 4.1 | Simulation der Effizienz als Funktion des Ortes | 86 |
| | 4.2 | Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Faserradiuses $\ . \ .$ | 89 |
| | 4.3 | Simulation der Anzahl der registrierten Photoelektronen | 90 |
| | 4.4 | Simulation des Einflusses eines reflektierenden Wrappings | 92 |
| | 4.5 | Simulation des Zeitverhaltens einer Faser | 93 |
| 5 | \mathbf{Dis} | kussion und Ausblick | 95 |
| | 5.1 | Diskussion | 95 |
| | 5.2 | Ausblick | 96 |
| A | bbild | lungsverzeichnis | v |
| Ta | abell | enverzeichnis | х |
| \mathbf{Li} | terat | turverzeichnis | xii |
| \mathbf{A} | nhan | g | xvii |

Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Bachelorarbeit wurde die Unterdrückung der langsamen Szintillationskomponente von Bariumfluorid mittels Bandpassfiltern untersucht. Dies wird benötigt, um mit einer geplanten Modifikation des TAPS - Spektrometers höhere Raten messen zu können. Die schnelle Szintillationskomponente macht Bariumfluorid zu einem der besten heute bekannten anorganischen Szintillatoren. Es wurde gezeigt, dass mit den zur Verfügung stehenden Filtern trotz der durch den Filter deutlich verringerten Ausbeute an Photoelektronen eine Nachweisgrenze von 0,5 MeV erreicht werden kann. Das Verhältnis der Intensität der schnellen Komponente zur langsamen Komponente nach 40 ns beträgt dabei etwa 1 : 105, was zehn Mal besser als die Spezifikation bei vollständiger Auslese des Szintillationslichtes ist. Die Energieauflösung ergibt sich zu $\sigma(E)/E = 45$ %. Eine Optimierungsrechnung hat ergeben, dass es mit einem optimierten Filter möglich ist, die langsame Komponente bis auf deutlich weniger als 1 % zu unterdrücken. Bei zunehmender Verringerung der langsamen Komponente wird jedoch stets die Menge des registrierten Lichtes geringer. Als Kompromiss ergibt sich ein Filter mit gaußförmiger Transmission mit dem Maximum bei (215 ± 2) nm und einer halben Breite von 7,5 nm bis 10 nm als optimale Lösung. Um eine Nachweisschwelle von 0,5 MeV zu erreichen, muss dieser Filter an der Position des Maximums jedoch mindestens eine Transmission von 70 % aufweisen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden die Auslese und die qualitativen Eigenschaften von anorganischen szintillierenden Fasern aus LuAG:Ce untersucht. Diese wurden mit der erst vor wenigen Jahren entwickelten Mikro-Pulling-Down Methode hergestellt. Es hat sich gezeigt, dass die Fasern bedingt durch den Herstellungsprozess einen sehr hohen Absorptionskoeffizienten besitzen, so dass bereits nach wenigen Zentimetern Faserlänge kein verwertbares Signal mehr zu beobachten ist. Es ergaben sich Abschwächungskoeffizienten zwischen $0.72 \ cm^{-1}$ und $1.56 \ cm^{-1}$. Durch Monte-Carlo-Simulationen der Fasern konnte gezeigt werden, dass diese Abschwächung nur in geringem Maße vom Faserradius abhängt. Bei der Charakterisierung der Fasern ohne Ummantelung hat sich Alphastrahlung als beste Wahl herausgestellt, da diese ein deutlich vom Untergrund zu unterscheidendes Signal liefert. Auch für Gammastrahlung ergeben sich für verschiedene Energien charakteristische Spektren, die jedoch keine eindeutigen Photopeaks zeigen.

Vorwort

Elektromagnetische Kalorimeter sind fester Bestandteil der meisten in der Mittel- und Hochenergiephysik heute gebräuchlichen Detektorsysteme, da sie für die Messung der Energie von hochenergetischen Photonen und Leptonen unerlässlich sind. Der Nachweisprozess kann bei dieser Detektorklasse prinzipiell auf drei physikalischen Effekten beruhen: Der Ionisation, dem Cherenkov-Effekt oder der Szintillation. In dieser Arbeit sollen zwei Anwendungen des zuletzt genannten Effekts näher betrachtet werden. Neben dem Einsatz in der physikalischen Grundlagenforschung spielen vor allem Szintillationsdetektoren auch in der Medizin und vielen anderen Bereichen von Naturwissenschaft und Technik eine immer bedeutendere Rolle. Dementsprechend hoch sind auch die Anforderungen, die an moderne Kalorimeter gestellt werden. Neben einer guten Energie- und Ortsauflösung spielt vor allem in der physikalischen Grundlagenforschung auch die Zeitauflösung und die maximale Detektionsrate eine immer wichtigere Rolle. Das Ziel dieser Arbeit ist es daher, neue Auslesekonzepte zur Optimierung dieser Eigenschaften zu untersuchen. Hierzu sollen zunächst verschiedene Auslesekonzepte zur Unterdrückung der langsamen Komponente von Bariumfluorid für das TAPS - Spektrometer untersucht werden, mit deren Hilfe es möglich werden soll, deutlich höhere Raten mit den bestehenden Bariumfluoridkristalldetektoren zu messen und somit seltene Ereignisse in einer kürzeren Zeitspanne zu detektieren. Neben dieser Erhöhung der Messrate ist es für die Teilchenidentifikation aber auch wichtig, den genauen Impuls des Teilchens rekonstruieren zu können, wozu man neben der Energieinformation auch eine möglichst genaue Ortsinformation benötigt. Diese kann bei Kristallkalorimetern zum einen auf Grund der Segmentierung des Kalorimeters und der Berechnung des Schwerpunktes des elektromagnetischen Schauers ermittelt werden, was jedoch abhängig von Teilchenenergie und Kristallgeometrie nur mit einem mehr oder weniger großen Fehler möglich ist. Zur Verbesserung der Ortsauflösung kommen daher Trackingdetektoren zum Einsatz, die die Spur des Teilchens messen. Heute gebräuchliche Trackingdetektoren aus organischen Fasern besitzen jedoch auf Grund der niedrigen effektiven Kernladungszahl nur eine geringe Nachweiseffizienz für Photonen. Unter anderem, um diese Nachweiseffizienz von Trackingdetektoren zu erhöhen, wurden in den letzten Jahren Fasern aus anorganischen Einkristallen entwickelt. Der zweite Teil dieser Arbeit soll sich daher mit der Auslese und qualitativen Charakterisierung solcher anorganischer Fasern aus Lutetiumaluminiumgarnet (LuAG) beschäftigen.

Teil I

Auslesekonzepte zur Unterdrückung der langsamen Komponente von BaF₂ für das TAPS Spektrometer

Kapitel 1 Motivation und Einleitung

Das Photonenspektrometer TAPS (Two Arm Photon Spectrometer) wurde 1987 von einer europäischen Kollaboration unter Beteiligung des II. Physikalischen Instituts der JLU Giessen entwickelt und gebaut, um hochenergetische Photonen und neutrale Mesonen (π^0, η, ω) in relativistischen und hochrelativistischen Schwerionenkollisionen und photonuklearen Reaktionen zu messen [Nov91]. Die 25 cm langen hexagonalen Bariumfluorid (BaF₂) Szintillationsdetektoren mit Photomultiplierauslese sind zurzeit auf 2 Kalorimeter aufgeteilt. Zum einen dienen 384 Detektormodule als Vorwärtskalorimeter für den Crystall-Ball Detektors am Mainzer Mikrotron (MAMI) [TAPS] und zum anderen kommen weitere 216 der Bariumfluoriddetektoren als Vorwärtskalorimeter des Crystal-Barrel-Detektor am Elektronensynchrotoron ELSA in Bonn zum Einsatz [KFP09]. Abbildung 1.1 zeigt den aktuellen Aufbau des TAPS-Detektors als Wand aus BaF₂-Kristallen, wie er in ähnlicher Form sowohl in Mainz als auch in Bonn zum Einsatz kommt. Bariumfluorid ist einer der schnellsten heute bekannten anorganischen



Abbildung 1.1: Bild des aktuellen Aufbaus des Mini-TAPS Detektors in Bonn [CFP09]

Szintillatoren. Neben einer langsamen Emissionskomponente bei 310 nm besitzt das Material eine weitere, deutlich schnellere Komponente mit zwei Maxima bei 220 nm und 195 nm [LMA83]. Während die schnelle Komponente mit einer Abklingzeit von 600 bis 800 ps exzellent zur Messung hoher Raten und zum Erzielen einer sehr guten Zeitauflösung geeignet ist, führt die zusätzlich auftretende, hinsichtlich der Lichtausbeute dominantere langsame Komponente mit einer Abklingzeit von 630 ns zu einer Limitierung der messbaren Rate. Bereits in den 80er Jahren gab es daher durch Schotanus et. al. Überlegungen, wie man diese langsame Komponente unterdrücken kann, um das exzellente Zeitverhalten der schnellen Komponente nutzen zu können. Dies ist vor allem für die Messung von seltenen Prozessen wichtig, da diese nur untersucht werden können, wenn in einer begrenzten Zeit genügend Statistik gesammelt werden kann, wozu man eine hohe Nachweiseffizienz und somit eine hohe Messrate benötigt.

Ein erfolgreicher Ansatz zur Unterdrückung der langsamen Komponente führte wie in [SDV89] vorgestellt über die Dotierung der Bariumfluoridkristalle mit La³⁺-Ionen. Da die Erhöhung der Rate durch die Unterdrückung der langsamen Komponente als Upgrade des TAPS Detektors eingesetzt werden soll und daher die bestehenden Kristalle möglichst wiederverwendet werden sollen, kommt eine Dotierung im vorliegenden Fall nicht in Frage. Ziel der vorliegenden Studien ist es daher, Verfahren zu untersuchen, mit denen die langsame Komponente durch eine selektive Auslese des entstehenden Szintillationslichtes unterdrückt werden kann. Hierzu gibt es einerseits die Möglichkeit, zur Auslese Photomultiplier mit einer Photokathode zu verwenden, welche nur im Wellenlängenbereich der schnellen Komponente empfindlich ist (solar blind), so dass die Photonen der langsamen Komponente deutlich weniger Photoelektronen auslösen. Möchte man hingegen die bestehenden Hamamatsu R2059 Photomultiplier, deren Photokathode im gesamten Spektralbereich der Emission von Bariumfluorid empfindlich ist weiterverwenden, so bleibt nur die Möglichkeit, einen Wellenlängenfilter, welcher nur im Bereich der schnellen Komponente durchlässig ist, zwischen Kristall und Photomultiplier anzubringen, so dass die Photonen der langsamen Komponente die Photokathode gar nicht erst erreichen können. Auf der Untersuchung der Vor- und Nachteile des Einsatzes solcher Filter und der damit erzielbaren Resultate soll das Hauptaugenmerk dieses ersten Teils der Arbeit liegen.

1.1 Der Szintillationsmechanismus von Bariumfluorid

Bariumfluorid gehört zur Klasse der anorganischen Kristallszintillatoren. Der Szintillationsmechanismus kann daher durch das Bändermodell der Kristalle (Abb. 1.2) erklärt werden. In einem Halogenidkristall wie Bariumfluorid ist hierbei das Valenzband vollständig besetzt, aber das Leitungsband im Grundzustand gewöhnlich leer. Durch einfallende ionisierende Teilchen



Abbildung 1.2: Bändermodell von Bariumfluorid

oder Photonen können Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Im Valenzband bleibt durch einen solchen Anregungsprozess ein Loch zurück, welches sich dort

genau wie das angeregte Elektron im Leitungsband frei bewegen kann. Bei dieser Anregung kann es aber auch dazu kommen, dass das Elektron das Valenzband nicht ganz erreicht, da seine Energie zu gering ist. In diesem Fall bleibt es an das Loch elektrostatisch gebunden und es entsteht eine Elektron-Loch-Zustand, ein sogenanntes Exziton, welches im direkt unter dem Leitungsband befindlichen Exzitonenband durch den Kristall wandert. Würde ein Elektron aus dem Valenzband nun sofort wieder mit einem Loch rekombinieren, so würde effektiv kein Szintillationslicht frei, da die Energie des dabei ausgesendeten Quants genau der Energie für die Anregung eines Elektrons entspricht, so dass das Quant direkt wieder absorbiert würde. Um dies zu verhindern, werden in der verbotenen Zone zwischen Valenz- und Leitungsband durch die Dotierung des Kristalls mit Fremdatomen, sogenannten Aktivatorzentren, zusätzliche lokale Energieniveaus erzeugt. Trifft nun ein freies Loch oder ein Exziton auf ein solches Aktivatorzentrum, so wird dieses ionisiert und ein angeregtes Elektron kann den freigewordenen Zustand einnehmen. Dies geschieht in der Regel strahlungslos, da die Energie in Form von Phononen auf das Kristallgitter übertragen wird. Erst wenn das Elektron aus diesem Zwischenzustand in den Grundzustand zurückkehrt wird die Energiedifferenz in Form eines Szintillationsquants abgegeben.

Bariumfluorid kann jedoch auf Grund spezieller Effekte auch ohne diese Aktivatorzentren auskommen. Hier beruht die Emission des Szintillationslichtes prinzipiell auf zwei Effekten. Während die erste Emissionskomponente mit einer Wellenlänge von 310 nm durch den Selbsteinfang von Exzitonen zu Stande kommt [LMA83], ergibt sich die zweite weniger intensive Komponente mit ihren beiden Maxima bei 195 nm und 210 nm durch sogenannte "corevalence-transitions", also durch eine radiative Rekombination von Löchern im oberen Kernband (5pBa²⁺) und Elektronen aus dem 2pF⁻ Valenzband [LMA83] [EAD93]. Die hieraus resultierende Photoemission wird wie bei klassischen Szintillatormaterialien auch, neben der Anstiegszeit vor allem durch die Lebensdauer τ der angeregten Zustände bestimmt. Die Anstiegszeit gibt hierbei die Zeit an, welche benötigt wird um die Teilchen abzubremsen und die angeregten Zustände zu generieren. Sie liegt typischerweise in der Größenordnung von 0,1 ns bis zu einer Nanosekunde. Die Lebensdauer τ hingegen liegt bestenfalls, wie bei der schnellen Komponente von Bariumfluorid, bei weniger als 1 ns. In der Regel sind jedoch für anorganische Szintillatoren Abklingzeiten von einigen Nanosekunden bis hin zu einigen Mikrosekunden üblich, welche deutlich größer als die Anstiegszeit sind. Diese Lebensdauern sind in den meisten Fällen durch die Übergangswahrscheinlichkeit der auftretenden Dipolübergänge gegeben. Unter der Annahme, dass die Emissionsintensität nur durch eine Zeitkonstante aubeschrieben wird, gilt für diese [Mus88]:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{1.1}$$

Treten jedoch wie bei Bariumfluorid zwei Emissionskomponenten auf, so müssen diese durch eine Überlagerung zweier Exponentialfunktionen beschrieben werden. Man unterscheidet eine "schnelle" und eine "langsame" Komponente [Leo87]:

$$I(t) = I_{fast} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{fast}}} + I_{slow} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{slow}}}$$
(1.2)

Da die Elektronen und Löcher bei der Rekombination mit dem oberen Kernband keinen metastabilen Zustand wie die Exzitonen bilden, kann dieser Prozess sehr schnell ablaufen, wodurch sich für diese Emissionskomponente eine extrem kurze Zeitkonstante (τ_{fast}) von nur 600 bis 800 ps ergibt. Diese Komponente der Emission stellt daher die "schnelle" Komponente von Bariumfluorid dar. Andererseits haben die Exzitonen, welche für die langsame Komponente im Emissionsspektrum verantwortlich sind, auf Grund der Ausbildung eines metastabilen Zustandes zwischen dem Elektron und dem selbsteinfangenden Loch, eine recht große Lebensdauer, so dass die Zeitkonstante hier mit 620 ns etwa tausend mal größer als bei der schnellen Komponente ist. Weiterhin ist der Selbsteinfang von Exzitonen deutlich wahrscheinlicher als eine Rekombination mit einem Loch aus dem oberen Kernband, so dass bei dem zuerst genannten Prozess etwa 10.000 Photonen pro MeV freigesetzt werden, während bei letzterem Prozess nur etwa 1300 - 1400 Photonen pro MeV erzeugt werden [LMA83]. Insgesamt ergibt sich durch die beschriebenen Prozesse das in Abbildung 1.3 dargestellte Emissionsspektrum von Bariumfluorid. Man erkennt deutlich die Dominanz der Emissionskomponente bei 310 nm.



Abbildung 1.3: Emissionsspektrum von Bariumfluorid (die schnelle Emissionskomponente mit ihren Maxima bei 195 und 210 nm ist rot schraffiert)

| Ir | n Tabelle | e 1.1 s | sind 1 | nochmals | die die | wichtigsten | für | die | Szintil | lation | relevante | n Eigense | chaften | von |
|----|-----------|---------|--------|----------|---------|-------------|-----|-----|---------|--------|-----------|-----------|---------|-----|
| В | ariumflu | orid | zusa | mmenges | stellt | t. | | | | | | | | |

| Dichte | $4,89 { m g/cm^3}$ |
|---------------------------------------|--|
| Strahlungslänge X_0 | 2,05 cm |
| Molier - Radius R_M | $3,4~\mathrm{cm}$ |
| $(dE/dx)_{min}$ | $6 { m MeV/cm}$ |
| Abklingzeit | 630 ns (slow), 0,6 ns - 0,8 ns (fast) |
| Emissionswellenlängen (Max) | 310 nm (slow), 220 nm [195 nm] (fast) |
| untere Wellenlängengrenze | 135 nm |
| Brechungsindex @ Emissionsmaxima | 1,50 (310 nm), 1,54 (220 nm) |
| Lichtausbeute für γ -Strahlung | 16 (slow), 3 (fast) % of NaJ(Tl) |
| | \sum : 11300 Photonen/MeV |

Tabelle 1.1: Szintillationseigenschaften von Bariumfluorid gemäß [FCt], [LMA83]

1.2 Möglichkeiten zur Unterdrückung der langsamen Komponente

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die exzellenten Zeiteigenschaften der schnellen Emissionskomponente von Bariumfluorid zur Messung von hohen Ereignisraten zu nutzen. Um dies zu ermöglichen, muss verhindert werden, dass das Szintillationslicht der langsamen Komponente vom Photomultiplier nachgewiesen wird, um somit pile-up von Signalen zu minimieren. Nach Referenz [SDV89] ist bei der Auslese des gesamten Lichtes von Bariumfluorid schon bei Ereignisraten größer als $10^5 \frac{1}{s}$ mit ernsthaften Pileupproblemen zu rechnen. Dies kann, neben dem Einsatz dotierter Kristalle, einerseits durch die Auslese mit solar blind Photomultipliern, und andererseits durch den Einsatz von Wellenlängenfiltern verbessert werden.

1.2.1 Verwendung dotierter Kristalle

Die Unterdrückung der langsamen Emissionskomponente von BaF_2 -Kristallen durch Dotierung mit La^{3+} -Ionen wurde wie in der Einleitung erwähnt bereits Ende der 1980er Jahre durch Schotanus et. al. untersucht [SDV89]. In diesem Abschnitt soll daher nur ein kurzer Überblick über die bei dieser Untersuchung erhaltenen Resultate gegeben werden. In [SDV89] wurden BaF_2 -Kristalle während dem Züchtungsprozess mit verschiedenen La^{3+} Konzentrationen dotiert und die Variation des Emissionsspektrums, sowie der Abklingzeit untersucht. Abbildung 1.4 zeigt einige der durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen aufgenommenen Emissionsspektren für verschiedene La^{3+} -Konzentrationen. Man erkennt, dass sowohl die Position



Abbildung 1.4: Emissionsspektrum von BaF_2 für verschiedene La-Konzentrationen (1: reines BaF_2 , 2: 0,9 mol%, 3: 2,37 mol%, 4: 4,2 mol%, 5: 13,3 mol% [SDV89])

des Maximums der langsamen Komponente (310 nm), als auch die Position der beiden Maxima der schnellen Komponente (195 nm bzw. 210 nm) unabhängig von der La³⁺-Konzentration sind. Weiterhin wird deutlich, dass sich die Intensität der langsamen Komponente mit zunehmender La³⁺-Konzentration deutlich verringert und bei einer Konzentration von 13,3 mol%

nahezu verschwindet. Es zeigt sich aber ebenfalls, dass auch die Intensität der langsamen Komponente durch eine Erhöhung der La³⁺-Konzentration geringfügig verringert wird und bei 13,3 mol% bis auf etwa 50% der ursprünglichen Intensität abfällt [SDV89]. Neben einer Verringerung der Intensität der langsamen Komponente konnte durch die Dotierung auch eine Verringerung der Zerfallszeit dieser bis auf etwa 266 ns bei einer La³⁺-Konzentration von 13,3 mol% erreicht werden [SDV89], was nach [RTK85] darauf zurückzuführen ist, dass die La³⁺-Ionen als Elektronenfallen fungieren. Die Abklingzeit der schnellen Komponente blieb jedoch unverändert.

Insgesamt zeigt diese Untersuchung, dass die Dotierung der Kristalle die Intensität der langsamen Emissionskomponente zwar deutlich verringert und die Zerfallszeit des verbleibenden Anteils verkürzt, sie jedoch nicht vollständig unterdrückt. Ein weiterer Nachteil ist durch die Verringerung der Intensität der schnellen Komponente gegeben, so dass die Intensitäten der beiden Komponenten im Endeffekt etwa gleich groß sind [SDV89].

1.2.2 Verwendung spezieller Ausleseverfahren

Nachdem der letzte Abschnitt gezeigt hat, dass die Dotierung der Kristalle ein brauchbares Verfahren zur Unterdrückung der langsamen Komponente darstellt, sollen in diesem Abschnitt zwei Auslesekonzepte vorgestellt werden, die es ermöglichen die von reinen BaF₂-Kristallen erzeugte langsame Komponente bei der Auslese zu unterdrücken bzw. herauszufiltern.

Auslese mit solar blind Photomultipliern

Die erste Variante, die dies ermöglicht, ist durch den Einsatz spezieller Photomultiplier (solar blind) mit einer Cäsium-Tellur Photokathode und einem synthetischen Quarzfenster gegeben [WZY91]. Die Photokathode dieser Photomultiplier besitzt ihre maximale Quanteneffizienz im Bereich der schnellen Emissionskomponente um 210 nm und verliert im Bereich der langsamen Komponente deutlich an Quanteneffizienz. Abbildung 1.5 zeigt die Quanteneffizienz des verwendeten solar blind Photomultipliers¹. Zum Vergleich ist zusätzlich das Emissionsspektrum von Bariumfluorid dargestellt. Aus Abbildung 1.5 wird deutlich, dass die schnelle Komponente im Bereich um 220 nm mit einer Quanteneffizienz von etwa 12% nachgewiesen wird, was ein etwas geringerer Wert als bei einem R2059 Photomultiplier mit Bialkalikathode und Quarzfenster ist. Da die nachgewiesene Lichtmenge der schnellen Komponente in diesem Fall im Gegensatz zur Dotierung der Kristalle nur geringfügig verringert wird, ist dies ein eindeutiger Vorteil dieses Verfahrens. Nachteile liegen jedoch darin, dass die maximal nachweisbare Wellenlänge des Photomultipliers bei 320 nm liegt, so dass trotz der im langwelligen Bereich zwischen 240 und 320 nm deutlich abnehmenden Quanteneffizienz noch ein recht großer Anteil der langsamen Komponente detektiert wird, welcher etwa in der Größenordnung des Anteils liegt, der nach der in [SDV89] vorgestellten Dotierung noch vorhanden ist.

 $^{^{1}}$ Hamamatsu R3197



Abbildung 1.5: Quanteneffizienz des verwendeten Hamamatsu R3197 solar blind Photomultipliers mit Cs-Te-Photokathode und einem Quarzfenster (grün). Zum Vergleich ist das Emissionsspektrum von Bariumfluorid (schwarz) und die Quanteneffizienz eines R2059 Photomultipliers mit Bialkalikathode und Quarzfenster (rot) dargestellt.

Auslese mit Filtern und Hamamatsu R2059 Photomultipliern

Möchte man die zur Zeit im Einsatz befindlichen Hamamatsu R2059 Photomultiplier, welche im gesamten Spektralbereich der Emission von Bariumfluorid empfindlich sind, weiterverwenden, so bietet sich zunächst die Möglichkeit, die langsame Komponente durch eine geeignet kurze Wahl des Integrationsgates am Analog zu Digital Wandler (ADC) zu unterdrücken. Hierdurch ergeben sich zwar bei der Messung der schnellen Komponente optimale Resultate, da außer durch die Quanteneffizienz des Photomultipliers keine weiteren Photonen verloren gehen, die Totzeit des Detektors und der bei hohen Raten auftretende Pile-Up, können jedoch durch diese Variante nicht verringert werden, da die später emittierten Photonen der langsamen Komponente weiterhin detektiert und lediglich nicht mehr digitalisiert werden. Möchte man mit diesen Photomultipliern höhere Raten messen, so bleibt nur die Möglichkeit, die Photonen der langsamen Komponente, welche sich von denen der schnellen Komponente durch ihre größere Wellenlänge unterscheiden, durch einen Wellenlängenfilter, welcher vor dem Photomultiplier angebracht wird, zu selektieren. Hierzu eignen sich Filter, die auf Grund einer Oberflächenbeschichtung eine gaußförmige Transmissionskurve um das Maximum der Emission der schnellen Komponente bei 220 nm besitzen und ansonsten im Bereich bis zu einer Wellenlänge von etwa 600 nm intransparent sind. Bei der optimalen Wahl der Breite und der Position des Maximums der Transmissionskurve des Filters muss hierbei sorgfältig zwischen der transmittierten Lichtmenge und dem Anteil der langsamen Komponente, welcher auf Grund der im Bereich der langsamen Komponente noch vorhandenen Transmission des Filters, ebenfalls transmittiert wird, abgewogen werden. Abbildung 1.6 zeigt das Transmissionsspektrum eines der verwendeten Filter (rot) sowie die Quanteneffizienz eines R2059 Photomultipliers (grün). Zum Vergleich ist das Emissionsspektrum von Bariumfluorid dargestellt. Man erkennt, dass der gezeigte Filter auf Grund der großen Breite der Transmissionskurve einen Teil der langsamen Komponente hindurch lässt, was jedoch durch Optimierung der Filter relativ leicht verbessert werden kann. Neben der optimalen Anpassung des transparenten Wellenlängenbereichs liegt beim Einsatz von Filtern ein weiteres Qualitätskriterium im Wert der absoluten Transmission. Filter haben also neben der Tatsache, dass die übrige



Abbildung 1.6: Emissionsspektrum von BaF_2 (schwarz), Transmission eines Filters (rot) und Quanteneffizienz eines Hamamatsu R2059 Photomultipliers im Bereich des Emissionsspektrums (grün gepunktet). Der R2059 Photomultiplier besitzt ein Eintrittsfenster aus Quarzglas, wodurch er für Wellenlängen bis etwa 160 nm empfindlich ist.

Hardware des Detektors komplett weiterverwendet werden kann, noch den Vorteil, dass der Transmissionsbereich optimal angepasst werden kann. Der Nachteil von Filtern liegt jedoch im relativ großen Verlust an Photonen der schnellen Komponente falls die Transmission zu gering ist.

Kapitel 2

Aufbau der Detektormodule und der Ausleseelektronik

2.1 Aufbau eines TAPS - Detektormoduls

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, besteht das TAPS - Vorwärtskalorimeter des Crystal-Barrel-TAPS Experiments in Bonn, für das der Einsatz der Filter geplant ist, aus 216 einzelnen Modulen, bestehend aus einem hexagonalen Bariumfluoridkristall und einem Photomultiplier mit Spannungsteiler. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Moduls. Die Position des Filters ist orange eingezeichnet.



Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines TAPS-Detektormoduls bestehend aus Kristall, Filter, Photomultiplier und Spannungsteiler (Base) / Der Veto-Detektor zu Beginn des Moduls dient zur Identifikation geladener Teilchen und kommt nur im Beschleunigerexperiment zum Einsatz

Die Bariumfluoridkristalle der einzelnen Module sind 25 cm lang und besitzen einen hexagonalen Querschnitt mit einem Inkreisdurchmesser von 59 mm. Die letzten 25 mm des Kristalls sind zylindrisch mit einem Durchmesser von 52 mm. Der zum Einsatz kommende Filter sollte demnach diesen Bereich bzw. das dahinter liegende 51 mm große Fenster des Hamamatsu R2059-01 Photomultipliers möglichst vollständig abdecken, um einen zusätzlichen Lichtverlust zu vermeiden. Sowohl zwischen Kristall und Filter, als auch zwischen Filter und Photomultiplier wird eine dünne Schicht aus hochviskosem Silikon-Öl¹ aufgebracht, um den Lichtverlust durch Reflexion an den Grenzflächen zu minimieren. Der Kristall ist weiterhin durch einen

¹Baysilone 300000

Reflektor aus mehreren Schichten Teflonfolie² mit sehr guten Reflexionseigenschaften, sowie einer Lage Aluminiumfolie und einer 0.2 mm dicken, lichtundurchlässigen Schicht PVC³ umhüllt.

2.2 Datenaufnahme und Signalverarbeitung

Die Datenaufnahme erfolgt mittels NIM⁴- und CAMAC⁵-Modulen, welche die Datenaufnahme steuern und das Integrationsgate für den ADC generieren. Die Module können mit der Datenaufnahmesoftware DAX und einem CAMAC-Crate-Controller (CVC) ausgelesen werden. Abbildung 2.2 zeigt den Schaltplan der Elektronik für die Messung eines einzelnen Detektors sowie für eine Koinzidenzmessung zweier Detektoren.



Abbildung 2.2: Schaltplan der Elektronik zur Auslese eines einzelnen Detektormoduls und zur Koinzidenzmessung zweier Detektoren

Das Signal des Detektors wird zunächst in einem aktiven Split Modul in zwei Analogsignale aufgespalten, wobei das erste Signal kapazitiv entkoppelt wird und daher nahezu identisch zum Ausgangssignal ist. Das Signal des anderen Ausganges wird durch einen integrierten Verstärker auf die Höhe des ursprünglichen Signals oder wahlweise um eine zusätzlichen Faktor 10 verstärkt. Während das Signal des ersten Ausganges über ein analoges Delay (Koaxialkabel) passiv verzögert direkt in den Analogeingang des Analog zu Digital Wandlers (ADC) geleitet wird, wird das verstärkte Signal des zweiten Ausganges zum Generieren des Integrationsgates des ADC genutzt. Hierzu durchläuft es zunächst einen Constant-Fraktion-Diskriminator

²Tetratex PTFE 1,5 mill.

 $^{^3 \}mathrm{In}$ Form eines Schrumpfschlauches - Deray-I 2

⁴Nuclear Instrument Module

⁵Computer Aided Measurement And Control

(CFD), welcher nur Signale für die Weiterverarbeitung zulässt, die eine gewisse Schwelle überschreiten und somit über dem Untergrund liegen. Ist diese Schwelle überschritten, so erzeugt der CFD aus dem analogen Signal ein wohldefiniertes logisches Signal, dessen Startzeitpunkt nahezu unabhängig von der Amplitude des Analogsignals ist. Während das ECL/NIM - Modul das Signalformat für die folgenden Module ändert, dient der Octaldiskriminator (Disk) lediglich dazu, aus dem Signal des Koinzidenzmoduls ein NIM-Standartsignal mit wohldefinierter Breite und Höhe zu erzeugen. Innerhalb des inneren Kastens (grün) in Abbildung 2.2 wird die Datenaufnahme gesteuert. Das IOL-Modul kommuniziert hierzu direkt mit dem Datenaufnahmeprogramm des PC und liefert nur ein Ausgangssignal, wenn die Datenaufnahme bereit ist, ein weiteres Ereignis zu verarbeiten. Ist dies der Fall, so erzeugt die Triggerbox ein wohldefiniertes Ausgangssignal. Hierdurch wird die AND-Bedingung des rechten Koinzidenzmoduls für eine gewisse Zeit erfüllt und das mit dem Analogsignal korellierte Gate kann den ADC ansteuern. Durch diesen Schaltkreis wird sichergestellt, dass nur akzeptierte Ereignisse digitalisiert und an den Rechner übertragen werden.

Die obere Koinzidenzbedingung in Abbildung 2.2 wird nur benötigt, wenn eine Koinzidenzschaltung zwischen zwei Detektoren realisiert werden soll. Soll ein einzelner Detektor ausgelesen werden, so wird der Eingang von Detektor 2 (rot unterlegt) aus dem Eingang des oberen Koinzidenzmoduls abgezogen und das Modul von AND auf OR gestellt, so dass es das verbleibende anliegende Signal von Detektor 1 stets akzeptiert. Für den Fall der Koinzidenzschaltung werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen Detektor 1 und Detektor 2 innerhalb eines gewissen Zeitfensters "gleichzeitig" angesprochen haben.

2.3 Das UV - Spektrometer

Zur Bestimmung der Transmissionskurven der Filter und der Bariumfluoridkristalle, im für die Emission relevanten Wellenlängenbereich von 180 nm bis 500 nm, kommt ein Hitachi U3200 UV-Spektrometer zum Einsatz. In diesem wird ein Lichtstrahl mit einstellbarer Wellenlänge, durch einen teilweise durchlässigen Spiegel in zwei Teilstrahlen mit etwa gleicher Intensität aufgeteilt. Während einer der beiden Teilstrahlen das zu untersuchende Objekt, also im vorliegenden Fall den Filter oder den Kristall durchquert und anschließend detektiert wird (I), wird der zweite Referenzstrahl (I_0) auf einem gleich langen Weg am Objekt vorbeigeführt und ebenfalls detektiert. Die optische Transmission des Objekts ergibt sich schließlich aus dem Verhältnis der Intensitäten der beiden Teilstrahlen gemäß Gleichung 2.1.

$$T = \frac{I}{I_0} \cdot 100\%$$
 (2.1)

Da die beiden Teilstrahlen nicht exakt die gleiche Intensität besitzen, muss zur Korrektur der Ergebnisse eine Messung ohne Objekt, die sogenannte Baselinemessung durchgeführt werden. Die Ergebnisse können nun mit der Normierung, das ohne Objekt $I/I_0 \equiv 1$ gelten muss, korrigiert werden. Es ist zu beachten, dass die Transmission von der Materialdicke abhängig ist und daher nur für die untersuchte Dicke gilt. Um die Transmission für andere Längen zu bestimmen, muss berücksichtigt werden, dass die Intensität mit der durchstrahlten Dicke gemäß Gleichung 2.2 zusammenhängt.

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda}} \tag{2.2}$$

Hierbei ist Λ die Absorptionslänge und x die durchstrahlte Wegstrecke.

Kapitel 3

Experimentelle Charakterisierung der Auslesemethoden

Im folgenden Kapitel sollen die verschiedenen in Kapitel 1 erläuterten Auslesekonzepte erprobt und die Resultate verglichen werden. Um den effektiven Anteil der mit der Transmission des Kristalls und der Quanteneffizienz des Photomultipliers bzw. der Transmission des Filters gefalteten schnellen und langsamen Emissionskomponente bestimmen zu können, wurde das mit einer ${}^{137}Cs$ -Quelle (662 keV) erzeugte Signal des Detektors jeweils mit einem Digitaloszilloskop aufgenommen und analysiert.

3.1 Auslese mit einem R2059 Photomultiplier

Zunächst soll als Referenz die Auslese der schnellen Komponente mit einem gewöhnlichen Hamamatsu R2059 Photomultiplier betrachtet werden.

Signalform des Detektors

Am Digitaloszilloskop ergibt sich bei einer Spannung von - 2400 V die in Abbildung 3.1 dargestellte Signalform. Hierbei wurde über 100 Ereignisse gemittelt, um ein relativ rauschfreies Signal zu erhalten. In Abbildung 3.1 ist im Zeitraum zwischen 0 ns und 15 ns sehr gut die schnelle Emissionskomponente zu erkennen, welche auf Grund ihrer kurzen Abklingzeit von nur 0,6 - 0,8 ns nach einem Zeitraum von etwa 15 ns bereits als nahezu vollständig abgeklungen angesehen werden kann. In Abbildung 3.1 ist dabei zu beachten, dass die aufgenommene Signalform durch die Bandbreite des Digitaloszilloskops und die Response des Photomultipliers verfälscht ist. Im Bereich ab 15 ns erkennt man sehr deutlich den langsamen exponentiellen Abfall der Emission der langsamen Komponente, welcher erst nach etwa 2000 ns in den Untergrund übergeht. Durch einen Fit der exponentiellen Abnahme im Bereich ab 15 ns wurde die Abklingzeit der langsamen Komponente zu $\tau_{slow} = (687 \pm 84)$ ns bestimmt, was, wie zu erwarten war, mit dem Literaturwert von 620 ns übereinstimmt. Im nächsten Schritt wurde der Anteil der schnellen und der langsamen Komponente durch Integration der beiden Signalabschnitte bestimmt. Der Anteil der schnellen Komponente im Bereich zwischen



Abbildung 3.1: Signalform des Detektorsignals eines BaF_2 -Kristalls mit R2059 Photomultiplier (U=-2400 V) aufgenommen mit einem Digitaloszilloskop. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des Bereichs um den Peak der schnellen Komponente, die Achsen besitzen hierbei die gleichen Einheiten wie die Gesamtdarstellung.

-1,2 ns und 13,8 ns ergibt sich damit zu $A_{fast} = 88,7ns \cdot mV$. Für den Anteil der langsamen Komponente erhält man durch Integration des Bereichs zwischen 13,8 ns und 2000 ns: $A_{slow} = 851,5ns \cdot mV$. Da die schnelle Komponente im Anfangsbereich des Signals von der langsamen überlagert wird, muss noch ein Korrekturterm eingeführt werden, der den Anteil der langsamen Komponente im Bereich zwischen -1,2 ns und 13,8 ns beschreibt. Dieser ergibt sich durch Integration des durch die Abklingzeit der langsamen Komponente gegebenen exponentiellen Abfalls, in diesem Bereich zu:

$$K = \int_{-1,2}^{13,8} {ns \atop ns} C \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt$$
(3.1)

Mit $\tau = 687 \ ns$ und C = 0,197 mV ergibt sich der Korrekturfaktor zu $K = 2,9 \ ns \cdot mV$. Addiert man diesen Faktor zur langsamen Komponente hinzu und subtrahiert ihn von der schnellen Komponente, so ergibt sich:

$$A_{fast} = 85,7 \ ns \cdot mV$$
$$A_{slow} = 884,6 \ ns \cdot mV$$

Der Fehler der schnellen Komponente kann auf Grund ihrer hohen Intensität pro Kanal mit $\pm 2ns \cdot mV$ recht klein abgeschätzt werden. Der Fehler der langsamen Komponente muss jedoch auf Grund des Einflusses des Untergrundes und der Schwankungen des Signals mit $\pm 10ns \cdot mV$ recht groß abgeschätzt werden. Die langsame Komponente liefert demnach bei der Standartauslese mit einem R2059 Photomultiplier ein um einen Faktor 10,3 \pm 0,3 größeres Signal als die schnelle Komponente. Insgesamt hat die schnelle Komponente einen Anteil von $(8, 8 \pm 0, 1)\%$ und die langsame Komponente einen Anteil von $(91, 2 \pm 1, 4)\%$ am Gesamtsignal. Ein weiteres Qualitätskriterium für Bariumfluorid ist das Höhenverhältnis des Signals der schnellen Komponente zur langsamen Komponente nach einer Abklingzeit von 40 ns. Dieses Verhältnis soll nach den TAPS-Spezifikationen [Nov91] mindestens bei 7.0 liegen. Für den für die Aufnahme des Spektrums verwendeten Kristalls ergibt sich aus Abbildung 3.1 für dieses Verhältnis ein Wert von 13,1.

Unterdrückung der langsamen Komponente auf elektronischem Weg

Als Referenz für die Anzahl der Photoelektronen, welche die schnelle Komponente bei normaler Auslese liefert, wurden zunächst Gammaspektren mit einem Standartdetektor aufgenommen. Wie anhand von Abbildung 3.1 bereits erläutert wurde, ist im Bereich zwischen 0 und 15 ns die schnelle Komponente absolut dominant, daher erhält man, wenn man das Integrationsgate des ADC genau auf diese ersten 15 ns des Signals legt¹, fast ausschließlich den Anteil der schnellen Komponente. Für verschiedene Gammaquellen ergeben sich nach Abzug des Pedestals und Energieeichung die in Abbildung 3.2 dargestellten Spektren.



Abbildung 3.2: Gammaspektren von Cäsium-137 (schwarz), Natrium-22 (rot) und Kobalt-60 (grün) bei ausschließlicher Aufnahme der schnellen Komponente. (1: 511 keV Natrium, 2: 662 keV Cäsium, 3: Überlagerung von 1173 keV und 1333 keV Kobalt, 4: 1275 keV Natrium) (U=-2500 V)

Für die relative Energieauflösung der einzeln identifizierbaren Linien, ergeben sich aus Abbildung 3.2 durch Anpassen eines gaußörmigen Peaks an den jeweiligen Photopeak, die in Tabelle 3.1 errechneten Werte. Die Energieauflösung wurde hier als Standardabweichung der Gaußverteilung definiert. Auf Grund der deutlich reduzierten Anzahl an Photoelektronen ergibt

| Isotop | Energie | $\sigma(E)/E$ |
|------------|-----------|---------------|
| ^{22}Na | 511 keV | $31,\!1\%$ |
| ^{137}Cs | 662 keV | $_{30,5\%}$ |
| ^{22}Na | 1274 keV | 22,1% |

Tabelle 3.1: Relative Energieauflösung der einzelnen Gammalinien

sich für die 662 keV Photonen von Cäsium eine Energieauflösung von 30,5 %, was signifikant schlechter als die für die TAPS-Kristalle bei Auslese des gesamten Signals im Mittel gemessenen $\Delta(E)/E = 11,5$ % (FWHM) [Nov91] ist. Im Mittel liegt der für die schnelle Komponente gemessene Wert gemäß [Nov91] bei 34,6 %. Die einzelnen Photopeaks sind jedoch alle deutlich oberhalb des Untergrundes zu identifizieren. Lediglich die beiden um nur etwa 150 keV auseinander liegenden Kobaltpeaks (3) können erwartungsgemäß nicht getrennt werden.

¹Zusätzlich werden vor Beginn des Signals etwa 5 ns als Schaltzeit benötigt

Als nächsten Schritt soll mittels dieser Spektren die Anzahl der pro MeV erzeugten Photoelektronen bestimmt werden. Hierzu wurde bei Betrieb des Photomultipliers ohne Kristall mit der gleichen Spannung, das Spektrum einzelner Photoelektronen aufgenommen und durch lineare Regression die Anzahl der Kanäle bestimmt, die einem Photoelektron entsprechen. Abbildung 3.3 zeigt das erhaltene Resultat. In der Abbildung ist ein deutlicher Peak bei 16,6



Abbildung 3.3: Spektrum einzelner Photoelektronen eines R2059 Photomultipliers. Der Einschub zeigt die Eichgerade für die Anzahl der Photoelektronen

Kanälen zu erkennen. Weiterhin ergibt sich links neben diesem Peak ein erhöhter Untergrund und rechts des dominanten Peaks ein weiterer teils überlagerter Peak, welcher bei etwa 24,4 Kanälen angesetzt werden kann. Durch den Vergleich der Abstände der beiden Peaks mit dem Pedestal ergibt sich, dass der dominante Peak 2 Photoelektronen entspricht und im Untergrund links davon der Peak für 1 Photoelektron liegen muss. Die Eichgerade für die Anzahl der Photoelektronen, welche im Einschub von Abbildung 3.3 dargestellt ist, bestätigt dies. Aus der Eichung ergibt sich, dass einem Photoelektron (8, 15 \pm 0, 12) Kanäle entsprechen. Gemäß der Energieeichung entspricht 1 MeV 1746 Kanälen. Somit ergibt sich, dass pro MeV (214 \pm 22) Photoelektronen erzeugt werden.

3.2 Auslese mit einem Solar Blind Photomultiplier

Nachdem im letzten Abschnitt die Auslese der schnellen Komponente mit einem standard R2059 Photomultiplier betrachtet wurde, wird nun zur Auslese ein solar blind Photomultiplier verwendet, mit welchem die langsame Komponente bereits bei der Detektion unterdrückt wird.

Signalform des Detektors

Für den solar blind Photomultiplier erhält man am Digitaloszilloskop, bei einer am Photomultiplier anliegenden Spannung von - 2400 V, die in Abbildung 3.4 gezeigte Signalform für den Mittelwert aus 100 Ereignissen.



Abbildung 3.4: Signalform des Detektorsignals eines BaF_2 -Kristalls mit solar blind Photomultiplier (U=-2400 V), aufgenommen mit einem digitalen Speicheroszilloskop. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des Bereichs um den Peak der schnellen Komponente, die Achsen besitzen hierbei die gleichen Einheiten wie die Gesamtdarstellung.

Auch hier erkennt man, wie besonders im Einschub von Abbildung 3.4 deutlich wird, im Zeitraum zwischen 0 ns und 15 ns die innerhalb von wenigen Nanosekunden abklingende schnelle Emissionskomponente. Im Gegensatz zu der in Abbildung 3.1 gezeigten Signalform eines R2059 Photomultipliers, ist der Anteil der langsamen Komponente hier deutlich geringer, so dass das Signal ab etwa 25 ns schon nahezu das Untergrundlevel erreicht. Bei genauerem hinsehen erkennt man jedoch auch hier den langsamen Abfall des Signals bis etwa 2000 ns. Passt man eine exponentielle Abnahme im Bereich ab 15 ns an die Signalform an, so ergibt sich die Abklingzeit der langsamen Komponente zu $\tau_{slow} = (570 \pm 130) \; ns,$ was, wie auch hier zu erwarten war mit dem Literaturwert von 620 ns übereinstimmt, da eine Veränderung der Auslese des Lichts der langsamen Komponente keine Veränderung der durch die Prozesse im Kristall bedingten Abklingzeit bewirken kann. Auf Grund der geringen Intensität der langsamen Komponente ist hier lediglich der Fehlerbereich bei der Bestimmung der Abklingzeit etwas größer. Analog zum letzten Abschnitt ergeben sich der Anteil der schnellen Komponente zu $A_{fast} = 56, 5ns \cdot mV$ und für den Anteil der langsamen Komponente zwischen 13,8 ns und 1200 ns $A_{slow} = 49, 1ns \cdot mV$. Das Integrationsintervall konnte etwas kürzer gewählt werden, da sich das Signal hier auf Grund seiner geringen Amplitude bereits deutlich früher nicht mehr vom Untergrund unterscheidet. Der Korrekturterm ergibt sich hierbei gemäß Gleichung 3.1 mit $\tau = 570 \ ns$ und $C = 0,120 \ mV$ zu $K = 2,1 \ ns \cdot mV$. Somit folgt für die Anteile der beiden Komponenten:

$$A_{fast} = 54, 4 \ ns \cdot mV$$
$$A_{slow} = 51, 2 \ ns \cdot mV$$

Während die schnelle Komponente auf Grund ihrer hohen Intensität pro Kanal mit einem recht kleinen Fehler behaftet ist, welcher mit etwa $\pm 2ns \cdot mV$ abgeschätzt werden kann, muss der Fehler der langsamen Komponente auf Grund des Einflusses des Untergrundes und der Schwankungen des Signals mit $\pm 10ns \cdot mV$ recht groß abgeschätzt werden.

Es gilt demnach: $A_{fast} = (1, 1 \pm 0, 2) \cdot A_{slow}$

Man erkennt, dass die schnelle und die langsame Emissionskomponente bei der Auslese mit einem solar blind Photomultiplier etwa gleich große Signale verursachen, was daran liegt, dass die Quanteneffizienz des solar blind PM bis etwa 320 nm reicht und somit auch ein Teil der langsamen Komponente nachgewiesen wird. Allgemein ist zu erkennen, dass auf Grund der geringeren Quanteneffizienz im Bereich um 200 nm auch der Anteil der schnellen Komponente im Vergleich zur Auslese mit einem R2059 PM um etwa 36,5 % verringert wird. Wie erwartet ist jedoch auch der Anteil der langsamen Komponente auf nur noch 5,8 % des im letzten Abschnitt ermittelten Wertes gesunken. Die langsame Komponente wird also erwartungsgemäß deutlich unterdrückt. Die Bestimmung des Verhältnisses der Signalhöhen der schnellen Komponente zur langsamen Komponente nach 40 ns ergibt hier einen Wert von 69,3, welcher etwa 5,3 mal größer, und somit besser ist, als der für die Standardauslese ermittelte Wert.

Gamma- und Myonenspektren

Auch mit dem solar blind Photomultiplier wurden Gammaspektren für verschiedene Gammaquellen aufgenommen. Nach Abzug des Pedestals und Energieeichung gemäß

$$E = (43, 0 \pm 1, 2) keV \cdot K[dimensionalos]$$
(3.2)

ergeben sich die in Abbildung 3.5 dargestellten Spektren. Obwohl der Photomultiplier mit einer relativ hohen Spannung von -2700 V betrieben wurde, entspricht in den ungeeichten Spektren 1 MeV nur etwa 22,8 Kanälen, so dass vor allem die Photonen mit Energien kleiner als 1 MeV nur dicht über der Nachweisgrenze liegen und vom Untergrund auf Grund des Rauschens des PM bzw. der Untergrundaktivität von Bariumfluorid teilweise überlagert werden. Um die aus der Überlagerung der Photopeaks mit dem Untergrund resultierenden Effekte zu korrigieren wurde der Untergrund des PM ohne Quelle aufgenommen und anschließend von den für ein gleich langes Zeitintervall aufgenommenen eigentlichen Spektren abgezogen. Hierdurch ergeben sich wie Abbildung 3.5 zeigt, deutlich identifizierbare Peaks, welche auch bei der Energieeichung eine gute Linearität aufweisen. Tabelle 3.2 zeigt die ermittelte Energieauflösung für die einzelnen Photopeaks nach Abzug des Untergrundes. Die Werte verdeutlichen, dass die Energieauflösung im Vergleich zur elektronischen Unterdrückung der langsamen Komponente, nahezu unverändert geblieben ist, da die Anzahl der effektiv zum Nachweis genutzten Photoelektronen etwa in der gleichen Größenordnung liegt. Wie in den



Abbildung 3.5: Mit einem solar blind Photomultiplier aufgenommene Gammaspektren. Die linke Abbildung zeigt das Spektrum von Cäsium-137. Der 662 keV Cäsiumpeak ist nach Abzug des Untergrundes deutlich zu erkennen. In der rechten Abbildung ist das Spektrum von Natrium-22 dargestellt. Auch hier sind der 511 keV (1) und der 1274 keV (2) Natriumpeak gut zu erkennen. (U=-2700 V)

| Isotop | Energie | $\sigma(E)/E$ |
|------------|-----------|---------------|
| ^{22}Na | 511 keV | 32,0% |
| ^{137}Cs | 662 keV | $33,\!1\%$ |
| 2^2Na | 1274 keV | 21,7% |

Tabelle 3.2: Relative Energieauflösung der einzelnen Gammalinien bei Auslese mit einem solar blind Photomultiplier

beiden Spektren von Abbildung 3.5 zu erkennen ist, werden auf Grund der geringen Verstärkung des Photomultipliers keine einzelnen Photoelektronen dargestellt. Da ein einzelner Kanal gemäß der Energieeichung schon 42,95 keV entspricht, kann angenommen werden, dass die Verteilung der einzelnen Photoelektronen innerhalb der ersten beiden Bins der Histogramme in Abbildung 3.5 liegt. Als Abschätzung für den maximalen Abstand zweier Photoelektronen kann daher die Binbreite von 42,95 keV herangezogen werden. Somit entspricht 1 MeV mindestens 22,3 Photoelektronen.

Um das Ansprechverhalten für höhere Energien zu testen, wurde die Response für kosmische Myonen aufgenommen. Kosmische Myonen gehören zu den minimalionisierenden Teilchen (MIP) und deponieren daher auf ihrem gesamten Weg durch den Kristall etwa die gleiche Energie. Tabelle 1.1 ist zu entnehmen, dass diese für Bariumfluorid 6 MeV/cm beträgt. Für die Geometrie der TAPS-Kristalle ergibt sich damit ein mittlerer Energieverlust der kosmischen Myonen innerhalb eines horizontal liegenden Kristalls von etwa 38,5 MeV. Abbildung 3.6 zeigt das gemessene Spektrum nach Abzug des Pedestals und Durchführung der Energieeichung gemäß Gleichung 3.2. Durch anpassen einer Gaußkurve ergibt sich die Energie des Peaks zu $(38, 52 \pm 0, 06)$ MeV, was sehr gut mit der Erwartung übereinstimmt. Man erkennt, dass Energien $\gg 1$ MeV trotz der geringen Verstärkung und der geringen Zahl an Photoelektronen pro MeV problemlos aufgelöst und gemessen werden können.



Abbildung 3.6: Spektrum kosmischer Myonen, aufgenommen mit einem BaF_2 Kristall mit solar blind Photomultiplier

3.3 Auslese mit Filtern

Nachdem die Auslese mit einem solar blind Photomultiplier erfolgreich getestet wurde, soll nun versucht werden, ähnliche Resultate durch den Einsatz von Filtern und den standard R2059 Photomultipliern zu erreichen. Hierzu standen drei Filter mit unterschiedlicher Position, Breite und Höhe der gaußförmigen Transmissionskurve zur Verfügung. Die Transmission der Filter wurde jeweils mit dem in Kapitel 2.3 beschriebenen UV-Spektrometer gemessen, und ist in Abbildung 3.7 für die einzelnen Filter dargestellt. Die Messungen haben ebenfalls gezeigt, dass die Transmission der Filter nicht von der Einfallsrichtung des Lichtes abhängt.



Abbildung 3.7: Transmission von Filter 1 (braun), Filter 2 (schwarz) und Filter 3 (rot). Zum Vergleich ist zusätzlich das Emissionsspektrum von Bariumfluorid eingezeichnet (grün mit Schraffur)

Abbildung 3.7 zeigt, dass die ersten beiden Filter zwar sehr gut im Bereich der schnellen Komponente der Emission von Bariumfluorid liegen und daher kaum Licht der langsamen Komponente hindurch lassen, jedoch auf Grund ihrer geringen Transmission und Breite nur eine geringe absolute Lichtmenge transmittieren. Der dritte Filter hingegen besitzt eine deutlich höhere maximale Transmission und Breite, wodurch er deutlich mehr Licht transmittiert. Allerdings wird auch ein signifikant höherer Anteil der langsamen Komponente hindurchge-lassen. Durch Anpassen einer Gaußverteilung, ergeben sich die in Tabelle 3.4 angegebenen Parameter für die drei Filter. Mit der effektiven Fläche ist hierbei die Fläche des Peaks nach Faltung mit dem Emissionsspektrum von Bariumfluorid gemeint, welche unter Vernachlässigung der Transmission des Kristalls und der Quanteneffizienz des Photomultipliers eine erste Abschätzung der zu erwartenden Lichtmenge relativ zu den anderen Filtern erlaubt. Da so-

| | Filter 1 | Filter 2 | Filter 3 |
|-----------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| Position des Maximums | 221,3 nm | 214,1 nm | 223,4 nm |
| sigma | 3,4 nm | 9,0 nm | 17,8 nm |
| max. Transmission | 17,9~% | 22,2~% | 34,8~% |
| Fläche | $153 \ nm \cdot \%$ | $502 \ nm \cdot \%$ | 1549 $nm \cdot \%$ |
| effektive Fläche | 46,6 $nm \cdot \%$ | 114,8 $nm \cdot \%$ | 313,1 $nm \cdot \%$ |

Tabelle 3.3: Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Bandpassfilter

wohl Filter 1 als auch Filter 2 nahezu ausschließlich Licht der schnellen Komponente hindurch lassen, Filter 2 jedoch eine deutlich höhere Lichtmenge transmittiert, sollen im Folgenden nur noch Filter 2 und 3 betrachtet werden.

3.3.1 Signalform des Detektors

Zur Bestimmung der Anteile der schnellen und der langsamen Komponente wurde zunächst das Detektorsignal am Digitaloszilloskop aufgenommen. Da Filter 2 praktisch keine langsame Komponente hindurch lässt, soll hier ausschließlich Filter 3 betrachtet werden. Es ergibt sich das in Abbildung 3.8 gezeigte Spektrum.

Neben der rasch abklingenden schnellen Komponente erkennt man auch hier einen kleinen Anteil der langsamen Komponente, welcher nur knapp über dem Untergrund liegt und stetig abfällt, bis nach etwa 800 ns das Untergrundlevel erreicht ist. Die Abklingzeit der langsamen Komponente ergibt sich hier zu $\tau_{slow} = (602 \pm 19) ns$, was, wie auch hier zu erwarten war, mit dem Literaturwert von 620 ns übereinstimmt. Analog zu den letzten Abschnitten ergibt sich der Anteil der schnellen Komponente zu $A_{fast} = 39,8 ns \cdot mV$ und für den Anteil der langsamen Komponente zwischen 30,0 ns und 800 ns wurde eine Fläche von $A_{slow} = 39,9 ns \cdot mV$ ermittelt. Der Korrekturterm ergibt sich gemäß Gleichung 3.1 mit $\tau = 602 ns$ und C = 1,12 mV zu $K = 3,4 ns \cdot mV$. Für die Anteile der beiden Komponente ergibt sich damit:

$$A_{fast} = 36, 4 \ ns \cdot mV$$
$$A_{slow} = 43, 4 \ ns \cdot mV$$

Die Fehler müssen in diesem Fall für beide Komponenten recht groß abgeschätzt werden. Zum einen wird das sehr schnell abklingende Signal durch die Bandbreite des Digitaloszilloskops



Abbildung 3.8: Signalform des Detektorsignals eines BaF_2 -Kristalls mit Filter und R2059 Photomultiplier (U=-2500 V) aufgenommen mit einem digitalen Speicheroszilloskop. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des Bereichs um den Peak der schnellen Komponente, die Achsen besitzen hierbei die gleichen Einheiten wie die Gesamtdarstellung.

und die Response des Photomultipliers verfälscht. Hierdurch kann die Fläche der schnellen Komponente nicht korrekt ermittelt werden, was zu einer Verschiebung des Flächenverhältnisses führt. Zum anderen kann auf Grund der geringen langsamen Komponente nicht ausgeschlossen werden, dass ein gewisser Anteil des Untergrundrauschens mit aufintegriert wird. Der Fehler der schnellen Komponente kann daher durchaus im Bereich von $25ns \cdot mV$ liegen, während der Fehler der langsamen Komponente mit etwa $10ns \cdot mV$ abgeschätzt werden kann. Es gilt demnach: $A_{fast} = (0, 8 \pm 0, 6) \cdot A_{slow}$. Der Anteil der schnellen Komponente ist im Verglich zur Auslese mit einem R2059 PM ohne Filter um etwa 58 % abgesunken. Es wird deutlich, dass der Vergleich der Flächen hier keine eindeutige Aussage über das Verhältnis der beiden Komponenten zulässt, weshalb das bei den letzten Messungen eingeführte Verhältnis der Signalhöhen der beiden Komponenten herangezogen werden muss. Dieses beträgt für das in Abbildung 3.8 gezeigte Spektrum 105 ± 10 und ist somit deutlich besser als für den solar blind PM. Dies lässt darauf schließen, dass das durch Integration ermittelte Verhältnis der beiden Komponenten in Richtung der schnellen Komponente korrigiert werden muss.

3.3.2 Gamma- und Myonenspektren

Um Nachweisschwelle und Energieauflösung zu bestimmen, wurden mit den, mit einem Filter ausgestatteten Detektoren, Spektren für verschiedene Gammaquellen sowie die Response für kosmische Myonen aufgenommen.

Test von Filter 2

Mit Filter 2 ergaben sich die in Abbildung 3.9 dargestellten Spektren für ¹³⁷Cs, ²²Na und ⁶⁰Co. Sowohl die Spektren als auch der Untergrund des Photomultipliers, der sich aus einer Messung ohne Quelle ergibt, wurden jeweils für 10 Minuten gemessen. In der linken Abbildung ist zu erkennen, dass das Kobaltspektrum im Bereich höherer Kanalzahlen deutlich dominiert



Abbildung 3.9: Gammaspektren von ¹³⁷Cs, ²²Na und ⁶⁰Co. Links: logarithmische Darstellung mit Untergrund. Rechts: Spektren nach Abzug des Untergrundes des Photomultipliers (U=-2500 V)

und erst bei einer etwas höheren Energie als die anderen beiden Spektren in den Untergrund übergeht. Das Cäsiumspektrum und das Natriumspektrum sind hingegen nahezu identisch. Insgesamt ist für alle getesteten Quellen lediglich ein, wie der Vergleich mit dem Spektrum des Untergrundes zeigt, von der Quelle verursachter exponentieller Abfall zu beobachten. Um den Anteil der Gammaquellen genauer zu untersuchen, wurde im rechten Teil von Abbildung 3.9 der im gleichen Zeitintervall gemessene Untergrund abgezogen, wodurch die Beobachtungen aus dem linken Spektrum bestätigt werden. Es liegt also die Vermutung nahe, dass es sich auf Grund der geringen Lichtmenge, die den Photomultiplier bei diesem Filter erreicht, um eine Verteilung einzelner Photoelektronen handelt. Um den Untergrund des Photomultipliers zu unterdrücken und die Verteilung der einzelnen Photoelektronen somit separat aufzunehmen, wurden daher die 511 keV Annihilationslinie von ²²Na und die beiden Gammalinien von ⁶⁰Co in Koinzidenz mit einem zweiten identischen Bariumfluoriddetektor ohne Filter gemessen (siehe Abb. 3.10).



Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau der Koinzidenzmessung zwischen zwei BaF_2 Detektoren. Um zufällige Koinzidenzen durch zu hohe Raten zu vermeiden, beträgt der Abstand zwischen Quelle und Kristalls jeweils etwa 10 cm. Die reale Auslese erfolgt wie in Kapitel 2 beschrieben.

Es ergeben sich die in Abbildung 3.11 gezeigten Gammaspektren für die beiden Quellen. In dieser Abbildung ist sehr gut die erwartete Poissonverteilung der einzelnen Photoelektronen zu erkennen. Da bei Natrium der 1275 keV Peak durch die Koinzidenz unterdrückt ist, wird hier besonders die Dominanz des Kobaltspektrums bei höheren Kanalzahlen deutlich. Durch lineare Regression der Peakpositionen a und b in Abbildung 3.11 wird deutlich, dass es sich



Abbildung 3.11: Gammaspektrum der 511 keV Annihilationslinie von 22 Na und der beiden Gammalinien von 60 Co bei 1074 keV und 1333 keV, aufgenommen durch Koinzidenz mit einem zweiten Bariumfluoridkristall ohne Filter (U = -2500 V)

um 2 bzw. 3 Photoelektronen handelt. Dies wird auch durch eine Messung der Verteilung ohne Quelle bestätigt.

Um ein signifikantes Signal zu erhalten wurde die Energiedeposition kosmischer Myonen gemessen. Die Messung erfolgte durch eine Koinzidenz mit zwei großflächigen Plastikszintillatoren. Hierdurch wird zum einen der Untergrund des Photomultipliers unterdrückt und andererseits kann auf diese Weise sichergestellt werden, dass das kosmische Myon den Kristall vollständig durchquert hat. Abbildung 3.12 zeigt ein Foto des realen Versuchsaufbaus zur Koinzidenzmessung kosmischer Myonen.



Abbildung 3.12: Foto des realen Versuchsaufbaus zur Koinzidenzmessung kosmischer Myonen

Nach einer Messdauer von 19 Stunden ergibt sich das in Abbildung 3.13 gezeigte Spektrum. Der im Spektrum zu erkennende Peak bei (722 ± 5) Kanälen entspricht wie bereits erläutert



Abbildung 3.13: Spektrum kosmischer Myonen, aufgenommen durch einen Bariumfluoriddetektor mit Filter in Koinzidenz mit zwei großflächigen Plastikszintillatoren

einer Energie von 38,5 MeV. Nimmt man den Nullpunkt als zweiten Punkt, so ergibt sich die folgende Eichgerade:

$$E[keV] = (53, 3 \pm 0, 4) \ keV \cdot K[dimensionslos]$$
(3.3)

Die Photopeaks der einzelnen Gammalinien müssten demnach, für die in Abbildung 3.9 und 3.11 gezeigten Spektren, bei den in Tabelle 3.4 angegeben Kanälen liegen.

| Isotop | Energie [keV] | Kanal |
|------------------|---------------|--------------|
| ²² Na | 511 | $9,6\pm0,1$ |
| 137Cs | 662 | $12,4\pm0,1$ |
| ⁶⁰ Co | 1173 | $22,0\pm0,2$ |
| ²² Na | 1275 | $23,9\pm0,2$ |
| ⁶⁰ Co | 1333 | $25,0\pm0,2$ |

Tabelle 3.4: Kanalzahlen verschiedener Gammalinien

Dies bestätigt die Interpretation der Spektren.

Test von Filter 3

Bei Verwendung von Filter 3 ergeben sich nach Abzug des Pedestals, sowie Durchführung der Energieeichung, die in Abbildung 3.14 dargestellten Spektren für die einzelnen Gammaquellen und für kosmische Myonen. Für die Energieeichung wurden hierbei nur die 511 keV Natriumline, die 662 keV Cäsiumlinie und der Mittelwert, der beiden Kobaltpeaks herangezogen. Wie der Einschub von Abbildung 3.14 (links) zeigt, ergibt sich eine sehr gute Linearität der Detektorresponse. Für die um das Pedestal bereinigte Eichfunktion folgt durch gewichtete Regression:

$$E[keV] = (4,68 \pm 0,03)keV \cdot K[dimensionalos]$$
(3.4)

Da bei den niederenergetischen Gammaspektren erneut ein hoher Untergrund des Photomultipliers zu beobachten war, wurde dieser zur Optimierung der Resultate abgezogen. Die Peaks von Cäsium und Kobalt waren jedoch auch vor dem Abzug des Untergrundes deutlich erkennbar. Lediglich der 511 keV Natriumpeak wurde teilweise durch den Untergrund überlagert und hierdurch geringfügig verfälscht. In Abbildung 3.14 ist zu erkennen, dass die Spektren



Abbildung 3.14: Gammaspektren von ¹³⁷Cs (schwarz), ²²Na (rot) und ⁶⁰Co (grün) nach Abzug des Untergrundes (links) und Spektrum kosmischer Myonen (rechts)

der einzelnen Gammaquellen deutlich unterschieden werden können. Sogar der 511 keV Natriumpeak (1) und der 622 keV Cäsiumpeak (2) sind nach Abzug des Untergrundes deutlich aufgelöst. Erwartungsgemäß ist die Energieauflösung zu schlecht, um die beiden dicht beieinander liegenden Kobaltlinien (4) getrennt aufzulösen. Für die relative Energieauflösung der identifizierbaren Linien ergeben sich die in Tabelle 3.6 angegebenen Werte.

| Isotop | Energie [keV] | $\sigma(E)/E$ |
|------------------|---------------|---------------|
| ²² Na | 511 | 43,7~% |
| ^{137}Cs | 662 | 45,0~% |

Tabelle 3.5: Kanalzahlen verschiedener Gammalinien

Der Vergleich mit dem Mittelwert der Aufnahme der schnellen Komponente auf elektronischem Weg zeigt, dass sich die Energieauflösung durch die Verwendung des Filters um etwa 10 % verschlechtert hat. Sie besitzt jedoch immer noch einen für Anwendungen akzeptablen Wert. Im rechten Teil von Abbildung 3.14 ist zu erkennen, dass sich auch für das Spektrum kosmischer Myonen, ohne Koinzidenzbedingung, exzellente Resultate ergeben, die im Rahmen der Fehlergrenzen mit der Eichung durch die niederenergetischen Quellen übereinstimmen.

Aus dem Spektrum einzelner Photoelektronen ergibt sich, dass ein Photoelektron $10, 3 \pm 0, 2$ Kanälen entspricht. Der Energieeichung kann entnommen werden, dass 1 MeV (214 ± 2) Kanälen entspricht. Somit ergeben sich ($20, 8 \pm 0, 4$) Photoelektronen pro MeV. Dies sind etwa 7,4 mal mehr Photoelektronen als bei Filter 2, wodurch die deutlichen Unterschiede bei den Resultaten zu erklären sind. Die Nachweisschwelle ist nun etwa bei 0,5 MeV anzusetzen.
Bestimmung der Zeitauflösung mit Filter 3

Für die Zeitauflösung eines anorganischen Szintillators sind in erster Linie die Anstiegszeit und das Signal zu Rauschverhältnis des Detektorsignals entscheidend. Bei einer guten Photonenstatistik spielt die Abklingzeit kaum eine Rolle, da der CFD, welcher das Zeitsignal erzeugt, lediglich die ansteigende Flanke berücksichtigt. Ein hoher Rauschpegel kann hierbei die Zeitauflösung verschlechtern, da er eine Unschärfe beim Startzeitpunkt des Anstieges bewirkt. Nachdem im letzten Abschnitt verifiziert wurde, dass die Auslese mit Filter 3 eine akzeptable Energieinformation liefert, soll nun die Zeitauflösung bestimmt werden. Hierzu wird erneut eine Koinzidenzschaltung wie in Abbildung 3.10 zwischen dem Bariumfluoriddetektor mit Filter und einem weiteren normalen Bariumfluoriddetektor genutzt. Die Quelle (Natrium-22 oder Kobalt-60) wurde dabei genau in der Mitte zwischen den beiden Detektoren in einem Abstand von jeweils etwa 10 cm platziert. Zusätzlich zu den Energiespektren wurden nun mittels eines Time to Digital Converters (TDC) auch die Zeitinformationen der beiden Detektoren für jedes Event aufgezeichnet. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Rate der Quelle nicht zu hoch ist, da es sonst zu unerwünschten Pileupeffekten im TDC kommt. Durch eventweise Subtraktion der Zeiten der beiden Detektoren, ergibt sich für eine Kobaltquelle das in Abbildung 3.15 dargestellte Zeitdifferenzspektrum.



Abbildung 3.15: Zeitdifferenzspektrum für die Auslese mit Filter 3 in Koinzidenz mit einem weiteren etwa 5 cm langen Bariumfluoriddetektor ohne Filter. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des zentralen Peaks

Man erkennt deutlich den dominanten Peak der Koinzidenzereignisse bei Kanal 20,6. Der nahezu konstante Untergrund kommt durch zufällige Ereignisse zu Stande. Die Standardabweichung des Zeitdifferenzpeaks beträgt für Cobalt-60 (11, $3\pm 3, 0$) Kanäle und für die 511 keV Natriumlinie (12, $8\pm 1, 0$) Kanäle. Um diesen Kanälen eine Zeit zuordnen zu können, muss zunächst eine Zeiteichung des TDC durchgeführt werden. Dies erfolgt durch Verzögerung des Signals des Detektors mit Filter mittels Koaxialkabeln mit definierter Laufzeit. Es ergibt sich, dass ein Kanal (49, 47 ± 0, 02) ps entspricht. Da es sich um eine Koinzidenzmessung handelt, muss die erhaltene Zeit unter der Annahme, dass beide Detektoren die gleiche Zeitauflösung liefern noch durch $\sqrt{2}$ geteilt werden. Hiermit ergeben sich für die Zeitauflösung der betrachteten Energien die in Tabelle 3.6 angegebenen Werte.

| Energie [keV] | σ_t |
|---------------|--------------------------|
| 511 | $(0, 45 \pm 0, 04) \ ns$ |
| 1253 | $(0, 40 \pm 0, 11) \ ns$ |

Tabelle 3.6: Zeitauflösung bei verschiedenen Energien

Es wird deutlich, dass sich trotz der durch den Filter verringerten Lichtintensität eine sehr gute Zeitauflösung von weniger als einer halben Nanosekunde bei 1 MeV ergibt. Bei einer vollständigen Unterdrückung der langsamen Komponente bei gleichbleibender Intensität der schnellen Komponente sollte die Zeitauflösung nach [Sch90] und [Mos93] bis auf $\Delta t < 200$ ps reduziert werden können. Die Tatsache, dass die hier gemessenen Werte etwa doppelt so groß sind, ist durch die schlechtere Photonenstatistik zu erklären und kann nur durch eine Erhöhung der Transmission des Filters verbessert werden.

Kapitel 4

Berechnungen zum Verhältnis der beiden Komponenten

Um das Verhältnis von schneller zu langsamer Komponente theoretisch berechnen zu können, muss berücksichtigt werden, dass das Szintillationslicht, welches bei Bestrahlung mit Gammaquanten gemäß dem in Abbildung 1.3 gezeigten Emissionsspektrum transmittiert wird, schon im Kristall teilweise absorbiert wird. Da diese Absorption wellenlängenabhängig ist und für kürzere Wellenlängen zunimmt, verschieben sich hierdurch bereits die Anteile des Lichtes, die den Kristall effektiv verlassen, zugunsten der langsamen Komponente. Ohne Filter würde dieses Licht nun direkt auf die Photokathode des Photomultipliers treffen und Photoelektronen auslösen. Da die Quanteneffizienz des Photomultipliers jedoch ebenfalls wellenlängenabhängig ist und im Fall eines R2059 Photomultipliers ihr Maximum im Bereich der langsamen Komponente hat und zu kürzeren Wellenlängen hin abfällt, findet auch hier eine geringfügige Verschiebung zugunsten der langsamen Komponente statt. Werden Filter verwendet, so muss auch die Transmission des Filters als entscheidendes Kriterium berücksichtigt werden. Die effektive Verteilung des Lichtes, welches der Photomultiplier sieht, ist also hauptsächlich eine Faltung dieser drei Faktoren und kann daher bei bekannter Transmission des Filters und Quanteneffizienz des Photomultipliers für jeden Filter und Photomultiplier berechnet werden.

4.1 Transmissionsspektrum eines Bariumfluoridkristalls

Das Transmissionsspektrum eines Bariumfluoridkristalls wurde für eine Kristalldicke von 5,9 cm, also senkrecht zur Symmetrieachse mittels des in 2.3 beschriebenen UV-Spektrometers an 5 verschiedenen Positionen des 25 cm langen Kristalls aufgenommen. Abbildung 4.1 zeigt die hierbei erhaltenen Transmissionsspektren im für die Emission relevanten Wellenlängenbereich von 150 bis 500 nm. Da das UV-Spektrometer nur bis zu einer minimalen Wellenlänge von 180 nm empfindlich ist, wurde der Bereich bis 150 nm linear approximiert. Hierbei wurde genutzt, dass die untere Wellenlängengrenze der Transmission von Bariumfluorid gemäß [FCt] bei 135 nm liegt, so dass die Approximation zwischen diesem Punkt und dem Wert bei 180 nm erfolgen konnte. Da der Bereich unterhalb von 180 nm nur noch einen kleinen Teil der schnellen Komponente betrifft, kann der hierdurch entstehende Fehler vernachlässigt werden.



Abbildung 4.1: Transmissionsspektrum von Bariumfluorid aufgenommen auf einer Kristallänge von 5,9 cm an 5 verschiedenen Positionen des Kristalls

Abbildung 4.1 zeigt, dass die Transmission im Bereich oberhalb von 400 nm relativ konstant bei etwa 84% liegt und nur langsam ansteigt. Zwischen 250 nm und 400 nm ist zunächst eine etwas stärkere Verringerung der Transmission zu beobachten. Unterhalb von 250 nm fällt die Transmission schließlich deutlich ab bis sie bei etwa 135 nm gegen 0 geht. Weiterhin sind im Bereich zwischen 190 nm und 230 nm deutliche Absorptionsbanden zu erkennen, welche durch Verunreinigungen des Kristalls verursacht werden und von Kristall zu Kristall unterschiedlich stark ausgeprägt sein können. Tabelle 4.1 zeigt eine Auflistung der hierfür verantwortlichen Elemente. Für die geplante Berechnung ist vor allem der Abfall der Transmission im Bereich

| λ | Verunreinigung |
|-----------|----------------|
| 202 nm | 0 |
| 205 nm | OH^- |
| 212 nm | Pb^{2+} |
| 240 nm | OH^- |

Tabelle 4.1: Verunreinigungen, welche Absorptionsbanden hervorrufen

kurzer Wellenlängen von Bedeutung, da dieser das Verhältnis der Emissionskomponenten stark beeinflusst. Da das Szintillationslicht im Falle der Messung mit radioaktiven Quellen hauptsächlich am vorderen Ende des Kristalls entsteht und den Kristall somit auf einer Länge von 25 cm durchstrahlt, muss die Transmission auf diese Länge umgerechnet werden. Hierzu wird zunächst die Absorptionslänge als geometrieunabhängige Größe bestimmt, um mittels dieser die Verringerung der Intensität auszudrücken. Für die Absorptionslänge folgt aus Gleichung 2.2:

$$\Lambda = -\frac{5,9\ cm}{\ln(T(5,9\ cm))} \tag{4.1}$$

Für die Intensität nach dem Durchstrahlen der gesamten Kristalllänge L gilt somit:

$$I(L) = I_0 \cdot e^{\frac{L}{5,9} \cdot ln(T(5,9cm))}$$
(4.2)

Da das Licht isotrop emittiert und am Wrapping des Kristalls teilweise reflektiert wird, kann diese Länge L im Mittel von der Kristalllänge abweichen. Für die Berechnungen soll jedoch nur der Idealfall eines Weges von L = 25 cm durch den Kristall betrachtet werden.

4.2 Berechnung der Anteile für verschiedene Ausleseverfahren

Um die Anteile für die schnelle und die langsame Komponente zu bestimmen, müssen die beiden Komponenten im Emissionsspektrum von BaF_2 zunächst separiert werden. Hierbei ergeben sich die in Abbildung 4.2 dargestellten Spektren.



Abbildung 4.2: Schnelle und langsame Komponente des Emissionsspektrums von Bariumfluorid

Durch Integration ergibt sich das Verhältnis der beiden Komponenten in diesem Emissionsspektrum zu 1 : 7,25. Die beiden Spektren können nun jeweils separat mit den einzelnen Faktoren gefaltet werden.

Bestimmung der Anteile für die Standardauslese mit einem R2059 PM

Im ersten Schritt wurde die Berechnung für die Standardauslese durchgeführt, um die erhaltenen Werte mit den experimentellen Werten zu vergleichen und so eine Abschätzung für die Qualität der Ergebnisse zu erhalten. Hierzu wurde das Emissionsspektrum von Bariumfluorid mit der aus der Messung berechneten Transmission auf eine Länge von 25 cm und der Quanteneffizienz des R2059 Photomultipliers gefaltet. Es ergibt sich, dass die schnelle Komponente $(8, 4\pm 0, 2)\%$ und die langsame Komponente $(91, 6\pm 1, 8)\%$ der detektierten Photonen ausmachen. Dies stimmt sehr gut mit dem aus der Signalform bestimmten Werten von $(8, 8\pm 0, 1)\%$ für die schnelle Komponente, bzw. $(91, 2\pm 1, 4)\%$ für die langsame Komponente überein. Die Berechnung liefert also trotz der gemachten Näherungen sehr genaue Resultate, so dass ein systematischer Fehler ausgeschlossen werden kann.

Bestimmung der Anteile für den solar blind PM

Durch Faltung mit der Transmission des Kristalls und der Quanteneffizienz des solar blind Photomultipliers (R3197) ergibt sich für diesen, dass die schnelle Komponente $(49, 3 \pm 1, 0)\%$ des detektierten Lichtes ausmacht, während die langsame Komponente nur noch $(50, 7\pm 1, 0)\%$ der nachgewiesenen Photonen ausmacht. Diese Werte stimmen ebenfalls sehr gut mit dem aus dem Spektrum des Digitaloszilloskops ermittelten Verhältnis von etwa 1 : 1 für die beiden Komponenten überein, was den recht hohen Anteil der langsamen Komponente bei diesem Ausleseverfahren bestätigt. Weiterhin ergibt sich, dass der solar blind Photomultiplier im Vergleich zu einem R2059 Photomultiplier ohne Filter etwa 20% weniger Licht der schnellen Komponente detektiert, was direkt aus Abbildung 1.5 auf Grund der geringeren Quanteneffizienz deutlich wird. Bei der langsamen Komponente sinkt der Anteil des nachgewiesenen Lichtes jedoch auf 5,3 % im Vergleich zu einem R2059 PM ohne Filter. Auch diese Werte liefern eine gute Abschätzung für die am Digitaloszilloskop beobachteten Verhältnisse.

Bestimmung der Anteile für die Auslese mit Filter und R2059 PM

Um das Verhältnis der beiden Komponenten bei der Auslese mit einem Filter zu bestimmen, wurden die beiden Emissionskomponenten mit der Transmission des Kristalls, der Quanteneffizienz des R2059 Photomultipliers und der Transmission des Filters gefaltet. Für Filter 3 ergeben sich nach der Faltung die in Abbildung 4.3 dargestellten Spektren für die schnelle und die langsame Komponente.



Abbildung 4.3: Spektrum der detektierten Photonen der beiden Szintillationskomponenten von Bariumfluorid (Ergebnis der Faltung mit den einzelnen Faktoren)

Durch Integration ergibt sich, dass die schnelle Komponente nun $(80, 6 \pm 1, 6)\%$ und die langsame Komponente nur noch $(19, 4 \pm 0, 8)\%$ der am Photomultiplier ankommenden Photonen ausmachen. Diese Werte weichen deutlich von den in Abschnitt 3.3.1 experimentell ermittelten Werten ab. Da hier die exakte Transmission des Filters verwendet wurde und die übrigen Parameter der Berechnung in Abschnitt 4.2 sehr gute Ergebnisse geliefert haben, bestätigt dies die in Abschnitt 3.3.1 gemachten Vermutungen, dass das Signal der schnellen Komponente auf Grund seiner kurzen Zeitdauer nicht exakt digitalisiert wurde. Die berechneten Werte stimmen mit dem Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten gut überein und sind daher den, mit einem großen Fehler behafteten experimentellen Werten vorzuziehen. Der Vergleich der Flächen unter der Photonenverteilung, nach Faltung mit der Transmission des Filters, mit dem in Abschnitt 4.2 für diese Flächen bestimmten Werte ohne Filter ergibt, dass der Filter effektiv nur etwa 24,4 % des Lichtes der schnellen Komponente hindurch lässt. Die Lichtmenge der langsamen Komponente wird jedoch immerhin auf nur noch 0,38 % ihres ursprünglichen Wertes verringert.

Zum Vergleich wurden die Berechnungen ebenfalls für Filter 2 durchgeführt. Hier macht die schnelle Komponente mit 99,2 % fast das gesamte detektierte Szintillationslicht aus, welches den Photomultiplier erreicht, während der Anteil der langsamen Komponente im Untergrundrauschen verschwindet. Bei diesem Filter werden jedoch nur 9,5 % der Photonen der schnellen Komponente im Vergleich zur elektronischen Aufnahme dieser detektiert, was die geringe Anzahl an Photoelektronen pro MeV bei diesem Filter erklärt.

4.3 Bestimmung des optimalen Filters

Mittels dieser Berechnung kann nun für jeden Filter vor seinem Einsatz, zum einen die Menge des transmittierten Lichts relativ zur elektronischen Auslese der schnellen Komponente mit einem R2059 PM bzw. zur Auslese mit Filter 3 und zum anderen, der Anteil der beiden Szintillationskomponenten bestimmt werden. Hierdurch wird es möglich, Filter bereits vor der Bestellung zu vergleichen und den optimalen Filter zu ermitteln. Zur Bestimmung des optimalen Filters wurden gemäß Gleichung 4.3 verschiedene gausförmige Transmissionskurven berechnet und mit den üblichen Parametern gefaltet.

$$T = T_{max} \cdot e^{-\frac{(\lambda - center)^2}{2 \cdot \sigma^2}}$$
(4.3)

Für die Transmission eines idealen Filters an der Position des Maximums wurde hierbei ein Idealwert von 100 % angenommen. Da die maximale Transmission lediglich die gesamte Lichtausbeute, nicht jedoch das Verhältnis der beiden Szintillationskomponenten beeinflusst, hat dies zunächst keine Auswirkungen auf die Ergebnisse. Da eine ideale Transmission in der Realität nicht erreicht werden kann, kann die effektive Fläche bei gegebener Transmission des Filters mittels der Formel

$$A_{eff}(T) = A_{eff}(T = 100\%) \cdot \frac{T[\%]}{100\%}$$
(4.4)

berechnet werden. Um die Qualität der Ergebnisse beurteilen zu können, müssen zunächst einige wünschenswerte Spezifikationen festgelegt werden. Zum einen sollte der Anteil der langsamen Komponente möglichst gering sein, so dass die Signalform im Bereich ab etwa 40 ns auch bei sehr großen Signalen nicht signifikant über dem Untergrundniveau liegt. Auf Grund der Tatsache, dass sich die Emissionsspketren der schnellen und der langsamen Szintillationskomponente teilweise überlagern, führt eine Minimierung des Anteils der langsamen Komponente durch eine Verschiebung des Maximums der Transmissionskurve hin zu kleineren Wellenlängen, bzw. eine Verringerung der Breite dieser immer auch zu einer Verminderung der Photonenausbeute. Da der Lichtverlust ab einem gewissen Punkt überproportional ansteigt, wurde ein maximaler Anteil der langsamen Komponente an der gesamten registrierten Lichtmenge von 1 % als Kompromiss für die Optimierung festgelegt.

Da eine Nachweisschwelle von mindestens 0,5 MeV wünschenswert ist, sollte die sich aus der Faltung ergebende effektive Fläche möglichst nicht kleiner sein, als die Fläche welche

für Filter 3 berechnet wurde (0,164). Über diese Bedingung kann für jede Kombination der Filterparameter der minimale Wert der Transmission an der Position des Maximums T_{max} ermittelt werden, welche der jeweilige Filter aufweisen muss, um die Bedingung zu erfüllen.

Die Tabelle in Anhang A zeigt die Resultate der Berechnung der Qualitätskriterien für verschiedene Filterparameter. Es zeigt sich, dass das Maximum der gaußförmigen Transmission zwischen 212 nm und 218 nm liegen sollte, während die Standardabweichung je nach Position einen Wert zwischen 7,5 nm und maximal 10 nm aufweisen sollte. Eine Position des Maximums der Transmission bei größeren oder kleineren Wellenlängen führt bei gleichem Anteil der langsamen Komponente zu einer geringeren effektiven Fläche, während eine Verbreiterung der Kurve zwar die Lichtausbeute erhöht, aber auch einen größeren Anteil der langsamen Komponente hindurch lässt. Tabelle 4.2 zeigt die optimierten Filterparameter. Die Tabelle zeigt, dass

| Max. | σ | schnelle Komp. | langsamen Komp. | eff. norm. Fläche | min. T_{max} |
|---------|----------|----------------|-----------------|-------------------|----------------|
| 218 nm | 7,5 nm | 99,8~% | 0,2~% | 0,221 | 74 % |
| 216 nm | 10 nm | 99,3~% | 0,7~% | 0,261 | 63~% |
| 216 nm | 7,5 nm | 99,9~% | 0,1~% | 0,209 | 78~% |
| 214 nm | 10 nm | 99,6~% | 0,4~% | $0,\!247$ | 66~% |
| 214 nm | 7,5 nm | 99,95~% | $0,\!05~\%$ | 0,194 | 84 % |
| 212 nm | 10 nm | 99,7~% | 0,3~% | 0,231 | 71~% |
| 212 nm | 7,5 nm | 99,98~% | 0,02~% | $0,\!177$ | 92~% |

Tabelle 4.2: Optimierte Filterparameter. Der effektiven Fläche liegt das am Maximum der Intensität auf 1 normierte Emissionsspektrum von Bariumfluorid zu Grunde. Sie ist daher zunächst als dimensionsloser Vergleichsparameter anzusehen

ein Anteil der langsamen Komponente zwischen 0,4 % und 0,7 % schon bei einer maximalen Transmission von etwa 65 % eine Nachweisschwelle von 0,5 MeV liefert, während die minimale Transmission am Maximum für einen Anteil der langsamen Komponente von 0,1 % schon 78% beträgt. Um möglichst unempfindlich gegenüber produktionsbedingten Schwankungen des Transmissionsmaximums zu sein, sollte dieses bei einem optimalen Filters, demnach bei etwa (215 \pm 2) nm liegen und je nach erreichbarer Transmission eine Standartabweichung zwischen 7,5 nm und 10 nm besitzen. Um Schwankungen der Lichtausbeute zwischen den einzelnen Detektoren zu minimieren sollten alle eingesetzten Filter möglichst homogen sein. Eine weitere Optimierung der Filter kann nur durch eine asymmetrische Form der Transmissionskurve erreicht werden.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

5.1 Diskussion

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass es möglich ist, die langsame Komponente von Bariumfluorid durch den Einsatz von Filtern weitestgehend zu unterdrücken. Hierbei wurde deutlich, dass die vom Photomultiplier registrierte Lichtmenge stark von der effektiven Fläche, also der Fläche der mit dem Emissionsspektrum und der Transmission von Bariumfluorid gefalteten Transmissionskurve des Filters abhängt. Während bei einer effektiven Fläche von 114,8 $nm \cdot \%$, wie sie bei Filter 2 vorliegt, nur etwa 2,8 Photoelektronen pro MeV nachgewiesen werden, werden bei Filter 3 mit einer effektiven Fläche von 313,1 $nm \cdot \%$ immerhin schon etwa 21 Photoelektronen pro MeV detektiert. Hierdurch verringert sich die Nachweisschwelle von über 3,7 MeV bei Filter 2 auf etwa 0,5 MeV bei Filter 3. Die Bestimmung der Zeitauflösung hat gezeigt, dass diese mit etwa einer halben Nanosekunde bei 1 MeV bereits sehr gute Werte erreicht. Bei Detektion aller Photonen der schnellen Komponente sind jedoch gemäß [Mos93] Werte von $\Delta t < 200$ ps möglich. Die Zeitauflösung kann demnach durch eine Vergrößerung der Transmission des Filters noch weiter verbessert werden.

Die Auslese mit solar blind Photomultipliern hat gezeigt, dass diese dem Einsatz von optimierten Filtern deutlich unterlegen sind. Sie liefern zwar mit mindestens 22,8 Photoelektronen pro MeV ähnlich viele oder sogar geringfügig mehr Photoelektronen, als die Auslese mit Filter 3. Auf Grund der geringen Verstärkung dieser Photomultiplier ergeben sich jedoch bei kleinen Energien deutlich schlechtere Resultate. Hier kommt es trotz des niedrigen Untergrundes dieses Photomultipliers zu einer Überlagerung der 622 keV Cäsium-137 und der 511 keV Natrium-22 Linie mit dem Untergrund, so dass erst Energien ab etwa 0,7 MeV problemlos detektiert werden können. Neben diesem Effekt ist der größte Nachteil des solar blind Photomultipliers dadurch gegeben, dass die Quanteneffizienz der Photokathode bis in den Bereich der langsamen Komponente reicht und diese somit nicht vollständig unterdrückt wird. Tabelle 5.1 stellt nochmals die wichtigsten Parameter der einzelnen Ausleseverfahren zusammen.

Auch gegenüber der Verwendung dotierter Kristalle liefert der Einsatz optimierter Filter entscheidende Vorteile. Während die Intensität der schnellen Komponente bei dotierten Kristallen gemäß Abschnitt 1.2.1 zwar nur auf 50 % absinkt, bei Filter 3 sind es 25 %, wird bei der Auslese der dotierten Kristalle mit einem R2059 Photomultiplier doch ein recht großer Anteil der langsamen Komponente nachgewiesen, welcher mindestens 50 % der gesamten Emission ausmacht. Aus diesem Grund sind keine optimalen Resultate bei der Messung hoher Raten erreichbar, da besonders bei großen Signalen noch ein deutlich über dem Untergrundniveau befindlicher Anteil der langsamen Komponente vorhanden ist.

| Auslese | Photoelek. pro MeV | Nachweisschwelle | fast/slow nach $\Delta t = 40$ ns |
|--------------------|--------------------|---------------------------|-----------------------------------|
| R2059 (15 ns Gate) | 214 | $< 0.5 { m MeV}$ | 13,1 |
| solar blind PM | $\approx 22,8$ | $\approx 0.7 \text{ MeV}$ | 69,3 |
| Filter 2 | $\approx 2,8$ | $> 3,7 { m MeV}$ | - |
| Filter 3 | 20,8 | $0.5 { m MeV}$ | 105 |

Tabelle 5.1: Anzahl der Photoelektronen pro MeV, Nachweisschwelle und Verhältnis der Signalhöhen der beiden Szintillationskomponenten, für die verschiedenen in dieser Arbeit erprobten Ausleseverfahren

5.2 Ausblick

Bevor die neuen Detektormodule zum Einsatz kommen, wird das Hauptaugenmerk auf der Optimierung der verwendeten Filter liegen. Durch die Optimierungsrechnung konnte gezeigt werden, dass Filter mit einer gaußförmigen Transmissionskurve bei einer Position des Maximums von (215 ± 2) nm und einer Standardabweichung zwischen 7,5 nm und 10 nm optimale Resultate liefern und die schnelle Komponente bis auf weniger als 0,5 % der gesamten detektierten Photonen verringern. Um eine Nachweisschwelle von 0,5 MeV zu gewährleisten ist jedoch eine Transmission an der Position des Maximums von mindestens 70 % erforderlich. Bei der Entwicklung der Filter muss demnach neben der optimalen Positionierung des Maximums der Transmission auch eine deutliche Erhöhung der maximalen Transmission erreicht werden. Abbildung 5.1 zeigt die Veränderung des Anteils der langsamen Komponente und der effektiven Fläche, bei einer Variation der Parameter um das Optimum.



Abbildung 5.1: Abhängigkeit des Anteils der langsamen Komponente und der effektiven Fläche von der Position des Emissionsmaximums bei einer konstanten Breite von 7,5 nm (links) und Abhängigkeit der beiden Parameter von der Standardabweichung bei einer konstanten Position des Transmissionsmaximums von 216 nm (rechts)

In der linken Grafik wird deutlich, dass bereits Schwankungen der Position des Transmissionsmaximums von wenigen Nanometern bei gleichbleibender Breite, zu einer signifikanten Veränderung der Anteile der beiden Komponenten und der Lichtausbeute führen, während die rechte Abbildung denselben Effekt bei gleichbleibender Position des Maximums und einer Variation der Standardabweichung aufzeigt. Es wird deutlich, dass die effektive Fläche bei einer Verringerung des Anteils der schnellen Komponente überproportional abnimmt, so dass es mit einer gaußförmigen Transmissionskurve der Filter bei gleichzeitiger Forderung einer Nachweisschwelle von 0,5 MeV nicht möglich ist, bessere Resultate als mit dem angegebenen optimalen Filter zu erzielen. Es bleibt daher abzuwarten, in wie weit es möglich ist, im geforderten Wellenlängenbereich Filter mit einer asymmetrischen Form der Transmissionskurve und gleichzeitig hoher Transmission zu entwickeln. Durch die Entwicklung von Filtern mit noch besseren Transmissionseigenschaften kann zum einen die Lichtausbeute erhöht und zum anderen bei gleichbleibender Lichtausbeute der Anteil der langsamen Komponente noch weiter verringert werden. Abbildung 5.1 verdeutlicht aber auch, dass bereits eine kleine Abweichung der Transmissionskurve von den idealen Parametern, zu einer signifikanten Verschlechterung der Unterdrückung der langsamen Komponente oder der Lichtausbeute führt.

Durch den Einsatz optimierter Filter wird es demnach möglich, das exzellente Zeitverhalten der schnellen Szintillationskomponente von Bariumfluorid durch eine minimale Modifikation der Detektormodule des TAPS - Spektrometer zur Messung hoher Raten zu nutzen.

Teil II

Auslese und qualitative Charakterisierung von anorganischen szintillierenden Fasern aus LuAG

Kapitel 1

Motivation und Einleitung

Die Entwicklung der Mikro-Pulling-Down Methode in den letzten Jahren hat es ermöglicht, szintillierende Fasern aus anorganischem Material herzustellen. Die Dimensionen dieser Fasern reichen hierbei von einem Durchmesser von 0,3 mm bis hin zu 3 mm. Die Länge kann dabei je nach Material bis zu 1 m betragen [HLD06]. Für die Anwendung als Strahlungsdetektoren auf Grund ihrer hohen Kernladungszahl, bzw. ihrer guten Szintillationseigenschaften, besonders interessante Materialien sind hierbei neben YAG:Ce $(Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+})$ auch LuAG:Ce $(Lu_3Al_5O_{12} : Ce^{3+})$ und LYSO:Ce $(Lu_{2(1-y)}Y_{2y}SiO_5 : Ce^{3+})$. Während die Auslese von YAG:Ce- und LYSO:Ce-Fasern in den Referenzen [ADH07] und [ADF07] durch Anfré et al. bereits erprobt wurde, sollen in dieser Arbeit die Charakteristiken von 1 mm und 0,3 mm dicken und bis zu 10 cm langen LuAG:Ce-Fasern, bei ein- und doppelseitiger Auslese untersucht werden.

Für szintillierende Fasern gibt es bereits jetzt ein breites Spektrum an Anwendungen. Der große Vorteil beim Einsatz anorganischer Fasern gegenüber organischen Fasern, welche bereits seit längerer Zeit erfolgreich eingesetzt werden, liegt in der höheren Nachweiseffizienz für elektromagnetische Strahlung und geladene Teilchen, auf Grund der deutlich höheren Kernladungszahl und Dichte des Materials. Hierdurch eignen sich die Fasern besonders zum Bau von ortsauflösenden Pixeldetektoren, bei welchen diese in mehreren Reihen ohne Crosstalk angeordnet und einzeln ausgelesen werden. Auf Grund der hohen Nachweiseffizienz kann der Durchmesser einer einzelnen Faser hierbei relativ klein gewählt werden, so dass sich eine exzellente Ortsauflösung ergibt. Die Fasern können dabei auch beidseitig ausgelesen werden, was zum einen der Minimierung des Lichtverlustes dient, zum anderen aber auch auf Grund der Abschwächung in der Faser eine Ortsinformation entlang der Faserachse liefert. Abbildung 1.1 zeigt einen Prototypen eines solchen Detektors, welcher von der Firma Fibercryst¹ entwickelt wurde. Auch in der physikalischen Grundlagenforschung, gibt es bereits Planungen für den konkreten Einsatz der Fasern. Als Beispiel ist hier der Einsatz als zylindrischer Startdetektor für Flugzeitmessungen zu nennen. Hierzu werden Detektoren mit einer Zeitauflösung $\leq 0,5 ns$ bei gleichzeitig hoher Nachweiseffizienz benötigt. Dies könnte durch einen Detektor aus 540 einzelnen Fasern, mit einem Durchmesser von 1 mm und einer Länge von 35 cm, welche in 2 Lagen um ein auf der Achse positioniertes Target angebracht sind, erfüllt werden. Ein weiterer Vorteil solcher Faserdetektoren liegt in der Tatsache, dass sie auf Grund ihrer

¹Fibercryst, 23 rue Royale F-69001 Lyon, France



Abbildung 1.1: Pixeldetektor aus anorganischen Fasern ohne Crosstalk (links) und Detektor mit beidseitiger Auslese der Fasern (rechts)

kompakten Form der Einzelmodule einschließlich Photosensor auch in hohen Magnetfeldern eingesetzt werden können.

Neben diesen Anwendungen in der Grundlagenforschung gibt es aber auch bereits Pläne für den Einsatz anorganischer Fasern in medizinischen Bildgebungsverfahren, welche auf dem Nachweis von ionisierender Strahlung beruhen [ADF07]. Hier ist vor allem die Positron Emissionstomographie (PET) zu nennen, bei welcher zur Zeit einzelne anorganische Kristalle zum Nachweis der 511 keV Gammaquanten, welche bei der Annihilation von Elektronen und Positronen entstehen, genutzt werden. Da diese Quanten aus Impulserhaltungsgründen stets unter einem Winkel von 180° zueinander emittiert werden, kann bei Koinzidenz zweier Detektoren unter diesem Winkel die Emissionsachse der Quanten rekonstruiert werden. Durch Kombination mehrerer an unterschiedlichen Positionen detektierter Koinzidenzen ergibt sich schließlich ein dreidimensionales Bild. Die Genauigkeit dieser Rekonstruktion ist jedoch unter anderem durch die Segmentation des Nachweissystems beschränkt, so dass hier durch den Einsatz anorganischer Fasern bei gleichbleibender Nachweiseffizienz eine deutliche Steigerung des örtlichen Auflösungsvermögens eines solchen Tomographen erreicht werden kann.

1.1 Die Mikro-Pulling-Down Methode zur Züchtung anorganischer Fasern

Die in dieser Arbeit untersuchten Fasern wurden mit der Micro-Pulling-Down Methode gezüchtet. Diese beruht auf der Erwärmung eines Tiegels aus Platin oder Iridium mit Rohmaterial des gewünschten Kristalls, mittels einer Widerstands- oder Radiofrequenzheizung. Die Faser wird nun langsam, durch eine kleine Öffnung mit anschließender kurzer Röhre am unteren Ende des Tiegels, an einem Keim aus der Schmelze herausgezogen und erstarrt dabei. Mittels eines Nachwärmers wird der hierbei auftretende Temperaturgradient verringert, um Schäden durch zu schnelle Abkühlung zu vermeiden. Abbildung 1.2 zeigt eine schematische Darstellung des bei der Mikro-Pulling-Down Methode eingesetzten Aufbaus. Diese Methode ist die einzige Möglichkeit anorganische szintillierende Fasern in den gewünschten Dimensio-





nen zu erzeugen, da es nicht möglich ist, diese aus einem auf konventionelle Weise gezüchteten Rohkristall herauszusägen und zu polieren [HLD06]. Die Herausforderung bei diesem neuen Produktionsprozess liegt jedoch in der Wahl der optimalen Prozessparameter. Zum einen muss die Faser mit einer gleichmäßigen Geschwindigkeit von 0,1 bis 0,5 mm/min [HLD06] gezogen werden, die für jedes Material spezifisch ist. Um den gewünschten Durchmesser und die gewünschte Form während des gesamten Vorgangs zu garantieren und um Störstellen in der Faser zu vermeiden, ist diese jeweils zu optimieren. Ein weiteres Kriterium ist die Wahl des richtigen Temperaturgradienten, der ebenfalls großen Einfluss auf die Homogenität der Faser besitzt. Ein weiteres Problem stellt die Kontrolle der Cerkonzentration im Kristall dar, welche bei der aktuellen Produktion noch um etwa 5% in Abhängigkeit des Orts schwankt. [HLD06]. Weiterhin muss darauf geachtet werden, dass es keine Lufteinschlüsse oder Verunreinigungen durch Fremdmaterialien in der Faser gibt, welche die Transmission aber auch die Szintillationseigenschaften beeinflussen könnten. Besonders bei langen Fasern stellen aber auch Fehler im Kristallgitter und mikroskopische Risse ein ernstzunehmendes Problem dar. Die Optimierung und Kontrolle all dieser Parameter stellt eine Herausforderung bei der Züchtung von Fasern aus neuen Materialien dar, da jeder Parameter optimiert und erprobt werden muss, um optimale Resultate zu erzielen. Abbildung 1.3 zeigt ein Foto mit verschieden langen Fasern aus LuAG, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden.



Abbildung 1.3: Unterschiedlich lange, 1 mm dicke Fasern aus LuAG:Ce

Die ursprünglich 10 cm langen Fasern wurden auf Grund ihrer schlechten Transmission, auf Grund derer es nicht möglich war, Koinzidenzmessungen mit einer 10 cm langen Faser durchzuführen, geteilt und die Enden optisch poliert, um eine optimale Lichtausbeute zu erhalten.

1.2 Lichtausbreitung in einer Faser

Das Szintillationslicht, welches bei einem Teilchendurchgang in einer szintillierenden Faser entsteht, muss zum Nachweis an die beiden Enden der Faser gelangen, an welche ein Photonendetektor² gekoppelt ist. In dieser Arbeit wurde für den Nachweis ein Photomultiplier eingesetzt. Die für den Nachweis notwendige Lichtleitung wird erst durch die Totalreflexion des Lichtes in der Faser möglich. Abbildung 1.4 zeigt zur Verdeutlichung der ablaufenden Prozesse den Querschnitt einer Faser und die exemplarische Bahn eines Photons.



Abbildung 1.4: Lichtausbreitung in einer Faser. Die Ummantelung mit reflektierender Farbe oder Teflon ist hierbei optional und dient der Erhöhung des Anteils an reflektiertem Licht

Die in dieser Arbeit untersuchten Fasern aus LuAG besitzen im Bereich des Emissionsspektrums einen mittleren Brechungsindex von $n_1 = 1,84$. Ohne Ummantelung der Faser mit Reflexionsfarbe ist diese von Luft umgeben, deren Brechungsindex mit $n_2 = 1,00029$ deutlich geringer als der des Fasermaterials ist. An der Grenzfläche tritt demnach Totalreflexion auf, wenn ein bestimmter kritischer Winkel α_{min} relativ zum Lot von den emittierten Quanten überschritten wird. Für diesen folgt aus dem Senellius 'schen Brechungsgesetz direkt:

$$\sin(\alpha_{\min}) = \frac{n_2}{n_1} = \cos(\Theta_{\max}) \tag{1.1}$$

Für den konkreten Fall einer mit Luft umgebenen LuAG-Faser ergibt sich ein Grenzwinkel von $\alpha_{min} = 32,9^{\circ}$. Um den Anteil des in der Faser verbleibenden Lichtes zu erhöhen, können die Fasern mit einer reflektierenden Ummantelung versehen werden. Hierfür kommt zum einen, eine direkt auf die Faser aufgetragene Schicht aus Reflektorfarbe in Frage, welche mit $n_B \approx 1,49$ einen kleineren Brechungsindex als LuAG besitzt. Auf Grund des geringeren Quotienten der Brechungsindices erhöht sich hierdurch zwar der Grenzwinkel der Totalreflexion auf $\alpha_{min} = 54, 1^{\circ}$, so dass nur noch Quanten, welche in einem Winkel zwischen $54, 1^{\circ}$ und 90° emittiert werden, totalreflektiert werden. Das Licht, das die Grenzfläche durchdringt, wird nun jedoch mit einer deutlich größeren Wahrscheinlichkeit in die Faser zurückreflektiert. Abbildung 1.5 zeigt das Reflexionsvermögen der verwendeten NE560 Reflektorfarbe. Im Bereich der Emission von LuAG beträgt dies etwa 96%. Neben der Umhüllung mit reflektierender Farbe bietet sich auch eine Ummantelung aus einer oder mehreren Lagen Teflonband an. Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, dass sich zwischen der Ummantelung und der Faser weiterhin eine dünne Luftschicht befindet, so dass der geringe Grenzwinkel der Totalreflexion erhalten bleibt und das austretende Licht dennoch größtenteils reflektiert wird. Teflon hat dabei mit bis zu 95 % ein ähnliches Reflexionsvermögen wie die vorgestellte Reflektorfarbe [Jul07].

²Zum Nachweis eignen sich unter anderem Photomultiplier oder Photodioden



Abbildung 1.5: Reflektivität der verwendeten NE560 Reflektorfarbe

Im nächsten Schritt sollen nun der Reflexionsverlust und der durch Absorption entstehende Lichtverlust in der Faser betrachtet werden. Aus Abbildung 1.4 ergibt sich durch einfache geometrische Überlegungen, dass das Licht in einer Faser mit der Länge L und dem Durchmesser d etwa $N = \frac{L}{d} \cdot \cot(\alpha)$ Reflexionen benötigt, um das Ende der Faser zu erreichen. Hierbei ist α der Winkel, den der jeweilige Strahl mit dem Lot einschließt (vgl. Abb. 1.4). Die Zahl der Reflexionen wird demnach umso größer, je kleiner dieser Winkel ($\alpha < 90^{\circ}$) wird. Mit dem Reflexionskoeffizienten R des umgebenden Materials, ergibt sich damit für die Verluste durch Transmission, bei der Reflexion an der Faser bzw. der Ummantelung, eine Verringerung der Intensität gemäß:

$$I = I_0 \cdot R^N \tag{1.2}$$

Wobei der Reflexionskoeffizient ebenfalls stark vom Auftreffwinkel α abhängt. Für Winkel größer als der kritische Winkel α_{min} , nimmt R auf Grund der Totalreflexion den Wert 1 an, während für kleinere Winkel die Reflektivität des umgebenden Mediums entscheidend ist. Zusätzlich kommt es in der Faser zu einer Absorption des Lichtes, welche durch das Absorptionsgesetz

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot \frac{L}{\cos(\alpha + 90^\circ)}} \tag{1.3}$$

mit dem Absorptionskoeffizienten μ beschrieben werden kann. Für die Länge des Lichtweges wurde hier der Ausdruck für die effektive Wegstrecke des Lichtes in der Faser, welche durch die Zickzackbahn der Photonen zu Stande kommt, bereits eingesetzt. L beschreibt daher die tatsächliche Länge des Faserabschnittes, auf dem die Absorption erfolgt. Insgesamt gilt demnach für den Intensitätsverlust des Szintillationslichtes in der Faser:

$$I = I_0 \cdot R^{\frac{L}{d} \cdot \cot(\alpha)} \cdot e^{-\mu \cdot \frac{L}{\cos(\alpha + 90^\circ)}}$$
(1.4)

Der so beschriebene Intensitätsverlust ist, auf Grund der Verluste durch diffuse Streuung an, in manchen der Fasern verstärkt zu beobachtenden Störstellen und die hierdurch verstärkte Absorption wahrscheinlich noch etwas größer, als durch diese Berechnung zu erwarten ist. Weiterhin ist mit einer Verringerung der Intensität durch die Kopplung an den Photomultiplier zu rechnen. In der Praxis kann der erste Faktor von Gleichung 1.4, wenn keine Ummantelung zum Einsatz kommt, durch den Anteil des Lichtes, welcher totalreflektiert wird, ersetzt werden, da der übrige Anteil bei relativ großem N und kleinem R die Faser nahezu vollständig in transversaler Richtung verlässt. Im konkreten Fall einer LuAG-Faser gehen somit bei isotroper Emission etwa 36,5 % des Lichtes verloren und man beobachtet einen um den Faktor 0,634 abgeschwächten exponentiellen Abfall der Intensität.

1.3 Szintillationscharakteristiken und Emissionsspektrum von LuAG

LuAG:Ce $(Lu_3Al_5O_{12})$ gehört wie das im ersten Teil der Arbeit vorgestellte Bariumfluorid zur Klasse der anorganischen Szintillatoren. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die für die Anwendung als Szintillator in Faserform wichtigsten Eigenschaften des Materials. Zum Vergleich sind auch die Werte von YAG:Ce und LYSO:Ce in der Tabelle angegeben.

| | LuAG:Ce | YAG:Ce | LYSO:Ce |
|---------------------------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|
| Dichte | $6.7 \mathrm{g/cm^3}$ | 4.5 g/cm^3 | $7,1 \mathrm{g/cm^3}$ |
| Effektive Kernladungszahl | 63 | 32 | 66 |
| Strahlungslänge | 1,41cm | 2,70cm | 1,20cm |
| Abklingzeit | 50 ns | 100 ns | 45 ns |
| Emissionswellenlänge (Max) | 530 nm | 550 nm | 420 nm |
| Brechungsindex @ λ_{max} | 1,84 | 1,83 | 1,81 |
| Lichtausbeute für γ -Strahlung | 12500 Phot./MeV | 24000 Phot./MeV | 32000 Phot/MeV |

Tabelle 1.1: Szintillationseigenschaften von LuAG:Ce und YaG:Ce gemäß [fib] sowie LYSO:Ce gemäß [HLD06] und [Sino10]

Der Vergleich der Materialien zeigt, dass YAG:Ce und LYSO:Ce zwar deutlich mehr Photonen pro MeV als LuAG:Ce emittieren, im Vergleich zu YAG besitzt LuAG jedoch eine deutlich höhere effektive Kernladungszahl, welche sich in einer kleineren Strahlungslänge und einer höheren Nachweiseffizienz widerspiegelt. Weiterhin ist die Abklingzeit von LuAG:Ce und LYSO:Ce im Vergleich zu YAG:Ce deutlich kürzer, was die Messung höherer Raten ermöglicht. Der Vergleich mit LYSO:Ce zeigt, dass dieses hinsichtlich der Szintillationseigenschaften deutliche Vorteile gegenüber LuAG:Ce besitzt. Hier fällt besonders die mehr als doppelt so hohe Lichtausbeute pro MeV auf. Die Herstellung von Fasern ist jedoch in der Praxis mit LYSO:Ce deutlich aufwendiger, da es eine sehr hohe Schmelztemperatur besitzt. Fasern aus LYSO:Ce sind daher noch in der Entwicklung und besitzen derzeit noch eine deutlich höhere Abschwächung für optische Photonen, als Fasern aus LuAG:Ce.

Das durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlung aufgenommene Emissionsspektrum von LuAG:Ce ist in Abbildung 1.6 dargestellt [MBN]. Es wird deutlich, dass es sich um eine Überlagerung von zwei Komponenten bei 501 nm und 555 nm handelt, die jedoch die gleiche Abklingzeit besitzen und somit in der Literatur auch näherungsweise mit einer mittleren Wellenlänge von 530 nm angegeben werden. In Abbildung 1.6 ist ebenfalls die Quanteneffizienz der zur Auslese verwendeten Photomultiplier (Hamamatsu R2059 und R329EGP) dargestellt. Es zeigt sich, dass der R329EGP deutlich besser an das Emissionsspektum von LuAG angepasst ist und daher im endgültigen Aufbau eingesetzt wurde.



Abbildung 1.6: Emissionsspektrum von LuAG:Ce (aufgenommen mit einem großvolumigen Kristall) und Quanteneffizienz eines Hamamatsu R2059 und eines R329EGP Photomultipliers

1.4 Überlegungen zum Ansprechverhalten für verschiedene Strahlungsarten

Zum Testen des Ansprechverhaltens der Fasern, wurden neben der Alphastrahlung aus einer Americiumquelle, auch verschiedene Gammastrahler und die Betastrahlung einer Strontium-90 Quelle eingesetzt. In diesem Abschnitt sollen daher zunächst die theoretischen Anteile von Photoeffekt und Compton-Effekt, für verschiedene Gammastrahler mit Energien < 1,5MeVin LuAG bestimmt werden. Gemäß Referenz [DBCS] ergeben sich die in Abbildung 1.7 dargestellten Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt (lila) und Compton-Effekt (blau). Die Ab-



Abbildung 1.7: Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt (lila) und Compton-Effekt (blau) in LuAG:Ce

bildung verdeutlicht, dass der Photoeffekt bei LuAG:Ce nur bis etwa 150 keV dominiert. Bei höheren Energien sinkt der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt rapide und der Compton-Effekt wird der absolut dominante Effekt im Bereich um 1 MeV. Bei einer Energie von 0,5 MeV, also etwa der Energie der 511 keV Annihilationsline von Natrium, hat der Compton-Effekt schon einen Anteil von 89,8 % an der gesamten Wechselwirkung der Gammaquanten, während der Photoeffekt nur noch 8,5 % ausmacht. Die übrigen 1,7 % entfallen auf die kohärente Streuung, welche vernachlässigt werden kann. Bei einer Energie von 1 MeV ergibt sich für den Compton-Effekt schon ein Anteil von 97,3 %. Auf Grund dieses Verhältnisses ist zu erwarten, dass die durch Photoeffekt verursachten Ereignisse, unter Berücksichtigung der hohen Abschwächung in der Faser, bei einer Einzelauslese vom Untergrund des Photomultipliers überdeckt werden. Durch den Photoeffekt ausgelöste Ereignisse können daher für solche Energien, wenn überhaupt nur bei einer Unterdrückung des Untergrundes durch Koinzidenzauslese unüberlagert beobachtet werden.

Weiterhin wurde das Ansprechverhalten auf Elektronen einer 90 Sr - Quelle getestet. Diese besitzen eine kontinuierliche Energieverteilung. Der dominante Wechselwirkungsprozess bei geringen Elektronenenergien ist durch die Ionisation von Hüllenelektronen gegeben. Die Elektronen der Betastrahlung sind auf Grund ihrer geringen Masse wie Abbildung 1.8 verdeutlicht bei Energien um 2 MeV bereits minimalionisierend, wodurch die Wahrscheinlichkeit auf eine vollständige Abbremsung in einem Millimeter LuAG recht gering ist.



Abbildung 1.8: Energieverlust von Elektronen in Materie gemäß [WB06]

Für LuAG kann der Energieverlust von minimalionisierenden Teilchen gemäß [ANP09] zu

$$\frac{dE}{dx}\approx 10\frac{MeV}{cm}$$

abgeschätzt werden. Hieraus ergibt sich, dass die Elektronen der Strontiumquelle in einer 1 mm dicken Faser bei zentralem Durchgang maximal 1 MeV und im Mittel etwa 790 keV deponieren.

Um einen deutlichen Peak zu erhalten, wurde Alphastrahlung einer Americiumquelle genutzt. Der dominante Wechselwirkungsprozess bei Alphastrahlung ist die Ionisation der Elektronen des Szintillatormaterials, wobei der Energieverlust durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden kann. Americium emittiert Alphastrahlung mit 3 verschiedenen Energien zwischen 5388 keV und 5486 keV, wobei die mit den Intensitäten gewichtete mittlere Energie bei 5450 keV liegt. Auf Grund des hohen Abbremsvermögens von LuAG für Alphastrahlung in diesem Energiebereich kann davon ausgegangen werden, dass die Alphateilchen ihre gesamte Energie in einer 1 mm dicken Faser deponieren. Bei der Analyse der Spektren ist darauf

zu achten, dass Alphastrahlung bei gleicher Energie deutlich weniger Szintillationslicht als Gammastrahlung erzeugt, was an den verschiedenen Erzeugungsmechanismen des Szintillationslichtes liegt. Dieser als Quenching bezeichnete Effekt ist materialabhängig und muss für jedes Material empirisch bestimmt werden. Gemäß Referenz [PMN10] ergibt sich für LuAG ein γ/α - Szintillationsquantenverhältnis von 3,9. Hieraus folgt, dass 5,4 MeV Alphastrahlung in LuAG:Ce etwa so viel Szintillationslicht erzeugt wie 1,4 MeV Gammastrahlung.

Kapitel 2

Experimenteller Setup und Ausleseelektronik

Zur Auslese der Fasern wurde ein spezieller Testaufbau und eine spezielle Schaltung der Ausleseelektronik konzipiert, welche auf die Besonderheiten bei der Auslese der Fasern abgestimmt wurden.

2.1 Aufbau der Messanordnung

Die Fasern wurden zum einen einzeln, an einem Ende und zum anderen mit einer Koinzidenzbedingung zwischen den beiden Enden ausgelesen. Hierzu wurden die Fasern mittels eines Adapters aus schwarzem PVC, welcher von innen mit Reflektorfolie ausgekleidet ist, an einen Photomultiplier mit einem Durchmesser von 50 mm gekoppelt. In dieser Arbeit wurde die Auslese zunächst mit einem Hamamatsu R2059 Photomultiplier erprobt. Da die Lichtausbeute auf Grund der geringen Quanteneffizienz im Bereich der Emission von LuAG (vgl. Abbildung 1.6) jedoch zu gering war, wurde für die finalen Testreihen ein Hamamatsu R329EGP Photomultiplier verwendet, der zwar für die Auslese immer noch nicht optimal ist, jedoch im Bereich des Emissionsspektrums von LuAG eine deutlich höhere Quanteneffizienz als der R2059 zeigt (vgl. Abbildung 1.6). Abbildung 2.1 zeigt ein Foto des realen Testaufbaus, bestehend aus 2 auf einer Schiene fixierten Photomultipliern, zwischen denen sich die Faser befindet.

Die szintillierende Faser ist jeweils mit hochviskosem Silikon-Öl an das Fenster des Photomultipliers gekoppelt, um Lichtverluste durch Reflexion zu minimieren. Der gesamte Aufbau befindet sich in einer lichtdichten Box. Dies ist erforderlich, da der Test der Fasern unter anderem mit Alphateilchen aus einer Americium-241 Quelle durchgeführt wurde, welche durch eine lichtdichte Verpackung der Fasern absorbiert würden, bevor sie die Faser erreichen. Weiterhin ist es hierdurch möglich, die Fasern ohne großen Aufwand zu wechseln. Die Quellen wurden jeweils auf einer Halterung unterhalb der Faser platziert. Die Americiumquelle wurde hierbei mittels eines 2 mm dicken Kollimators aus Blei mit einer runden Öffnung von 2 mm Durchmesser kollimiert. Der Abstand zwischen Kollimator und Faser betrug etwa 2 mm, so dass sich zwischen Americiumpräparat und Faser unter Berücksichtigung des Rahmens des Präparats maximal 5 mm Luft befinden. Die Gammaquellen und die Strontiumquelle wurden



Abbildung 2.1: Aufbau des Setups zur Koinzidenzmessung einer Faser, bestehend aus 2 Photomultipliern an die, die Faser jeweils mit einem Adapter aus PVC gekoppelt ist

je nach Ziel der Messung entweder unkollimiert eingesetzt oder mit einem etwa 5 mm dicken Bleikollimator mit einer kreisförmigen Öffnung von 1,5 mm. Der Abstand zwischen Kollimator und Faser beträgt hierbei nur etwa 1 mm.

2.2 Eigenschaften der verwendeten radioaktiven Quellen

Um die Ergebnisse der Messungen besser interpretieren zu können, wurden die Eigenschaften der verwendeten radioaktiven Quellen genauer untersucht. Um auf die Ansprechwahrscheinlichkeit schließen zu können, ist bei den Gammaquellen vor allem die Aktivität von Interesse. Diese wurde für die zur Verfügung stehenden Quellen, mit einem digitalen Dosimeter unmittelbar über der Quelle gemessen und ist in der folgenden Tabelle dargestellt.

| Isotop | Emissionsenergien | Aktivität ($\Delta \Omega \approx 1,95\pi$) |
|-------------------|-------------------------------|---|
| 137Cs | 662 keV | 4430 Bq |
| ⁶⁰ Co | 1172 keV, 1332 keV | 220 Bq |
| ²² Na | 511 keV, 1275 keV | 670 Bq |
| ¹³³ Ba | 81 keV, 302,9 keV, 356 keV | 1120 Bq |

Tabelle 2.1: Emissionsenergien und Aktivitäten der verwendeten γ -Strahler

Bei der Americiumquelle handelt es sich um ein in eine dünne Metallschicht eingewalztes Präparat. Daher wird die Alphastrahlung bereits beim Austritt aus der Quelle abgeschwächt. Um die genaue Verteilung der effektiv aus der Quelle austretenden Alphastrahlung zu ermitteln, wurde das Spektrum mit einem Oberflächensperrschichtzähler bei verschiedenen Werten für den Luftdruck mit der Quelle in einem Abstand von 3 cm zum Detektor aufgenommen. Die Energieeichung erfolgte hierbei mittels eines Referenzpräparates aus Plutonium, Amerizium und Curium. Nach Druckkorrektur und Energieeichung ergibt sich das in Abbildung 2.2 dargestellte Spektrum im Vakuum. Es wird deutlich, dass es sich um eine relativ breite Verteilung der Energie mit einem Maximum bei 4560 keV und einer Standartabweichung von 6,3% handelt. Um die 0,5 cm Luft zu berücksichtigen, welche sich zwischen Quelle und Faser



Abbildung 2.2: Alphaspektrum des verwendeten Americiumpräparates, aufgenommen mit einem Oberflächensperrschichtzähler

befinden, muss das Abbremsvermögen von Luft für Alphastrahlung dieser Energie betrachtet werden. Dieses ergibt sich nach [Alpha] zu:

$$\frac{dE}{dx} = 8,186 \cdot 10^2 \frac{MeV \cdot cm^2}{g}$$

Bei einer Dichte der Luft für die im Labor herrschenden $15^{\circ}C$ von $1,225\frac{kg}{m^3}$ ergibt sich auf diesen 0,5 cm ein mittlerer Energieverlust von 500 keV. Die mittlere Energie der Alphastrahlung, die die Faser erreicht beträgt demnach etwa 4060 keV. Unter Berücksichtigung des Quenchings ist der Alphapeak somit bei einem Energieäquivalent für Gammastrahlung von 1040 keV zu erwarten

2.3 Ausleseelektronik zur Koinzidenzmessung

Bei der Auslese einer Faser mit Photomultipliern (PM 1 und PM 2) an beiden Enden ergibt sich das Problem, dass auf Grund der hohen Abschwächung in der Faser, Signale mit deutlich unterschiedlichen Amplituden an den Enden ankommen. Dieses Problem ist besonders dann zu beobachten, wenn die Quelle nicht exakt in der Mitte der Faser positioniert ist. Daher ist für eine Koinzidenzmessung eine spezielle Schaltung der Ausleseelektronik erforderlich, welche im Rahmen dieser Arbeit iterativ erprobt und verbessert wurde. In Abbildung 2.3 ist der Schaltplan dargestellt, welcher für alle Koinzidenzmessungen mit den Fasern genutzt wurde. Die erste Besonderheit bei diesem Aufbau ist die Verwendung eines passiven Splits, welcher das Signal lediglich aufspaltet jedoch nicht verstärkt oder verformt. Der Grund hierfür ist, dass bei Verwendung eines aktiven Splits unerwünschte Störsignale etwa 30 ns nach dem eigentlichen Hauptsignal aufgetreten sind. Der passive Split spaltet das Signal hierbei in zwei gleiche Teilsignale auf, wobei das erste Signal jeweils nach einer Verzögerung durch Delay-Module¹ direkt in den Analogeingang des ADC geleitet wird (äußerer grüner Kasten) und das zweite Signal (oranger Kasten) zur Erzeugung des Gates des ADC und zum Generieren der

¹unterschiedlich lange Koaxialkabel



Abbildung 2.3: Schaltplan zur Koinzidenzmessung einer szintillierenden Faser, welche über zwei Photomultiplier an den Enden ausgelesen wird.

Zeitinformation genutzt wird. Nicht verwendete Ausgänge des passiven Splits sind mit einem 50 Ohm Widerstand abgeschlossen. Das zweite Signal (oranger Kasten) wird zunächst aktiv verstärkt. Dies ist erforderlich, damit durch die minimale Schwelle des folgenden Constant Fraktion Diskriminators (CFD) nicht ein zu großer Anteil der Signale im niederenergetischen Bereich abgeschnitten wird. Zwischen den so erhaltenen Signalen der beiden Photomultiplier wird nun zunächst durch das dritte Koinzidenzmodul von links eine Koinzidenz gefordert. Das hieraus resultierende Signal wird im folgenden Koinzidenzmodul nochmals in Koinzidenz mit dem verzögerten Signal von PM 2 gesetzt, um sicherzustellen, dass immer diese Ausleseseite die Koinzidenz definiert. Aus dem hiermit erhaltenen Signal wird durch einen Diskriminator wieder ein NIM - Standartsignal erzeugt, welches zum Generieren des Events im mittleren grünen Kasten (siehe Teil I - Kapitel 2.2) genutzt wird. Nach der Koinzidenz ganz links, liegen also nur noch akzeptierte Ereignisse vor, welche unter anderem zum Starten des TDC und als Gate für den ADC von PM 2 genutzt werden. Um das Gate des zu PM 1 gehörenden ADC zu erzeugen, werden diese Signale im rechten Koinzidenzmodul nochmals mit dem Signal von PM 1 in Koinzidenz gesetzt, um sicherzustellen, dass das Gate-Signal mit dem Signal von PM 1 zeitlich korreliert ist. Weiterhin wird dieses durch ein Delay verzögerte Signal von PM 1, welches für die Erzeugung dieser 4. Koinzidenz genutzt wurde, auch als Stop-Signal des TDC genutzt. Der erste Photomultiplier legt somit den Stoppzeitpunkt der Zeitmessung fest. Insgesamt ist es mit dieser Schaltung nach dem Herausfiltern der immer noch vorhandenen zufälligen Ereignisse möglich, sehr saubere Spektren der in der Faser deponierten Energie aufzunehmen.

Um mit den Resultaten der Koinzidenzmessung vergleichbare Einzelspektren der Photomultiplier, ohne Koinzidenzbedingung zu erhalten, müssen nur geringe Modifikationen vorgenommen werden. Um PM 1 einzeln aufzunehmen, müssen lediglich die in Abbildung 2.3 unten in die beiden mittleren Koinzidenzmodule führenden Stecker abgezogen und die beiden Module auf OR gestellt werden. Um hingegen Spektren von PM 2 aufzunehmen muss das obere Kabel des in Abbildung 2.3 dritten Koinzidenzmoduls von links abgezogen und das Modul auf OR gestellt werden, da dies der einzige Punkt ist, an dem das Signal von PM 1 Einfluss auf das Signal von PM 2 nimmt.

Kapitel 3

Experimentelle Charakterisierung der Fasern

Um das Ansprechverhalten der Fasern auf verschiedene Strahlungsarten zu untersuchen, wurde der in Abschnitt 2 beschriebene Aufbau genutzt, um sowohl Spektren bei Einzelauslese einer Seite der Faser, als auch Spektren der Koinzidenzauslese der beiden Faserseiten aufzunehmen. Die Verwendung von Alphastrahlung hat sich hierbei als beste Möglichkeit herausgestellt, um deutlich über dem Untergrund liegende Signale für eine erste Charakterisierung der Fasern zu erhalten.

3.1 Aufnahme von Alphaspektren

Die dargestellten Messwerte beziehen sich zunächst alle auf 1 mm dicke Fasern. Am Ende des Abschnitts wird schließlich ein Vergleich mit der Auslese 0,3 mm dicker Fasern durchgeführt.

Auslese an einem Faserende

Die einseitige Auslese erfolgte bei offenem Ende der anderen Seite. Da das Licht bei einer 10 cm langen Faser auf dem Weg zum anderen Ende der Faser nahezu vollständig absorbiert wird, muss die dortige Reflexion nicht berücksichtigt werden. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass bei isotroper Emission, prinzipiell nur 50 % des Lichtes überhaupt in die Richtung jedes der beiden Faserenden emittiert werden.

Bei der einseitigen Auslese der 10 cm langen und 1 mm dicken Fasern wurde für beide Enden der gleiche Photomultiplier verwendet, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Für verschiedene Positionen der Americiumquelle ergeben sich exemplarisch für eine der untersuchten Fasern, die in Abbildung 3.1 (links) dargestellten Spektren.

Durch Anpassen einer Gaußkurve an den Peak, bzw. bei den teilweise durch den Untergrund überlagerten Peaks an die rechte Flanke, ergibt sich eine exponentielle Abschwächung der Signalamplitude, welche im rechten Teil von Abbildung 3.1 aufgetragen und mit einer Exponentialfunktion gefittet ist. Der große Fehler für den Ort der Quelle ist hierbei durch die Größe der Öffnung des Kollimators gegeben. Aus der Limitierung der Nachweisgrenze (grün gestrichelte Linie) ergibt sich, dass die betrachtete Faser maximal auf einer Länge von etwa



Abbildung 3.1: Signalform einer LuAG Faser für Alphastrahlung bei verschiedenen Abständen der Alphaquelle zum Photomultiplier (links) und Peakposition als Funktion des Abstandes zum Photomultiplier (rechts)

2,5 cm als Detektormaterial genutzt werden kann. Der durch den exponentiellen Fit erhaltene Abschwächungskoeffizient berücksichtigt sowohl die Abschwächung durch Absorption, als auch die Abschwächung durch Lichtaustritt aus der Faser (vgl. hierzu Abschnitt 1.2). Die Messungen haben gezeigt, dass dieser Koeffizient für die beiden Enden der selben Faser oft ähnliche Werte aufweist, jedoch in Ausnahmefällen auch stärker schwanken kann. Abbildung 3.2 zeigt die erhaltenen Abschwächungen für die einzelnen Faserenden.



Abbildung 3.2: Werte der Abschwächungskoeffizienten für verschiedene Faserenden. Der Fehlerbereich ist durch die Genauigkeit des Fits der Exponentialfunktion gegeben. Die zu den beiden Enden der selben Faser gehörenden Messwerte sind rot eingekreist.

Im Mittel ergibt sich aus der Messung der Abschwächung an den beiden Enden der 3 untersuchten Fasern ein Wert von $(1, 56 \pm 0, 3) \frac{1}{cm}$ (güne Linie in Abbildung 3.2), was deutlich schlechter als der in Kapitel 4 bestimmte Wert von $0,027cm^{-1}$, für einen auf konventionelle Weise gezüchteten großvolumigen LuAG:Ce-Kristall ist. Dies kann einerseits durch die hohen Reflexionsverluste auf Grund des großen Länge zu Breite Verhältnisses der Fasern und der daraus resultierenden großen Zahl an Reflexionspunkten erklärt werden. Die Simulationen in Kapitel 4 zeigen jedoch, dass dies nicht der Hauptgrund sein kann. Die Ursachen für den hohen Absorptionskoeffizienten sind vielmehr durch die im Produktionsprozess bedingte geringe Transmission des Fasermaterials zu erklären. Auch die Tatsache, dass es sich bei den gemessenen Werten um die Abschwächung pro Zentimeter Faserlänge handelt und die Photonen in der Faser durch die Reflexionen effektiv einen längeren Weg zurücklegen, kann nicht allein für die gemessene Vergrößerung der Absorption verantwortlich sein. Diese Vermutung wird durch die in den Fasern schon mit bloßem Auge zu erkennenden durch den Produktionsprozess bedingten Störstellen bestätigt.

Neben der Abschwächung ist vor allem auch die Zahl der vom Photomultiplier registrierten Photoelektronen für die Qualität einer Faser ausschlaggebend. Die Anzahl der Kanäle pro Photoelektron wurde hierzu über die Messung der Verteilung einzelner Photoelektronen bestimmt. Abbildung 3.3 zeigt die hiermit erhaltene Anzahl der Photoelektronen an der Position der Signalamplitude für 4 der untersuchten 10 cm langen Fasern in Abhängigkeit der Position der Quelle. Die Abbildung verdeutlicht, dass die Anzahl der Photoelektronen zwischen den



Abbildung 3.3: Anzahl der Photoelektronen für die Position der Signalamplitude einer ²⁴¹-Am Quelle an verschiedenen Positionen der 10 cm langen und 1 mm dicken Fasern.

einzelnen Fasern stark schwankt, was neben der unterschiedlichen Abschwächung vor allem aus einer Variation der Qualität der optischen Politur des Faserendes sowie der Kopplung an den Photomultiplier resultiert. Im Mittel werden an der ersten Messposition 1,25 cm vor dem Photomultiplier etwa 22 Photoelektronen registriert, während nach einem zusätzlichen Zentimeter Wegstrecke nur noch etwa 7 Photoelektronen nachgewiesen werden. Für eine beliebige Position der Quelle kann die Anzahl der Photoelektronen mit diesen Angaben über den Abschwächungskoeffizienten der jeweiligen Faser ermittelt werden.

Um mit diesen Fasern eine aussagekräftige Koinzidenzmessung zwischen den Faserenden durchführen zu können, dürfen die Fasern maximal 4 bis 5 cm lang sein, da nur so sichergestellt werden kann, dass auf beiden Seiten ein identifizierbares Signal für die Koinzidenzbedingung ankommt. Aus diesem Grund wurden aus den 10 cm langen Fasern kleinere Stücke erzeugt. Um den Lichtverlust an den Seiten zu minimieren, wurden die Faserenden jeweils optisch poliert. Zunächst wurde auch für diese Fasern (3,5 cm, 3,75 cm und 4,0 cm) wieder durch Aufnahme der Alphaspektren bei einseitiger Auslese mit verschiedenen Positionen der Quelle, die Abschwächung bestimmt. Abbildung 3.4 zeigt die erhaltenen Resultate für den Abschwächungskoeffizienten in Form eines Histogramms.



Abbildung 3.4: Verteilung der Abschwächungskoeffizienten für Faserlängen zwischen 3,5 cm und 4 cm

Es ist zu erkennen, dass die einzelnen Werte hier etwas stärker schwanken und mit $(1, 44 \pm 0, 3)\frac{1}{cm}$ einen etwas geringeren Abschwächungskoeffizienten als die langen Fasern besitzen. Da dieser Effekt auch in den Simulationen (vgl. Kapitel 4) aufgetreten ist, kann er nicht allein durch Qualitätsunterschiede der einzelnen Fasern bedingt sein. Wie die Simulationen gezeigt haben, ist er viel mehr damit zu erklären, dass bei kurzen Faserlängen die Reflexion des Szintillationslichtes am anderen Faserende an Bedeutung gewinnt. Abbildung 3.5 verdeutlicht den auftretenden Effekt.



Abbildung 3.5: Schematiche Darstellung zur Beeinflussung der Abschwächung durch Reflexionen, am vom Photomultiplier abgewandten Faserende

Wie die Abbildung zeigt, wird unabhängig von der Position der Quelle die Hälfte des Lichtes in Richtung des Photomultipliers reflektiert und auf den Längen x_1 bzw. x_2 abgeschwächt. Die andere Hälfte des Lichtes wird in die entgegengesetzte Richtung emittiert und am offenen Faserende teilweise reflektiert. Befindet sich die Quelle nahe am PM, so muss dieses Licht einen größeren Weg zurücklegen (grüner Pfeil) als bei einer weiter entfernten Quelle (roter Pfeil), so dass unter Berücksichtigung der Abschwächung für eine weiter entfernte Quelle mehr Licht am Photomultiplier ankommt. Da dieses Licht bei 10 cm langen Fasern unabhängig von der Position der Quelle auf den ersten 2,5 cm vorm Photomultiplier nahezu vollständig absorbiert wird, tritt dieser Effekt hier nicht auf.

Tabelle 3.1 zeigt eine Gegenüberstellung der mittleren Anzahl an Photoelektronen der beiden Enden der jeweiligen Faser und des mittleren Abschwächungskoeffizienten. Die Tabelle zeigt, dass die Anzahl der Photoelektronen für etwa gleich lange Fasern stark vom Abschwächungskoeffizienten bestimmt ist. Für die kleinste Faser ergibt sich jedoch eine deutlich höhere Zahl an Photoelektronen, was die Theorie des am Faserende reflektierten Lichtes bestätigt.

| Faser | mittlere Anzahl an Photoelektr. | mittlerer Abschwächungskoeffizient [1/cm] |
|--------------|---------------------------------|---|
| 1 (2,5 cm) | 32,3 | - |
| 2 (3,5 cm) | 14,2 | 1,62 |
| 3 (3,75 cm) | 25,6 | 1,29 |
| 4 (4,0 cm) | 15,6 | 1,47 |

Tabelle 3.1: Gegenüberstellung der mittleren Anzahl an Photoelektronen für eine 1,25 cm vom Photomultiplier entfernte 241 Am Quelle und des mittleren Abschwächungskoeffizienten

Koinzidenzmessungen zwischen beiden Faserenden

Um den effektiv in der Faser auftretenden Lichtverlust zu bestimmen, wurde für die kurzen Fasern (Faserlänge $< 5 \ cm$) in einer weiteren Messung zusätzlich eine Koinzidenz zwischen den beiden Photomultipliern gemäß Schaltplan 2.3 gefordert und die Signale ereignisweise aufgezeichnet, so dass bei der Analyse die Summe der beiden Signale bestimmt werden konnte. Um die Signale der beiden Photomultiplier vergleichen zu können und um mit der Elektronik verlässliche Informationen über die Zeitauflösung zu erhalten ¹, wurde zunächst der Gain der beiden Photomultiplier über die anliegende Spannung angepasst. Hierzu wurde eine 2,5 cm lange beidseitig polierte Faser zwischen den Photomultipliern eingebaut und die Signale einer mittig platzierten Americiumquelle in Koinzidenz ausgelesen. Für die beiden verwendeten ADCs gilt:

| ADC | Maximalladung | Kanäle | Ladung/Kanal |
|-----------------|---------------|--------|--------------|
| LC2249 A (PM 1) | $256 \ \mu C$ | 1024 | $0,25~\mu C$ |
| LC2249 W (PM 2) | $512 \ \mu C$ | 2048 | $0,25~\mu C$ |

Tabelle 3.2: Eigenschaften der verwendeten ADCs

Die Gleichheit des Ladungs- zu Kanalverhältnisses der beiden ADCs konnte durch vertauschen dieser bestätigt werden. Es ist demnach zu erwarten, dass beide ADCs für gleich große Signale gleiche Werte liefern. Durch iteratives Variieren der Spannung ergaben sich für eine Spannung von -2615 V für PM 1 und eine Spannung von -2155 V für PM 2 nach Abzug des Pedestals, die in Tabelle 3.3 dargestellten Peakpositionen bei Einzel- und Koinzidenzauslese.

| Auslese | PM 1 | PM 2 | mittlere Anzahl an Photoelektronen |
|-------------------|-------|-------|------------------------------------|
| Koinzidenzauslese | 210,9 | 225,4 | 34,6 |
| Einzelauslese | 195,6 | 212,4 | 32,3 |

Tabelle 3.3: Peakposition bei Einzel- und Koinzidenzauslese der Signale einer Americiumquelle für eine 2,5 cm lange Faser

Es fällt auf, dass die Werte bei Koinzidenzauslese stets etwas höher sind. Dies resultiert aus der Tatsache, dass durch die Koinzidenzschaltung höhere Signale bevorzugt ausgelesen werden. Wie die Darstellung der Energiekorrelation in Abbildung 3.6 zeigt, liefern auf Grund der geringen Länge der Faser beide Photomultiplier ein deutlich über dem Untergrund liegendes Signal.

¹Auch ein CFD liefert bei Signalen, die sich in der Höhe stark unterscheiden, aber gleichzeitig auftreffen, Impulse zu leicht verschiedenen Zeiten



Abbildung 3.6: Energiekorrelation der Signale der Photomultiplier an den beiden Enden einer 2,5 cm langen Faser mit mittig platzierter Americiumquelle

Mittels des so abgestimmten Aufbaus wurden nun Koinzidenzmessungen an verschiedenen Positionen der 4 kurzen Fasern (2,5 cm, 3,5 cm, 3,75 cm und 4,0 cm) durchgeführt. Hierbei ergaben sich deutlich bessere Resultate als bei der Einzelauslese, da der Untergrund der Photomultiplier größtenteils unterdrückt ist. Durch die Aufnahme der Zeitdifferenzspektren war es außerdem möglich, zufällige Ereignisse bei der Analyse herauszufiltern. Für die 2,5 cm lange Faser ergaben sich die in Abbildung 3.7 gezeigten Spektren für die auf den beiden Seiten der Faser registrierten Signale sowie die berechnete Summe der beiden Signale.



Abbildung 3.7: Durch eine Koinzidenzmessung aufgenommene Spektren der beiden Photomultiplier und der eventweisen Kanalzahlsumme, welche ein Maß für die insgesamt an den Enden der Fasern ankommende Lichtmenge ist

Für das Maximum der Energiesumme ergibt sich aus der Abbildung ein Wert von etwa 70 Photoelektronen, die insgesamt erzeugt werden. Führt man diese Messungen für die übrigen Fasern durch, so kann zunächst wieder der Abschwächungskoeffizient für die Signalhöhen der einzelnen Fasern bestimmt werden. Es ergibt sich die in Abbildung 3.8 dargestellte Verteilung. Diese verdeutlicht, dass die Werte hier sehr gut um den Mittelwert von $(1,04\pm0,14)$ cm⁻¹ korelliert sind. Bei der Koinzidenzauslese ergibt sich demnach eine deutlich kleinere Abschwächung als bei der Einzelaufnahme der Spektren, was durch die bereits beschriebene Bevorzugung größerer Ereignisse, welche bei unterschiedlicher Höhe der Signale noch verstärkt wird, erklärt werden kann.



Abbildung 3.8: Abschwächungskoeffizient für die einzelnen Seiten verschiedener Fasern bei Koinzidenzauslese. Der Mittelwert ist als grüner Balken eingezeichnet

Neben dieser "Einzelabschwächung" ist bei der Koinzidenzauslese vor allem die insgesamt an beiden Enden der Faser registrierte Lichtmenge von Interesse. Um diese zu ermitteln wurden die in jedem Event registrierten Kanalzahlen zunächst mit der beschriebenen Zeitdifferenzbedingung von zeitzufälligen Koinzidenzen separiert und anschließend eventweise addiert und in ein Histogramm gefüllt. In Abbildung 3.7 (rechts) ist das Spektrum des auf diese Weise aus den beiden Einzelsignalen (links in Abbildung 3.7 dargestellt) erhaltene Spektrum aufgeführt. Der sich so ergebende Peak liegt etwa bei der Summe der Kanalzahlen der beiden Einzelpeaks, was die Hypothese bestätigt, dass in einer Richtung der Fasern nur etwa die Hälfte des Lichtes nachgewiesen wird. Betrachtet man die Summe der beiden Signale bei einer in der Mitte der Faser befindlichen Quelle, für verschieden lange Fasern, so müsste sich, wenn die Abschwächung in allen Faser gleich groß ist, ein exponentieller Abfall, wie schon bei den Einzelabschwächungen ergeben, da das Licht bis zu den beiden Enden einer Faser, einen von der Faserlänge abhängigen Weg zurücklegen muss. Abbildung 3.9 (links) zeigt, zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes, die aus der Summe der beiden Signale erhaltene Anzahl an Photoelektronen in Abhängigkeit der Faserlänge. Weiterhin ist der aus der mittleren Abschwächung der Koinzidenzmessungen berechnete Verlauf der Abschwächungskurve, relativ zur Anzahl der Photoelektronen bei einer Faserlänge von 2,5 cm, dargestellt. Die Abweichung der Anzahl der Photoelektronen für verschiedene Faserlängen, von der aus der mittleren Abschwächung berechneten Kurve kommt durch die unterschiedlich hohen Abschwächungskoeffizienten der einzelnen Fasern gemäß

$$I = I_0 \cdot \left(e^{-\mu_1 \cdot \frac{L}{2}} + e^{-\mu_2 \cdot \frac{L}{2}} \right)$$
(3.1)

zu Stande und stellt somit ein Qualitätskriterium dar. Je weiter die Kanalzahlsumme von dem mittleren exponentiellen Abfall nach oben abweicht, desto geringer ist die gesamte Abschwächung in der Faser relativ zum Referenzwert. Die Abbildung bestätigt die bereits bei der Betrachtung der Abschwächungskoeffizienten der Einzelauslese gemachten Beobachtungen, dass die 3,5 cm lange Faser eine verglichen mit dem Mittelwert relativ hohe Abschwächung aufweist, die 3,75 cm lange Faser hingegen eine vergleichsweise geringe. Durch den Vergleich der Summe der beiden Signale mit dem aus der mittleren Abschwächung bzw. einem Referenzwert für die Abschwächung berechneten Verlauf der Abschwächungskurve, ist es demnach möglich, die Qualität verschieden langer Faser 2 hinsichtlich der Abschwächung des Lichtes

 $^{^2 \}mathrm{Die}$ Fasern müssen bezüglich der Länge für eine Koinzidenzauslese geeignet sein



Abbildung 3.9: Summe der beiden Signale bei Positionierung der Quelle in der Mitte der Faser für verschiedene Faserlängen (links) und mit einer 4,0 cm langen Faser aufgenommene Summe der beiden Signale an verschiedenen Positionen der Faser (rechts)

durch eine einzige Messung relativ zum Referenzwert zu bestimmen. Betrachtet man nun diese Energiesumme bei der 4,0 cm langen Faser an verschiedenen Positionen, so ergibt sich das in Abbildung 3.9 (rechts) dargestellte Diagramm. Es zeigt sich eine Art parabelförmiger Verlauf der Energiesumme als Funktion des Ortes, der auch bei Messungen mit der 3,5 cm und der 3,75 cm langen Faser bestätigt wurde. Dieser Verlauf kann mit der in Abschnitt 1.2 erklärten Abschwächungsfunktion für die Intensität erklärt werden, da die Summe der beiden abgeschwächten Intensitäten für eine bestimmte Ausgangsintensität, bei einer festen Gesamtlänge, für eine symmetrische Aufteilung der beiden Längen minimal ist und bei größer werdender Asymmetrie stark ansteigt. Über die so erhaltene Kurve kann daher zusammen mit den Einzelabschwächungen sehr gut auf die longitudinale Position des Teilchendurchganges gefolgert werden, wodurch sich eine zusätzliche Ortsinformation in longitudinaler Richtung ergibt.

Bestimmung der Zeitauflösung

Die Zeitauflösung einer anorganischen Faser ist hauptsächlich durch die Anstiegszeit der Intensität des Szintillationslichtes und durch das Signal zu Rausch Verhältnis des Photomultipliersignals bestimmt. Lediglich, wenn der Photomultiplier wie im Falle langer Fasern wenig Licht registriert, spielt auch die Abklingzeit der angeregten Zustände im Szintillator eine Rolle, da dann die Wahrscheinlichkeit recht groß ist, dass das erste nachgewiesene Photon erst während der Abklingzeit emittiert wurde. Um die Zeitauflösung für die 1 mm dicken LuAG Fasern zu bestimmen, wurden die bereits beschriebenen Koinzidenzmessungen mit Alphastrahlung genutzt. Aus den hierbei aufgenommenen Zeitdifferenzspektren (Abbildung 3.10) wurde die Zeitauflösung durch Durchführung einer Zeiteichung des TDC (vgl. Teil I - Abschnitt 3.3.2) über die Standardabweichung der Gaußverteilung ermittelt. Da beide Detektoren gleiche Signale liefern, kann angenommen werden, dass beide die gleiche Zeitauflösung besitzen. Mit $\Delta t = \sqrt{(\Delta t_1)^2 + (\Delta t_2)^2}$ folgt mit dieser Bedingung $\Delta t_i = \Delta t/\sqrt{2}$ mit $i \in 1, 2$. Da für die Zeitmessung wie bereits erwähnt möglichst gleich große Signale benötigt werden, werden nur die Zeitdifferenzspektren betrachtet, bei denen sich die Quelle genau in der Mitte der Faser befindet.


Abbildung 3.10: Zeitdifferenzspektrum einer 2,5 cm langen Faser ohne Bedingung (links) und mit Sigmaintervall um die Energiepeaks (rechts). Aufgenommen mit eine ²⁴¹Am-Quelle. Es ist zu erkennen, dass der zufällige Untergrund durch die Energiebedingung etwas verringert wird.

Für die 2,5 cm lange Faser ergibt sich ohne jegliche weitere Bedingung eine Zeitauflösung von $(0, 93 \pm 0, 02)$ ns aus den Rohdaten des Zeitdifferenzspektrum. Um sicherzustellen, dass wirklich nur gleichgroße Ereignisse für die Bestimmung herangezogen werden und um die Anzahl zufälliger Ereignisse zu minimieren, wurden im nächsten Schritt nur solche Ereignisse in das Zeitdifferenzhistogramm gefüllt, bei denen die Energie der beiden Photomultiplier in einem Sigmaintervall um den jeweiligen Peak liegt. Hiermit ergibt sich mit $(0, 94 \pm 0, 03)$ ns im Rahmen der Messgenauigkeit etwa die gleiche Zeitauflösung wie ohne diese Bedingung. Auch eine Verringerung des Intervall auf ±10 Kanäle um die beiden Peaks ergibt keine signifikante Veränderung. Für die übrigen Fasern ergeben sich nach Selektion eines Sigmaintervalls um den Energiepeak die in Tabelle 3.4 angegebenen Werte.

| Faserlänge | Zeitauflösung [ns] |
|--------------------|--------------------|
| 2,5 cm | $0,\!94\pm0,\!03$ |
| $3,5~\mathrm{cm}$ | $1,\!27\pm0,\!02$ |
| $3,75~\mathrm{cm}$ | $1,24 \pm 0,02$ |
| 4,0 cm | $1,\!39\pm0,\!02$ |

Tabelle 3.4: Zeitauflösung für das Signal einer ²⁴¹Am-Quelle für verschiedene Faserlängen

Es zeigt sich, dass die Zeitauflösung mit zunehmender Faserlänge geringfügig schlechter wird, was auf Grund der Verringerung der registrierten Lichtmenge zu erwarten war.

Vergleich mit 0,3 mm dicken Fasern

Neben den bisher untersuchten 1 mm dicken Fasern standen auch Fasern mit einem Durchmesser von nur 0,3 mm zur Verfügung. Um einen Vergleich der verschieden dicken Fasern durchführen zu können, wurden mit einer 10 cm und einer 3,5 cm langen Faser die gleichen Messreihen wie für die 1 mm dicken Fasern durchgeführt. Bei der Einzelauslese ergab sich die in Abbildung 3.11 dargestellte Signalform für verschiedene Abstände der Americiumquelle zum Photomultiplier. Die Spektren zeigen prinzipiell ein ähnliches Bild wie bei der 1 mm dicken Faser. Neben der durch eine geringere Abschwächung bedingten höheren Signale, fällt vor allem das im Vergleich zu Abbildung 3.1 größere Verhältnis der Höhe des niederenergetischen Untergrundes zur Signalhöhe auf. Für 1 mm dicke Fasern ist der Untergrund etwa



Abbildung 3.11: Signalform des Signals einer 241 Am-Quelle für verschiedene Abstände der Quelle zum Photomultiplier aufgenommen mit einer 0,3 mm dicken und 10 cm langen Faser (links) und exponentielle Abschwächung der Signalamplituden (rechts)

56 mal höher, während bei den 0,3 mm dicken Fasern in Abbildung 3.11 ein Faktor 112 ermittelt wurde. Dies ist durch das geringere aktive Faservolumen zu erklären, welches bei der dünnen Faser die Zählrate verringert. Abbildung 3.12 zeigt den typischen Verlauf der positionsabhängigen Anzahl an Photoelektronen für die beiden Faserdicken.



Abbildung 3.12: Positionsabhängige Anzahl der bei einer 241 Am-Quelle registrierten Photoelektronen für eine 0,3 mm und eine 1 mm dicke Faser

Es ist zu erkennen, dass sich bei den untersuchten 0,3 mm dicken Fasern, mit im Mittel $(0,95\pm0,04)cm^{-1}$, eine signifikant geringere Abschwächung, als bei den 1 mm dicken Fasern, ergibt. Hiermit lässt sich direkt die größere Anzahl an Photoelektronen für das Signal einer ²⁴¹Am-Quelle erklären, welche bei einer Position der Quelle 1,25 cm vor dem Photomultiplier bei 40 Photoelektronen liegt.

Für die 3,5 cm lange Faser ergeben sich bei Einzel- und Koinzidenzauslese die in der folgenden Tabelle dargestellten Abschwächungen. Es ist zu erkennen, dass diese die gleichen Phänomene wie bei der 1 mm dicken Faser aufweisen, jedoch durchweg deutlich kleinere Werte annehmen.

| Ausleseform | d = 0,3 mm | $d=1,0~\mathrm{mm}$ |
|-------------------|------------------------|-------------------------|
| Einzelauslese | $(0,85\pm0,06)cm^{-1}$ | $(1,44\pm0,03)cm^{-1}$ |
| Koinzidenzauslese | $(0,72\pm0,06)cm^{-1}$ | $(1,04\pm0,014)cm^{-1}$ |

Tabelle 3.5: Abschwächung einer 3,5 cm langen und 0,3 mm dicken Faser bei Einzel- und Koinzidenzauslese. Zum Vergleich ist die mittlere Abschwächung der entsprechenden 1 mm dicken Fasern dargestellt.

Weiterhin fällt auf, dass die Abschwächungen auf beiden Faserseiten im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu identisch sind, was auf eine gute Homogenität der dünnen Fasern schließen lässt. Optisch zeigen die dünnen Fasern mit bloßem Auge keinerlei Verunreinigungen oder Störstellen. Die Zeitauflösung für das Signal der ²⁴¹Am-Quelle liegt für diese Fasern mit 1,19 ns im Bereich der für die dicken Fasern gemessenen Werte.

3.2 Aufnahme von Beta- und Gammaspektren

Um eine grobe Energieeichung der Fasern durchzuführen und eine Aussage über deren Ansprechverhalten für Gammastrahlung treffen zu können, sollen im folgenden Abschnitt die Spektren verschiedener Gammaquellen und einer Strontiumquelle genauer analisiert werden. Für die Messungen wurden nur 1 mm dicke Fasern verwendet.

3.2.1 Spektren bei Einzelauslese einer Faserseite

Die Spektren der Einzelauslese wurden wie die entsprechenden Spektren bei der Americiumquelle mit einem offenen Faserende der 3,75 cm langen Faser durchgeführt. Die kollimierte Quelle befand sich hierbei stets in der Mitte der Faser, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Abbildung 3.13 zeigt die erhaltenen Spektren für die zur Verfügung stehenden Quellen.



Abbildung 3.13: Spektren einer ${}^{60}Co$, ${}^{22}Na$, ${}^{137}Cs$ und ${}^{133}Ba$ Quelle aufgenommen durch einseitige Auslese einer 3,75 cm langen und 1 mm dicken Faser. Der Untergrund des Photomultipliers ist als grauer Bereich eingezeichnet.

Die Abbildung verdeutlicht, dass die einzelnen Gammaspektren bei Einzelauslese durch einen hohen Untergrund überlagert aber dennoch identifizierbar sind. Es zeigt sich, dass bei dieser Ausleseform keine Photopeaks zu erkennen sind. Vielmehr liegt eine Art exponentieller Abfall des Spektrums hin zu höheren Energien vor. Die unterschiedlichen Energien der Gammalinien können jedoch größtenteils unterschieden werden. Lediglich Natrium und Kobalt liefern ähnliche Signalverläufe. Gemäß den Überlegungen in Abschnitt 1.4 liegt es nahe, dass es sich hierbei um Compton-Ereignisse handelt, während die höherenergetischen Photopeaks zu wenig Statistik liefern, um über dem Untergrund hervorzutreten. Auch im Falle der Bariumquelle mit Energien unter 500 keV ist kein Photopeak zu erkennen. Die Messung mit einer Strontiumquelle liefert ebenfalls einen exponentiellen Abfall, der jedoch in weiten Teilen vom Untergrund überlagert wird.

Um den Untergrund des Photomultipliers zu unterdrücken und die 511 keV Natriumlinie zu separieren, wurde im nächsten Schritt eine Koinzidenz von Kobalt und Natrium mit einem externen BGO-Szintillator gefordert. Hierdurch ergibt sich jedoch bis auf das Fehlen des Untergrundes keine signifikante Verbesserung zu den in Abbildung 3.13 gezeigten Spektren für diese beiden Quellen. Es zeigt sich lediglich für Kobalt eine leichte Erhöhung des Spektrums gegenüber Natrium bei höheren Energien.

3.2.2 Spektren bei Koinzidenzauslese der beiden Faserseiten

Um höhere Signale zu erhalten und den Untergrund der beiden Photomultiplier effektiv zu unterdrücken, wurden die Fasern wie schon bei der Americiumquelle in Koinzidenz ausgelesen. Das Spektrum einer Cäsiumquelle hat sich hierbei als beste Möglichkeit herausgestellt, um verwertbare Informationen zu erhalten.

Analyse des Spektrums einer Cäsiumquelle

Das mit einer 2,5 cm langen Faser und einer mittig platzierten Cäsiumquelle aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 3.14 (links) als roter Graph dargestellt.



Abbildung 3.14: Spektrum einer Cäsiumquelle bei Koinzidenzauslese eine 2,5 cm langen Faser für die einzelnen Analyseschritte (links) und Spektrum der Summe der beiden Signale nach Selektion der Ereignisse über ein Sigmaintervall um den Zeitdifferenzpeak (rechts). Das für den dritten Analyseschritt herangezogene \pm 50 Kanäle Intervall um den Summenpeak ist durch rote Balken markiert.

Die Darstellung der Energiekorrelation in Abbildung 3.15 macht deutlich, dass beide Photomultiplier eine signifikant erhöhte Ereigniszahl im niederenergetischen Bereich, auf Grund von Compton-Ereignissen, registrieren. Die Energie-Zeit-Korrelation in Abbildung 3.15 (rechts) zeigt, dass das Spektrum im niederenergetischen Bereich auch durch zufällige Ereignisse mitbestimmt ist.



Abbildung 3.15: Energiekorrelation (links) und Energie-Zeitdifferenzkorrelation des Signals eine ^{137}Cs Quelle (rechts)

Daher wurde für das Cäsiumspektrum zunächst ein Sigmaintervall um das Maximum der Zeitdifferenzverteilung als Bedingung für die Energiespektren gefordert. Hierdurch erhält man, wie in der Energie-Zeit-Korrelation in Abbildung 3.15 (rechts) deutlich wird, eine Verteilung der maximal deponierten Energie. Wie das blaue Spektrum in Abbildung 3.14 (links) zeigt, verschiebt sich das Maximum der Verteilung hierdurch hin zu höheren Kanalzahlen. Um Signale auf Grund von Photoeffekt herauszufiltern, wurde im nächsten Schritt das nach Anwendung der Zeitfilterung erhaltene Spektrum der Summe der beiden Signale betrachtet (Abb. 3.14 (rechts)). Da unter der Voraussetzung einer guten Korrelation der Energien, die Ereignisse, welche im Maximum der Einzelspektren liegen, auch im Maximum des Summenspektrums liegen müssen, wurde für die Einzelspektren zusätzlich gefordert, dass die Summe der beiden Signale in einem Intervall von ± 50 Kanälen um das ermittelte Maximum der Summenverteilung liegen muss. Hierdurch ergibt sich das in Abbildung 3.14 (links) grün dargestellte nahezu gaußförmige Spektrum.

In Abbildung 3.16 sind die einzelnen Bearbeitungsschritte nochmals schematisch dargestellt.



Abbildung 3.16: Schema zur Analyse des Cäsiumspektrums

Vergleich des Cäsiumspektrums mit einem Americiumspektrum

Abbildung 3.17 zeigt die Position der, mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Schema generierten Verteilung der maximal deponierten Energie einer Cäsiumquelle, im Vergleich zu dem mit der Quelle an der gleichen Position der Faser aufgenommenen Spektrum einer Americiumquelle.



Abbildung 3.17: Spektrum der maximal deponierten Energie einer Cäsiumquelle (blau) und Spektrum einer Americiumquelle (rot)

In Tabelle 3.6 sind die sich aus dieser Verteilung ergebenden Positionen der Maxima der einzelnen Verteilungen angegeben. Für die Cäsiumquelle ist hierbei sowohl die Position des sich in den unbearbeiteten Spektren zeigenden Maximums, als auch die Position des Maximums, welches sich durch Anwendung des vorgestellten Schemas ergibt, aufgeführt. Für die Maxima des Cäsiumspektrums wurde jeweils angenommen, dass es sich um 622 keV handelt. Mittels dieser Annahme konnte das Energieäquivalent der Position des Americiumpeaks für Gammastrahlung bestimmt werden. Der Quotient aus der durch die Americiumquelle in der Faser deponierten Energie der Alphateilchen von 4060 keV (vgl. Abschnitt 2.2) und diesem Wert, liefert schließlich das γ/α -Szintillationsquantenverhältnis, welches sich ergibt, wenn die Annahme korrekt ist, dass das jeweilige Maximum 662 keV entspricht.

| Spektrum | Signal eines PM | Kanalzahlsumme der beiden PM |
|---|-----------------|------------------------------|
| Americium | 201,6 | 465,8 |
| Cäsium: Rohdaten | 44,1 | 90,6 |
| Energieäquivalent für ²⁴¹ Am | 3190 keV | 3200 keV |
| γ/α - Verhältnis | 1,27 | 1,27 |
| Cäsium: σ und \pm 50 Bedingung | 98,7 | 221,7 |
| Energieäquivalent für ²⁴¹ Am | 1270 keV | 1310 keV |
| γ/α - Verhältnis | 3,2 | 3,1 |

Tabelle 3.6: Bestimmung des γ/α Szintillationsquantenverhältnisses aus den Positionen der Maxima der einzelnen Verteilungen (in Kanalzahlen).

Die Berechnung in Tabelle 3.6 zeigt, dass das Maximum der Verteilung der maximal deponierten Energie, im Rahmen der Messgenauigkeit, deutlich besser mit dem in Referenz [PMN10] ermittelten Szintillationsquantenverhältnis von 3,9 übereinstimmt. Aus diesem Grund soll für die folgenden Abschätzungen angenommen werden, dass dieser Peak etwa 662 keV entspricht.

Abschätzung der pro MeV erzeugten Photoelektronen

Eine erste Abschätzung der Anzahl der Photoelektronen, auf der Grundlage der Ergebnisse des letzten Abschnitts, liefert, dass durch eine in der Mitte einer 2,5 cm langen Faser befindliche Cäsiumquelle, bei Koinzidenzauslese, in einem der beiden Photomultiplier maximal etwa 16 Photoelektronen detektiert werden. Dies entspricht etwa 26 Photoelektronen pro MeV Gammastrahlung.

Vergleich des Cäsiumspektrums mit Natrium und Kobaltspektren

Zum Vergleich der Spektren wurde eine 3,75 cm lange Faser verwendet und die Quelle jeweils in der Mitte positioniert. Um höhere Signale zu erhalten, wurde die Faser mit mehreren Lagen Teflonband umwickelt (vgl. Abschnitt 3.3). In Abbildung 3.18 sind für die Cäsium-, die Kobaltund die Natriumquelle jeweils das Spektrum eines einzelnen Photomultipliers sowie das Spektrum der Summe der beiden Signale dargestellt. Die Spektren wurden jeweils unter der Bedingung eines σ -Intervalls um das Maximum der Zeitdifferenzverteilung erzeugt. Es zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den Signalen der verschiedenen Quellen. Während das Cäsiumspektrum eine einzelne recht symmetrische Verteilung mit einem Maximum bei 111,1 Kanälen für das Einzelspektrum, bzw. 233,4 Kanälen im Summenspektrum aufweist, zeigt das Kobaltspektrum im niederenergetischen Bereich lediglich einen Anstieg der Ereigniszahl, welcher ab einem gewissen Punkt durch die minimale Schwelle des CFD abgeschnitten wird. Hin zu höheren Energien ist jedoch im Kobaltspektrum eine deutliche Erhöhung der Ereigniszahl zu erkennen. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich bei der hinteren Erhöhung um Photoeffektereignisse handelt, während im niederenergetischen Bereich der Compton-Untergrund zu erkennen ist. Im Natriumspektrum ist ähnlich wie im Cäsiumspektrum ein Maximum im Bereich niedriger Energien zu erkennen, dessen Position geringfügig niedriger als die des Maximums im Cäsiumspektrum einzuordnen ist. Im Gegensatz zum Cäsiumspektrum ist hier jedoch ähnlich wie im Kobaltspektrum ein langsamer Abfall hin zu höheren Energien zu erkennen. Insgesamt spiegeln diese Beobachtungen die zu erwartende Verteilung der Spektren recht gut wieder. Nimmt man nun an, dass das Maximum im Cäsiumspektrum wie bereits erläutert 622 keV entspricht, so ergeben sich für die Linien der anderen Spektren die in der folgenden Tabelle berechneten Positionen in Kanalzahlen.

| | Maximum des Cäsiumspektrums | Kobalt | Natrium |
|----------------|-----------------------------|----------|---------|
| Einzelspektrum | 111,1 | 210; 238 | 91; 228 |
| Summenspektrum | 233,4 | 440; 500 | 192;478 |

Tabelle 3.7: Erwartete Positionen der Gammalinien in den einzelnen Spektren unter der Annahme, dass das Maximum des Cäsiumspektrums 622 keV entspricht

Die mit dieser Annahme berechneten Positionen passen sehr gut zu den in den Spektren gemachten Beobachtungen und bestätigen damit die gemachte Annahme und die Interpretation der Spektren.



Abbildung 3.18: Spektren der einzelnen Gammaquellen aufgenommen mit einer 3,75 cm langen und 1 mm dicken Faser mit Teflonummantelung. Oben: Cäsium, Mitte: Kobalt, Unten: Natrium. Das linke Spektrum zeigt jeweils das Signal eines einzelnen Photomultipliers bei Koinzidenzauslese und das rechte die Summe der beiden Signale der Photomultiplier.

Bestimmung der Zeitauflösung für verschiedene Gammaenergien

Analog zur Bestimmung der Zeitauflösung bei den Americiumspektren kann auch für die Gammaspektren aus der Zeitdifferenzverteilung die Zeitauflösung abgeleitet werden. Tabelle 3.8 gibt die für Cäsium und Kobalt bestimmten Zeitauflösungen an. Es wird deutlich, dass die Zeitauflösung für das Signal eine Cäsiumquelle etwas schlechter als der für die Americiumquelle ermittelte Wert ist, während die Zeitauflösung des Kobaltsignals einen etwas besseren Wert annimmt. Dies bestätigt die Tatsache, dass durch die Americiumquelle etwa soviel Licht

| Faser und Ummantelung | Cäsium | Kobalt |
|-------------------------------|-----------------------|---------------------|
| 2,5 cm Faser ohne Ummantelung | $1,80 \mathrm{~ns}$ | $0,49 \mathrm{~ns}$ |
| 2,5 cm Faser mit Teflon | 1,53 ns | 0,48 ns |
| 3,75 cm Faser mit Teflon | $2,\!29 \mathrm{~ns}$ | 0,61 ns |

Tabelle 3.8: Zeitauflösung für das Signal einer Cäsium und einer Kobaltquelle bei verschiedenen Konfigurationen der Faser. Der Fehler kann mit etwa 5% abgeschätzt werden.

wie durch 1 MeV Gammastrahlung erzeugt wird. Die zu beobachtenden Unterschiede zwischen den verschiedenen Faserlängen und der Ummantelung mit Teflon spiegeln sehr gut die erhaltenen Lichtmengen wieder.

Abschätzung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Faser für Gammastrahlung

Um die Ansprechwahrscheinlichkeit der Faser für Gammastrahlung abzuschätzen wurde das Signal der Cäsiumquelle über eine Zeit von 17 Stunden in einer Koinzidenzmessung aufgenommen. Das etwa 2 mm große in Plastik eingegossene Cäsiumpräparat wurde hierzu mit einem 2 mm dicken Bleikollimator kollimiert und etwa 2 mm unter der Faser platziert. Die Aktivität der Quelle wurde in einem Raumwinkel von $\Delta \Omega \approx 1,95\pi$ zu (4430 ± 50) Zerfällen pro Sekunde bestimmt. Während der Messzeit emittiert die Quelle demnach (271.120.000 ± 3.060.000) Gammaquanten in diesen Raumwinkel. Aus der Geometrie ergibt sich, dass hiervon etwa 16,5 % die 4 mm entfernte Faser erreichen. Dies entspricht (44.735.000 ± 505.000) Quanten. Während der Messzeit wurden 1.220.270 Ereignisse registriert. Es ergibt sich somit eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $(2, 7 \pm 0, 2)\%$ für 622 keV Gammaquanten.

Elektronenspektrum einer ${}^{90}Sr$ - Quelle

Für eine kollimierte 90 Sr - Quelle ergibt sich bei Koinzidenzauslese wie erwartet das in Abbildung 3.19 gezeigte kontinuierliche Spektrum.



Abbildung 3.19: Spektrum einer kollimierten ⁹⁰Sr - Quelle in der Mitte einer 3,75 cm langen Faser

Dieses zeigt einen kontinuierlichen Verlauf, da die minimalionisierenden Elektronen in der Faser unterschiedliche Wegstrecken zurücklegen und somit, je nach Länge der Wegstrecke unterschiedlich viel Energie deponieren. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen vollständig abgebremst werden ist hierbei auf Grund der geringen Dicke der Faser relativ gering.

3.3 Einfluss verschiedener Ummantelungen auf die Lichtausbeute

Wie in der Einleitung bereits beschrieben wurde, ist bei Verwendung einer reflektierenden Ummantelung der Faser eine deutliche Steigerung der Lichtmenge zu erwarten, da durch die hohe Reflektivität der Ummantelung ein großer Teil der nicht totalreflektierten und somit aus der Faser austretenden Photonen wieder in die Faser zurückreflektiert wird. In diesem Abschnitt soll daher zum einen die Verwendung von direkt auf die Faser aufgetragener Reflektorfarbe und zum anderen die Verwendung mehrerer Lagen um die Faser gewickeltes Teflonband als Reflektor getestet werden. Da Alphastrahlung in einem solchen wenige Millimeter dicken Wrapping vollständig absorbiert oder zumindest stark abgeschwächt wird, ist die Americiumquelle hier nicht geeignet, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Daher wurde für die Messungen eine Cäsiumquelle eingesetzt und die erhaltenen Spektren mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Schema ausgewertet.

Verwendung von reflektierender Farbe als Cladding

Als erste Möglichkeit einer reflektierenden Ummantelung wurde der Einsatz von spezieller hochreflektierender Titandioxidfarbe untersucht. Diese wurde in einer dünnen Schicht auf den Seiten der Faser gleichmäßig aufgetragen. Für den aus dem Cäsiumspektrum extrahierten Peak der maximal deponierten Energie ergaben sich mit und ohne Farbe die in Tabelle 3.9 angegebenen Werte für das Signal eines Photomultipliers bei Koinzidenzauslese und für die Summe der beiden Signale.

| | ohne Farbe | mit Farbe | Faktor (mit Farbe/ohne Farbe) |
|----------------|------------|-----------|-------------------------------|
| Einzelspektrum | 121,2 | 99,1 | 0,82 |
| Summenspektrum | 221,7 | 172,9 | 0,78 |

Tabelle 3.9: Signalhöhe mit und ohne reflektierende Farbe für eine 2,5 cm lange Faser bei positionierung der Quelle in der Mitte

Es zeigt sich, dass sich die registrierte Lichtmenge durch das Auftragen der reflektierenden Farbe auf etwa 80 % verringert. Dies kommt zu Stande, da die Faser nun von einem Medium umgeben ist, welches einen höheren Brechungsindex als Luft besitzt, so dass sich der Grenzwinkel für Totalreflexion erhöht und somit mehr Licht die Faser verlässt. Dieser Anteil scheint so groß zu sein, dass er trotz des hohen Reflexionskoeffizienten der Farbe durch diesen nicht kompensiert werden kann, so dass insgesamt Licht verloren geht.

Verwendung einer Ummantelung aus mehreren Lagen Teflonband

Der große Vorteil beim Einsatz von Teflonband statt reflektierender Farbe liegt in der Tatsache begründet, dass zwischen Faser und Teflonband eine Luftschicht zurückbleibt, so dass der für die Farbe beschriebene Effekt hier nicht auftritt. Da der geringe Grenzwinkel der Totalreflexion beim Einsatz von Teflon erhalten bleibt und die austretenden Quanten trotzdem mit einer hohen Wahrscheinlichkeit reflektiert werden, ist hier eine deutliche Erhöhung der Lichtausbeute zu erwarten. Diese Verbesserung wird, wie der aus dem Cäsiumspektrum extrahierte Peak bei Auslese einer 25 mm langen Faser in Abbildung 3.20 verdeutlicht, bereits am Spektrum sichtbar, in welchem sich das Maximum der Verteilung signifikant zu höheren Kanalzahlen verschiebt.



Abbildung 3.20: Position des aus dem Cäsiumspektrum extrahierten Peaks der maximal deponierten Energie ohne Teflonummantelung (blau) und mit Teflonummantelung (rot)

| | Der | Vergleich | der | Peak | positionen | ergibt | die | in | Tabelle | 3.10 | angegebenen | Werte. |
|--|-----|-----------|----------------------|------|------------|--------|-----|----|---------|------|-------------|--------|
|--|-----|-----------|----------------------|------|------------|--------|-----|----|---------|------|-------------|--------|

| | ohne Teflon | mit Teflon | Faktor (mit Teflon/ohne Teflon) |
|----------------|-------------|------------|---------------------------------|
| Einzelspektrum | 121,2 | 195,5 | 1,61 |
| Summenspektrum | 221,7 | 399,4 | 1,80 |

Tabelle 3.10: Signalhöhe mit und ohne Teflonummantelung für eine 2,5 cm lange Faser bei Positionierung der Quelle in der Mitte

Die Ummantelung mit Teflon erhöht demnach die Lichtausbeute für eine Wegstrecke des Lichtes von 1,25 cm um etwa 70 %.

Im nächsten Schritt soll der Einfluss der Teflonummantelung auf die Abschwächung des Lichtes in der Faser untersucht werden. Hierzu wurde eine 3,75 cm lange mit Teflon umwickelte Faser verwendet und die mit 5 mm Blei kollimierte Cäsiumquelle zum einen in der Mitte und zum anderen jeweils direkt vor einem der beiden in Koinzidenz ausgelesenen Photomultipliern positioniert. Abbildung 3.21 zeigt die, aus den, von den beiden Photomultipliern registrierten Signalen extrahierten Peaks der maximal deponierten Energie. Für diese ist eine deutliche Positionsabhängigkeit zu erkennen. Neben der Positionsabhängigkeit zeigen die Spektren ein weiteres für die Fasern charakteristisches Phänomen. Während das Spektrum bei mittig platzierter Quelle symmetrisch ist, zeigt das Spektrum, bei welchem sich die Quelle direkt vor dem Photomultiplier befindet eine Erhöhung der Ereigniszahl hin zu kleineren Energien, während das Spektrum, bei welchem die Quelle am weitesten vom Photomultiplier entfernt ist eine Erhöhung in Richtung höherer Energien aufweist. Dies kann durch die Prozesse in der Faser erklärt werden, da die entstehenden Szintillationsquanten je nachdem in welche Richtung sich das durch Photoeffekt oder Compton-Effekt in der Faser freigesetzte Elektron bewegt, an unterschiedlichen Positionen erzeugt werden und somit auf Grund der variierenden Weglänge unterschiedlich stark abgeschwächt werden. Bewegt sich das Elektron demnach vom Photomultiplier weg, so ist ein geringeres Signal zu erwarten.



Abbildung 3.21: Aus dem Spektrum von ${}^{137}Cs$ extrahierter Peak für verschiedene Positionen der Quelle; links: 1. Photomultiplier, rechts: 2. Photomultiplier; blaues Spektrum: Quelle direkt vor 1. PM, grünes Spektrum: Quelle in der Mitte, rotes Spektrum: Quelle direkt vor 2. PM

Der aus den Peakpositionen ermittelte Abschwächungskoeffizient ist mit $(0, 72 \pm 0, 09)cm^{-1}$ deutlich geringer als der ohne Teflon bei Koinzidenzauslese bestimmte Wert, was durch die Tatsache, dass der relative Anteil des durch die Ummantelung zurückreflektierten Lichts mit zunehmender Wegestrecke zunimmt, erklärt werden kann. Auch die Summe der an beiden Photomultipliern registrierten Lichtmenge schwankt mit 8,6 % im Vergleich zu 32 % ohne Ummantelung zwischen den Enden der Faser und der Mitte weniger stark. Dies spricht dafür, dass die bestimmte Abschwächung nun hauptsächlich durch Prozesse in der Faser zu Stande kommt, während ohne Ummantelung auch ein deutlich größerer Beitrag durch Reflexionsverluste entstanden ist.

Aus den so erhaltenen Spektren kann nun analog zur Berechnung in Abschnitt 3.2.2 für eine 2,5 cm lange Faser, die positionsabhängige maximale Anzahl an Photoelektronen, welche die 622 keV Photonen hervorrufen, für die 3,75 cm lange Faser bestimmt werden. Abbildung 3.22 zeigt zum einen die hierfür ermittelten Werte und zum anderen die damit berechnete maximale Anzahl an Photoelektronen pro MeV für Gammastrahlung.



Abbildung 3.22: Maximale Anzahl an Photoelektronen für das Signal einer ¹³⁷Cs - Quelle (links) und die hieraus bestimmte maximale Anzahl an Photoelektronen pro MeV Gammastrahlung (rechts)

Es zeigt sich, dass diese Anzahl für eine in der Mitte positionierte Quelle trotz der größeren Wegstrecke für eine 3,75 cm lange Faser mit Teflonummantelung mit 31,6 Photoelektronen etwas höher ist als die, bei einer 2,5 cm langen Faser ohne Ummantelung ermittelten 26,2 Photoelektronen pro MeV. Für eine 1,25 cm vor dem Photomultiplier befindliche Quelle werden mit Teflonummantelung sogar 46,2 Photoelektronen pro MeV detektiert.

Insgesamt hat dieser Abschnitt gezeigt, dass die verwendete reflektierende Farbe nicht zur Steigerung der Lichtausbeute eingesetzt werden kann. Eine Teflonummantelung hingegen hat durchweg positive Effekte auf die Lichtausbeute und die Abschwächung.

Kapitel 4

Simulation der Fasern

Um die in den Fasern ablaufenden Prozesse besser zu verstehen und verschiedene Einflussfaktoren auf diese Prozesse, wie die Abhängigkeit vom Faserradius zu untersuchen, wurde das Ansprechverhalten und die Auslese einer Faser in SLitrani [SLit] simuliert. SLitrani ist eine auf Monte Carlo Methoden basierende Erweiterung von Root, mit welcher die Lichtausbreitung in isotropen und anisotropen Medien simuliert werden kann. Zunächst muss für eine solche Simulation ein Setup erstellt werden, welcher dem Realen möglichst genau entspricht (siehe Abb. 4.1). Länge und Radius der Faser können hierbei über Parameter im Makro eingestellt



Abbildung 4.1: Aufbau des Setups zur Simulation der Fasern. Im einzelnen erkennt man die Faser (blau), das umgebende wrapping (grün), den Photomultiplier (rot) und das den Photomultiplier umgebende totalabsorbierende Medium (schwarz). Alle Komponenten sind als zylindrische Objekte realisiert. Die Ummantelungen sind dabei bsi auf die Konturen transparent dargestellt.

werden. Der Radius des Photomultipliers ist stets dreimal größer als der der Faser, um auch Photonen nachzuweisen, die an der zwischen Photomultiplier und Faser befindlichen dünnen Klebstoffschicht, welche als Kopplungsmedium dient, gestreut werden. Die Gammaquanten werden von einer sehr kleinen, als punktförmig anzusehenden Quelle erzeugt, welche sich auf der Mittelachse der Faser befindet und deren Position entlang dieser Achse variiert werden kann. Um ein seitliches Auftreffen der Gammaquanten zu simulieren, werden die Gammaquanten ausschließlich unter einem Öffnungswinkel von 1° in radialer Richtung emittiert, so dass sie stets eine Wechselwirkungslänge mit dem Material aufweisen, welche dem Radius der Faser entspricht. Für die Untersuchungen zur Lichtausbreitung hat dies keine Auswirkungen. Da die Interaktionslänge der Gammaquanten mit dem Material in der Realität je nach Auftreffpunkt zwischen 0 und 2r variiert, muss für einen Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeit mit der Realität, die mittlere Weglänge bei einem transversalen Durchgang durch ein zylindrisches Objekt herangezogen werden, welche durch

$$r_{mittel} = r_{sim} = \frac{\pi}{2} \cdot r_{real} \tag{4.1}$$

gegeben ist. Die Energie der Gammaquanten kann zwischen 0 und 1 MeV variiert werden. Um die Zahl der Photoelektronen pro MeV ableiten zu können, wurde für die Simulationen eine Quantenenergie von 1 MeV gewählt. 1 MeV ist hierbei die obere Grenze, da Litrani lediglich Photoeffekt und Compton-Effekt im Material simulieren kann, und es somit bei höheren Energien auf Grund der in der Realität zusätzlich auftretenden Paarbildung zu Fehlern kommen würde.

Im nächsten Schritt wurden einige material- und setupspezifische Parameter in die Simulation eingebaut. Für den Photomultiplier wurde zunächst die in Abbildung 1.6 gezeigte Quanteneffizienz des R239EGP als Funktion der Wellenlänge über ein Splinefit-Makro¹ implementiert. Die Faser wurde schließlich aus den in LuAG ($Lu_3Al_5O_{12}$) enthaltenen Elementen mit der entsprechenden Gewichtung als TLitMedium realisiert. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt der Gammaquanten in LuAG wurde der Datenbank in Referenz [DBCS] entnommen und als diskrete Datenpunkte in Form von 2 Arrays in einem weiteren Splinefit - Makro übergeben. Um die Ausbreitung der Photonen in der Faser und die damit verbundene Reflexion an den Randflächen korrekt simulieren zu können, wurde die Dispersionsrelation (siehe Abb. 4.2 links) über die Parameter des Sellmeier-Gesetzes

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}}$$
(4.2)

implementiert. Diese ergeben sich für LuAG gemäß [KSI04] zu:

| Koeffizient | Wert |
|-------------|---------------------------------|
| B_1 | $1,47199.10^{0}$ |
| C_1 | $6,21359 \cdot 10^{-1} \mu m^2$ |
| B_2 | $8,45642.10^{0}$ |
| C_2 | $2,00432 \cdot 10^{-3} \mu m^2$ |
| B_3 | $3,8212 \cdot 10^{-2}$ |
| C_3 | $3,30483 \cdot 10^2 \mu m^2$ |

Tabelle 4.1: Sellmeier-Koeffizienten für einen LuAG Kristall (0,41 < λ < 1,97 μ m)

Als ersten Schritt soll zunächst eine ideale LuAG-Faser simuliert werden um zu untersuchen, welche Ergebnisse im Idealfall erreicht werden können. Hierzu wird die Absorptionslänge eines auf konventionelle Weise gezüchteten LuAG-Kristalls implementiert. Diese wurde aus der in [AAB09] gemessenen und in Abbildung 4.2 (rechts) dargestellten Transmissionskurve bestimmt. Die theoretische Transmission, welche in Abbildung 4.2 (rechts) rot dargestellt ist, beschreibt die Transmission, die sich im Kristall allein auf Grund der Fressnel'schen Verluste ergeben würde. Sie berechnet sich gemäß der Gleichung:

$$T_{theo} = \frac{(1-R)^2}{1-R^2} \tag{4.3}$$

¹Erzeugt aus diskreten Datenpunkten eine über Polynome stückweise definierte Funktion [TED09]

wobei der Reflektionskoeffizient R gemäß

$$R = \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 \tag{4.4}$$

gegeben ist und nur von dem in Abbildung 4.2 (links) angegebenen Brechungsindex n abhängt.



Abbildung 4.2: links: Dispersionsrelation für LuAG:Ce, rechts: theoretische Transmissionskurve (rot) sowie experimentelle Transmissionskurve für einen 1cm x 1 cm x 4 cm großen Kristall, gemessen auf einer Länge von 1 cm gemäß [AAB09] (schwarz) und normiertes Emissionsspektrum von LuAG:Ce (grün)

Der Absorptionskoeffizient ergibt sich hiermit gemäß

$$\mu = \frac{-ln(1 - (T_{theo} - T_{exp}))}{1cm}$$
(4.5)

Man erkennt, dass die Lage der Absorptionskante bei LuAG entscheidend für die Lichtausbeute ist. Da die Position und Form dieser Kante stark von der Cerkonzentration abhängt, wird deutlich, dass es hierbei je nach Cerkonzentration und anderer Kristallparameter starke Unterschiede bei der effektiven Lichtausbeute des Kristalls geben kann. Der im Folgenden für die Absorptionslänge berechnete Wert stellt daher nur einen Anhaltspunkt für die Größenordnung des in etwa zu erwartenden Wertes dar. Um den Rechenaufwand der Simulation nicht zu groß werden zu lassen und auf Grund der ohnehin vorhandenen Unsicherheit, wurde für die Simulation nicht die exakte wellenlängenabhängige Absorptionslänge verwendet, sondern lediglich ein über den Emissionsbereich von LuAG:Ce gemittelter Wert, welcher sich durch Inversion des Absorptionskoeffizienten zu 37,5 cm ergibt. Der reale Wert für konkrete Kristalle kann hierbei durchaus je nach Herstellungsverfahren um mindestens \pm 10 cm schwanken. Um die Szintillationscharakteristiken möglichst real zu gestalten, wurde neben dem in Abbildung 4.2 (links) grün dargestellten Emissionsspektrum von LuAG auch die Abklingzeit des Signals von 50 ns [fib] und die Anstiegszeit von 2,2 ns implementiert.

Als Wrapping kann wahlweise eine Hülle aus Luft oder eine einlagige Aluminiumfolie gewählt werden, für welche ebenfalls typische Werte wie Brechungsindex, Diffusität und Absorption implementiert wurden. Die folgenden Simulationen wurden zum einen für die beschriebene ideale LuAG:Ce-Faser und zum anderen für eine Faser mit einer Absorptionslänge von 1,41*cm* (im Folgenden: reale LuAG-Faser) durchgeführt.

4.1 Simulation der Effizienz als Funktion des Ortes

Im letzten Kapitel wurde die Abhängigkeit der Signalhöhe als Funktion des Ortes für die beiden Faserdicken gemessen und hieraus der Abschwächungskoeffizient bestimmt. Um dies in Litrani zu simulieren, wird die Gammaquelle in 0,2 cm Schritten entlang der Faserachse bewegt und an jedem Punkt 250 Gammaquanten erzeugt. Die Effizienz ergibt sich hierbei aus dem Quotienten der Anzahl der detektierten Photonen zur Anzahl der erzeugten Photonen und ist somit ein von der Ansprechwahrscheinlichkeit unabhängiges Maß für die Abschwächung der Photonen in der Faser. Diese Abschwächung kommt zum einen durch Absorptionsverluste und zum anderen durch Reflexionsverluste an den Faserkanten zu Stande.

Reale LuAG:Ce Faser

Da das Signal bei einer realen LuAG:Ce Faser sehr schnell abfällt und nach wenigen Zentimetern Faserlänge kaum noch Photonen ankommen, wurde hier eine 4 cm lange Faser für die Simulation gewählt. Abbildung 4.3 (links) zeigt die Effizienz als Funktion des Ortes.



Abbildung 4.3: Effizienz als Funktion des Ortes für eine reale LuAG: Ce Faser (r=0.05 cm)

Es ist zu erkennen, dass die im Experiment beobachtete rasche exponentielle Abschwächung sehr gut reproduziert wird. Führt man diese Simulation für verschiedene Faserradien durch, so ergeben sich die in Abbildung 4.3 (rechts) dargestellten Abschwächungskoeffizienten. Die Abbildung zeigt, dass die Abschwächung stets etwas größer ist als der implementierte Wert (grüne Linie). Dies kann zum einen durch die von der Weglänge abhängigen Reflexionsverluste erklärt werden. Andererseits, besonders unter der Annahme, dass unabhängig von der Position der Quelle fast das gesamte nicht totalreflektierte Licht verloren geht, bewirkt auch die vergrößerte effektive Weglänge, auf Grund der Reflexion der Szintillationsquanten zwischen den Faserseiten, eine merkliche Erhöhung des Abschwächungskoeffizienten. Die rechte Grafik zeigt, dass der effektive Absorptionskoeffizient in einer LuAG-Faser relativ unabhängig von der Faserdicke ist. Durch Regression einer Geraden ergibt sich, dass sich der Abschwächungskoeffizient bei einer Zunahme des Faserradiuses um 1 mm nur um $(0, 026 \pm 0, 007)cm^{-1}$

verringert. Der so erhaltene Effekt ist demnach deutlich geringer als die Schwankungen die sich experimentell bei Fasern gleichen Radiuses auf Grund von Qualitätsunterschieden ergeben haben. Zum besseren Verständnis des in Abbildung 4.3 (rechts) zu beobachtenden überproportionalen Anstiegs des Abschwächungskoeffizienten für kleine Faserradien wurde in Abbildung 4.4 die Anzahl der Interaktionspunkte der Photonen mit den Faserrändern in Abhängigkeit des Faserradiuses aufgetragen.



Abbildung 4.4: Anzahl der Interaktionspunkte der Photonen mit den Faserrändern

Die Abbildung zeigt einen deutlichen Anstieg der Zahl der Interaktionspunkte bei kleinen Faserradien zu erkennen, so dass es nahe liegt, dass es hier zu erhöhten Reflexionsverlusten kommt, welche in einem größeren Abschwächungskoeffizienten resultieren. Die Anzahl der Interaktionspunkte lässt sich durch die Formel

$$N = \frac{L}{d} \cdot \cot(\alpha) \tag{4.6}$$

beschreiben, wobei L die Weglänge, d die Faserdicke und α der mittlere Winkel, unter welchem sich die Photonen ausbreiten, beschreibt. Durch Anpassen der angegebenen Funktion an die Simulationspunkte (rote Linie) kann der mittlere Winkel α , unter dem sich die detektierten Photonen ausbreiten, zu 9,3° relativ zur Faserachse bestimmt werden. Dies zeigt, dass hauptsächlich die unter kleinen Winkeln emittierten Photonen nachgewiesen werden.

Um die Auswirkung der Faserlänge und der bei kurzen Fasern auftretenden Reflexion am vom Photomultiplier abgewandten Faserende zu Untersuchen, wurde dieselbe Simulation für eine 1 mm dicke (r=0,05 cm) und 10 cm lange Faser durchgeführt, da bei dieser davon ausgegangen werden kann, dass das am anderen Faserende absorbierte Licht bis zur Rückkehr zum Photomultiplier nahezu vollständig absorbiert ist. Im Vergleich mit der kurzen Faser ergeben sich die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte für den Abschwächungskoeffizienten.

| Fieberlänge [cm] | Abschwächungskoeffizient $[cm^{-1}]$ |
|------------------|--------------------------------------|
| 4 cm | $0,799 \pm 0,013$ |
| 10 cm | $0,830 \pm 0,011$ |

Tabelle 4.2: Vergleich der Abschwächungskoeffizienten für verschiedene Faserlängen

Es ist zu erkennen, dass die Abschwächung der 4 cm langen Faser erwartungsgemäß etwas geringer ist, was gut mit den experimentellen Resultaten übereinstimmt.

Ideale LuAG:Ce Faser

Um zu untersuchen, was im Idealfall möglich ist, wurde die gleiche Simulation mit der bereits beschriebenen idealen Faser mit einem Absorptionskoeffizient von $0,0267cm^{-1}$ durchgeführt. Hierbei ergab sich, dass die Effizienz für eine 4 cm lange Faser an allen Positionen nahezu konstant ist und für den Fall, dass sich die Quelle an dem vom Photomultiplier abgewandten Ende befindet, sogar etwas ansteigt. Dies kann damit erklärt werden, dass in der 4 cm langen Faser auf Grund der großen Absorptionslänge kaum Absorption stattfindet und das Licht, welches an diesen Positionen erzeugt und in die "falsche" Richtung emittiert wird, direkt reflektiert werden kann.

Um eine Abschwächung beobachten zu können wurde die Faserlänge auf 30 cm erhöht. Die maximale Länge der Faser ist hierbei durch Litrani limitiert, da dieses maximal 250 Interaktionspunkte der Photonen also Reflexionen an der Faseroberfläche berechnet und die Photonen mit mehr Interaktionspunkten ignoriert. Aus diesem Grund sind auch hier besonders an den hinteren Positionen schon einige Photonen verloren gegangen, deren Anzahl jedoch klein im Vergleich zur Anzahl der detektierten Photonen ist und daher vernachlässigt werden kann. Abbildung 4.5 zeigt die Ortsabhängige Effizienz einer 1 mm dicken und 4 cm langen (links) bzw. 30 cm langen (rechts) Faser. Der Photomultiplier befindet sich jeweils am rechten Ende der Abszisse.



Abbildung 4.5: Ortsabhängigkeit der Effizienz für einen 1 mm dicke und 4 cm lange (links) bzw. 30 cm lange Faser (rechts)

Die rechte Grafik zeigt, dass auch bei einer längeren Faser kein deutlicher exponentieller Abfall zu Stande kommt. Es ergibt sich viel mehr nur eine näherungsweise lineare Abnahme der Intensität mit dem Abstand. Die Abschwächung beträgt hier nur etwa $(1,7 \pm 0,3)\%$ pro cm, was sogar noch unterhalb der auf Grund der Absorptionslänge erwarteten 2,6% liegt. Auch dies kann durch die verstärkte Reflexion des in größerem Abstand zum Photomultiplier erzeugten Lichtes am, dem Photomultiplier abgewandten Faserende, erklärt werden. Es zeigt sich auch hier, dass die Abschwächung im Rahmen der Fehlergrenzen nahezu unabhängig vom Faserradius ist.

Die Simulationen zur Abschwächung haben verdeutlicht, dass es theoretisch möglich sein sollte Fasern zu züchten, die auch bei Einzelauslese sehr geringe Abschwächungswerte liefern.

4.2 Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Faserradiuses

Um eine Abschätzung für die zu erwartende Detektionsrate in Abhängigkeit des Faserradiuses zu erhalten, wurde die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit vom Faserradius untersucht. Die Tatsache, dass sich die Quelle in der Mitte der Faser befindet, wurde hierbei durch die Umrechnung des auf der Abszisse angegebenen Radiuses gemäß Gleichung 4.1 berücksichtigt, so dass die Ansprechwahrscheinlichkeit direkt für den realen Faserradius abgelesen werden kann. Da die Absorptionslänge nur für optische Photonen relevant ist, ist dieser Wert unabhängig von der gewählten Absorptionslänge. Hier spielen lediglich die materialabhängigen Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt und Compton-Effekt eine Rolle. Um diesen Wert zu ermitteln, wurde die von Litrani bestimmte Zahl der erzeugten Photonen durch die Zahl der Runs und die Zahl der pro Run erzeugten Gammaquanten geteilt. Somit erhält man die im Mittel von einem Gammaquant erzeugten Photonen. Nimmt man nun an, dass jedes absorbierte Gammaquant 12500 Photonen (implementierter Wert) erzeugt, so muss durch diese Zahl dividierd werden, um die Ansprechwahrscheinlichkeit zu erhalten. Für die verschiedenen Faserradien ergibt sich der in Abbildung 4.6 gezeigte lineare Zusammenhang.



Abbildung 4.6: Ansprechwahrscheinlichkeit einer LuAG-Faser auf 1 MeV Gammaquanten als Funktion des Faserradiuses

Die Ansprechwahrscheinlichkeit kann demnach durch die folgende Gleichung ausgedrückt werden.

$$AW[\%] = (49 \pm 1) \cdot r_{fib}[cm] \tag{4.7}$$

Für eine 0,3 mm dicke Faser ist demnach eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 0,76% zu erwarten, während sich bei einer 1 mm dicken Faser eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 2,5% ergibt. Diese geringen Werte bestätigen die bei den Messungen mit Gammaquellen beobachteten geringen Zählraten im Vergleich zur Messung mit einer Alphaquelle, bei der sich eine Absorptionswahrscheinlichkeit von nahezu 100% ergibt.

4.3 Simulation der Anzahl der registrierten Photoelektronen

Die Zahl der von einem Gammaquant der Energie 1 MeV erzeugten Photoelektronen kann aus der von Litrani berechneten Zahl der detektierten Photonen abgeleitet werden. Durch Division dieses Wertes durch die Anzahl der Runs und die Anzahl der pro Run generierten Gammaquanten, ergibt sich die im Mittel für alle erzeugten Gammaquanten, detektierte Anzahl an Photoelektronen. Um hieraus wiederum die Anzahl der Photoelektronen pro MeV zu erhalten muss die zuvor bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit auf 100 % hochgerechnet werden. Da die Anzahl der pro MeV erzeugten Photoelektronen auf Grund der Abschwächung stark von der Position der Quelle abhängt, wurde hier eine feste Position der Quelle gewählt. Die Zahl der Photoelektronen an den übrigen Positionen kann hieraus gemäß der im vorletzten Abschnitt bestimmten Abschwächung der Effizienz und damit der Anzahl der detektierten Photoelektronen bestimmt werden.

Reale LuAG:Ce Faser

Bei der realen LuAG - Faser wurden die Simulationen an zwei verschiedenen Positionen einer 4 cm langen Faser für verschiedene Faserradien durchgeführt. Abbildung 4.7 zeigt die erhaltenen Resultate. Die erste Position 1,25 cm vor dem Detektor entspricht hierbei der Position in der die Quelle im Experiment am nähesten vor dem Photomultiplier positioniert war, während die zweite Position die Mitte der Faser darstellt.



Abbildung 4.7: Anzahl der erzeugten Photoelektronen in einer 4 cm langen Faser an 2 verschiedenen Position, in Abhängigkeit des Faserradiuses

Es ist zu erkennen, dass die Anzahl der erzeugten Photoelektronen pro MeV im Rahmen des statistischen Fehlers nahezu unabhängig vom Faserradius ist, was auf Grund der Unabhängigkeit des Abschwächungskoeffizienten vom Faserradius zu erwarten war. Die Anzahl der erzeugten Photoelektronen pro MeV liegt mit etwa 60 in einem Abstand von 1,25 cm bzw. 30 in einem Abstand von 2 cm sehr gut im Rahmen der im Experiment gemessenen Größenordnung. Die Tatsache, dass die Werte um einen Faktor 1,5 - 3 größer als im Experiment sind, liegt an den in der Realität teils doppelt so großen Abschwächungskoeffizienten.

Diese Beobachtungen spiegeln sich auch in der Tatsache wieder, dass die Effizienz des Detektors, also das Verhältnis der Zahl der detektierten Photonen zur Zahl der erzeugten Photonen, unabhängig vom Faserradius ist. Für die beiden Positionen der Quelle ergeben sich im Mittel die folgenden Werte:

| Position [cm] | Effizienz |
|--------------------|-----------------------------|
| $1,25~\mathrm{cm}$ | $(4,74\pm0,09)\cdot10^{-3}$ |
| 2,0 cm | $(2,58\pm0,07)\cdot10^{-3}$ |

Ideale LuAG:Ce Faser

Um nun eine Abschätzung dafür zu bekommen, wie viele Photoelektronen im Idealfall in einer Faser erzeugt werden, wurde auch hier eine weitere Simulation mit dem Absorptionskoeffizienten einer idealen LuAG-Faser durchgeführt. In einem Abstand von 2 cm zum Photomultiplier ist, wie schon bei der realen LuAG-Faser, die Zahl der erzeugten Photoelektronen pro MeV mit einem Wert von (210 ± 5) , für große Faserradien bis zu einem Radius von 0,05 cm, nahezu unabhängig von diesem. Für dünnere Fasern nimmt die Zahl der Photoelektronen jedoch bis auf (170 ± 10) bei einem Faserradius von 0,015 cm ab, was direkt mit einer signifikanten Zunahme der mittleren Zahl an Wechselwirkungspunkten der Photoene korreliert ist und somit durch verstärkte Reflexionsverluste erklärt werden kann.



Abbildung 4.8: Anzahl der Photoelektronen für eine ideale Faser bei einer 2 cm entfernten Quelle in Abhängigkeit des Faserradiuses, sowie Anzahl der Interaktionspunkte auf diesen 2 cm in Abhängigkeit des Faserradiuses.

Es zeigt sich, dass auch für sehr kurze Wegstrecken des Szintillationslichtes von nur 2 cm durch eine Verbesserung des Abschwächungsverhaltens schon mehr als 7 mal mehr Photoelektronen als bei der zuerst simulierten Faser erzeugt werden. Auch bei einer größeren Entfernung der Quelle zum Photomultiplier werden bei einer idealen Faser noch genügend Photoelektronen detektiert. Für eine 30 cm lange Faser mit der Quelle in der Mitte, also in einer Entfernung von 15 cm werden sowohl bei einer 0,3 mm als auch bei einer 1 mm dicken Faser immerhin noch etwa 100 Photoelektronen detektiert, während bei den realen Fasern bereits nach wenigen Zentimetern kein messbares Signal mehr detektiert wird.

4.4 Simulation des Einflusses eines reflektierenden Wrappings

Experimentell wurden Ummantelungen aus Teflon und reflektierender Farbe erprobt. Für die Simulation soll eine einlagige Aluminiumummantelung verwendet werden, da dies in Litrani bereits implementiert ist. Da sich zwischen Faser und Aluminium eine Luftschicht befindet, hat der Brechungsindex des Wrappings keinen signifikanten Einfluss. Ausschlaggebend ist bei einem solchen Wrapping lediglich das Reflexionsvermögen, so dass ähnliche Resultate wie beim Einsatz von Teflon zu erwarten sind. Tabelle 4.4 zeigt den Vergleich der Effizienz einer idealen LuAG-Faser mit und ohne Aluminiumwrapping für die beiden experimentell charakterisierten Faserradien. Die Quelle befindet sich dabei in der Mitte der 4 cm langen Faser.

| Fieberradius | Effizienz (ohne Wrapping) | Effizienz (mit Wrapping) |
|-----------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $0{,}015~\mathrm{cm}$ | $(7,70\pm0,30)\cdot10^{-3}$ | $(8,74\pm0,30)\cdot10^{-3}$ |
| $0,05~\mathrm{cm}$ | $(8,55\pm0,18)\cdot10^{-3}$ | $(9,71\pm0,19)\cdot10^{-3}$ |

Tabelle 4.3: Effizienz einer idealen 4 cm langen LuAG:Ce-Faser mit und ohne Aluminiumwrapping für verschiedene Radien

Es zeigt sich, dass sich für die lange Faser durch den Einsatz eines Aluminiumwrappings eine Effizienzsteigerung um etwa 13 % ergibt. Entsprechend erhöht sich auch die Anzahl der Photoelektronen um etwa diesen Anteil. Ähnliche Resultate ergeben sich auch für eine reale LuAG-Faser. Tabelle 4.4 zeigt die bei der Simulation einer 4 cm langen realen Faser mit der Quelle in der Mitte erhaltenen Effizienzen mit und ohne Wrapping.

| Fieberradius | Effizienz (ohne Wrapping) | Effizienz (mit Wrapping) |
|--------------------|-----------------------------------|-----------------------------|
| 0,015 cm | $(1, 81 \pm 0, 10) \cdot 10^{-3}$ | $(2,01\pm0,09)\cdot10^{-3}$ |
| $0,05~\mathrm{cm}$ | $(2, 14 \pm 0, 06) \cdot 10^{-3}$ | $(2,29\pm0,07)\cdot10^{-3}$ |

Tabelle 4.4: Effizienz einer realen 4 cm langen LuAG:Ce-Faser mit und ohne Aluminiumwrapping für verschiedene Radien

In diesem Fall erhöht sich die Effizienz um etwa 10 %. Die geringere Erhöhung kommt durch den kürzeren Weg der Quanten und die damit zusammenhängende geringere Zahl an Reflexionspunkten zu Stande.

Insgesamt zeigt sich, dass es durch die Verwendung eines Wrappings zu einer Erhöhung der Lichtausbeute kommt. Die simulierte Erhöhung ist jedoch deutlich geringer als die im Experiment beobachtete Erhöhung um etwa 70 - 80 %. Dies kann zum einen mit den schlechteren Reflexionseigenschaften von Aluminium im Vergleich zu Teflon, zum anderen aber auch durch die Verwendung mehrerer Teflonlagen im Experiment erklärt werden, wodurch die Reflektivität nochmals vergrößert wird. Ein weiterer Unterschied der beiden Materialien liegt in der Oberflächenstruktur von Teflon.

4.5 Simulation des Zeitverhaltens einer Faser

Um eine Abschätzung für die Zeitauflösung einer 1 mm dicken LuAG:Ce - Faser zu erhalten, wurde die Messung einzelner Photonen zur Bestimmung des Zeitverhaltens einer realen LuAG:Ce - Faser simuliert. Hierzu wurde die Anzahl der Gammaquanten und der Runs so eingestellt, dass nur ein Gammaquant der in einem Abstand von 2 cm zum PM befindlichen Gammaquelle wechselwirkt und für jede Messung die Ankunftszeit des ersten Photons in ein Histogram gefüllt. Nach etwa 40 Messungen ergibt sich das in Abbildung 4.9 gezeigte Histogramm.



Abbildung 4.9: Verteilung der Ankunftszeit des ersten Photoelektrons am Detektor

Es ergibt sich eine Verteilung mit einer Standartabweichung von etwa 7 ns für ein Photoelektron. Aus der Simulation der Anzahl der Photoelektronen ist bekannt, dass bei dieser Position der Quelle etwa 33 Photoelektronen detektiert werden. Auf Grund der Statistik verbessert sich hiermit die Zeitauflösung auf etwa $(1, 2 \pm 0, 2)$ ns, was sehr gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

5.1 Diskussion

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass es möglich ist, mit den zur Verfügung stehenden Fasern sowohl für Alphastrahlung als auch für Gammastrahlung brauchbare Signale zu erhalten. Auf Grund der hohen Abschwächung, die je nach Ausleseform und Faserlänge zwischen 60 % und 80 % pro cm liegt, ist die maximale Länge der als Detekormaterial für niederenergetische Quellen verwendbaren zur Zeit verfügbaren Fasern auf etwa 2,5 - 3 cm bei Einzelauslese bzw. 5 - 6 cm bei Koinzidenzauslese beschränkt. Auf Grund der geringen Anzahl an effektiv vom Photomultiplier erzeugten Photoelektronen liegt die Nachweisschwelle für Gammastrahlung bei einer mit Teflon ummantelten Faser bei etwa 0,5 MeV. Ohne Teflonummantelung kann dieser Wert sogar noch deutlich ansteigen. Weiterhin hat sich gezeigt, dass Teflon als reflektierende Ummantelung auf Grund der Luftschicht zwischen Faser und Ummantelung deutlich besser geeignet ist als reflektierende Farbe, bei welcher sogar eine Abschwächung des Signals beobachtet wurde.

Für die Charakterisierung der Fasern ohne Ummantelung hat sich Alphastrahlung als beste Möglichkeit herausgestellt, da diese ihre gesamte Energie in der Faser deponiert und im Vergleich zur Gammastrahlung sehr gute Korrelationen für Energie und Zeit aufweist. Für die Charakterisierung von Fasern mit einer Ummantelung liefert die Analyse des Cäsiumspektrums nach dem vorgestellten Schema sehr gute Resultate. Da die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung der Gammaquanten durch Photoeffekt relativ zum Anteil des Compton-Effekts für höhere Energien stark abnimmt, ist Kobalt hierzu weniger gut geeignet. Der Vergleich des Cäsiumspektrums mit den Spektren von Natrium und Kobalt hat gezeigt, dass diese zwar charakteristische von der Energie abhängige Strukturen jedoch keine deutlichen Photopeaks aufweisen.

Der Vergleich verschiedener Faserdicken hat experimentell ergeben, dass die vorliegenden 0,3 mm dicken Fasern eine geringere Abschwächung aufweisen als die 1 mm dicken Fasern. Da die Simulationen in Kapitel 4 gezeigt haben, dass der Abschwächungskoeffizient nahezu unabhängig von der Faserdicke ist, sind diese Unterschiede allein in der Qualität der Fasern zu begründen und zeigen, dass bei den dicken Fasern noch ein deutliches Verbesserungspotential besteht. Die Simulationen auf der Basis der Transmissionswerte eines auf konventionelle Weise gezüchteten LuAG:Ce-Kristalls haben gezeigt, dass die hohe Absorption größtenteils durch produktionsbedingte Prozesse in der Faser zu Stande kommt und das theoretisch Fasern mit

sehr guter Lichtausbeute möglich sind. Dies zeigt, dass selbst bei den dünnen Fasern noch deutliche Verbesserungen erreicht werden können.

Experimentell wurde gezeigt, dass die 1 mm Fasern nur eine Ansprechwahrscheinlichkeit für 622 keV Gammastrahlung von etwa $(2, 7\pm 0, 2)$ % besitzen, was durch die geringe Dicke bedingt ist und mit dem aus der Simulation berechneten Wert sehr gut übereinstimmt. Für kleinere Fasern nimmt diese Ansprechwahrscheinlichkeit, wie die Simulationen zeigen, linear ab, was auch im Experiment beim Vergleich der verschieden dicken Fasern beobachtet wurde. Beim Bau eines Detektors ist also stets abzuwägen, ob eine bessere Ortsauflösung durch dünnere Fasern die geringere Ansprechwahrscheinlichkeit rechtfertigt.

5.2 Ausblick

Bevor die untersuchten Fasern aus LuAG:Ce in einem Detektor eingesetzt werden können, ist zunächst noch das Problem der hohen Absorption des Szintillationslichtes in der Faser zu lösen. Diese ist, wie gezeigt wurde, durch Effekte in der Faser bedingt und kann nur durch eine Optimierung der Parameter bei der Produktion der Fasern durch die Mikro-Pulling-Down-Methode verbessert werden. Wenn dieses Problem gelöst werden kann, ergeben sich jedoch, wie bereits in der Einleitung erläutert wurde, eine ganze Reihe neuer Anwendungen für diese neue Geometrie der anorganischen Szintillatoren.

Auf der Seite der Auslese der Fasern können ebenfalls noch Verbesserungen bei der Anzahl der registrierten Photoelektronen erzielt werden. Neben dem Einsatz von Photomultipliern mit einer an das Emissionsspektrum von LuAG:Ce optimal angepassten Quanteneffizienz, bietet sich auf Grund der Wellenlänge des Szintillationslichtes auch der Einsatz von Si-Photodioden zur Auslese an, da diese das am Faserende ankommende Licht mit einer Effizienz von mehr als 80 % detektieren können und zudem noch kompakter als Photomultiplier sind. Auf Seiten der Datenaufnahme liefert, wie in [ADH07] gezeigt wurde, eine eventweise Aufzeichnung des Signals sehr gute Resultate, da hier eine sehr kleine Schwelle gewählt werden kann und sich die einzelnen Signale digital selektieren lassen.

Der Vergleich von LuAG:Ce und LYSO:Ce in Abschnitt 1.3 hat gezeigt, dass LYSO:Ce bezüglich der Szintillationscharakteristiken dem untersuchten LuAG:Ce in fast allen Bereichen überlegen ist. Der Nachteil liegt jedoch in der in Abbildung 5.1 zu erkennenden produktionsbedingten deutlich größeren Abschwächung des Szintillationslichtes in diesem Material.



Abbildung 5.1: Abschwächung der Signalhöhe in einer 2 mm LuAG-Faser, einer 0,6 mm LYSO-Faser und einer organischen Faser gemäß [DBR10]

Gelingt es dieses Problem durch eine Optimierung des Produktionsprozesses zu lösen, so bietet sich LYSO:Ce als eines der besten Materialien für zukünftige Fasern an.

Abbildungsverzeichnis

| 1.1 | Bild des aktuellen Aufbaus des Mini-TAPS Detektors in Bonn [CFP09] | 7 |
|-----|--|----|
| 1.2 | Bändermodell von Bariumfluorid | 8 |
| 1.3 | Emissionsspektrum von Bariumfluorid (die schnelle Emissionskomponente mit ihren Maxima bei 195 und 210 nm ist rot schraffiert) | 10 |
| 1.4 | Emissionsspektrum von BaF ₂ für verschiedene La-Konzentrationen (1: reines BaF ₂ , 2: $0,9 \text{ mol}\%$, 3: 2,37 mol%, 4: 4,2 mol%, 5: 13,3 mol% [SDV89]) | 11 |
| 1.5 | Quanteneffizienz des verwendeten Hamamatsu R3197 solar blind Photomultipliers mit Cs-Te-Photokathode und einem Quarzfenster (grün). Zum Vergleich ist das Emissi- onsspektrum von Bariumfluorid (schwarz) und die Quanteneffizienz eines R2059 Pho- tomultipliers mit Bialkalikathode und Quarzfenster (rot) dargestellt. | 13 |
| 1.6 | Emissionsspektrum von BaF_2 (schwarz), Transmission eines Filters (rot) und Quan- teneffizienz eines Hamamatsu R2059 Photomultipliers im Bereich des Emissionsspek- trums (grün gepunktet). Der R2059 Photomultiplier besitzt ein Eintrittsfenster aus Quarzglas, wodurch er für Wellenlängen bis etwa 160 nm empfindlich ist | 14 |
| 2.1 | Schematischer Aufbau eines TAPS-Detektormoduls bestehend aus Kristall, Filter, Photomultiplier und Spannungsteiler (Base) / Der Veto-Detektor zu Beginn des Mo- duls dient zur Identifikation geladener Teilchen und kommt nur im Beschleunigerex- periment zum Einsatz | 15 |
| 2.2 | Schaltplan der Elektronik zur Auslese eines einzelnen Detektormoduls und zur Koin- zidenzmessung zweier Detektoren | 16 |
| 3.1 | Signalform des Detektorsignals eines BaF_2 -Kristalls mit R2059 Photomultiplier (U=-2400 V) aufgenommen mit einem Digitaloszilloskop. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des Bereichs um den Peak der schnellen Komponente, die Achsen besitzen hierbei die gleichen Einheiten wie die Gesamtdarstellung. | 20 |
| 3.2 | Gammaspektren von Cäsium-137 (schwarz), Natrium-22 (rot) und Kobalt-60 (grün) bei ausschließlicher Aufnahme der schnellen Komponente. (1: 511 keV Natrium, 2: 662 keV Cäsium, 3: Überlagerung von 1173 keV und 1333 keV Kobalt, 4: 1275 keV Natrium) (U=-2500 V) | 21 |
| 3.3 | Spektrum einzelner Photoelektronen eines R2059 Photomultipliers. Der Einschub zeigt die Eichgerade für die Anzahl der Photoelektronen | 22 |

| 3.4 | Signalform des Detektorsignals eines BaF_2 -Kristalls mit solar blind Photomultiplier $(U=-2400 V)$, aufgenommen mit einem digitalen Speicheroszilloskop. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des Bereichs um den Peak der schnellen Komponente, die Achsen besitzen hierbei die gleichen Einheiten wie die Gesamtdarstellung | 23 |
|------|--|----|
| 3.5 | Mit einem solar blind Photomultiplier aufgenommene Gammaspektren. Die linke Ab- bildung zeigt das Spektrum von Cäsium-137. Der 662 keV Cäsiumpeak ist nach Abzug des Untergrundes deutlich zu erkennen. In der rechten Abbildung ist das Spektrum von Natrium-22 dargestellt. Auch hier sind der 511 keV (1) und der 1274 keV (2) Natriumpeak gut zu erkennen. (U=-2700 V) | 25 |
| 3.6 | Spektrum kosmischer Myonen, aufgenommen mit einem BaF_2 Kristall mit solar blind Photomultiplier | 26 |
| 3.7 | Transmission von Filter 1 (braun), Filter 2 (schwarz) und Filter 3 (rot). Zum Ver- gleich ist zusätzlich das Emissionsspektrum von Bariumfluorid eingezeichnet (grün mit Schraffur) | 26 |
| 3.8 | Signalform des Detektorsignals eines BaF_2 -Kristalls mit Filter und R2059 Photomul- tiplier (U=-2500 V) aufgenommen mit einem digitalen Speicheroszilloskop. Der Ein- schub zeigt eine detaillierte Ansicht des Bereichs um den Peak der schnellen Kompo- nente, die Achsen besitzen hierbei die gleichen Einheiten wie die Gesamtdarstellung. | 28 |
| 3.9 | Gammaspektren von ¹³⁷ Cs, ²² Na und ⁶⁰ Co. Links: logarithmische Darstellung mit Un- tergrund. Rechts: Spektren nach Abzug des Untergrundes des Photomultipliers (U=- 2500 V) | 29 |
| 3.10 | Schematischer Aufbau der Koinzidenzmessung zwischen zwei BaF ₂ Detektoren. Um zufällige Koinzidenzen durch zu hohe Raten zu vermeiden, beträgt der Abstand zwi- schen Quelle und Kristalls jeweils etwa 10 cm. Die reale Auslese erfolgt wie in Kapitel 2 beschrieben. | 29 |
| 3.11 | Gammaspektrum der 511 keV Annihilationslinie von ²² Na und der beiden Gammalinien von ⁶⁰ Co bei 1074 keV und 1333 keV, aufgenommen durch Koinzidenz mit einem zweiten Bariumfluoridkristall ohne Filter (U = -2500 V) | 30 |
| 3.12 | Foto des realen Versuchsaufbaus zur Koinzidenzmessung kosmischer Myonen $\ .\ .\ .$ | 30 |
| 3.13 | Spektrum kosmischer Myonen, aufgenommen durch einen Bariumfluoriddetektor mit Filter in Koinzidenz mit zwei großflächigen Plastikszintillatoren | 31 |
| 3.14 | Gammaspektren von ¹³⁷ Cs (schwarz), ²² Na (rot) und ⁶⁰ Co (grün) nach Abzug des Untergrundes (links) und Spektrum kosmischer Myonen (rechts) | 32 |
| 3.15 | Zeitdifferenzspektrum für die Auslese mit Filter 3 in Koinzidenz mit einem weiteren et- wa 5 cm langen Bariumfluoriddetektor ohne Filter. Der Einschub zeigt eine detaillierte Ansicht des zentralen Peaks | 33 |
| 4.1 | Transmissionsspektrum von Bariumfluorid aufgenommen auf einer Kristallänge von 5,9 cm an 5 verschiedenen Positionen des Kristalls | 36 |
| 4.2 | Schnelle und langsame Komponente des Emissionsspektrums von Bariumfluorid | 37 |
| 4.3 | Spektrum der detektierten Photonen der beiden Szintillationskomponenten von Bari- umfluorid (Ergebnis der Faltung mit den einzelnen Faktoren) | 38 |

| 5.1 | Abhängigkeit des Anteils der langsamen Komponente und der effektiven Fläche von der Position des Emissionsmaximums bei einer konstanten Breite von 7,5 nm (links) und Abhängigkeit der beiden Parameter von der Standardabweichung bei einer konstanten Position des Transmissionsmaximums von 216 nm (rechts) | 42 |
|-----|---|----|
| 1.1 | Pixeldetektor aus anorganischen Fasern ohne Crosstalk (links) und Detektor mit beid- seitiger Auslese der Fasern (rechts) | 48 |
| 1.2 | Schematische Darstellung des Aufbaus zur Züchtung anorganischer Fasern mit der Mikro-Pulling-Down Methode | 49 |
| 1.3 | Unterschiedlich lange, 1 mm dicke Fasern aus LuAG:Ce | 49 |
| 1.4 | Lichtausbreitung in einer Faser. Die Ummantelung mit reflektierender Farbe oder Teflon ist hierbei optional und dient der Erhöhung des Anteils an reflektiertem Licht . | 50 |
| 1.5 | Reflektivität der verwendeten NE560 Reflektorfarbe | 51 |
| 1.6 | Emissionsspektrum von LuAG:Ce (aufgenommen mit einem großvolumigen Kristall) und Quanteneffizienz eines Hamamatsu R2059 und eines R329EGP Photomultipliers | 53 |
| 1.7 | Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt (lila) und Compton-Effekt (blau) in LuAG:Ce | 53 |
| 1.8 | Energieverlust von Elektronen in Materie gemäß $[\rm WB06]$ $\hfill \ldots$ $\hfill \ldots$ $\hfill \ldots$ | 54 |
| 2.1 | Aufbau des Setups zur Koinzidenzmessung einer Faser, bestehend aus 2 Photomulti- pliern an die, die Faser jeweils mit einem Adapter aus PVC gekoppelt ist | 58 |
| 2.2 | Alphaspektrum des verwendeten Americiumpräparates, aufgenommen mit einem Ober- flächensperrschichtzähler | 59 |
| 2.3 | Schaltplan zur Koinzidenzmessung einer szintillierenden Faser, welche über zwei Pho- tomultiplier an den Enden ausgelesen wird. | 60 |
| 3.1 | Signalform einer LuAG Faser für Alphastrahlung bei verschiedenen Abständen der Alphaquelle zum Photomultiplier (links) und Peakposition als Funktion des Abstandes zum Photomultiplier (rechts) | 62 |
| 3.2 | Werte der Abschwächungskoeffizienten für verschiedene Faserenden. Der Fehlerbereich ist durch die Genauigkeit des Fits der Exponentialfunktion gegeben. Die zu den beiden Enden der selben Faser gehörenden Messwerte sind rot eingekreist. | 62 |
| 3.3 | Anzahl der Photoelektronen für die Position der Signalamplitude einer ²⁴¹ -Am Quelle an verschiedenen Positionen der 10 cm langen und 1 mm dicken Fasern | 63 |
| 3.4 | Verteilung der Abschwächungskoeffizienten für Faserlängen zwischen $3,5~\mathrm{cm}$ und $4~\mathrm{cm}$ | 64 |
| 3.5 | Schematiche Darstellung zur Beeinflussung der Abschwächung durch Reflexionen, am vom Photomultiplier abgewandten Faserende | 64 |
| 3.6 | Energiekorrelation der Signale der Photomultiplier an den beiden Enden einer 2,5 cm langen Faser mit mittig platzierter Americiumquelle | 66 |
| 3.7 | Durch eine Koinzidenzmessung aufgenommene Spektren der beiden Photomultiplier und der eventweisen Kanalzahlsumme, welche ein Maß für die insgesamt an den Enden der Fasern ankommende Lichtmenge ist | 66 |

| 3.8 | Abschwächungskoeffizient für die einzelnen Seiten verschiedener Fasern bei Koinzi- denzauslese. Der Mittelwert ist als grüner Balken eingezeichnet | 67 |
|------|--|----|
| 3.9 | Summe der beiden Signale bei Positionierung der Quelle in der Mitte der Faser für verschiedene Faserlängen (links) und mit einer 4,0 cm langen Faser aufgenommene Summe der beiden Signale an verschiedenen Positionen der Faser (rechts) | 68 |
| 3.10 | Zeitdifferenzspektrum einer 2,5 cm langen Faser ohne Bedingung (links) und mit Sig- maintervall um die Energiepeaks (rechts). Aufgenommen mit eine ²⁴¹ Am-Quelle. Es ist zu erkennen, dass der zufällige Untergrund durch die Energiebedingung etwas ver- ringert wird. | 69 |
| 3.11 | Signalform des Signals einer ²⁴¹ Am-Quelle für verschiedene Abstände der Quelle zum Photomultiplier aufgenommen mit einer 0,3 mm dicken und 10 cm langen Faser (links) und exponentielle Abschwächung der Signalamplituden (rechts) | 70 |
| 3.12 | Positionsabhängige Anzahl der bei einer ²⁴¹ Am-Quelle registrierten Photoelektronen für eine 0,3 mm und eine 1 mm dicke Faser | 70 |
| 3.13 | Spektren einer ${}^{60}Co$, ${}^{22}Na$, ${}^{137}Cs$ und ${}^{133}Ba$ Quelle aufgenommen durch einseitige Auslese einer 3,75 cm langen und 1 mm dicken Faser. Der Untergrund des Photomul- tipliers ist als grauer Bereich eingezeichnet. | 71 |
| 3.14 | Spektrum einer Cäsiumquelle bei Koinzidenzauslese eine 2,5 cm langen Faser für die einzelnen Analyseschritte (links) und Spektrum der Summe der beiden Signale nach Selektion der Ereignisse über ein Sigmaintervall um den Zeitdifferenzpeak (rechts). Das für den dritten Analyseschritt herangezogene \pm 50 Kanäle Intervall um den Sum- menpeak ist durch rote Balken markiert. | 72 |
| 3.15 | Energiekorrelation (links) und Energie-Zeitdifferenzkorrelation des Signals eine ^{137}Cs Quelle (rechts) | 73 |
| 3.16 | Schema zur Analyse des Cäsiumspektrums | 73 |
| 3.17 | Spektrum der maximal deponierten Energie einer Cäsiumquelle (blau) und Spektrum einer Americiumquelle (rot) | 74 |
| 3.18 | Spektren der einzelnen Gammaquellen aufgenommen mit einer 3,75 cm langen und 1 mm dicken Faser mit Teflonummantelung. Oben: Cäsium, Mitte: Kobalt, Unten: Natrium. Das linke Spektrum zeigt jeweils das Signal eines einzelnen Photomultipliers bei Koinzidenzauslese und das rechte die Summe der beiden Signale der Photomultiplier. | 76 |
| 3.19 | Spektrum einer kollimierten 90 Sr - Quelle in der Mitte einer 3,75 cm langen Faser . | 77 |
| 3.20 | Position des aus dem Cäsiumspektrum extrahierten Peaks der maximal deponierten Energie ohne Teflonummantelung (blau) und mit Teflonummantelung (rot) | 79 |
| 3.21 | Aus dem Spektrum von ¹³⁷ Cs extrahierter Peak für verschiedene Positionen der Quelle; links: 1. Photomultiplier, rechts: 2. Photomultiplier; blaues Spektrum: Quelle direkt vor 1. PM, grünes Spektrum: Quelle in der Mitte, rotes Spektrum: Quelle direkt vor 2. PM | 80 |
| 3.22 | Maximale Anzahl an Photoelektronen für das Signal einer ¹³⁷ Cs - Quelle (links) und die hieraus bestimmte maximale Anzahl an Photoelektronen pro MeV Gammastrahlung (rechts) | 80 |

| 4.1 | Aufbau des Setups zur Simulation der Fasern. Im einzelnen erkennt man die Faser (blau), das umgebende wrapping (grün), den Photomultiplier (rot) und das den Pho- tomultiplier umgebende totalabsorbierende Medium (schwarz). Alle Komponenten sind als zylindrische Objekte realisiert. Die Ummantelungen sind dabei bsi auf die Konturen transparent dargestellt. | 83 |
|-----|---|----|
| 4.2 | links: Dispersionsrelation für LuAG:Ce, rechts: theoretische Transmissionskurve (rot) sowie experimentelle Transmissionskurve für einen 1cm x 1 cm x 4 cm großen Kri- stall, gemessen auf einer Länge von 1 cm gemäß [AAB09] (schwarz) und normiertes Emissionsspektrum von LuAG:Ce (grün) | 85 |
| 4.3 | Effizienz als Funktion des Ortes für eine reale LuAG: Ce Faser (r=0,05 cm) $~$ | 86 |
| 4.4 | Anzahl der Interaktionspunkte der Photonen mit den Faserränder n $\ .\ .\ .\ .$. | 87 |
| 4.5 | Ortsabhängigkeit der Effizienz für einen 1 mm dicke und 4 cm lange (links) bzw. 30 cm lange Faser (rechts) | 88 |
| 4.6 | Ansprechwahrscheinlichkeit einer LuAG-Faser auf 1 MeV Gammaquanten als Funktion des Faserradiuses | 89 |
| 4.7 | Anzahl der erzeugten Photoelektronen in einer 4 cm langen Faser an 2 verschiedenen Position, in Abhängigkeit des Faserradiuses | 90 |
| 4.8 | Anzahl der Photoelektronen für eine ideale Faser bei einer 2 cm entfernten Quelle in Abhängigkeit des Faserradiuses, sowie Anzahl der Interaktionspunkte auf diesen 2 cm in Abhängigkeit des Faserradiuses. | 91 |
| 4.9 | Verteilung der Ankunftszeit des ersten Photoelektrons am Detektor $\ . \ . \ . \ .$ | 93 |
| 5.1 | Abschwächung der Signalhöhe in einer 2 mm LuAG-Faser, einer 0,6 mm LYSO-Faser und einer organischen Faser gemäß [DBR10] | 96 |

Tabellenverzeichnis

| 1.1 | Szintillationseigenschaften von Bariumfluorid gemäß $[{\rm FCt}], [{\rm LMA83}]$ | 10 |
|-----|---|----|
| 3.1 | Relative Energieauflösung der einzelnen Gammalinien | 21 |
| 3.2 | Relative Energieauflösung der einzelnen Gammalinien bei Auslese mit einem solar blind Photomultiplier | 25 |
| 3.3 | Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Bandpassfilter | 27 |
| 3.4 | Kanalzahlen verschiedener Gammalinien | 31 |
| 3.5 | Kanalzahlen verschiedener Gammalinien | 32 |
| 3.6 | Zeitauflösung bei verschiedenen Energien | 34 |
| 4.1 | Verunreinigungen, welche Absorptionsbanden hervorrufen | 36 |
| 4.2 | Optimierte Filterparameter. Der effektiven Fläche liegt das am Maximum der Inten- sität auf 1 normierte Emissionsspektrum von Bariumfluorid zu Grunde. Sie ist daher zunächst als dimensionsloser Vergleichsparameter anzusehen | 40 |
| 5.1 | Anzahl der Photoelektronen pro MeV, Nachweisschwelle und Verhältnis der Signal- höhen der beiden Szintillationskomponenten, für die verschiedenen in dieser Arbeit erprobten Ausleseverfahren | 42 |
| 1.1 | Szintillationseigenschaften von LuAG:Ce und YaG:Ce gemäß [fib] sowie LYSO:Ce gemäß [HLD06] und [Sino10] | 52 |
| 2.1 | Emissionsenergien und Aktivitäten der verwendeten γ -Strahler | 58 |
| 3.1 | Gegenüberstellung der mittleren Anzahl an Photoelektronen für eine 1,25 cm vom Photomultiplier entfernte 241 Am Quelle und des mittleren Abschwächungskoeffizienten | 65 |
| 3.2 | Eigenschaften der verwendeten ADCs | 65 |
| 3.3 | Peakposition bei Einzel- und Koinzidenzauslese der Signale einer Americiumquelle für eine 2,5 cm lange Faser | 65 |
| 3.4 | Zeitauflösung für das Signal einer $^{241}\mathrm{Am}\text{-}\mathrm{Quelle}$ für verschiedene Faserlängen $\ .$ | 69 |

TABELLENVERZEICHNIS

| 3.5 | Abschwächung einer 3,5 cm langen und 0,3 mm dicken Faser bei Einzel- und Koinzi- denzauslese. Zum Vergleich ist die mittlere Abschwächung der entsprechenden 1 mm dicken Fasern dargestellt. | 71 |
|------|--|-------|
| 3.6 | Bestimmung des γ/α Szintillationsquantenverhältnisses aus den Positionen der Maxima der einzelnen Verteilungen (in Kanalzahlen). | 74 |
| 3.7 | Erwartete Positionen der Gammalinien in den einzelnen Spektren unter der Annahme, dass das Maximum des Cäsiumspektrums 622 keV entspricht | 75 |
| 3.8 | Zeitauflösung für das Signal einer Cäsium und einer Kobaltquelle bei verschiedenen Konfigurationen der Faser. Der Fehler kann mit etwa 5% abgeschätzt werden | 77 |
| 3.9 | Signalhöhe mit und ohne reflektierende Farbe für eine 2,5 cm lange Faser bei positio- nierung der Quelle in der Mitte | 78 |
| 3.10 | Signalhöhe mit und ohne Teflonummantelung für eine 2,5 cm lange Faser bei Positio- nierung der Quelle in der Mitte | 79 |
| 4.1 | Sellmeier-Koeffizienten für einen LuAG Kristall (0,41 < λ < 1,97 $\mu {\rm m})$ | 84 |
| 4.2 | Vergleich der Abschwächungskoeffizienten für verschiedene Faserlängen $\ . \ . \ .$. | 87 |
| 4.3 | Effizienz einer idealen 4 cm langen LuAG:Ce-Faser mit und ohne Aluminiumwrapping für verschiedene Radien | 92 |
| 4.4 | Effizienz einer realen 4 cm langen LuAG:Ce-Faser mit und ohne Aluminiumwrapping für verschiedene Radien | 92 |
| 1 | Tabelle zur Optimierung der Filterparameter | xviii |
Literaturverzeichnis

- [PDG10] Particle Data Group, Particle Physics Booklet, (2009) http://pdg.lbl.gov/
- [SDV89] P. Schottanus, P. Dorenbos, C.W.E. Van Eijk and H.J. Lamfers, Supression of the slow scintillation light output of BaF₂ crystalös by La³⁺ doping, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A281, 162 (1989).
- [SVH87] P. Schotanus, C. W. E. Van Eijk, R.W. Hollander und J. Pijpelink, *Photoelectron production in BaF₂-TMAE detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A259, 586 (1987).
- [Nov91] R. Novotny: The BaF₂ Photon Spectrometer TAPS, IEEE Transaction on nuclear science, 38(2) (1991).
- [CFP09] Kathrin Fornet-Ponse, Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystall-Barrel/TAPS Experiment an ELSA, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [LMA83] M. Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Oduro and J. Vacher, Nucl. Instr. and Meth. 206, 169 (1983).
- [FCt] Fairfield Crystal technology Material Properties & Specifications Barium Fluoride, www.faifieldcrystal.com
- [KFP09] K. Fornet-Ponse, Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA, Dissertation (2009).
- [TAPS] TAPS Homepage des II. physikalischen Institus der Justus Liebig Universität Giessen, http://pcweb.physik.uni-giessen.de/taps/
- [LMA83] M. Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru and J. Vacher, *Barium Fluoride Inorganic Scintillator for Subnanosecond Timing*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 206, 169 (1983).
- [EAD93] C. van Eijk, J. Andriessen, P. Dorenbos, J. Jansons, N. Khaidukov, Z. Rachko and J. Valbis, *Experimental and theoretical studies of cross luminescence. Heavy Scintillators* for Scientific and Industrial Applications, Editions Frontieres (Crystal 2000]), 161 (1993).
- [RTK85] Y. Rustamov, G.A. Tavshunskii, P.K. Khabibullaev, T.S. Bessonova and B.P. Sobolev, Scintillation characteristics of nonstoichiometric phases formed in MF₂-GdF₃-CeF₃ system Part I, scintillation of Ba0.9Gd0.1-xCexF2.1 fluorite-type crystals, Sov. Phys. Tech. Phys. 30, 656 (1985).

- [Sch90] O. Sschwalb et al., Test of a TAPS sub-array with elektrons, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A295, 191 (1990).
- [Mos93] M. Moszynski et al., Barium Fluoride Inorganic Scintillator For Subnanosecond Timing. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. 206, 169 (1993).
- [PMN10] P. Prusa, I.A. Mares, M. Nihl, M. Kucera, N. Nitsch and M. Hanus, Scitillation properties of LuAG:Ce single crystalline films grown by LPE method, Optical Materials (2010)
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif and D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, (1988).
- [Leo87] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, A How-To Approach, Springer-Verlag, (1987).
- [FSC96] R.B. Firestone, V.S. Shirley, S.Y.F. Chu, C.M. Baglin, and J. Zipkin, *Table of Iso-topes*, John Wiley and Sons, New York (1996).
- [WZY91] Z.Y. Wei, R.Y. Zhu, H. Newman and Z.W. Yin, Light yield and surface treatment of barium fluoride crystals, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B61, 61 (1991)
- [fib] Fibercryst, High Density Scintillating Fibers
- [MBN] J. A. Maresa, A. Beitlerovaa, M. Nikla, N. Solovievaa, C. Di Ambrosiob, K. Blazekc, P. Malyc, K. Nejezchlebc, F. de Notaristefanid, *Scintillation response of Ce-doped or intrinsic scintillating crystals in the range up to 1 MeV*, Radiation Measurements 38, 353 (2004).
- [HLD06] N. Hautefeuille, K. Lebbou, C. Dujardin, J.M. Formigue, L. Grosvalet, O. Tillement, C. Pedrini, Shaped crystal growth of Ce^{3+} -doped $Lu_{2(1-x)}Y_{2x}SiO_5$ orthosilicate for scintillation applications by pulling-down technique, Journal of Crystal Growth 289, 172 (2006)
- [ADF07] P. Anfre, C. Dijardin, J.-M. Fourmigue, B. Hautefeuille, K. Lebbou, C. Pedrini, D. Perrodin und O. Tillement, *Evaluation of Fiber-Shaped LYSO for Double Readout Gamma Phototn Detection*, IEEE Transactions on nuclear science, 54(2), 391 (2007)
- [ADH07] P. Anfre, C. Dujardin, B. Hautefeuille, K. Lebbou, J.-M. Fourmigue, O. Tillement, C. Pedrini, Double readout with fiber shaped crystals for γ-phototn interaction
- [DBCS] Photon Cross Sections Database: http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html
- [DBR10] C. Dujardin, A. Belsky und E. Romeo Report from LPCML, UMR CNRS 5620 (2010)
- [SLit] F.-X. Gentit, Homepage zu SLitrani, http://gentitfx.fr/SLitrani/
- [Alpha] S. Schippers, Anleitung zum physikalischen Praktikum f
 ür Fortgeschrittene, Teil II JLU Gießen (2010)

- [KSI04] Y. Kuwano, K. Suda, N. Ishizawa, T. Yamada Crystal growth and properties of $(Lu, Y)_3Al_5O_{12}$, Journal of Crystal Growth 260, 159 (2004)
- [TED09] T. Eisner Quality Control of PbWO₄-Crystals for the Panda Detektor, Diplomarbeit, JLU Giessen (2009)
- [AAB09] E. Auffray, D. Abler, S. Brunner, B. Frisch, A. Knapitch, P. Lecoq, G. Mavromanolakis, O. Poppe, A. Petrosyan LuAG Material for Dual Readout Calorimetry at Future High Energy Physics accelerators, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (2009)
- [Jul07] J. Alimena, Vortrag www.nevis.columbia.edu/reu/2007/Juliettetalk.pdf, Columbia University (2007)
- [Sino10] Sino Ceramics http://www.sinocera.com/single%20crystal-lyso%20crystal.htm, web page (2010)
- [WB06] A. Böhm Energiemessung ${\mathscr E}$ Teilchenidentifikati-Wagner, R. http//wwwa1.kph.uni - mainz.de/Vorlesungen/WS06/FP on: : Seminar/wagner_energiemessung.pdf, Vortrag, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2006)
- [ANP09] Particle Data Group http://pdg.lbl.gov/2009/AtomicNuclearProperties/, web page (2009)

A: Tabelle zur Optimierung der Filter

Die folgende Tabelle enthält die für verschiedene Filterspezifikationen berechneten Anteile der beiden Szintillationskomponenten, sowie die sich für diese Kombinationen ergebende effektive Fläche und die erforderliche minimale Transmission an der Position des Maximums um 0,5 MeV nachweisen zu können.

| Maximum | σ | schnelle Komp. | langsame Komp. | eff. norm. Fläche | min. T_{max} |
|---------|----------|----------------|----------------|-------------------|----------------|
| 222 nm | 15 nm | 89,9 % | 10,1 % | 0,390 | 42 % |
| 222 nm | 12,5 nm | 94,6 % | 5,4 % | 0,336 | 49 % |
| 222 nm | 10 nm | 97,6~% | 2,4 % | 0,285 | $58 \ \%$ |
| 222 nm | 7,5 nm | 99,3~% | 0,7~% | 0,232 | 71~% |
| 222 nm | 5 nm | 99,9~% | 0,1~% | 0,169 | 97~% |
| 220 nm | 20 nm | 79,4~% | 20,6~% | 0,504 | 33~% |
| 220 nm | 15 nm | 92,1~% | 7,9~% | 0,379 | 43 % |
| 220 nm | 12,5 nm | 96,0 % | 4,0 % | 0,329 | $50 \ \%$ |
| 220 nm | 10 nm | 98,4~% | 1,6~% | 0,280 | $59 \ \%$ |
| 220 nm | 7,5 nm | 99,6~% | 0,4~% | 0,228 | 72~% |
| 220 nm | 5 nm | 99,98~% | 0,02~% | 0,168 | 98~% |
| 218 nm | 20 nm | 82,3~% | 17,7~% | 0,482 | 34~% |
| 218 nm | 15 nm | 93,8~% | 6,2~% | 0,367 | 45 % |
| 218 nm | 12,5 nm | 97,1~% | 2,9~% | 0,320 | 51 % |
| 218 nm | 10 nm | 99,0 % | 1,0 % | 0,272 | 60~% |
| 218 nm | 7,5 nm | 99,8~% | 0,2~% | 0,221 | 74 % |
| 216 nm | 20 nm | 84,9 % | 15,1~% | 0,461 | 36~% |
| 216 nm | 15 nm | 95,1~% | 4,9 % | 0,355 | 46 % |
| 216 nm | 12,5 nm | 97,9~% | 2,1~% | 0,308 | 53~% |
| 216 nm | 10 nm | 99,3~% | 0,7~% | 0,261 | 63~% |
| 216 nm | 7,5 nm | 99,9 % | 0,1~% | 0,209 | 78 % |
| 214 nm | 25 nm | 72,7~% | 27,3~% | 0,580 | 28~% |
| 214 nm | 20 nm | 87,1 % | 12,9~% | 0,440 | 37~% |
| 214 nm | 15 nm | 96,2~% | 3,8~% | 0,340 | 48 % |
| 214 nm | 12,5 nm | 98,5~% | 1,5 % | 0,295 | 56 % |
| 214 nm | 10 nm | 99,6 % | 0,4~% | 0,247 | 66~% |
| 214 nm | 7,5 nm | 99,95 % | 0,05~% | 0,194 | 84 % |

| Maximum | σ | schnelle Komp. | langsame Komp. | eff. norm. Fläche | min. T_{max} |
|---------|----------|----------------|----------------|-------------------|----------------|
| 212 nm | 25 nm | 75,5~% | 24,5~% | 0,548 | 30 % |
| 212 nm | 20 nm | 89,1~% | 10,9~% | 0,419 | 39~% |
| 212 nm | 15 nm | 97,1~% | 2,9~% | 0,325 | 50 % |
| 212 nm | 12,5 nm | 98,9~% | 1,1~% | 0,280 | 59 % |
| 212 nm | 10 nm | 99,7~% | 0,3~% | 0,231 | 71 % |
| 212 nm | 7,5 nm | 99,98~% | 0,02~% | 0,177 | 92 % |
| 210 nm | 25 nm | 78,0~% | 22~% | 0,518 | 32 % |
| 210 nm | 20 nm | 90,8~% | 9,2~% | 0,399 | 41 % |
| 210 nm | 15 nm | 97,8~% | 2,2~% | 0,308 | $53 \ \%$ |
| 210 nm | 12,5 nm | 99,2~% | 0,8 % | 0,264 | 62~% |
| 210 nm | 10 nm | 99,8~% | 0,2~% | 0,215 | 76~% |
| 208 nm | 25 nm | 80,4 % | 19,6~% | 0,490 | 33 % |
| 208 nm | 20 nm | 92,3~% | 7,7~% | 0,378 | 43 % |
| 208 nm | 15 nm | 98,3~% | 1,7~% | 0,291 | 56~% |
| 208 nm | 12,5 nm | 99,5~% | 0,5~% | 0,247 | 66~% |
| 208 nm | 10 nm | 99,9~% | 0,1~% | $0,\!198$ | 83 % |
| 206 nm | 25 nm | 82,6~% | 17,4~% | 0,462 | 35~% |
| 206 nm | 20 nm | 93,6~% | 6,4~% | 0,358 | 46 % |
| 206 nm | 15 nm | 98,7~% | 1,3~% | 0,273 | 60 % |
| 206 nm | 12,5 nm | 99,6~% | 0,4~% | 0,229 | 71~% |
| 206 nm | 10 nm | 99,95~% | $0,\!05~\%$ | 0,181 | 91~% |
| 204 nm | 25 nm | 84,5 % | 15,5~% | 0,435 | 38~% |
| 204 nm | 20 nm | 94,6~% | 5,4~% | 0,337 | 49 % |
| 204 nm | 17,5 nm | 97,5~% | 2,5~% | 0,296 | 55 % |
| 204 nm | 15 nm | 99,1~% | 0,9~% | 0,255 | 64~% |
| 204 nm | 12,5 nm | 99,8~% | 0,2~% | 0,212 | 77~% |
| 204 nm | 10 nm | 99,97~% | $0,\!03~\%$ | 0,165 | 99~% |
| 202 nm | 25 nm | 86,3~% | 13,7~% | 0,410 | 40 % |
| 202 nm | 20 nm | 95,6~% | 4,4 % | 0,317 | 52 % |
| 202 nm | 17,5 nm | 98,0 % | 2,0~% | 0,277 | $59 \ \%$ |
| 202 nm | 15 nm | 99,3~% | 0,7~% | $0,\!237$ | 69~% |
| 202 nm | 12,5 nm | 99,8~% | 0,2~% | $0,\!195$ | 84 % |
| 200 nm | 25 nm | 87,9~% | 12,1~% | 0,385 | 43 % |
| 200 nm | 20 nm | 96,3~% | 3,7~% | 0,296 | 55 % |
| 200 nm | 17,5 nm | 98,4% | 1,6~% | 0,257 | 64 % |
| 200 nm | 15 nm | 99,5~% | 0,5~% | 0,218 | 75 % |
| 200 nm | 12,5 nm | 99,9~% | 0,1~% | $0,\!178$ | 92~% |
| 198 nm | 25 nm | 89,4 % | 10,6 % | 0,360 | 46 % |
| 198 nm | 20 nm | 97,0~% | 3,0~% | 0,276 | 59~% |
| 198 nm | 17,5 nm | 98,8~% | 1,2~% | 0,238 | 69 % |
| 198 nm | 15 nm | 99,6~% | 0,4~% | 0,201 | 82 % |

Tabelle 1: Tabelle zur Optimierung der Filterparameter

B: Verwendete Programme und Makros

B1: Programm zur Datenkonvertierung und Analyse mit root

In diesem Abschnitt soll das verwendete Root-Makro zur Konvertierung der von der Datenaufnahme im Listmode - Format abgespeicherten Daten in root-Dateien und zur anschließenden Analyse der Daten aufgeführt werden. Der Teil zur Datenkonvertierung wurde hierbei von Dr. Peter Drexler erstellt.

#ifdef GNUPRAGMA #pragma interface #endif 11 #include <stdlib.h> #include <stdio.h>
#include "TFile.h" #include "IF110.N"
#include "ITH1.h"
#include "TH2.h"
#include "TProfile.h"
#include "TNtuple.h" #include <time.h> #include <string.h> // // --- Funktionen deklarieren ------// unsigned int read_one_event(FILE *in); void convert(void); double randit(int ini=0); void read_energy_factor(char filename[100]); // --- Arrayvariablen für die Daten deklarieren ---double LG[2]; double TIME[2]; double LGsum[1]; unsigned int rawdata[100]; // --- Range und Bins festlegen ----int RANGE=2048, BINS=2048; // -- Funktion zum konvertieren der Daten ------,, --- Funktion zum
void convert(void)
{ for(int n=1; n<=2; n++){TIME[n] = rawdata[n+1];}
for(int n=1; n<=2; n++){LG[n] = rawdata[n-1];}</pre> // --- Beginn des Hauptprogramms int main(int argc, char *argv[]) char inputfile[200]; char name[40]; FILE * in; unsigned int rv; unsigned int noe=0; int how_often=1000; if(argc<=1) printf("No datafile set!!!\n");
printf("\nusage: %s datfile.dat rootfile.root\n",argv[0]);
return(-1); } if(argc<=2) { printf("No outputfile!!!\n"); printf("\nusage: %s datfile.dat rootfile.root\n",argv[0]); return(-1); 3 strcpy(inputfile, argv[1]); in = fopen(inputfile, "rb"); if(in==NULL) ł printf("can't read datafile %s !!!\n", inputfile); return(-2): } printf("Initialising histograms...\n"); randit(1); TFile hfile(argv[2], "RECREATE", "DAX analysis"); hfile.SetCompressionLevel(1); hfile.mkdir ("raw"): /--- Initialisieren der Histogramme ----hfile.cd ("raw"); TH1D *pLG[3]; TH1D *pTIME[2]; TH1D *pLGsum[1]; TH2D *pLGCORR; for (Int_t i=1; i<=5; i++) // Histogramme für Energien sprintf(name,"LG_raw%02d",i);

```
pLG[i]=new TH1D(name, "Energie", BINS/2-0,0,RANGE/2);
pLG[i]->GetXaxis()->SetTitle("Kanalzahl");
      pLG[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts");
   }
   for (Int_t i=1; i<=1; i++) // Histogramm für Zeitdifferenz
     sprintf(name,"TIME_raw%02d",i);
pTIME[i]=new TH1D(name,"Zeitdifferenz",BINS/3.4,1200,1800);
pTIME[i]->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz");
pTIME[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts");
   3
   for (Int_t i=1; i<=1; i++) // Histogramm für die Energiesumme
   ł
      sprintf(name,"LGsum",i);
      pLGsum[i]=new THiD(name,"Summe der beiden Energien",BINS/2,0,RANGE/2);
pLGsum[i]->GetXaxis()->SetTitle("Kanalzahl");
pLGsum[i]->GetYaxis()->SetTitle("Energiesumme LG[1]+LG[2]");
// --- 2D-Histogramm für die Energiekorrelation -------

pLGCORR=new TH2D("LGCORR","Energiekorrelation",BINS-0,0,RANGE,BINS-0,0,RANGE);

pLGCORR->GetXaxis()->SetTitle("LG[1]");
   pLGCORR->GetYaxis()->SetTitle("LG[2]");
printf("Histograms initialised!\n");
// --- Rohdaten aus Listmodefile einlesen
   printf("Start read in raw data and analyzing...\n");
do{
      rv= read_one_event(in);
      if(rv!=0){
         noe++;
         convert();
//
// -----
// ----- Daten bearbeiten und darstellen -----
// ------
11
//--- Ausgabe der beiden Spektren bei Einzelauslese -------
//------ (bei Konzidenzauslese auskommentiert) -------
11
if(LG[1]>0) pLG[1]->Fill(LG[1]-52);
//
// --- Ausgabe und Analyse der Spektren bei -----
// ----- Koinzidenzauslese -----
11
int minLG1 = 0 + 52
int minLG2 = 0 + 174.5;
int maxLG1 = 2000 + 52;
int maxLG2 = 2000 + 174.5;
int timemin = 10;
int timemax = 2100;
// Abfrage ob Rohdaten oder Bearbeitete Daten dargestellt werden sollen:
int Rodaten = 1; // 1 = JA, 0 = NEIN
if(Rohdaten == 0)
// Setzen einer Energiebedingung:
// Seczen einer Energieb
int minLG1 = 39 + 52;
int minLG2 = 41 + 174.5;
int maxLG1 = 49 + 52;
int maxLG2 = 61 + 174.5;
// Setzen einer Zeitbedingung
int timemin = 1400:
int timemax = 1600;
}
// Füllen der Histogramme
// a) Energiespektren mit Zeitbedingung
if(LG[1]>0 && LG[2]>0 && (timemin < TIME[1] && TIME[1]< timemax))
{pLG[1]->Fill(LG[1]-52);}
if(LG[2]>0 && (timemin < TIME[1] && TIME[1]< timemax))
{pLG[2]->Fill(LG[2]-174.5);}
// Zeitdifferenzspektrum mit Energiebdingung
if(TIME[1]>0kk(LG[1]>=minLG1 && LG[2]>=minLG2)&&LG[1]<=maxLG1&&LG2]>=maxLG2))
/>TIME[1]->Fill(TME[1])-2;
{pTIME[1]->Fill(TIME[1]);}
// Energiekorrelation
// Intel_protected for interval (LG[1]=minLG2))) pLGCORR->Fill(LG[1]=55,LG[2]=174);
// Berechnung der Kanalzahlsumme:
LGsum[1]= ((LG[1]=52) + (LG[2]=174.5));
if(((LG[1]>0 & LG[2]>0) & (timemin < TIME[1] & TIME[1] < timemax)))</pre>
{pLGsum[1]->Fill(LGsum[1]);}
// Subtraktion des zufälligen Untergrundes:
if(LG[1]>0 && LG[2]>0 && (1 < TIME[1] && TIME[1]< 2000)) pLG[4]->Fill(LG[1]-52);
if(LG[1]>0 && LG[2]>0 && (1 < TIME[1] && TIME[1]< 1550)) pLG[5]->Fill(LG[1]-52);
pLG[3]->Add(pLG[4],pLG[5],+1,-1);
}while(rv!=0); // Beenden des Füllens der Histogramme
   printf("\nRaw data is read in!\n");
   printf("Writing root file...\n");
   hfile.Write():
   hfile.Close();
   printf("Root file written!\n");
fclose(in);
```

```
printf("FINISHED!!!\n\n");
   return 0;
11
// --- Ende der main Funktion -----
11
//--- Funktionen zum Daten einlesen ------
11
double randit(int ini)
ſ
   if(ini==1) srand(time(NULL));
  return (((rand()%100) -50.) /100.);
unsigned int read_one_event(FILE *in)
{
   static int init=0;
   static unsigned short buffer[8192/2];
   static unsigned int no_of_channels=0;
   static unsigned int no_of_buffers=0;
static unsigned int no_of_events=0;
   static int buffer_no=1;
static int pointer=8;
   £
      init=1;
      if(0==fread(buffer, sizeof(buffer), 1, in)) return(0);
     if(U==rred(buffer, sizeof(buffer), 1, in)) return(0);
no_of_channels=buffer[3]; // Anzahl der Kanäle auslesen
printf("No of channels: %\iW", no_of_channels);
fseek(in, 0, 2); //Setze Zeiger auf Ende der Datei
no_of_buffers=ftell(in)/8192;
     no_oi_builers=rtel1(Lin/rols2;
fseek(in, 0, 0); //Setze Zeiger auf Anfang der Datei
printf("No of buffers: %i\n", no_of_buffers);
no_of_events=(8192/(no_of_channels*2+16))*no_of_buffers;
printf("\nReading in buffer: %i (%i)\n", buffer_no, no_of_buffers);
   if((pointer+no_of_channels)>(8192/2)) // not enough events in buffer
     if(0==fread(buffer, sizeof(buffer), 1, in)) return(0); //read buffer
printf("Reading in buffer: %i (%i)\n", buffer_no, no_of_buffers);
     pointer=8;
   for(unsigned int n=0; n<no_of_channels; n++)</pre>
   £
      rawdata[n]=buffer[pointer++];
   return no_of_channels;
3
```

B2: Makro zur Simulation der anorganischen Fasern

In diesem Abschnitt wird das zur Simulation der Fasern verwendete SLitrani-Makro aufgeführt. Bei den eingebundenen Splinefitmakros handelt es sich um die bereits vorhandenen Beispielmakros, in welchen lediglich die entsprenden Namen und Werte in den Arrays geändert wurden. Diese werden daher hier nicht aufgeführt. Dem erstellten Makro liegt das auf der SLitrani-Homepage bereitgestellte Beispielmakro SLitGamma01 zu Grunde.

```
{
                     = "Fibre_setup";
   char *name
   char *lame - Fibre_secup;
char *listing = "Fibre_secup";
char *upcom = "inorganic Fiber with APD or PMT";
char *downcom = "Fiber Efficiency Simulation with 1MeV Gammas";
   gROOT->ProcessLine(".x InitSLitrani.C(5,name,listing,upcom,downcom,kFALSE,kFALSE,kFALSE)");
   // select readout:
// "APD - (1)
// "PMT - XP2020 -(2)
   // "PMT - R239EGP -(3)
   Int_t readout = 3;
  //
//
slect fiber geometry: (fiberradius > 0.005 - fiberhalflength > 0.2)
Double_t fiberradius = 0.05;
Double_t fiberhalflength = 2.0;
''
   11
   // select fiber cladding:
   // Aluminium with airgap - (1)
   // air
                                             (2)
   Int_t cladding = 2;
   11
   // select numer of generated gammas per position:
Int_t photons = 250;
   11
```

```
// select photon energy E [MeV] (max. 1 MeV):
Int_t energy = 1;
 11
 const char *comTL = "fiber with cladding and readout";
 const Color_t matVacuumColor = 0;
const Color_t LuAGColor = 9;
const Color_t AluColor
const Color_t GlueColor = 49;
const Color_t TotAbsColor = 1;
const Color_t SiliciumColor = 2;
const Color_t CradleColor = 2;
const Double_t IrrA = 0.0; //Value used for A when irrelevant !
const Double_t IrrZ = 0.0; //Value used for Z when irrelevant !
const Double_t IrrRho = 0.0; //Value used for Rho when irrelevant !
 // Building the geometry
 //____
 11
 TGeoManager *geom = new TGeoManager("setup","SLitFibre03 of new Litrani");
 11
 11
 // Materials and media
 11
 // (1) Vacuum for "TOP" (Photons can not travel inside it)
 11
 //
TGeoMaterial *vacuum_mat = new TGeoMaterial("Vacuum",IrrA,IrrZ,IrrRho);
TLitMedium *vacuum = new TLitMedium("Vacuum",mediumindex++,vacuum_mat);
 vacuum->IsIsotropic(1.0);
 11
 // (2) Full pedantic definition of LuAG
 11
 const Double_t nPhotMeV = 12500; // number of generated photons per MeV
 Int_t mediumindex = 1;
 Short_t ns = -1;
 Bool_t ok = kFALSE;
 ns = 0;
TGeoElementTable *table = gGeoManager->GetElementTable();
 TGeoElement *Lu = table->FindElement("LUTETIUM");
TGeoElement *Al = table->FindElement("LUTETIUM");
TGeoElement *0 = table->FindElement("ALUMINIUM");
TGeoMixture *LuAG_mix = new TGeoMixture("LuAG",3,6.73); //(name, number of elements, density)
 LuAG mix->AddElement(Lu 3):
                                       // chemical formaula: (Lu3A15012)
 LuAG_mix->AddElement(A1,5);
 LuAG_mix->AddElement(0,12);
TLitMedium *LuAG = new TLitMedium("LuAG",mediumindex++,LuAG_mix,kFALSE,1.0,37.5);
 // the last parameter discribes the absorption length in cm
// Sellmeyers law for index of refraction:
 const Double_t ns0 = 1;
 const Double_t ns1 = 1.47199;
const Double_t ls1 = 0.00621359;
 const Double_t ns2 = 0.845642;
 const Double t 1s2 = 0.0200432;
 const Double_t ns3 = 3.82124;
const Double_t ls3 = 330.483;
 LuAG->IsIsotropic(3,ns0,ns1,ls1,ns2,ls2,ns3,ls3);
 11
 //
sp = new TLitSpectrum("Spectrum_LuAG","Emission Spectrum | LuAG");
sp->AddOneComponent(506,15,1,50.0,2.2,1.0); // 1. emission component
 sp->AddOneComponent(555,32,2.8,50.0,2.2,1.0); // 2. emission component
 sp->Normalize();
 LuAG->SetLitSpectrum(sp);
LuAG->SetPhotMev(nPhotMeV);
 //Cross section photo effect:
 gROOT->ProcessLine(".L PhotoEl_LuAG.C");
TSplineFit *fitPELu = PhotoEl_LuAG();
 LuAG->SetXSectnPE(fitPELu);
 11
 // (3) Full pedantic definition of Silicium
 // TGeoElement *Si = table->FindElement("SILICON");
 TGeoMaterial *silicium_mat = new TGeoMaterial("Silicium",Si,2.33);
TLitMedium *silicium = new TLitMedium("Silicium",mediumindex++,silicium_mat,kTRUE,1.0,"AbsorptionLength_Silicium");
 silicium->IsIsotropic("RefrIndex_Silicium");
 //
// (4) Definition of medium "glue"
 11
 TGeoMaterial *glue_mat = new TGeoMaterial("Glue",IrrA,IrrZ,IrrRho);
 switch (ns) {
 case 1: TLitMedium *glue = new TLitMedium("Glue",mediumindex++,glue_mat,kFALSE,1.0,10.0);
    break;
 default: TLitMedium *glue = new TLitMedium("Glue",mediumindex++,glue_mat,kFALSE,1.0, "AbsorptionLength_Meltmount1704");
   break;
 3
 glue->IsIsotropic("RefrIndex_RTV3145");
 //_____
//
 // Wrappings
 //____
                            _____
```

//
// (6) Definition of "TotAbsorbing": a totally absorbing wrapping 11 TGeoMaterial *totabs_mat = new TGeoMaterial("TotAbsorbing", IrrA, IrrZ, IrrRho); TLitMedium *totabsorbing = new TLitMedium("TotAbsorbing", mediumindex++, totabs_mat, -1.0); totabsorbing->SetAsWrapping(0.0,0.0,1.0,1.0,1.0); totabsorbing->IsIsotropic(1.0); 11 // (7) Definition of wrapping medium aluminium 11 = 1.0003; //Refractive index of air const Double t Air RefrIndex const bouble_t Alr_Refrindex = 1.0003; //Refractive index of air const bouble_t aluminium_diffus = 0.01; const bouble_t AluminiumSupplAbs = 0.1; TGeoMaterial *aluminium_mat = new TGeoMaterial("Aluminium",IrrA,IrrZ,IrrRho); TLitMedium *aluminium = new TLitMedium("Aluminium",mediumindex++,aluminium_mat,1.0); aluminium->SetAsWrapping(aluminium_diffus,"RIndexRev_Aluminium","IIndexRev_Aluminium",1.0,AluminiumSupplAbs); aluminium->IsIsotropic(Air_RefrIndex); // airgap between crytsal and wrapping // // (8) Definition of wrapping medium air 11 TGeoElementTable *table = gGeoManager->GetElementTable(); TGeoElement *N = table->FindElement("NITROGEN"); TGeoElement *O = table->FindElement("OXYGEN"); TGeoMixture *air_mix = new TGeoMixture("Air",2,0.00129); air mix->AddElement(N,0.7); air_mix->AddElement(0,0.3); const Double_t Air_RefrIndex = 1.0003; //Refractive index of air const Double_t Air_KerrIndex = 1.0003; //Kerractive index of air const Double_t air_diffus = 0.01; const Double_t AirSupplAbs = 0.0; TGeoMaterial *air_mat = new TGeoMaterial("Air",IrrA,IrrZ,IrrRho); TLitMedium *air = new TLitMedium("Air",mediumindex++,air_mix,1.0); air->SetAsWrapping(air_diffus,1.003,0.001,1.0,AirSupplAbs); air->IsIsotropic(Air_RefrIndex); //_____ 11 // Dimensions //____ // // Dimensions of crystal // const Double_t crys_r = fiberradius; const Double_t crys_dz = fiberhalflength; //
// Dimensions of beam cradle inside crystal 11 const Double_t crad_dx = 0.001; const Double_t crad_dy = crad_dx; const Double_t crad_dz = crad_dx; // // Start position of beam cradle and step size 11 //
const Double_t frsp = 0.1; //frsp == free space inside crystal below cradle
const Double_t stepz = 0.2; // step size between two runs
Double_t startz = -crys_dz + frsp;
Double_t arun = 2*(crys_dz-frsp)/stepz + 1.0; Int_t nrun = (Int_t)arun; // // Dimensions of APD or PMT *...* const Double_t apd_dx = 3*crys_r; const bouble_t apd_dx = 3*crys_1, const Double_t apd_dy = 3*crys_r; const Double_t apd_dz = 0.1; // // Dimensions of glue of APD or PMT // const Double_t glueapd_dx = apd_dx; const Double_t glueapd_dx = apd_dx; const Double_t glueapd_dy = apd_dy; const Double_t glueapd_dz[2] = {0.01,0.5}; 11 // Width of wrapping 11 const Double_t wid[2] = {0.02,0.5}; Double_t ws2 = 0.5*wid[ns]; // // Dimensions of TGEOBBox of aluminium or air around crystal "CRYSTALWS" 11 Double_t aluc_r = crys_r + wid[ns]; Double_t aluc_dz = crys_dz + wid[ns]; 11 // Dimensions of TGEOBBox of aluminium around APD and glue of APD [partially] 11 Double_t alua_dx = apd_dx + wid[ns]; Double_t alua_dx = apd_dy + wid[ns]; Double_t alua_dz = apd_dz + glueapd_dz[ns]; 11 // Dimensions of TotAbsorbing wrapping around APD and glue of APD 11 Double_t tot_dx = apd_dx + wid[ns]; Double_t tot_dy = apd_dy + wid[ns]; Double_t tot_dz = apd_dz + glueapd_dz[ns] + ws2;

// // Dimensions of TOP 11 const Double_t top_dx = 4.0; const Double_t top_dy = 4.0; Double_t top_dz = wid[ns] + crys_dz + glueapd_dz[ns] + apd_dz + 1.0; //___ 11 // Positionning (translations) 11_ 11 // t1 is for positionning the TGeoBBox of aluminium around the TGeoBBox of "totabsorbing" [itself // around TGeoBBox APD and TGeoBBox of glue of APD] with respect to the TGeoBBox of aluminium around // crystal [or equivalently, with respect to the composite shape "rev_shape"]. // t1 is used for the creation of composite shape, so it has to be named and registered by // a call to RegisterYourself(). 11 // const Double_t t_alua_crys_z = aluc_dz + alua_dz; TGeoTranslation *t1 = new TGeoTranslation("t1",0.0,0.0,t_alua_crys_z); t1->RegisterYourself(); // t3 is for positionning the TGeoBBox of "totabsorbing" around APD and around glue of APD // with respect to the TGeoBBox of aluminium around crystal [or equivalently, with respect // to the composite shape "rev_shape"]. 11 // const Double_t t_tot_crys_z = crys_dz + alua_dz + ws2; TGeoTranslation *t3 = new TGeoTranslation("t3",0.0,0.0,t_tot_crys_z); // t4 is for positionning the TGeoBBox of APD inside the TGeoBBox of "totabsorbing" // around APD and glue of APD "TOT" 11 . Double_t t_apd_tot_z = glueapd_dz[ns] - ws2; TGeoTranslation *t4 = new TGeoTranslation("t4",0.0,0.0,t_apd_tot_z); // t5 is for positionning TGeoBBox of glue of the APD inside the TGeoBBox of "totabsorbing"
// around APD and glue of APD "TOT" 11 // const Double_t t_glueapd_tot_z = -(apd_dz + ws2); TGeoTranslation *t5 = new TGeoTranslation("t5",0.0,0.0,t_glueapd_tot_z); // t6 is for the start position of the beam cradle inside crystal //TGeoTranslation *t6 = new TGeoTranslation("t6",0.0,0.0,-1.5); TGeoTranslation *t6 = new TGeoTranslation("t6",0.0,0.0,startz); //_ // // Volumes and nodes //_____ 11 // Top box containing everything and defining the world coordinate system /// TGeoVolume *top = geom->MakeBox("TOP",vacuum,top_dx,top_dy,top_dz); ; geom->SetTopVolume(top);
// // Composite shape of aluminium 11 TGeoTube *revcrys_shape = new TGeoTube("CRYSTALWS",0.0,aluc_r,aluc_dz); TGeoTube *revcrys_shape = new TGeoTube("CRYSTALWS",0.0, aluc_r,aluc_dz); TGeoTube *revapd_shape = new TGeoTube("APDWS",0.0, alua_dx,alua_dz); TGeoCompositeShape *rev_shape = new TGeoCompositeShape("REV", "CRYSTALWS+APDWS:t1"); if(cladding==1){TGeoVolume *rev = new TGeoVolume("REV", rev_shape,aluminium);} if(cladding==2){TGeoVolume *rev = new TGeoVolume("REV", rev_shape,air);} if(cladding=3){TGeoVolume *rev = new TGeoVolume("REV", rev_shape,air);} if(cladding=3){TGeoVolume *rev = new TGeoVolume("REV", rev_shape,teflon);} top->AddNode(rev,1);
// // TGeoBBox of "totabsorbing" around APD and glue of APD TGeoVolume *tot = geom->MakeTube("TOT",totabsorbing,0.0,tot_dy,tot_dz); rev->AddNode(tot,1,t3);
// // TGeoBBox APD of silicium 11 TGeoVolume *apd = geom->MakeTube("APD",silicium,0.0,apd_dx,apd_dz); tot->AddNode(apd,1,t4); TLitVolume *lit_apd = new TLitVolume(apd); if(readout==1){lit_apd->SetAPD("GainProfile_CMSAPD",3,2);} if(readout==)(lit_apd->SetPio("quantumEff_XP2020",-1.0);} //Philipps XP2020 if(readout==2)(lit_apd->SetPiotOTube("QuantumEff_XP2020",-1.0);} //Philipps XP2020 gR00T->ProcessLine(".L QuantumEff_R329EGP.C"); TSplineFit *fitR329EGP = QuantumEff_R329EGP(); lit_apd->SetPhotoTube("QuantumEff_R329EGP",-1.0);} // // TGeoTube of glue of APD 11 TGeoVolume *glueapd = geom->MakeTube("GlueAPD",glue,0.0,glueapd_dx,glueapd_dz[ns]); tot->AddNode(glueapd,1,t5); // // TGeoTube crystal made of LuAG is centered inside "rev" 11 TGeoVolume *crystal = geom->MakeTube("CRYSTAL",LuAG,0.0,crys_r,crys_dz); rev->AddNode(crystal,1); 11 // TGeoBBox beam cradle made of LuAG inside crystal. Since it is a source of photons // we have to associate a TLitVolume and to call TLitVolume::SetEmission() 11 TGeoVolume *cradle = geom->MakeBox("CRADLE",LuAG,crad_dx,crad_dy,crad_dz);

```
crystal->AddNode(cradle,1,t6);
TLitVolume *lit_cradle = new TLitVolume(cradle);
// lit_cradle->SetEmission(on4pi); // emission in all directions
lit_cradle->SetEmission(flat,1); // emission only in radial direction
   //
   geom->CloseGeometry();
   geom->CheckOverlaps(0.01);
   //____
   11
   // End of Building the geometry
   11
   11
   // Colors and drawing
//_____
   11
   top->SetVisibility(kFALSE);
   top->SetVisContainers();
top->SetLineColor(1);
   top->SetLineWidth(1);
rev->SetLineColor(AluColor);
   rev->SetLineWidth(1):
   tot->SetVisibility(kTRUE);
   tot->SetLineColor(TotAbsColor);
   tot->SetLineWidth(1);
   apd->SetVisibility(kTRUE);
apd->SetLineColor(SiliciumColor);
   apd->SetLineWidth(1);
   glueapd->SetVisibility(kTRUE);
glueapd->SetLineColor(GlueColor);
   glueapd->SetLineWidth(1);
crystal->SetVisibility(kTRUE);
   crystal->SetLineColor(LuAGColor);
crystal->SetLineWidth(1);
   cradle->SetVisibility(kTRUE);
cradle->SetLineColor(CradleColor);
   cradle->SetLineWidth(1);
   gGeoManager->SetTopVisible(1);
   gGeoManager->SetVisLevel(4);
//_____
   //
// Generation of photons
   11
   Int_t krun;
   //
   .
TLitGamma *gamma;
gamma = new TLitGamma("gammas","Strontium source","/TOP_1/REV_1/CRYSTAL_1/CRADLE_1",energy,kTRUE);
   TLit::Get()->BookCanvas(5);
   gTwoPad->SetStateOfPads(Pad1Only);
   gTwoPad->CommentTL(comTL);
top->Draw("");
   //
for (krun=1;krun<=nrun;krun++) {</pre>
      gamma->Gen(krun,photons,startz);
                                                              // creates spectrum with startz on x-axis
      startz += stepz;
if (krun != nrun) {
          (Krum := nrum) \
t6->SetTranslation(0.0,0.0,startz); // positions source at a new place
//t6->SetTranslation(0.0,0.0,0.75); // keeps source at the startingplace (0,75cm over the middel)
//t6->SetTranslation(0.0,0.0,0.0); // keeps source at the startingplace (middel of the Fiber)
         gamma->MoveCradle(t6,kTRUE);
      }
   }
// ---
   gLitGp->SetTitle("position z along crystal axis");
   gLitGp->Summary();
gTwoPad->SetStateOfPads(Pad1AndPad2);
gTwoPad->ChangePad();
   gLitGs->DoStat();
TLit::Get()->CloseFiles();
}
```

Nachwort und Danksagung

Durch meine Arbeit an den beiden Projekten konnte ich sehr viel über die Anforderungen an moderne Szintillatormaterialien- und Geometrien lernen und das in einer Jahresarbeit über die Charakterisierung von LYSO:Ce Kristallen zu Schulzeiten gewonnene Wissen weiter vertiefen. Von der Konzeption der Ausleseelektronik über die Analyse der aufgenommenen Daten mittels root bis hin zu Montecarlo-Simulationen konnte ich einen breit gefächerten vertieften Einblick in, für die elektromagnetische Kalorimetrie relevante Detektorkonzepte und Anwendungen erlangen.

Hierfür möchte ich mich vor allem bei meinem Betreuer Herrn Dr. Rainer Novotny bedanken, der sich stets Zeit für Fragen genommen und mir beim Aufbau der Experimente und der Interpretation und Diskussion der Ergebnisse stets weitergeholfen hat. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Volker Metag, in dessen Arbeitsgruppe ich die Arbeit geschrieben habe.

Vielen Dank auch an Werner und Rene, für die technischen Hilfestellungen beim Aufbau und der Montage der Detektoren sowie an Peter, für die Entwicklung des Konvertierungsprogramms sowie die Hilfe bei Problemen mit der Ausleseelektronik. Weiterhin möchte ich Tobias für die stetige Unterstützung bei den Litrani-Simulationen und bei der Einarbeitung in root, Daniel für die vielen Hilfreichen Anmerkungen beim verfassen der Arbeit und die Unterstützung mit root, sowie Markus und Till, die ebenfalls immer kompetenten Rat wussten danken. Vielen Dank auch an alle, die hier nicht namentlich erwähnt sind und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Nicht zuletzt möchte ich noch meiner Familie, insbesondere meiner Mutter für die stetige Unterstützung während dieser Arbeit und auch während des gesamten Bachelorstudiums danken.

Insgesamt haben mir die 7 Monate, die ich am II. Physikalischen Institut verbracht habe sehr gut gefallen, so dass ich mich bei allen nochmals für die herzliche Aufnahme bedanken möchte. Ich freue mich sehr darauf während meines Masterstudiums an den Projekten weiterzuarbeiten.

xxviii

Erklärung der Urheberschaft

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig erstellt habe und keine anderen als die angegebenen Referenzen und Hilfsmittel verwendet habe. Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Stefan Diehl, Giessen den 29.09.2010