Antwortverhalten eines Quarzglasdetektors auf Gammastrahlung für das P2-Experiment

von

Tobias Rimke

Bachelorarbeit in Physik vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08) der Johannes Gutenberg-Universität Mainz am 16. Januar 2017

1. Gutachter: Prof. Dr. Frank Maas

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

Mainz, den 16.Januar 2017

Tobias Rimke Institut für Kernphysik Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz trimke@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung						
2.	P2-E 2.1. 2.2.	Experiment Elektroschwacher Mischungswinkel	2 2 3			
3.	Vers	uchsaufbau und Geräte	5			
	3.1.	Quarzglasdetektor (Fused silica)	5			
	3.2.	Photonenkalorimeter	5			
	3.3.	Photomultiplier	6			
	3.4.	Radioaktive Quellen	7			
	3.5.	Analog Digital Wandler	8			
	3.6.	Versuchaufbau	9			
4.	Mes	sung und Auswertung	15			
	4.1.	Energiekalibrierung für das Photonenkalorimeter	20			
	4.2.	Bestimmung der Nachweiseffizienz	23			
		4.2.1. Untersuchung der Winkelabhängigkeit der auftretenden Photo-	9 2			
		122 Untersuchungen der Baten für den Photonenkalorimeter	$\frac{20}{25}$			
	4.3.	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Strahlung im Quarzglasdetektor	29			
	4.4.	Anzahl der mittleren Photoelektronen im Quarz	31			
	4.5.	Untergrundbeitrag der Photonen für die Gesamtmessung	34			
5.	Zusa	ammenfassung	35			
Lit	eratu	irverzeichnis	37			
Α.	Anh	ang	38			
	A.1.	Cherenkov-Schwelle Elektronen im Quarz	38			
	A.2.	β -Eigenzerfall des Photonenkalorimeter	39			
	A.3.	Schematische Skizze des Quarzglasdetektors	40			
B.	Abbi	ildungs-und Tabellenverzeichnis	41			

1. Einleitung

Die "Bachelorarbeit" befasst sich mit dem P2-Experiment, bei dem der elektroschwache Mischungswinkel hochpräzise gemessen werden soll. Hierzu wird die paritätsverletztende Assymetrie am Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen gemessen. Zusätzlich zu den elastisch gestreuten Photonen treffen als Untergrundbeitrag auch Photonen den Detektor. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Antwortverhalten eines Quarzglasdetektors auf nieder energetische Photonen. Es werden Messungen mit einem Quarzglasdetektor und einem Photonenkalorimater mit zwei verschiedenen Quellen vorgestellt. Daraufhin wird aus den Messergebnissen die Effizienz des Quarzglasdetektors im Vergleich zu der des Photonenkalorimeters verglichen und die mittlere Anzahl an Photoelektronen, die im Quarz erzeugt werden, bestimmt. In Kapitel 2 findet sich eine kurze Einführung in das P2-Experiment. Kapitel 3 handelt von dem technischen Aufbau des Versuchs und der verwendeten Elektronik. Im darauf folgenden Kapitel 4 werden die Messergebnisse präsentiert. In Kapitel 5 wird eine Schlussfolgerung zu den Versuchen gegeben.

2. P2-Experiment

2.1. Elektroschwacher Mischungswinkel

Infolge der Vereinheitlichung der schwachen Wechselwirkung und der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung werden die γ und Z^0 Eichbosonen als Mischzustände von zwei nicht beobachtbaren Ausgangszuständen B^0 und W^0 dargestellt. Dieser Zusammenhang lässt sich aus der Theoretischen Physik in folgender Drehmatrix veranschaulichen.

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Theta_w) & \sin(\Theta_w) \\ -\sin(\Theta_w) & \cos(\Theta_w) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ W^0 \end{pmatrix}$$
(1)

Der Drehwinkel Θ_w wird elektroschwacher Mischungswinkel oder auch Weinbergwinkel genannt. $\sin^2(\Theta_w)$ ist einer der grundlegendsten Parameter des Standard Modells. Er dient als Ausgangspunkt für Untersuchungen zur Festigung des Standard Modells sowie zur Erforschung neuer Phänomene außerhalb der bekannten Physik [1].



Abbildung 2.1.: $\sin^2(\Theta_w)$ Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q [3].

In der Abbildung 2.1 sieht man den aus dem Standard Modell vorhergesagten theoretischen Verlauf des Weinbergwinkels in Abhängigkeit des Impulsübertrags. Messungen mit schwarzen Fehlerbalken sind abgeschlossene Experimente, während die mit blauen Fehlerbalken für zukünftige Messungen stehen. Der grüne Datenpunkt stellt das zukünftige P2-Experiment dar.

2.2. Theorie sowie Experimentelle Angaben für die Messung des P2 Weinbergwinkels

Zur Bestimmung des Mischungswinkels misst das P2-Experiment die schwache Ladung des Protons durch die paritätsverletzende Asymmetrie einer Elektron-Proton Streuung im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen. Paritätsverletzend bedeutet, dass man unter Raumspiegelung unterschiedliche Ergebnisse für das gleiche Experiment erhält. Um nicht den gesamten Experimentaufbau zu spiegeln, dreht man den Spin der Elektronen um. Der Spin ist unter Raumspiegelung invariant. Man streut also elastisch einen longitudinal polarisierten Elektronenstrahl an einem Wasserstoff-Target. Durch die beiden Spineinstellungen erhält man anhand der Paritätsverletzung zwei unterschiedliche Wirkungsquerschnitte. Diese Asymmetrie wird gemessen:

$$A^{PV} = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} \tag{2}$$

Die Asymmetrie lässt sich wie folgt ausdrücken

$$A^{PV} = \frac{-G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha} (Q_w^p - F(Q^2))$$
(3)

mit:

$$F(Q^{2}) = F_{em}(Q^{2}) + F_{axial}(Q^{2}) + F_{strange}(Q^{2})$$
(4)

 G_F ist die Fermi Kopplungskonstante, Q^2 ist der quadratische Impulsübertrag, Q_w^p entspricht der schwachen Ladung des Protons, $F(Q^2)$ ist die Summe einzelner Formfaktoren und α steht für die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Auf dem Tree-Level gilt für die schwache Ladung des Protons [4]:

$$Q_w^p = 1 - 4\sin^2\Theta_w \tag{5}$$

Mit einer Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie und mit den Gleichungen 3 und 5 erhält man den Weinbergwinkel.

Angestrebt wird eine Messung mit einem Wert von $A_{exp}^{PV} \sim 33$ ppb (parts per billion) mit relativen Fehler von 1.33%. Die statistische Unsicherheit skaliert mit

 $\frac{1}{\sqrt{N}}$ (N Anzahl der elastisch gestreuten Elektronen). Dies entspricht einer Messzeit von 10000 Stunden. Um hohe Zählraten zu erlangen, wird am Mainzer Institut für Kernphysik ein neuer Elektronenbeschleuniger MESA (Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator) errichtet. MESA liefert einen 150 µA Strahl von 155 MeV, der auf ein 60 cm langes Flüssigwasserstoff Target geschossen wird. Hiermit wird eine Luminosität $L = 2.4 * 10^{39} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreicht, die auch für ein Experiment mit hoher Statistik erforderlich ist. Der Elektronenstrahl ist polarisiert und ändert seine Spinrichtung mehrere tausendmal pro Sekunde [3]. Der Polarisationsgrad (P > 85%) muss hoch sein so wie dessen Fehler $(\frac{\Delta P}{P} < 0.5\%)$ gering. Um nicht einzelne Elektronen zu zählen, verwendet P2 eine Integrationsmessung. Nach dem Streuvorgang werden die Elektronen durch einen Solenoiden abgelenkt und treffen auf Quarzglasdetektoren. Dort erzeugen die Elektronen Cherenkovlicht, wenn ihre Energie größer ist als die Cherenkov-Schwelle des Quarz(siehe Kapitel [3.1]). Mit Photomultipliern (PMT) werden die Lichtsignale in elektrische Ströme umgewandelt. Der erzeugte Strom wird über die Dauer eines Helizitätsfensters integriert und ausgelesen [4]. Da neben der elastischen Elektron-Proton Streuung weitere physikalische Vorgänge wie Bremsstrahlung und Paarbildung stattfinden und im Quarz Licht auslösen, ist es notwendig, diese Signale abzutrennen. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die Vorgänge im Quarz besser beschreiben zu können. Es wird versucht zu ermitteln, welche nieder energetischen Photonen Signale im Quarz auslösen und wie effizient der verwendete Detektor diese erkennt.

3. Versuchsaufbau und Geräte

Der Versuchsaufbau zur Messung des Antwortverhaltens eines Quarzglasdetektors besteht im Wesentlichen aus folgenden Komponenten:

- Quarzglasdetekor und Photonenkalorimeter
- Photomultiplier
- Radioaktive Quellen Cobalt und Americium-Beryllium
- Elektronik für die Signalverarbeitung und Datenaufnahme

3.1. Quarzglasdetektor (Fused silica)

Cherenkov-Strahlung bezeichnet eine elektromagnetische Strahlung, die nur dann im Medium mit Brechungsindex n emittiert wird, wenn die Geschwindigkeit v_T eines geladenes Teilchen größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $v_{em} = \frac{c}{n}$ in dem Medium. Diese Wirkung ergibt sich dadurch, dass geladene Teilchen, die sich durch ein Medium bewegen, Atome längs ihrer Bahn für kurze Zeit polarisieren, so dass diese zu elektrischen Dipolen werden. Eine zeitliche Anderung eines elektrischen Dipolfelds bewirkt die Emission einer elektromagnetischen Welle. Solange $v_T < v_{em}$ liegen die entstehenden Dipole symmetrisch um die Teilchenbahn verteilt. Es kommt zu keiner resultierenden Strahlung, da die Dipole wegen ihrer symmetrischen Lage sich gegenseitig durch Interferenzeffekte auslöschen. Wenn jedoch $v_T > v_{em}$ wird die Symmetrie um die Teilchenbahn herum aufgehoben und es kommt zu einer resultierenden Strahlung in Ausbreitungsrichtung der Teilchen, da das gesamte Dipolmoment von Null verschieden ist[5]. Zur Bestimmung der Cherenkov-Strhalung wird in dieser Arbeit ein Quarzglasdetektor verwendet. Der Detektor besteht aus dem speziellen Material Spectrosil (R) 2000 [6]. Der Brechungsindex für den hier verwendeten Quarz (engl. Bezeichnung fused silica) beträgt 1.47 [7], mit einer resultierenden Cherenkov-Schwelle von $E \ge 0.6971 MeV$ (siehe Anhang A.1). Eine Skizze des Quarzglasdetektors mit geometrischen Angaben befindet sich in Anhang A.3.

3.2. Photonenkalorimeter

Das in dem Versuch verwendete Kalorimeter soll die Photonen mit einer guten Effizienz und Auflösung nachweisen. Die Photonen deponieren ihre gesame Energie im Kalorimeter. Als Material wird ein LYSO-Szintillator benutzt und das Kalorimeter besteht aus neun LYSO-Kristallen. Bei Szintillatoren handelt es sich um Materialien, bei denen eine Anregung durch externe Quellen zur Emission von Photonen im sichtbaren oder UV-Bereich führt. Der LYSO hat den Vorteil einer hohen Szintillationslichtsausbeute und einer geringen Abklingzeit des Szintillationslichts. Das Material LYSO enthält ¹⁷⁶Lu, das durch Betazerfall mit einer Halbwertszeit von 36×10^9 Jahren in ¹⁷⁶ Hf zerfällt [8]. Der angeregte Zustand von ¹⁷⁶ Hf zerfällt durch die Gamma-Übergänge von 306 keV, 202 keV und 88 keV in den Grundzustand wie in Abbildung 3.1 illustriert.



Abbildung 3.1.: Zerfallsschema von ¹⁷⁶Lu [8]

3.3. Photomultiplier

Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben, lösen geladene Teilchen in Szintilatoren und Cherenkovdetektoren Photonen aus. Damit diese Signale weiter analysiert werden können, verwendet man einen Verstärker, um aus den einzelnen Photonen ein auswertbares Signal zu erhalten. Die geläufigste Methode dafür ist der Photomuliplier(Abkürzung PMT). Es können einzelne Photonen nachgewiesen werden. Außerdem sind für unterschiedliche Wellenlängenbereiche PMTs erhältlich. Die Abbildung 3.2 skizziert die Funktionsweise einer PMT.

Eine PMT besteht meistens aus einem evakuierten Glaskolben, in dem sich eine Photokathode so wie ein Sekündärelektronenverstärker befindet. An der Photokathode werden per Photoeffekt Elektronen aus der Oberfläche gelöst.

$$E = h f - W_a \tag{6}$$

Gleichung 6 bezeichnet den Photoeffekt. E ist die kinetische Energie des Elektrons, h entspricht dem Planckschen Wirkungsquantum, f bezieht sich auf die Frequenz der



Abbildung 3.2.: Schematische Skizze eines Photomultipliers [9]

Photonen und W_a ist die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials. Damit ein Elektron austreten kann, muss das Photon mindestens die Energie von W_a haben.

Die freigesetzten Elektronen werden durch eine elektrische Spannung beschleunigt und schlagen an den Dynoden weitere Sekundärelektronen aus. Dieser Vorgang wiederholt sich. Damit dies funktioniert, müssen alle aufeinander folgenden Dynoden auf einem zunehmend positiven Potential liegen. Auf diese Weise erhält man eine Verstärkung der Elektronen von 10^6 [9]. Die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen ist proportional zur Anzahl der eingestrahlten Photonen. In diesen Versuchen wurde für den Quarz eine PMT des Modells Hamamatsu R11410ASSY tube mit empfohlener Betriebsspannung von 1400 V und einem Maximum von 1700 V und für den Lyso Modell Photonis XP mit empfohlener Spannung von 1200 V und einem Maximum von 1300 V verwendet.

3.4. Radioaktive Quellen

Für diese Versuche verwenden wir folgende Quellen. Erstens eine Quelle mit dem Isotop Cobalt ${}^{60}_{27}Co$ mit einer Aktivität von 1.7 MBq. Unter Betastrahlung zerfällt Cobalt in einen angeregten Zustand von ${}^{60}_{28}Ni$ und von dort durch Aussendung zweier Gammaquanten mit den Energien 1.1732 MeV und 1.3325 MeV in den Grundzustand.



Abbildung 3.3.: Zerfallzustände von Cobalt[10]

Die andere Quelle ist eine Americium-Beryllium mit Aktivität von 1.1 GBq. Das Americium-241 in der Quelle emittiert Alphateilchen mit Energien im Bereich von 5.5 MeV. Diese wechselwirken mit einem einzelnen ${}^{9}_{2}Be$ Atom und erzeugen ein angeregtes ${}^{13}_{6}C^*$ Atom. Das Kohlenstoffatom zerfällt in ein Nebenprodukt und setzt Neutronen und Gammas frei. Die von uns verwendete Quelle emittiert 4.46 MeV Gammastrahlung. Die entstandenen Neutronen variieren im Energiebereich von mehreren MeV. Neutronen können in den Detektoren weitere Ereignisse erzeugen, die von den Detektoren erfasst werden und das Spektrum erweitern.

$${}^{4}_{2}He + {}^{9}_{2}Be \rightarrow {}^{13}_{6}C^{*} \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{1}_{0}n + \gamma$$

3.5. Analog Digital Wandler

Für die Weiterverarbeitung der PMT Signale ist der Analog Digital Wandler(ADC) verantwortlich. Hier verwendet wurde der QDC CAEN V965, er wandelt den analogen Strom in einen binären Wert um, der der Ladung des Signals entspricht. Die Bittiefe des ADC beträgt 12, dies entspricht $2^{12} = 4096$ Kanälen. Für die genaue Bestimmung des Nullkanals nimmt man Daten zu einem Zeitpunkt auf, wo kein Signal am Eingang des Digital-Wandlers anliegt. Aus dieser Messung lässt sich mit der Lage und Breite des sogenannten Pedestalpeaks Nullpunkt und Eigenrauschen der Messapperatur bestimmen.

KAPITEL 3. VERSUCHSAUFBAU UND GERÄTE



Abbildung 3.4.: Foto des ADCs und Hochspannungsquelle

3.6. Versuchaufbau

Es wurden Spektren mit folgendem Aufbau aufgenommen. Eine Quelle emittiert Strahlung, die Signale im Quarz oder im Photonenkalorimeter auslösen und vom Photomultiplier detektiert werden. Für den Versuch wurde die Quelle kollimiert. Wir benutzten einen Bleiblock mit einer zylinderförmigen Einbuchtung. In diese Öffnung legten wir eine zusammengerollte Bleischicht und positionierten den Aufbau direkt vor dem Quarz. Die Quelle richteten wir so aus, dass nur Signale mit einer Strahlrichtung, die unsere Kallimierung zulässt, den Quarz bzw. Photonenkalorimeter trifft. Zur allgemeinen Sicherheit stellten wir einen weiteren Bleiblock hinter der Quelle auf. Der Versuchsaufbau wird in Abbildung 3.5 skizziert.



Abbildung 3.5.: Schematische Skizze des Versuchsaufbau

Skizze 3.5 präsentiert den Aufbau und die Datenaufnahme für die Signale aus dem Quarzglasdetektor und dem Photonenkalorimeter



Abbildung 3.6.: Versuchsaufbau

KAPITEL 3. VERSUCHSAUFBAU UND GERÄTE

Die Lyso-Kristalle, den Quarzstab so wie die dazugehörigen PMTs wurden lichtgeschützt mit schwarzem Klebeband umwickelt. Zur Vorsorge vor Lichtlecks bestrahlten wir die Geräte mit einer Lichtquelle und untersuchten eventuelle Schwankungen der Detektorsignale auf einem Oszilloskop. Zur Abschirmung des Magnetfelds der Erde und die der Elektronik ummantelten wir die PMT des Photonenkalorimeters mit Mu-Metall. Bei unterschiedlichen Positionen der PMT ohne Abschirmung wurden deutlich verschiedene Raten gemessen. Die Raten lass man an einem Scaler ab. Darstellung 3.7 zeigt noch einmal die Kalimierung der Quelle.



Abbildung 3.7.: Foto des Aufbaus von oben

KAPITEL 3. VERSUCHSAUFBAU UND GERÄTE



Abbildung 3.8.: Elektronik zur Datenaufnahme

Abbildung 3.8 präsentiert die weitere Elektronik für die Datenaufnahme. Die Spannung aus der PMT gelangt zu einem Spannungsteiler. Wie der Name schon sagt, teilt er die anlegte Spannung in zwei Teile auf. Ein Teil führt direkt weiter zum ADC, unser Messsignal. Der andere Teil wird in ein Gate umgewandelt. Um den Zeitraum festzulegen, in dem der ADC Daten aufnimmt, besitzt das Modul einen Eingang, das sogenannte Gate. Dieser Eingang erwartet ein NIM-Signal(Gleichspannung). Solange dieses Signal anliegt, werden Daten aufgenommen. Für die Gate-Erzeugung wird das Signal aus dem Spannungsteiler in einen Verstärker (Faktor 8 Verstärkung) geschickt. Das so verstärkte Signal wird in einen Constant-Fraction-Discriminator (CFD) geführt. Dieser lässt nur Spannungen durch, die eine einstellbare Schwelle überschreiten. -70 mV beträgt die Schwelle für das Quarzsignal und -2669 mV für den Photonkalorimeter. Wir setzen diese Schwelle aus dem Grund so hoch, um möglichst viele Ereignisse, die durch den LYSO-Eigenzerfall entstehen, herauszufiltern. Im Gate-Generator entsteht aus dem Ausgangssignal des CFD ein Gate mit

einer Breite von 250 ns. Eine Logikeinheit verschaltet das Gatesignal mit einer Clock durch ein ODER-Gatter. Das Endsignal ist mit dem Gate-Eingang des ADCs verbunden. Die Clock erzeugt mit einer einstellbaren Frequenz ein Gate-Signal, um eine Nullpunktmessung zu triggern. Was jetzt noch überprüft werden muss ist, ob das Eingangsignal am ADC und das Gate zeitlich übereinstimmen. Um das zu visualisieren, haben wir die beiden Signale an ein Oszilloskop angeschlossen. Wir benutzten Signalkabel, um die Signale zeitlich anzupassen. Auf der nächsten Seite sind die Bilder des Oszilloskops dargestellt. Die zeitliche Koinzidenz wurde für die zwei Quellen jeweils für Quarz und Photonenkalorimeter überprüft.



(a) Quarz Cobalt



(b) Quarz AmeBe

Abbildung 3.9.: Koinzidenz von Signal(hell-blau) und Gate (magenta)

4. Messung und Auswertung

Für die Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen, die ein nieder energetisches Photon im Quarzglasdetektor auslöst, nahmen wir Messungen auf, in denen wir den Winkel zwischen auftretenden Photonen und Detektor in 15°-Schritten veränderten, um eine Winkelabhängigkeit des Quarz zu überprüfen. Wir betrieben die PMT mit einer Arbeitsspannung von 1400 V. Die Winkel wurden per Hand mit einem Geodreieck ausgemessen. Es ist anzumerken, dass mit steigendem Winkel auch der Abstand zwischen Quelle und Detektor zunahm, besonders bei der Winkeleinstellung von 45°. Wegen des begrenzten Platzes auf der Platte und der Größe der Bleiblöcke blieb nichts anderes übrig, als diesen Abstand zu vergrößern. Für jede Winkeleinstellung nahmen wir 6 Runs mit einer Länge von 5 Minuten auf. Es erwiesen sich Messzeiten von 5 Minuten als ausreichend, denn selbst Testruns mit 30 Minuten ergaben außer einer höheren Countrate keine neuen weiteren Strukturen in dem Spektrum. Alle Messungen wurden in dem Histo-Mode des ADCs betrieben. Jeder Kanalnummer wird die Anzahl der ihm zugewiesenen Events zugeordnet. In Abbildung 4.1 ist das Ergebnis für die Messung mit der Cobaltquelle bei einem Auftreffwinkel der Photonen von 90° aufgetragen.



Abbildung 4.1.: Quarzspectrum für Cobalt, logarithmische Darstellung

Man erkennt einen Peak bei ungefähr 50-60 Kanälen. Dies entspricht dem Pedestalpeak. Nach diesem folgt eine abfallende Flanke. Das Resultat der Messung mit der AmeBe-Quelle bei gleicher Einstellung und Geometrie wird in Abbildung 4.2 präsentiert.



Abbildung 4.2.: Quarzspectrum für AmeBe, logarithmische Darstellung

Wie zuvor erkennt man einen Pedestalpeak und die abfallende Flanke. Niederenergietische Photonen wie die von der Cobalt-Quelle lösen im Quarz Cherenkovstrahlung aus, während die AmeBe- γ eher durchgehen. Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit steigender Energie ab.

In Abbildung 4.3 sieht man alle Messungen für Quarz für verschiedene Winkel. Die allgemeine Struktur der Signale bleibt durchwegs erhalten, was zu erwarten war.



Abbildung 4.3.: Winkelmessungen für den Quarzglasdetektor, logarithmische Darstellung

Für die weiteren Messungen triggerten wir auf den Photonenkalorimeter und nahmen Daten mit dem Quarz direkt hinter der Quelle auf. In einem weiteren Versuch entfernten wir den Quarz komplett aus dem Aufbau. Für diese beiden Versuchsaufbauten nahmen wir für beide Quellen 6 Runs mit 30 Minuten Messdauer auf. Wir entschieden uns für eine längere Messzeit, um eine höhere Statistik zu erreichen. Die PMT an den LYSO-Kristallen wurde mit 1280V betrieben. Die Neutronen der AmeBe-Quelle können mit den LYSO-Kristallen wechselwirken und weitere Signale auslösen. Auch kann es zur Entstehung von Paarbildung oder weiteren Zerfällen kommen. Abbildung 4.4 zeigt die Messung mit der AmeBe-Quelle.



Abbildung 4.4.: Spectrum des Photonenkalorimters für die Messung mit der AmeBe-Quelle, logarithmische Darstellung

Bei den Kanälen 180 – 300 dominieren die Ereignisse aus dem Eigenzerfall des LYSO-Materials siehe Abbildung A.1 in Anhang A.2. Die energetisch höheren Events rühren von der Quelle her. Der Peak mit der höchsten Energie bei Kanal ~ 780 entspricht den 4.46 MeV γ -Signalen. Die Umwandlung erfolgte per Energiekalibrierung aus Kapitel 4.1.



Abbildung 4.5.: Spektrum des Photonenkalorimeters für die Messung mit der Cobalt-Quelle, logarithmische Darstellung

In Abbildung 4.5 sieht man ein Spektrum für die Messung mit der Cobalt-Quelle. Wie auch in den vorherigen Abbildungen erkennt man ein Pedestalpeak und den Eigenzerfall. Bei Kanal ~ 230 und ~ 260 erkennt man zwei deutliche Peaks. Diese werden den γ Energien von 1.1732 MeV und 1.3325 MeV zugewiesen. Ein weiterer Peak zeichnet sich bei Kanal ab ~ 230 und entspricht dem Summenpeak (Pile-up) der beiden γ -Strahlen. Wandelt man die Kanalnummer mit der Energiekalibrierung des nächsten Abschnitts in die Energie um, erhält man den selben Wert wie die Summe der Energien der Cobalt-Zerfälle. Pile-up bezeichnet den Fall, wenn in einem Detektor zwei Ereignisse innerhalb einer Zeit erfolgen, die kürzer sind als die Breite des erzeugten elektrischen Impulses. Demzufolge wird anstatt zwei nur ein einzelnes Ereignis detektiert. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, zerfällt Cobalt60 zu 99.8% in einen angeregten Zustand von ⁶⁰Ni und durch Ausstrahlung zweier Gammaquantes mit den oben genannten Energien in den Grundzustand. Da in allen anderen Spektren mit den selben Einstellungen keine weiteren deutlichen Peaks vorhanden sind und der eben beschriebene Zerfall sehr wahrscheinlich ist, ist diese Zuweisung annehmbar.

4.1. Energiekalibrierung für das Photonenkalorimeter

Damit den Kanalnummern die passenden Energien zugewiesen werden können, kann aus der Messung mit der Cobalt-Quelle noch eine Energiekalibrierung vollzogen werden. Um die lineare Zuordnung Kanalnummer-Energie zu erhalten, sucht man sich bekannte Energien aus den gesammelten Daten und benutzt diese als Kalibrierungspunkte. In diesem Fall die Position des Pedestalpeaks (Nullpunkt oder Nullenergie) und die Lage der γ -Zerfälle der Cobalt-Quelle im Photonenkalorimeter. Die Position der Pedestals wird durch eine Anpassung einer Gaußfunktion an den Pedestalpeak bestimmt:

$$f(x) = c * e^{\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

$$\tag{7}$$

 σ^2 entspricht der Varianz,
cder Amplitude der Gaußkurve. Mit diesen Voraussetzungen wird an das Pedestal je
der Messung Gleichung 7 gefittet und die Fitparametern bestimmt. Ein Beispiel hierfür z
eigt Abbildung 4.6 für eine Messung mit Quarz und Neutron
enquelle.



Abbildung 4.6.: Pedestalfit

μ	$\Delta \mu$	σ	$\Delta \sigma$
55.2010	0.00503481	0.716909	0.00435874
55.2474	0.0049833	-0.731809	0.00471430
55.2431	0.00502254	0.731504	0.0047132
55.2504	0.00510626	0.746754	0.00484461
55.2635	0.00495585	0.729021	0.00483821
55.2328	0.00507901	0.739511	0.00470458

Die resultierenden Werte und Fehler von Mean und Sigma aller sechs Runs von Abbildung 4.6 befinden sich in der unteren Tabelle.

Wie man leicht erkennt, variieren die Werte nur sehr gering, was auch für die restlichen Messungen zutrifft. Die relativ gleichbleibende Position des Pedestal offenbart, dass der Versuchsaufbau eine reproduzierbare Datennahme ermöglicht. Das große reduzierte χ^2 der Fits zeigt, dass sich der Verlauf des Pedestals nicht wie eine Gaußfunktion verhält und dass derselbige Fit nur eine Annäherung ist. Zur Bestimmung der Position der zwei γ -Linien mit E=1.1732 MeV und E=1.332 MeV erweitern wir die Gaußfunktion um eine exponentiell abfallende Funktion mit konstanten Werten a und k.

$$f(x) = a * e^{-k * x} + c * e^{\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$
(8)

Das Resultat steht in der folgender Tabelle:

	μ	$\Delta \mu$	σ	$\Delta \sigma$
	234.7020	1.00045	-13.1630	1.00064
	234.7070	1.00044	-13.2002	1.00064
1 tor Dool	234.8380	1.00046	-13.1126	1.00060
1.teri eak	234.2490	0.0185239	-14.1443	0.0228426
	234.2750	0.0772992	-14.1245	0.0883385
	234.6980	0.0178349	-13.7220	0.0221010
	258.1840	0.0206622	-12.6257	0.207634
	258.2250	0.0204952	-12.6162	0.0205845
2 tom Doole	258.1560	0.0130638	-12.6174	0.0111820
2.terreak	258.1560	0.0133204	-12.5781	0.0113927
	258.0410	1.00061	-12.4858	1.00069
	258.3450	0.0133369	-12.6872	0.0115519

Das reduzierte χ^2 zeigt, dass die verwendete Funktion die Daten nur unzureichend beschreibt. Eine Bestimmung der Lage der γ -Linien ist dennoch möglich. Es werden die Energien der Kalibrierungspunkte gegen deren Position aufgetragen und Gleichung 9 an die Datenpunkte angepasst

$$f(x) = a * x + b \tag{9}$$

Gaußscher Fehlerfortpflanzung ist durch Gleichung 10 definiert. Mit Δx_i als Fehler der Variable x_i .

$$\Delta f(x_i) = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x_i} f(x_i) * \Delta x_i\right)^2} \tag{10}$$

Der Fehler für die Kalibrierung wird mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung abgeschätzt:

$$\Delta f(x) = \sqrt{(x * \Delta a)^2 + (a * \Delta x)^2 + (\Delta b)^2}$$
(11)



Abbildung 4.7.: Energiekalibrierung für Ergebnisse von Seite 21

4.2. Bestimmung der Nachweiseffizienz

In diesem Abschnitt soll die Nachweiseffizienz des Quarzglasdetektors für niederenergetische Photonen untersucht werden. Die Nachweiseffizienz ist als das Verhältnis der Zahl der Photonen n, die im Detektor ein Signal erzeugt haben, zu der Gesamtzahl N der auf den Detektor treffende Photonen, definiert:

$$\varepsilon = \frac{n}{N} \tag{12}$$

4.2.1. Untersuchung der Winkelabhängigkeit der auftretenden Photonen im Quarz

Für die Versuche mit dem Quarzg wird nun das Verhalten der Countrates für unterschiedliche Winkel bestimmt. Die Countrates erhält man, in dem man alle Counts, die von der Quelle stammen, aufsummiert und durch die Messzeit dividiert. Noch einmal zur Erinnerung, die Dauer der Messungen für die Versuche mit dem Qarzglasdetektor betrugen 5 Minuten, die für den Photonenkalorimeter 30 Minuten. Aus den resultierenden Werten wird der Mittelwert bestimmt und die Standardabweichung als Fehler angegeben.

Standardabweichung s mit \bar{x} als Mittelwert.

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2}$$
(13)

	Quarz-A	AmeBe	Quarz-Cobalt		
Winkel[°]	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$	Winkel[°]	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$
	306.1967	206 1056 1 1507		334.2533	
	307.33			213.2167	
0	304.06		0	197.7333	$222,0106 \pm 54,0114$
0	306.6533	500.1050 ± 1.1507	0	198.5267	$222,9100 \pm 54,9114$
	305.6433			197.0833	
	306.75			196.65	
	287.0967			207.1133	
	289.13			208.9533	
15	289.21	287.1461 ± 2.2726	15	208.3333	$207 0722 \pm 1 0808$
15	287.8167			206.9	$201,9122 \pm 1,0090$
	286.5833			207.0867	
	283.04			209.4466	
	276.4333	974 705 ± 9, 1974	$274.785 \pm 2,1374$ 30	253.7933	
	271.46			256.03	$255,2011 \pm 1,449$
20	273.8567			257.0033	
30	273.81	$214.100 \pm 2,1014$		256.2967	
	275.9233			253.4533	
	277.2267			254.63	
	216.2467			314.22	
	217.5033			311.4	
45	217.3233	$216.9656 \pm 1,0712$	45	314.0433	$314.335 \pm 1,9147$
40	216.3767		40	313.9267	
	218.65			315.11	
	215.6933			317.31	

KAPITEL 4. MESSUNG UND AUSWERTUNG

Wenn der Winkel zwischen Photonen und Detektor zunimmt, wird die Wegstrecke im Detektor erweitert, wodurch die Wahrscheinlichkeit, dass Strahlung mit dem Detektor wechselwirkt und Cherenkov-Licht emittiert, steigt. Dieses Verhalten konnte man an den Raten im Quarz für die Messungen mit der Cobalt-Quelle nachweisen. Ausnahme bilden die ersten beiden Werte für die Messungen mit dem Winkel 0°, wobei der Erste stark von allen anderen abweicht. Daraus resultiert ein im Verhältnis zu den restlichen Raten großer Fehler. Eine Erklärung für die Rate von 334.2533 s^{-1} kann ich nicht geben. Wenn man sich die restlichen Raten für die Cobalt und AmeBe-Quelle ansieht, tritt nirgends so eine starke Schwankung zwischen zwei Werten auf. Im Allgemeinen schwanken die Ergebnisse nicht signifikant voneinander in ihren jeweiligen Messungen für beide Quellen. Die Ergebnisse der Versuche mit der AmeBe-Quelle zeigen sich entgegengesetzt zu denen mit der Cobalt-Quelle. Hier sinkt die Rate mit zunehmendem Winkel. Ein besonders starker Abfall der Raten erfolgt bei der Änderung der Winkel von 30° zu 45°. Ein Ratenverlust durch Absorption im Luftweg wird ausgeschlossen. Außerdem wurden Schwankungen der Aktivität der AmeBe-Quelle nicht beobachtet. Generell sind die Versuche stark Geometrie abhängig. Da Änderungen des Aufbaus per Hand durchgeführt wurden und als Folge stark fehlerbehaftet sind, ist die Geometrie nicht erhalten. Dies könnte der Grund für die Ergebnisse sein.

4.2.2. Untersuchungen der Raten für den Photonenkalorimeter

Aus den Messergebnissen wird festgestellt, dass die Raten des Photonenkalorimeter erheblichen Schwankungen unterliegen. Wenn man sich Abbildung 4.8 und die Raten des Eigenzerfalls des LYSO-Kristalls auf Seite 28 ansieht, erkennt man, dass der β -Eigenzerfall der Grund hierfür ist. Während das Pedestal unverändert bleibt und somit nicht die Elektronik Schuld daran ist, entstehen zeitliche Unterschiede bei den Zerfallsraten. Damit sich diese Unsicherheit nicht weiter auswirkt, werden die Raten in den Bereichen gezählt, in denen der Zerfall schwach ist und die Events aus der Quelle überwiegen. Da diese Bereiche aber beliebig sind, werden mehrere Raten aus verschiedenen Bereichen gezählt.



(b) Spektrum des Photonenkalorimeters für die Messungen mit der AmeBe-Quelle

Abbildung 4.8.: Abweichung der Raten des Photonenkalorimeters, logarithmische Darstellung

Untersuchung der Raten für AmeBe ergaben, dass ab Kanalnummer 250 in Energieeinheiten 1.2778 MeV, die Counts gezählt werden sollten. Unterhalb dieser Energie ist der Einfluss des Eigenzerfalls noch zu groß. Es wurden noch zwei weitere Raten einmal für Kanal $300 \rightarrow 1.6058$ MeV und für $350 \rightarrow 1.9339$ MeV errechnet. Ab höheren Kanälen sinkt die Rate des Photonenkalorimeters unter die des Quarzes.

P	hotonenkal	orimeter-AmeBe		Photonenkalorimeter-AmeBe			
mit Q	mit Quarz vor den LYSO-Kristallen				ohne Quarz vor den LYSO-Kristaller		
Kanal	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$		Kanal	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$	
	828.9444				542.8894		
	820.5333				592.05		
250	569.3167	$725\ 0361 \pm 107\ 1217$		250	844.2389	684.0402 ± 117.536	
200	659.3889	120.3001 ± 101.1211		200	762.6722	004.0492 ± 111.000	
	804.0278				614.7944		
	673.4056				747.65		
	581.4111	509.7476 ± 75.1862	300		385.0178		
	576.4444			418.8911			
200	399.6972			200	598.3222	4847332 ± 832807	
300	462.8217			540.1461	404.7552 ± 05.2007		
	564.85			435.995			
	473.2611			530.0272			
	435.7483				288.8239		
	432.0178				314.7272		
250	299.9994	382.0721 ± 56.2813		250	449.0639	363.9612 ± 62.522	
330	346.6411			350	405.7033		
	423.47				327.4578		
	354.5561				397.9911		

KAPITEL 4. MESSUNG UND AUSWERTUNG

Anhand der hohen Energie der Strahlung der AmeBe-Quelle würde man erwarten, dass es keinen Unterschied macht, ob der Quarz vor dem Photonenkalorimeter liegt oder nicht. Die Raten sollten mit einem geringen statistischen Fehler die selben sein. Dies ist hier nicht der Fall. Die Raten mit Quarz sind größer als die ohne und weichen um 5 bis 6% voneinander ab. Es scheint als würden die Neutronen weitere Ereignisse in dem Quarz, wie γ -Strahlung, auslösen, die wiederum im Photonenkalorimeter detektiert werden.

Weil das Cobalt-Spektrum des Photonenkalorimeters unterschiedliche Breiten im Vergleich zu den Spektren mit der AmeBe-Quelle hat, wurden die Kanäle $265 \rightarrow 1.3762$ MeV, $270 \rightarrow 1.409$ MeV und $275 \rightarrow 1.4418$ MeV als Anfangskanäle für die Zählraten ausgewählt. Ab Kanal 280 sinken die Raten rapide. Die nächste Seite zeigt die restlichen Raten der Messungen mit dem Photonenkalorimeter.

KAPITEL 4. MESSUNG UND AUSWERTUN

P	hotonenkalo	rimeter-Cobalt		Photonenkalorimeter-Cobalt		
n	nit Quarz hir	nter der Quelle		ohne Quarz hinter der Quelle		
Kanal	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$		Kanal	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$
	560.2333				584.0889	
	571.7611				591.6556	
265	531.26	500.4034 ± 81.7376		265	562.4222	557.0133 ± 30.7577
200	348.0078	509.4954 ± 61.1510		205	534.6494	557.0155 ± 50.1511
	527.6028				509.475	
	518.0989			559.7889		
	378.1833	344.9894 ± 55.1166	270		393.6933	
	386.6417				398.2594	
270	360.45444			270	379.0456	$375\ 3131 \pm 90\ 7994$
210	235.8322			360.3828	373.3131 ± 20.7224	
	357.605			343.0439		
	351.22			377.4539		
	261.7294				273.2128	
	267.0428				276.2378	
275	248.6189	990 1479 ± 90 995		975	262.7156	260.2938 ± 14.2774
275	162.5494	238.1473 ± 38.225		210	250.3861	
	246.70944				238.0817	
	242.2339				261.1289	

		Eigenzerfall der	LYSO-K	ristalle	
Kanal	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$	Kanal	Rate $\left[\frac{1}{s}\right]$	Mittelwert $\left[\frac{1}{s}\right]$
	89.1717			53.9461	
	78.6406			47.5778	
250	57.0256	957484 ± 967807	265	34.4678	51.8362 ± 16.1407
230	56.9628	0.1404 ± 20.1091	205	34.5183	51.0302 ± 10.1407
	116.7122			70.4261	
	115.9778			70.0811	
	17.1938	16.4554 ± 5.0879	$ \begin{array}{c} 45. \\ 40. \\ 29. \\ 29. \\ 29. \\ 59. $	45.5789	
	15.1617			40.2272	
300	10.9022			29.2106	43.8746 ± 13.6705
300	11.0106			29.205	45.0140 ± 15.0195
	22.2272			59.71	
	22.2361			59.3161	
	5,3634	5.1181 ± 1.5715		38.5878	
	4,7222		275	34.0333	
350	$3,\!3867$			24.6617	37.0756 ± 11.5380
000	3,4433			24.6889	51.0100 ± 11.0009
	6,9172			50.315	
	6.8767			50.1667	

Bei den Messungen mit dem Photonenkalorimeter für die Cobalt-Quelle fällt einem auf, dass die Raten mit Quarz vor den LYSO-Kristallen niedrigere Raten besitzen als ohne. Ein Teil der Strahlen, die im Quarz ein Signal erzeugen, besitzen danach nicht mehr genug Energie, um im Photonenkalorimeter ebenfalls ein Signal zu erzeugen. Außerdem schwanken die Raten mit Quarz stärker als ohne, was an den Standardabweichungen abzulesen ist. Die Vorgänge im Quarz sind nicht zeitlich konstant. In unseren Überlegungen wird angenommen, der Photonenkalorimeter würde 100% aller Signale detektieren. Alle Signale, die im Quarz kein Signal erzeugen, erfasst der Photonenkalorimeter. Dieser Zusammenhang wird für die Bestimmung der Nachweiseffizienz des Quarzglasdetektors ausgenutzt. Wie im Anfang des Kapitels erwähnt, ergibt sich die Nachweiseffizienz aus der Anzahl der Photonen, die ein Signal im Detektor erzeugen, geteilt durch die Gesamtzahl der eintreffenden Photonen. Die Rate für die Messungen, wo der Quarz entfernt wurde, gleicht der Gesamtzahl der eintreffenden Photonen. Der Unterschied der Raten zwischen den Messungen ohne Quarz und mit Quarz, entspricht der Anzahl der Photonen, die im Quarz ein Signal erzeugen und im Spektrum des Photonenkalorimeters fehlen.

$$\varepsilon = 1 - \frac{R_{qml}}{R_{qol}} \tag{14}$$

 R_{qml} ist die Rate der Messungen mit Quarz und R_{qol} ohne. Im Gegensatz zu den Versuchen mit der AmeBe-Quelle verhalten sich die Ergebnisse der Cobalt-Quelle wie erwartet und sind verständlicher. Für die weitere Auswertung werden nur die Werte der Cobalt-Messungen verwendet. Der Fehler der Effizienz folgt aus den Fehlern der Raten per Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Um den Einfluss des Eigenzerfalls aus den Werten zu berichtigen, werden die Raten der Messungen ohne Quelle abgezogen.

Nachweiseffizienz des Quarzglasdetektors					
Kanal	Effizienz	korrigierte Effizienz			
265	0.0853 ± 0.1552	0.0941 ± 0.1669			
270	0.0808 ± 0.1554	0.0915 ± 0.1662			
275	0.0851 ± 0.1552	$0.0992 \pm 0,1744$			

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche erhält man eine Nachweiseffizienz des Quarzs von 9.2 bis 9.9%. Aus den hohen Abweichungen der Raten ergeben sich riesige Fehler für die Effizienz. Die Fehler sind mehr als 70% größer als die eigentlichen Werte. Die Werte der Effizienz sowie deren Fehler für die unterschiedlichen Kanäle unterscheiden sich nicht stark voneinander. Was auf eine gute Wahl der Anfangskanäle schließt. Grundsätzlich misst der Quarz nur ein Bruchteil der Signale, die der Photonenkalorimeter erfasst.

4.3. Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Strahlung im Quarzglasdetektor

In diesem Abschnitt soll die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Strahlung für den Quarzglasdetektor bestimmt werden. Wenn Strahlung ein Medium durchquert, tritt Absorption auf, die Intensität der Strahlung sinkt. Die Wahrscheinlichkeit für den Vorgang ist abhängig von dem Material und der Energie der Strahlung. Die exponentielle Abnahme der Intensität wird durch das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben:

$$I(x) = I_{\rho} e^{-\frac{\mu}{\rho} * x * \rho} \tag{15}$$

 I_o ist die Anfangsintensität, x ist die Eindringtiefe der Strahlung im Material und $\frac{\mu}{\rho}$ stellt den Massenschwächungskoeffizient dar. Er besteht aus dem linearen Schwächungskoeffizient μ und der Dichte ρ des Materials. Der gesamte Massenschwächungskoeffizient eines Stoffes berechnet sich aus dem Koeffizient der einzelnen chemischen Bestandteile multipliziert mit ihren jeweiligen Gewichtsanteilen (w_i) .

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_{i} \left(\frac{\mu}{\rho}(i) * w_i\right) \tag{16}$$

Quarz ist ein Mineral mit der chemischen Zusammensetzung SiO_2 . Das Verhältnis der molaren Masse einer Mischungskomponenten des betrachtenden Materials zu der gesamten Molaren Masse nennt man den Gewichtsanteil. Die Molare Masse von Siund O beträgt 28.086 $\frac{g}{mol}$ und 15.999 $\frac{g}{mol}$, aus der Periodentabelle entnommen. Aus der gesamten Molaren Masse von Quarz (60.066 $\frac{g}{mol}$) erhält man w_{Si} 0.4676 und w_O 0.5324. Den Massenschwächungskoeffizient der Elemente für die Energien 1.25 MeV und 4 MeV entnimmt man Quelle [16].

Energie [MeV]	$\frac{\mu}{\rho}(Si)[10^{-2}\frac{cm^2}{g}]$	$\frac{\mu}{\rho}(O)[10^{-2}\frac{cm^2}{g}]$	$\frac{\mu}{\rho}(SiO_2)[10^{-2}\frac{cm^2}{g}]$
1.25	5.688	5.697	5.692
4	3.240	3.100	3.1655

Die Breite d des Quarzs in Stahlrichtung beträgt 1 cm siehe Anhang A.2 Abbildung A.2 und entspricht der Einringtiefe bei einem Auftreffwinkel der Photonen von 90°. Die Photonen der Quelle durchdringen die Lagen des Klebebands ungehindert. Die zunehmende Eindringtiefe mit steigendem Winkel α errechnet sich aus folgender geometrischer Funktion.

$$x = \frac{d}{\sin \alpha} \tag{17}$$

Mit dem vorher bestimmten Massenschwächungskoeffizienten und der Dichte 2.22 $\frac{g}{cm^3}$ des Quarzglasdetektors [6] kann nun die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit angegeben werden.

$$w(x) = 1 - e^{-\frac{\mu}{\rho} * x * \rho} \tag{18}$$

Es werden die Werte der Wahrscheinlichkeit für die Messungen mit der Cobalt-Quelle bestimmt.

Winkel [°]	x [cm]	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $w(x)$
0	1	0.1187
15	1.0353	0.1226
30	1.1547	0.1358
45	1.4142	0.1636

Die Wahrscheinlichkeit, dass Strahlung im Detektor absorbiert wird, nimmt mit größeren Winkeln zu. Dieses Benehmen ist auch aus den Raten der Quarz-Messungen ersichtlich, siehe Kapitel 4.2.1. Wenn man die Wahrscheinlichkeit mit der Effizienz vergleicht, fällt auf, dass die Werte der Effizienz kleiner ausfallen als das Ergebnis der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit. Nicht alle absorbierten Photonen im Quarz erzeugen Cherenkov-Licht.

4.4. Anzahl der mittleren Photoelektronen im Quarz

Die Anzahl der Photoelektronen, die in der PMT durch die Signale aus dem Detektor freigesetzt werden, gilt es noch zu bestimmen. Hierzu wird der Mittelwert der Histogramme (Mean) benötigt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Plots wurden mit dem Programm root erstellt. Bei der Erstellung von Histogrammen mit root wird der Mean-Wert mit angegeben. Wie bei der Untersuchung der Raten werden die Werte gemittelt und der Fehler als Standardabweichung angegeben. Um das Nullrauschen aus diesen Werten zu korrigieren, wird die Pedestalpeak Position abgezogen. Die Eichung Kanalnummer in Anzahl von Photoelektronen erhält man aus Abbildung 4.9 auf der nächsten Seite. In der Abbildung werden die 65 Means der Runs von der Strahlzeit im Januar 2016 gegen die Photoelektronen aufgetragen. An die Datenpunkte wird eine lineare Funktion (Gleichung 19) angepasst.

$$f(x) = p0 + p1 * x (19)$$

	Fitparameter		
p0	$-83.355 \pm 7.9939 * 10^{-1}$		
p1	$1.4277 \pm 1.4276 * 10^{-3}$		



Abbildung 4.9.: Eichung Kanalnummer-Photoelektronen [Kathrin Schier, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2016]

In dem Plot befinden sich die meisten Mean-Werte zwischen Kanalnummer 110 und 118. Die Steigung p1 gibt an, wie viele Photoelektronen man pro Kanalnummer erhält. p1 sollte unabhängig von dem verwendeten Versuchsaufbau sein, wodurch wir es für unsere Messungen verwenden können. p0 entspricht der Postion des Pedestals, für die experimentelle Umgebung der Strahlzeit 2016. Für die folgende Umwandlung wird p0 nicht mit verwendet, denn für die Kanalnummern dieser Arbeit wurden das entsprechende Pedestal schon abgezogen.

$$N_{pe} = p1 * K_n \tag{20}$$

 N_{pe} entspricht der Anzahl der Photoelektronen, K_n der Kanalnummer. Die Messungen der Strahlzeit im Januar 2016 verwendeten die selbe PMT, betrieben sie aber bei einer Spannung von 1350 V. Um die berichtigte Anzahl der Photoelektronen zu erhalten, untersucht man das Verstärkungsverhalten der PMT für unterschiedliche Betriebsspannungen. Die Gainkurve wurde für die Strahlzeit im März 2015 gemesen. In Abbildung 4.10 ist die HV gegen die Position des Means geplottet.



Abbildung 4.10.: Gainkurve für die Hamamatsu-Röhre [Kathrin Schier, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2015]

Die Fehler der Daten fallen so klein aus, dass sie im oberen Plot nicht erkennbar sind. An die Datenpunkte wird Gleichung 21 gefittet.

$$g(u) = k * U^a + c \tag{21}$$

k ist die Steigung des Fits, U die Hochspannung und c ein konstanter Wert. Aus dem reduzierten χ^2 entnimmt man, dass die Funktion den Verlauf der Daten ungenau beschreibt. Bei der HV zwischen 1100 V und 1200 V scheinen Fit und Daten noch gut zu übereinstimmen, während ab 1350 V der Fit von den Daten abweicht. Multipliziert man das Verhältnis von $\frac{g(1350)}{g(1400)}$ mit der aus Gleichung 19 erhaltenen Anzahl der Photoelektronen, korrigiert man die Anzahl auf die verwendete HV von 1400 V. In der unteren Tabelle stehen die Werte für die mittlere Anzahl an Photoelektronen im Quarz. Alle Fehler wurden wieder per Gaußschen Fehlerfortpflanzung bestimmt. Die Mean-Werte für die Messungen mit der Cobalt-Quelle befinden sich in dem Abbildungs- und Tabellenverzeichnis.

Anzahl der Photoelektronen				
Winkel[°]	N_{pe}	N_{pe} mit Gain Korrektur		
0	11.4798 ± 0.7659	9.9078 ± 0.6611		
15	10.4730 ± 0.4590	9.0388 ± 0.3962		
30	10.8078 ± 0.4640	9.3279 ± 0.4005		
45	11.6580 ± 0.4651	10.0616 ± 0.4014		

4.5. Untergrundbeitrag der Photonen für die Gesamtmessung

Als Ziel dieser Arbeit wird in diesem Abschnitt der Untergrundbeitrag der Photonen im Bereich bis 5 MeV für die Gesamtmessung des P2-Experiments abgeschätzt. Hierzu werden die bisher erschlossenen Erkenntnisse dieser Arbeit verwendet. Die zu analysierenden Raten der Photoelektronen für das P2-Experiment wurden simuliert¹. In der Simulation wird von 7.56 10^6 elastisch gestreuten Elektronen ausgegangen, die an einem Solenoiden abgelenkt und im Detektor erfasst werden. Es wurden zwei Analyse-Runs durchgeführt, beim ersten wurden alle Photonen, die den Detektor erreicht haben, mitgezählt, beim zweiten nur diejenigen, für deren E > 5 MeV gilt. Aus dieser Simulation entnimmt man die Gesamtrate der Photoelektronen R_e , die von den Elektronen stammen und die Raten der Photoelektronen für alle Photonen. Die Differenz der Raten für die Photonen der beiden Analyse Runs ergibt die Rate R_{ph} für den Bereich der Energie von E < 5 MeV. Um diese Rate auf das Antwortverhalten des Quarzglasdetektors zu korrigieren, wird R_{ph} mit der Effizienz (ε) des Quarzglasdetektors und die Anzahl der Photoelektronen (N_{pe}), die die Cobalt-Quelle erzeugt, multipliziert.

ε	$\overline{N_{pe}}$	$R_{ph}[s^{-1}]$
0.0941 ± 0.1669		
0.0915 ± 0.1662	9.584 ± 0.48157	$2.696 * 10^{10}$
0.0992 ± 0.1744		

 $\overline{N_{pe}}$ ist der Mittelwert der Anzahl der Photoelektronen. Fehler werden per Gaußscher Fehlerfortpflanzung abgeschätzt.

$R_{ph}[s^{-1}]$	$R_e[s^{-1}]$
$2.4314 * 10^{10} \pm 4.3147 * 10^{10}$	
$2.3642 * 10^{10} \pm 4.296 * 10^{10}$	$1.44 * 10^{12}$
$2.5632 * 10^{10} \pm 4.5081 * 10^{10}$	

In der Tabelle sind die berichtigten Raten der Photoelektronen und die der Elektronen für die jeweilige Effizienz. Wie schon bei der Effizienz sind die Fehler der Raten der Photonen um mehr als 70% größer als die der Werte. Was nicht verwunderlich ist, da die korrigierte Rate sich unter anderem aus der Effizienz ergibt. Die Rate der Photonen im Bereich E < 5 MeV macht weniger als 2% der Gesamtmessung aus. Für das P2-Experiment werden Elektronen mit einer Energie von 155 MeV angestrebt. Dadurch sind physikalische Prozesse bei denen hochenergetische Photonen entstehen wahrscheinlicher als niederenergetische.

¹[Dominik Becker, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2017]

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Antwortverhalten eines Quarzglasdetektors für niederenergetische Photonen untersucht. Anhand des einfachen Experimentsaufbaus lassen sich folgende Ergebnisse zusammenfassen. Es konnte eine Winkelabhängigkeit des Photonenstrahls im Quarz für den Aufbau mit der Cobalt-Quelle nachgewiesen werden. Es zeigte sich, dass der Cherenkov-Detektor sehr sensibel auf Anderungen der Geometrie reagiert. Dies lässt sich am Besten an den Raten der Quarzmessungen mit der AmeBe-Quelle aufzeigen. Aus den Raten des Quarzdetektrors und dem Photonenkalorimeter lässt sich eine Effizienz für die Cobalt-Quelle abschätzen. Anhand der Raten des Photonenkalorimerters erkennt man, dass die Strahlen der Neutronenquelle weitere Events im Quarz auslösen, was den Annahmen, dass die Strahlung aufgrund ihrer hohen Energie den Quarz ungehindert durchdringt, widerspricht. Mit dem Massenschwächungskoeffizient konnte eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für eine Strahlung mit einer Energie von 1.25 MeV für den Quarzgalsdetektor angeben werden. Der Vergleich zwischen dieser Wahrscheinlichkeit und der Effizienz offenbarte, nicht alle absorbierten Photonen erzeugen Cherenkov-Licht. Die Photonen der Quelle können im Quarz andere Prozesse wie Paarbildung, Comptonstreuung etc. auslösen, die nicht detektiert werden. Zu guter Letzt wurde der Untergrundbeitrag der Photonen im Bereich bis 5 MeV zur Gesamtmessung abgeschätzt. Es stellte sich heraus, dass die Raten der Photonen im Vergleich zu den der Elektronen gering ausfällt, was bei dem gewählten Energiebereich aber auch zu erwarten war. Generell kann diese Arbeit nur einen Überblick für das Verhalten des Quarzes auf niederenergetischen Photonen liefern. Wegen der starken Schwankungen des Eigenzerfalls der LYSO-Kristalle entstanden riesige Fehler bei der Effizienz und daraus auch bei den Raten der Photoelektronen. Bei der Bestimmung der Postionen der γ -Energien für Cobalt, wurde für den Verlauf der Daten eine Gaußfunktion angenommen. Was die Resultate der Gauß-Fits aber widerlegten. Die Versuche mit der AmeBe-Quelle brachten nicht die erwartenden Ergebnisse. Somit kann keine Aussage über das Ausleseverhalten des Quarz für 4.4 MeV Photonen gemacht werden.

Literaturverzeichnis

- K.S. Kumar, S. Mantry W.J. Marciano, P.A. Souder," Low Energy Measurements of the Weak Mixing Angle", Ann. Rev., Nucl. Part. Sci. 63 (2013),237-267.
- [2] A.Pich, "THE STANDARD MODEL OF ELECTROWEAK INTERAC-TIONS," https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0502010.pdf.
- [3] H.Berger, K.Aulenbacheur, S.Baunnack, D.Becker, J.Diefenbach, M.Gerricke, K.Gerz, R.Herbetz, K.Kumar, F.Maas, M.Molitor, I.Sorokin, P.Souder, H.Spiesberger, A. V.Tyukin, M.Zimmermann, "Measuring the weak mixing angle with the P2 experiment at MESA".
- [4] D.Becker, S.Baunnack, K.Gerz, K. S. Kumar, F.Maas," P2 The weak charge of the proton".
- [5] J.Linger, " Cherenkov-Detektoren".http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/ Vorlesungen/WS08/FP-Seminar/handouts/TP04_Lingner.pdf.
- [6] "Spectrosil® 2000". https://www.heraeus.com/media/media/hqs/doc_ hqs/products_and_solutions_8/optics/Spectrosil_EN.pdf
- [7] K.Gerz, D.Becker, S.Baunnack, M.Gerricke, K.Kumar, F.Maas, "P2 Detector Development".
- [8] "Bestimmung der Analysierstärke des A4-Compton-Rückstreupolarimeters zur Messung der longitudinalen Spinpolarisation des MAMI-Elektronenstrahls, Doktorarbeit von Jürgen Diefenbach".
- [9] "Erste Erfahrung mit der Messelektronik für das P2-Experiment an MESA, Masterarbeit von Thomas Jennewein".
- [10] http://chemistry.tutorvista.com/nuclear-chemistry/ gamma-decay.html
- [11] P.Clark, "Studies of Light Quenching Effects in Liquid Scintilla- tors and Parameter Determination of the Buffer and Veto Fluids of the Dou- ble Chooz Near Detector, Masterarbeit, Technische Universität München, 22. April 2014".
- [12] M.Harrendorf, T.Keck "Neutronendiffusion". http://physik.leech.it/ pub/P3/Neutronendiffusion/P3_Neutronendiffusion_Harrendorf_ Keck.pdf.
- [13] http://www.mikrocontroller.net/articles/Abtasttheorem

Literaturverzeichnis

- [14] Prof. Dollinger, "Abtasttheorem anschaulich, Lösungen zur Zentralübung der Vorlesung Grundlagen der Messtechnik, Univ. der Bundeswehr München".
- [15] "Photoelectron Statistics". http://pibeta.phys.virginia.edu/docs/ publications/chris_diss/html/web_diss-5.4.html.
- [16] "X-Ray Mass Attenuation Coefficients Nist". http://physics.nist.gov/ PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html
- [17] "Cherenkov-Strahlung". wwwa1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/WS08/ FP-Seminar/handouts/KP04_Endner.pdf

A. Anhang

A.1. Cherenkov-Schwelle Elektronen im Quarz

 v_T Geschwindigkeit des Elektrons im Medium, v_{em} Geschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Medium, $\beta = \frac{v_T}{c}$, n Brechungsindex, m_0 Elektronenmasse, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ Lorentzfaktor, E Energie,
c Lichtgeschwindigkeit, θ Winkel zwischen Teilchenbahn und Strahlrichtung.

$$v_{em} < v_T < c \tag{22}$$

$$\cos(\theta) = \frac{v_{em}}{v_T} = \frac{1}{n\beta} \quad [17] \tag{23}$$

$$Minimun: \theta = 0 \quad \to \quad \beta \ge \frac{1}{n} \tag{24}$$

$$E = \gamma m_o c^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} m_o c^2 \ge \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} m_o c^2 \tag{25}$$

mit n=1.47 [7] folgt:

$$E \ge 0.6719 MeV$$
 (26)

A.2. *β*-Eigenzerfall des Photonenkalorimeter



Abbildung A.1.:
 $\beta\mbox{-Eigenzerfall}$ der LYSO-Kristalle

A.3. Schematische Skizze des Quarzglasdetektors



Abbildung A.2.: Skizze des Quarzglas
detektors, [Kathrin Schier, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2015]

B. Abbildungs-und Tabellenverzeichnis



(a) Spektrum des Photonenkalorimeters für die Messung mit der AmeBe-Quelle mit Quarz hinter der Quelle



(b) Spektrum des Photonenkalorimeters für die Messung mit der Cobalt-Quelle mit Quarz hinter der Quelle

B. ABBILDUNGS-UND TABELLENVERZEICHNIS

Messungen mit Quarz für Cobalt				
Winkel	Pedestalposition	Kanalnummer der Means		
0	55.0217	63.94		
	55.0502	63.05		
	55.044	62.9		
	55.0632	62.9		
	55.0448	62.86		
	55.031	62.85		
	54.5634	61.94		
	54.5912	61.91		
1 5	54.5768	61.92		
10	54.6038	61.93		
	54.5619	61.86		
	54.5592	61.91		
	55.0436	62.59		
	55.0441	62.55		
30	55.0473	62.56		
	55.0089	62.58		
	54.6944	62.51		
	55.0602	62.53		
45	54.5389	62.74		
	54.5599	62.74		
	54.5276	62.72		
	54.5129	62.67		
	54.5522	62.75		
	54.6545	62.72		