

Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Messung
der γ - γ - Winkelkorrelation

von

Thomas Heinze

Bachelorarbeit in der Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und
Naturwissenschaften

der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

August 2010

erstellt im

III. Physikalischen Institut A
Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Hiermit versichere ich, Thomas Heinze, an Eides statt, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe, dies gilt auch für Tabellen, Abbildungen usw.

Aachen, den

Kurzdarstellung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es ein Experiment aufzubauen und zu testen, mit dem in Zukunft Teilnehmer des Fortgeschrittenen Praktikums im Studiengang Bachelor Physik an der RWTH Aachen Einblicke in die Themenbereiche des Kernzerfalls, Kernspektroskopie und Koinzidenzmessverfahren erhalten sollen. Das Erstellen einer Anleitung, die den Praktikumsteilnehmern als Vorbereitung auf den Versuch dienen soll, ist ebenfalls Teil dieser Arbeit. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt aber auf dem messtechnischen Aufbau, der Inbetriebnahme und der Bewertung des Messstandes.

Zu Beginn werden die theoretischen Grundlagen zum Kernzerfall und der Winkelkorrelation zweier Photonen beim γ - Zerfall beschrieben. Augenmerk liegt dabei auf der Winkelkorrelation beim Isotop Co^{60} , da es im experimentellen Teil der Arbeit verwendet wird. Des Weiteren wird das Messverfahren der Koinzidenzmessung und seine praktische Umsetzung vorgestellt.

Der Einstieg in den experimentellen Teil erfolgt mit der Auswahl, Darstellung, Charakterisierung und richtigen Einstellung der verwendeten Hardware und Elektronik. Besonderer Bedeutung kommt dabei dem Isotop Na^{22} zu, da dieses sich auf Grund des 180° Grad Zusammenhangs der Photonen des Vernichtungspeaks zur Optimierung der Einstellungen des Aufbaus eignet und auch im Praktikum für die Versuchsteilnehmer als Einstieg dienen soll.

Mit Hilfe von Co^{60} und Eu^{152} wird der Aufbau getestet und zwei Methoden zur Datenaufnahme, Zähler und Zeitamplitudenwandler, miteinander verglichen. Für Co^{60} ergeben beide Methoden im Rahmen ihrer Fehler eine Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung, eine leichte systematische Abweichung ist erkennbar. Für die Messungen mit Eu^{152} ist nur eine qualitative Auswertung möglich, da die systematische Abweichung hier deutlicher hervortritt und auch das theoretische Näherungsverfahren an seine Grenzen stößt. Eine zu geringe Aktivität der verwendeten Eu^{152} -Probe erschweren die Messungen zusätzlich. Die theoretischen Überlegungen können aber dennoch bestätigt werden.

Abstract

The aim of this study is to build an experiment set-up and to test it. Later this set up will be used in the advanced learner laboratory to introduce the participants to the topics of nuclear disintegration, nuclear spectroscopy and coincidence measurement. Writing an instruction book as an introduction for the laboratory participants is part of this study, however the focus of this study is the set-up, implementation and evaluation of the laboratory experiment. At the beginning, the theory of nuclear disintegration and angular correlation of two photons in the case of gamma decay will be presented. Special attention is paid to the isotope Co^{60} , which is used in the experimental part of this study. Furthermore, the process of the coincidence measurement and its practical use is explained. The experimental part of this study starts with the explanation, characterisation and adjustment of the used electronic modules. The isotope Na^{22} is used for optimisation of the set-up because of its 180° degrees correlation of its annihilation photons. It will also be used in the laboratory course as the introduction to the experiment.

With the isotopes Co^{60} and Eu^{152} the set up is tested and two different methods of data acquisition, 'counter' and 'time to amplitude converter', are compared. For Co^{60} both methods give results that conform to the theoretical expectation in the scale of their errors. A small systematic divergence is detected. For the measurements of Eu^{152} only a qualitative analysis is possible because the systematic divergence is more conspicuous and because the used theoretical approximation reaches its border. The low activity of the used example complicates the measurements additionally; however the theoretical considerations can be affirmed.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	Kernmodelle, Kerneigenschaften und Kernzerfall	1
1.2	Der γ - Zerfall als elektromagnetische Strahlung	2
1.3	Der Kernzerfall von Na^{22}	6
1.4	Der Kernzerfall von Co^{60} unter besonderer Berücksichtigung der Winkelkorrelation	6
1.5	Der Kernzerfall von Cs^{137} und Eu^{152}	7
2	Messverfahren zur Winkelkorrelation	8
2.1	Die Koinzidenzmessung	8
2.2	Der messtechnische Aufbau	9
2.3	Der mechanische Aufbau	11
3	Verwendete Elektronik	14
3.1	NIM Standard, Koaxialkabel und Verzögerung von Signalen	14
3.2	Szintillator, Photomultiplier (PM) und Vorverstärker	14
3.3	Hauptverstärker	17
3.4	Einkanal- Diskriminator (SCA)	18
3.5	Konstant- Verhältnis- Diskriminator (CFD)	20
3.6	Analog- Digital- Konverter (ADC) und Pulshöhenanalysator (PHA)	20
3.7	Koinzidenzeinheit und Counter	21
3.8	Zeit- Amplituden- Wandler (TAC)	22
4	Koinzidenzmessung mit Zähler	23
4.1	Einstellung der Elektronik	23
4.1.1	Versorgung mit Hochspannung	23
4.1.2	Weitere Optimierungsmöglichkeiten am PM1	24
4.1.3	Energie- Kanal- Kalibrierung und aufgezeichnete Spektren	25
4.1.4	Energieabhängige Energieauflösung der verwendeten Detektoren	27
4.1.5	Energieabhängige Effizienz der Detektoren	28
4.2	Strahlenschutzmessung	30
4.3	Bestimmung der Winkelverteilung von Na^{22}	31
4.4	Messung der Winkelkorrelation bei Co^{60}	35
4.5	Messung der Winkelkorrelation bei Eu^{152}	43
5	Zusammenfassung und Ergebnisse	47
A	Zerfallsschema der verwendeten Quellen	i
B	Mit beiden PMs aufgezeichnete Spektren der verwendeten Proben	ii
C	Physikalische Größen der verwendeten Quellen	iii
D	Tabellenwerte zur Energieauflösung	iii
E	Verwendete Größen zur Berechnung der Effizienz	iv
F	Messwerte zur Messung der Winkelverteilung bei Co^{60}	iv
G	Messwerte zur Messung der Winkelverteilung bei Eu^{152}	vii
H	Anleitung für das Fortgeschrittenen Praktikum	vii

1 Theoretische Grundlagen

Es ist Ziel der vorliegenden Arbeit einen Versuchsstand aufzubauen, der es ermöglicht Aussagen über Kerneigenschaften zu treffen und den Vorgang von Kernzerfällen detailliert nachvollziehen zu können. Im folgenden Kapitel werden deshalb die wesentlichen Kernmodelle mit ihren Stärken und Schwächen vorgestellt und detailliert auf die Vorgänge des γ - Zerfalls eingegangen. Es wird gezeigt, dass dieser als elektro- magnetische Strahlung aufgefasst werden kann. Es wird damit ein Zusammenhang zwischen der Multipolordnung der Strahlung und den Kernzuständen hergestellt. Die von der Multipolordnung abhängige Winkelverteilung wird im Rahmen der „Naiven Theorie“ hergeleitet. Zum Abschluss werden die im weiteren Verlauf betrachteten Kernzerfälle genauer diskutiert. Dieses Kapitel stellt die theoretischen Hintergründe der untersuchten Kerneigenschaften dar. Sie sind ausführlicher dargelegt in Quelle [1].

1.1 Kernmodelle, Kerneigenschaften und Kernzerfall

Dem folgenden Kapitel liegt, soweit nicht anders gekennzeichnet, Quelle [2] zu Grunde. Die Vorstellung von den kleinsten Bausteinen der Materie und ihren Eigenschaften beginnt in Europa in der Antike. Um 400 v. Chr. postuliert der griechische Gelehrte Demokrit „Atome“ als kleinste, unteilbare Einheit der Materie. Diese Überlegung bleibt lange Zeit unverändert und bildet sich nicht zu einem eigenen Forschungsgebiet aus. Erst im 18. Jahrhundert wird die Atomhypothese durch John Dalton im Bezug auf chemische Bindungen wieder aufgegriffen. Im 19. Jahrhundert gelangen dann die ersten experimentellen Nachweise, die auf eine atomare Struktur der Materie hindeuten, dazu zählt unter anderem die Beobachtung von charakteristischen Linienspektren.

1896 entdeckte Henri Becquerel die Radioaktivität, das heißt dass bestimmte Elemente geladene Teilchen aussenden können und charakterisierte zusammen mit Marie und Pierre Curie verschiedene Strahlungsarten. Zu Ehren von Becquerel wird der radioaktive Zerfall in Einheiten Becquerel $1Bq = 1 \frac{\text{Zerfall}}{\text{s}}$ gemessen. Man unterscheidet drei Strahlungsarten, nach denen sich die β - Strahlung schon in schwachen elektrischen Feldern wie eine negative Ladung verhält, die α - Strahlung in stärkeren Feldern wie eine positive Ladung und die γ - Strahlung überhaupt nicht durch Felder zu beeinflussen ist. Durch Massen- und Ladungsbestimmung können die Strahlungsarten näher identifiziert werden.

- Die α - Strahlung besteht aus Heliumkernen ${}^4_2\text{He}$, das bedeutet die Massenzahl A des ursprünglichen Kerns nimmt um 4, die Kernladungszahl Z um 2 ab. Es ergibt sich die Reaktionsgleichung ${}^A_Z X = {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2\text{He}$. α - Teilchen haben eine geringe Reichweite in Luft und alle α - Teilchen eines Isotops haben die gleiche Energie.
- Die β - Strahlung besteht aus Elektronen oder Positronen und einem (Anti-)Neutrino. Im β^- - Zerfall wandelt sich im Kern ein Neutron in ein Proton und ein Elektron um. Es gilt die Reaktionsgleichung ${}^A_Z X = {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$. Im β^+ - Zerfall wandelt sich ein Proton in ein Neutron und ein Positron um. Es gilt in diesem Fall die Reaktionsgleichung ${}^A_Z X = {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$. β - Teilchen besitzen ein kontinuierliches Energiespektrum und ihre Reichweite in Luft beträgt mehrere Meter. Sie kann z.B. durch Aluminium abgeschirmt werden. Eine Unterart der β - Strahlung ist der so genannte K- Einfang. Dabei wird ein Elektron in den Kern gezogen. Es gilt die Reaktionsgleichung ${}^A_Z X + e^- = {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$.
- Die γ - Strahlung besteht aus Photonen und entsteht, wenn Kerne von einem angeregten Kernniveau auf ein niedrigeres Kernniveau fallen. Die Reaktionsgleichung lautet ${}^A_Z X = {}^A_Z X + \gamma$. Die Energie der γ - Teilchen liegt im Bereich von keV bis MeV und die Reichweite der Photonen in Luft ist unendlich. Sie können durch Stoffe von hoher Dichte und hoher Ordnungszahl exponentiell geschwächt werden. Im Gegensatz zur α und β Strahlung sind Photonen nicht direkt ionisierend.

Häufig treten die Strahlungsarten mehrfach hintereinander und gemischt in so genannten Zerfallsreihen auf. Der β Zerfall ist ein vergleichsweise langsamer Prozess, der mehrere Sekunden dauern kann, im Vergleich zum γ Zerfall, der Halbwertszeiten von Nanosekunden hat. Aus den Kernzerfällen ergibt

sich die mittlere Lebensdauer als eine weitere Kerneigenschaft. Die Energieniveaus der Kerne sind klar definiert, so dass die ausgesendeten γ Quanten quasi monoenergetisch sind, da ihre Schwankungen viel kleiner sind als das Auflösungsvermögen der Detektoren. Photonen die auf den β Zerfall folgen haben meist Energien unter 2.8 MeV [3].

Zu Beginn des 19. Jahrhunderts entwickelten sich neue Vorstellungen zum Atommodell, die Parallelen zu den Modellen des Sonnensystems zogen. Sie betrachteten zum Teil bereits einen positiv geladenen Kern, der von negativer Ladung umkreist wird. Das zwischenzeitlich von Thompson entwickelte Atommodell, das die positive Ladung kontinuierlich über den Raum verteilte, wurde 1909 durch das Streuexperiment von Marsden und Rutherford widerlegt. Anhand der Streuung von α Teilchen an dünnen Metallfolien konnte Rutherford erstmalig experimentell beweisen, dass ein Atom aus einem kleinen, schweren und positiv geladenem Kern besteht, der von Elektronen umgeben ist. Rutherford fasste dabei die Elektronen als stationär auf, konnte aber das Problem, dass ein Elektron, egal ob ruhend oder den Kern umkreisend, in kurzer Zeit in den Kern stürzen müsste, nicht lösen. Weitere Überlegungen und experimentelle Befunde faste einige Jahre später Niels Bohr in seinem Modell zusammen. Er stellte darin das Postulat auf, dass der Drehimpuls der den Kern umkreisenden Elektronen nur ganzzahlige Vielfache von $\frac{h}{2\pi}$ annehmen darf. Damit begrenzte er die Bewegung der Elektronen auf diskrete Kreisbahnen um den Kern, auf denen das kreisende Elektron keine Energie verliert. Beim Übergang eines Elektrons von einer Kreisbahn m auf eine andere Kreisbahn n strahlt das Atom Energie einer Frequenz $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$ ab. Bohr konnte mit seinen Postulaten und dem Schalenmodell die bisherigen Befunde, auch die Spektrallinien, erklären.

Sommerfeld entwickelte im Anschluss das Bohrsche Atommodell weiter, indem er die Kreisbahnen von Bohr durch Ellipsen ersetzte und weitere Quantenzahlen einfügte. Die Quantenzahl n legt die Energieschale fest, die Quantenzahl l beschreibt den Bahndrehimpuls und die Quantenzahl m beschreibt die Aufspaltung der Spektrallinien in Magnetfeldern. Zudem führte Sommerfeld die Spinquantenzahl s ein, die er als Eigendrehimpuls der Teilchen interpretierte und die für Elektronen die Werte $+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ annehmen kann. Der Bahndrehimpuls l und der Spin s lassen sich zum Gesamtdrehimpuls j für jedes Teilchen i addieren: $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$.

Mit Hilfe des Pauli- Prinzips, nachdem kein Elektron in allen 4 Quantenzahlen übereinstimmen darf, konnte der Aufbau des Periodensystems erklärt werden. 1932 wurde das Neutron entdeckt und als dritter Baustein neben Protonen und Elektronen ins Atommodell eingefügt. Die schweren Protonen und Neutronen bilden als Nukleonen dicht zusammengepackt den Atomkern. Zusammengehalten werden die Nukleonen von Kernkräften, die sich nach dem Tröpfchenmodell unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung aus verschiedenen Faktoren zusammen setzen. Der Gesamtdrehimpuls aller Nukleonen, auch Kernspin \vec{I} genannt, wird aus $\vec{I} = \sum_i \vec{j}_i$ gebildet.

Das Wellenmodell der Atome ermöglichte im weiteren Verlauf ein besseres Verständnis und ein modifizierte Vorstellung des atomaren Aufbaus. So deutete De Broglie das erste Bohrsche Postulat im Rahmen seiner Theorie zur Wellennatur der Materie als Bedingung für die Phasenwelle des Elektrons um. Aus dem Wellenmodell ergeben sich auch weitere Kerneigenschaften wie die Parität.

1.2 Der γ - Zerfall als elektromagnetische Strahlung

Dieses Kapitel folgt soweit nicht anders angegeben in Argumentation und Bezeichnung Quelle [4].

Fasst man Photonen als elektromagnetische Strahlung auf, so gelten für sie im Vakuum die Maxwellgleichungen der Elektrodynamik, wobei berücksichtigt werden muss, dass die Felder quellenfrei sind. Es gilt $\nabla \cdot \vec{E} = \nabla \cdot \vec{B} = 0$ und $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, $\nabla \times \vec{B} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$. In der klassischen Elektrodynamik entspricht eine Energieabstrahlung einer Änderung der Ladungs- oder Stromverteilung. Die einfachste Art der Strahlung ist dabei die Dipolstrahlung. Höhere Ordnungen können wegen ihrer verschwindend geringen Übergangswahrscheinlichkeit beim Kernzerfall vernachlässigt werden. Ist die Dipolstrahlung allerdings aufgrund der Drehimpulserhaltung verboten, können höhere Multipolordnungen auftreten. Da der Drehimpuls und die Parität wichtige Größen der Kernzustände sind, ist es sinnvoll auch die Feldentwicklung in diesen Größen durchzuführen. Eine Eigenfunktion eines Zustandes zur Drehimpulsquantenzahl l entspricht damit einem Strahlungsfeld eines 2^l Pols.

Nimmt man weiter an, dass die Zeitabhängigkeit der Felder durch $e^{-i\omega t}$ gegeben ist, so ergibt sich

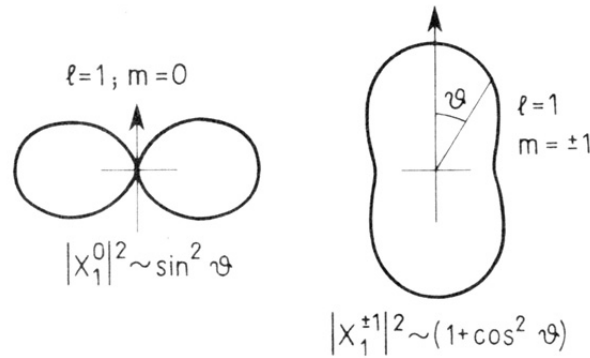


Abbildung 1.1: Mögliche Feldstrukturen der Dipolstrahlung, abhängig von den Quantenzahlen l und m . [4]

nach dem Einsetzen ineinander mit der relativistischen Dispersionsrelation $\omega = c \cdot k$ die Feldgleichung,

$$(\Delta + k^2)\psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.1)$$

die mit einem kugelförmigen Ansatz gelöst werden kann. Als Lösungen für die Winkelabhängigkeit von ϕ ergibt sich $\phi = e^{i \cdot m \cdot \phi}$. Die Winkelabhängigkeit von θ ist durch die Legendrepolynome gegeben. Diese geben Einschränkungen für die Quantenzahlen $l \in N_0$ und $\|m\| \leq l$ vor. Es existieren also nur quantisierte Felder. Beide Winkelabhängigkeiten können in den Kugelflächenfunktionen Y_l^m zusammengefasst werden. Die Radialabhängigkeit ist durch die sphärischen Besselfunktionen f_l gegeben. Die Lösung der Feldgleichung 1.1 ergibt sich aus dem Produkt von Radial- und Winkelabhängigkeit $\psi(\vec{r}, \theta, \phi) = f_l(r) \cdot \vec{Y}_l^m$. Mögliche Feldstrukturen sind in Abbildung 1.1 gezeigt.

Man unterscheidet elektrische und magnetische Multipolstrahlung. Bei der elektrischen existiert keine Radialkomponente des \vec{B} - Feldes und umgekehrt. Fügt man den quantenmechanischen Drehimpuls $\vec{L} = -i \cdot (\vec{r} \times \nabla)$ in die Lösung für ψ ein, so ergeben sich die Gleichungen für die Multipolfelder \vec{B}_l^m und \vec{E}_l^m . Für elektrische 2^l Multipolfelder gilt $\vec{B}_l^m = f_l \cdot \vec{L} \cdot Y_l^m$ und $\vec{E}_l^m = \frac{i}{k} \cdot \nabla \times \vec{B}_l^m$. Für magnetische 2^l Multipolfelder gilt $\vec{E}_l^m = f_l \cdot \vec{L} \cdot Y_l^m$ und $\vec{B}_l^m = -\frac{i}{k} \cdot \nabla \times \vec{E}_l^m$. Dies kann vereinfacht werden indem man die vektorielle Kugelfunktion

$$\vec{X}_l^m = \frac{1}{\sqrt{l \cdot (l+1)}} \vec{L} \cdot Y_l^m \quad (1.2)$$

eingführt. Daraus ergeben sich Auswahlregeln für die Drehimpuls- und die magnetische Quantenzahl des Photons. Sind I_1 und I_2 die Drehimpulse der beteiligten Kernzustände mit jeweiliger magnetischen Quantenzahl m_1, m_2 , so gilt $\|I_2 - I_1\| \leq l \leq I_2 + I_1$ und $m = m_1 - m_2$. Beobachtet werden aber meist wegen der Übergangswahrscheinlichkeit nur die Übergänge mit dem kleinsten l , so dass gilt $l = \|I_2 - I_1\|$. Aus der Betrachtung des Poynting Vektors $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}$, dessen Betrag proportional zur Intensität $I(r, \theta, \phi)$ ist, folgt, dass $I(r, \theta, \phi) \propto \|\vec{X}_l^m\|^2$. Des weiteren kann mittels Auf- und Abstiegsoperatoren gezeigt werden, dass gilt:

$$\|\vec{X}_l^m\|^2 \sim \frac{1}{2l(l+1)} ([l(l+1) - m(m+1)] \cdot \|Y_l^{m+1}\|^2 + [l(l+1) - m(m-1)] \cdot \|Y_l^{m-1}\|^2 + 2m^2 \cdot \|Y_l^m\|^2) \quad (1.3)$$

Eine weitere wichtige Größe der Kernzerfälle ist die Parität π . Aus Gleichung 1.1 ergeben sich beim Übergang $\vec{r} \rightarrow (-\vec{r})$ für elektrische Multipolstrahlung $\pi_1 = (-1)^l \pi_2$ und für magnetische Multipolstrahlung $\pi_1 = (-1)^{l+1} \pi_2$. Daraus folgt, dass nicht elektrische und magnetische Multipolstrahlung gleicher Ordnung auftreten können. Zudem ist elektrische Multipolstrahlung viel wahrscheinlicher als magnetische Multipolstrahlung gleicher Ordnung. Welche Strahlung vorliegt, kann durch Polarisationsexperimente bestimmt werden. Ist die Kernspinänderung und durch Polarisationsexperimente die

Kernspinänderung ΔI	0	1	2	3	4
Paritätsänderung	E1; (M2)	E1; (M2)	M2; E3	E3; (M4)	M4; E5
keine Paritätsänderung	M1; E2	M1; E2	E2; (M3)	M3; E4	E4; (M5)

Tabelle 1: Ob eine Paritätsänderung stattfindet hängt von der Kernspinänderung ΔI und von der dominanten Strahlungsart, elektrisch E oder magnetisch M ab. Die in Klammern angegebenen Strahlungsarten sind wegen ihrer geringen Übergangswahrscheinlichkeit nur sehr schwach vertreten.[4]

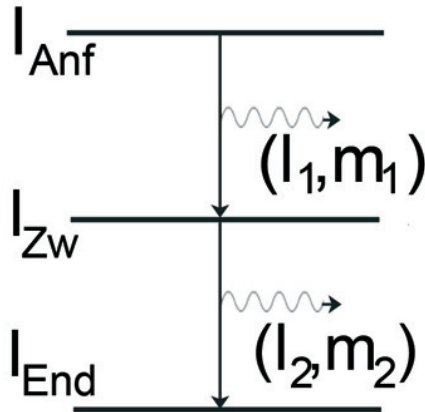


Abbildung 1.2: Allgemeiner Kaskadenzerfall unter Aussendung zweier Photonen mit der gewählten Beschriftung für Kernzustände und Photonen.

dominante Strahlungsart, also elektrisch $E(l)$ oder magnetisch $M(l)$, bekannt, kann damit ein Rückschluss auf eine Paritätsänderung gezogen werden (vgl. dazu Tabelle 1).

Aussagen über Paritäts- und Spinänderung lassen sich aus der Multipolarität und damit aus der Winkelverteilung der Strahlung bestimmen. Die Winkelverteilung lässt sich gegen eine festgelegte z-Achse bestimmen. Gemessen wird dabei für verschiedene Winkel die Intensität, die proportional zum Betragsquadrat der vektoriellen Kugelfunktion 1.2 ist. Ausgehend von den als bekannt vorausgesetzten Eigenschaften des Grundzustandes kann dann mit Hilfe der Auswahlregeln auf die Spin- und Paritätsänderung gefolgert werden. Die Lösungen sind dabei nicht immer eindeutig. Die einfachste Messmethode zur Bestimmung der Winkelverteilung ist die γ - γ -Winkelkorrelation. Dabei wird ein Photon genutzt, um die z-Achse festzulegen und das zweite Photon im Winkel θ dazu gemessen. Es ist ersichtlich, dass sich dieses Messverfahren nicht für alle Kernzerfälle eignet. Diese Methode ist nur dann einsetzbar, wenn der angeregte Kern erst auf ein oder mehrere instabile Zwischenniveaus fällt, bevor er den Grundzustand erreicht. Die Schwierigkeit der Berechnung der Vorgänge besteht in der Relativistik der Prozesse. Aus der Festlegung der z-Achse durch das erste Photon ergibt sich für das zweite Photon eine charakteristische Winkelverteilung $W(\theta)$. Diese setzt sich im allgemeinen aus geraden Legendrepolynomen zusammen. Die Beschränkung auf gerade Polynome ergibt sich aus der Bildung des Betragsquadrates. Für die Winkelverteilungsfunktion folgt damit bei normiertem ersten Glied:

$$W(\theta) = 1 + A_2 \cdot \cos(\theta)^2 + A_4 \cdot \cos(\theta)^4 + \dots + A_{2l} \cdot \cos(\theta)^{2l} \quad (1.4)$$

Die Koeffizienten A_i werden mit theoretischen Werten verglichen und damit kann auf die Spin- und Paritätsänderung geschlossen werden. Man unterscheidet dabei die Übergänge des Atoms anhand der Quantenzahlen des Kernspins des Anfangs-, Zwischen- und Endzustands, sowie der Bahndrehimpulse der ausgesendeten Photonen. Die Reihenfolge ist dabei $I_{Anf}(l_1) - I_{Zw}(l_2) - I_{End}$ (vgl. Abbildung 1.2).

Ein einfacher Übergang ist eine 0(1)-1(1)-0 Kaskade. Wobei der Zwischenzustand drei mögliche Subniveaus mit den Werten $m=-1,0,+1$ hat. Dadurch, dass man eine Achse durch das erste Photon festlegt entfällt die Lösung für $m=0$, da ein Hertzscher Dipol nicht in Richtung seiner Achse strahlt. Damit kann man aus Gleichung 1.3 folgern, dass für die betrachtete 0(1)-1(1)-0 Kaskade die Winkel-

Kaskade	$A_2 = p_1$	$A_4 = p_2$
0(1)-1(1)-0	+1	0
1(1)-1(1)-0	$-\frac{1}{3}$	0
1(2)-1(1)-0	$-\frac{1}{3}$	0
2(2)-2(2)-0	$+\frac{3}{7}$	0
2(2)-2(2)-0	$-\frac{15}{13}$	$+\frac{16}{13}$
4(2)-2(2)-0	$+\frac{1}{8}$	$+\frac{1}{24}$

Tabelle 2: Theoretisch berechnete Koeffizienten der Winkelverteilung 1.4 für ausgewählte γ – γ –Kaskaden [5].

verteilung $W(\theta) = 1 + \cos(\theta)^2$ ist. Die in 1.4 beschriebene Gleichung bricht immer beim $2L$ -ten Glied ab, wobei L die kleinste Zahl von l_1, l_2 oder I_{Zw} ist [5].

Die theoretischen Werte für die Koeffizienten A_2, A_4, \dots ergeben sich aus der Betrachtung von Übergangswahrscheinlichkeiten. Im experimentellen Teil dieser Arbeit werden die Koeffizienten A_2 und A_4 mit p_1 bzw. p_2 bezeichnet. Eine nicht uneingeschränkt gültige Rechnung, die aber im betrachteten Fall zum richtigen Ergebnis führt, ist die „Naive Theorie“ [6]. Dabei wird den ausgesendeten Photonen neben den Bahndrehimpulsen l_1, l_2 auch eine magnetische Quantenzahl m_1 bzw. m_2 zugeordnet. Die Besetzungszahl der m - Niveaus des Zwischenzustandes ist durch das Produkt des Quadrates der Glebsch- Gordon- Koeffizienten mit $\|X_l^m\|^2$ gegeben:

$$P(m) = \sum_{m_i} \langle I_{Zw} l_1 m_{Zw} m_1 | I_{Zw} m_{Zw} \rangle^2 \cdot \|X_{L_1}^{m_{Anf} - m_{Zw}}(\theta = 0)\|^2 \quad (1.5)$$

Die Winkelverteilung des zweiten Photons ergibt sich dann zu (vgl. Quelle [5]):

$$X_{l_{Zw}}(\theta) = \sum_{m, m_f} P(m) \cdot \langle I_{Zw} l_{Zw} m_{Zw} m_1 | I_{Anf} m_{Anf} \rangle^2 \cdot \|X_{l_2}^{m_{Zw} - m_{End}}(\theta)\|^2$$

Setzt man in diese Gleichung Formel 1.5 ein, so erhält man die Winkelverteilung $W(\theta)$ als Summe über alle möglichen Zustände von m_{Anf}, m_{Zw}, m_{End} . Die so gewonnene Formel beinhaltet Vielfache von Legendrepolyomen und ergibt sich dann zu Gleichung 1.4. Eine Bestimmung der Koeffizienten wird für Kobalt in Abschnitt 1.4 rechnerisch angedeutet.

Die Werte der Koeffizienten sind tabelliert (vgl. [5]). Wie in der Tabelle 2 zu erkennen ist, sind die Zuordnungen nicht immer eindeutig.

Die hier verwendete Theorie unterliegt mehreren Bedingungen. So ist diese Herleitung nur gültig, wenn eine Multipolordnung führend ist, also zum Großteil elektrische oder magnetische Strahlung vorliegt und keine Überlagerung beider Strahlungsarten. Des weiteren darf es nur zwei Photonen in den betrachten Niveaus geben, die von freien und unpolarisierten Kernen ausgehen. Die Subniveaus des Ausgangszustandes müssen gleichmäßig besetzt sein und das Zwischenniveau muss sich in einer so kurzen Zeitspanne abregen, dass sich der Kernspin nicht umorientieren kann. Die Winkelverteilung ist auch allgemein quantenmechanisch und für den Einfluss von externen Magnetfeldern zu berechnen. Durch die Verwendung von externen Magnetfeldern können Rückschlüsse auf das magnetische Moment des Zwischenzustandes gezogen werden [7]. Diese Rechnungen sind sehr umfangreich und übersteigen den Rahmen dessen, was in einem Experiments im Fortgeschrittenen Praktikum zu leisten ist.

1.3 Der Kernzerfall von Na^{22}

Das Isotop $^{22}_{11}Na$ hat eine Halbwertszeit von ungefähr 2.6 Jahren und zerfällt zu 90.49 % in einem β^+ -Zerfall auf einen angeregten Zustand von $^{22}_{10}Ne$ und fällt dann nach etwa 3 ps unter Aussendung eines γ -Quants mit der Energie von 1274.54 keV in den Grundzustand von $^{22}_{10}Ne$. In 9.46 % der Zerfälle findet der β^- -Zerfall zum Grundzustand in Form eines K-Einfangs statt. 99.95 % aller Zerfälle finden über das Zwischenniveau statt. In den verbleibenden 0.05 % aller Zerfälle findet ein β^+ -Zerfall statt, der nicht über den Zwischenzustand geht, sondern direkt zum Grundzustand führt [8]. Zerfallsschemata von Na^{22} und allen anderen verwendeten Quellen befinden sich im Anhang.

Das beim β^+ -Zerfall entstehende Positron verliert auf wenigen Millimetern seine kinetische Energie und annihiliert dann mit einem Elektron im Absorbiermaterial. Dabei entstehen zwei Photonen mit je 511 keV Energie, die auf Grund der Impulserhaltung unter einem Winkel von 180° zueinander weg fliegen. Im Spektrum von $^{22}_{11}Na$ sind deshalb zwei deutliche Peaks erkennbar, nämlich der Photopeak bei 1274 keV und der Vernichtungspeak bei 511 keV. Für die Koinzidenz kann dieser Zerfall genutzt werden, da die beiden Vernichtungsquanten gleichzeitig entstehen und eine feste Winkelbeziehung aufweisen. Bei bestmöglicher Einstellung sollte rund um den Winkel von 180° eine möglichst schmale Kurve entstehen. Es handelt sich bei diesem Zerfall nicht um eine Winkelkorrelation im Sinne von Abschnitt 1.2, sondern um eine reine 180° -Abhängigkeit [3].

1.4 Der Kernzerfall von Co^{60} unter besonderer Berücksichtigung der Winkelkorrelation

Das Isotop $^{60}_{27}Co$ hat eine Halbwertszeit von ungefähr 5.26 Jahren. Mit 99.88 % tritt am häufigsten ein β^- -Zerfall auf. Es zerfällt auf ein angeregtes Niveau von $^{60}_{28}Ni$, von dem es unter Aussendung eines Photons mit der Energie von 1173.23 keV auf ein Zwischenniveau fällt. Die restlichen 0.12 % der Zerfälle führen ebenfalls mit einem β^- -Zerfall auf dieses Zwischenniveau, so dass alle Zerfälle von diesem Zwischenniveau an gleich verlaufen. Nach durchschnittlich 0.7 ps wird ein weiteres Photon ausgesendet und der Kern geht auf das Grundniveau. Dessen Energie beträgt 1332.51 keV [8].

Auf diesen Erkenntnissen aufbauend ergeben sich für das folgende Experiment mehrere Schlussfolgerungen. Für die Messung zur Winkelkorrelation ist die häufige Zerfallsart mit der Aussendung zweier Photonen zu verwenden. Da die Verweildauer von 0.7 ps zu gering ist um sie zeitlich aufzulösen, können beide Ereignisse als gleichzeitig betrachtet werden und sind somit einer Koinzidenzmessung zugänglich. Die Zerfallsreihe wird wegen der Reihenfolge der Spins als 4(2)-2(2)-0 Kaskade bezeichnet. Die Parität +1 ist erhalten. Es gilt somit $I_{Anf} = 4$, $I_{Zw} = 2$, $I_{End} = 0$. Daraus folgt $m_{End} = 0$ und $l_1 = I_{Anf} - I_{Zw} = 2$ bzw. $l_2 = I_{Zw} - I_{End} = 2$. Für die Magnetquantenzahlen der ausgesendeten Photonen kann die Relation $m_2 = m_{Zw} - m_{End} = m_{Zw}$ und $m_1 = m_{Anf} - m_{Zw}$ aufgestellt werden. Damit folgt für die Winkelverteilung

$$W(\theta) = \sum_{m_{Anf}=-4}^4 \sum_{m_{Zw}=-2}^2 < 22 m_{Zw} (m_{Anf} - m_{Zw}) | 4 m >^2 \cdot \| X_2^{m_{Anf}-m_{Zw}}(\theta=0) \|^2 \dots \\ \dots < 020 m_{Zw} | I_{Zw} m_{Zw} >^2 \cdot \| X_2^{m_{Zw}} \|^2$$

Sie besteht aus 45 Summanden. Berücksichtigt man das Aussehen von $\| X_2^{m_{Anf}-m_{Zw}}(\theta=0) \|^2$, so bleiben nur jene 10 Summanden bestehen, für die $m_{Anf} - m_{Zw} = \pm 1$ gilt. Führt man die Rechnung aus und setzt alle Funktionen und Koeffizienten ein, so folgt für die Winkelverteilung einer 4(2)-2(2)-0 Kaskade:

$$W(\theta) = 1 + \frac{1}{8} \cdot \cos(\theta)^2 + \frac{1}{24} \cdot \cos(\theta)^4 \quad (1.6)$$

Die Verteilung ist in Abbildung 1.3 graphisch dargestellt.

Die Koeffizienten $p_0 = 1$, $p_1 = \frac{1}{8}$, $p_2 = \frac{1}{24}$ sollen im folgenden Versuch bestätigt werden. Andere experimentelle Bestimmungen der Winkelverteilung bestätigten die theoretisch berechneten Werte und lieferten zum Beispiel nach Quelle [9]:

$$W(\theta) \cong 1 + (0.124 \pm 0.002) \cdot \cos(\theta)^2 + (0.028 \pm 0.015) \cdot \cos(\theta)^4$$

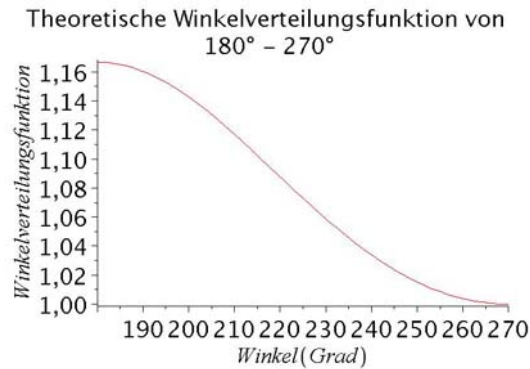


Abbildung 1.3: Die theoretische Verteilungsfunktion $W(\theta)$ für Co^{60} in dem vermessenen Bereich von 180° bis 270° .

1.5 Der Kernzerfall von Cs^{137} und Eu^{152}

Soweit nicht anders gekennzeichnet finden sich alle Zahlenwerte und weitere Informationen zu den Zerfällen in [8]. Das Isotop $^{137}_{55}Cs$ hat eine Halbwertszeit von 30 Jahren und zerfällt mit β^- - Zerfall in 94.1 % der Zerfälle über ein Zwischenniveau des Isotops $^{136}_{56}Ba$. Mit einer Aussendung eines Photons der Energie 661.64 keV geht es in den Grundzustand über. Die verbleibenden 5.9 % der Zerfälle gehen mittels β^- - Zerfall direkt in den Grundzustand über. Cs^{137} wird im vorliegenden Experiment nur zur Spektroskopie verwendet.

Das Isotop $^{152}_{63}Eu$ hat eine Halbwertszeit von 12 Jahren und zerfällt in zwei Endprodukte, mittels β^+ - Zerfall in das Isotop $^{152}_{62}Sm$ und mittels β^- - Zerfall in $^{152}_{64}Gd$. Dabei finden zahlreiche Übergänge auf Zwischenniveaus statt, von denen die Energie über Photonen abgestrahlt wird. Für eine Korrelationsmessung sind zwei Übergänge interessant. So zerfällt $^{152}_{63}Eu$ mittels β^- - Zerfall zu 26 % auf ein Zwischenniveau mit Spin 2 und Parität -1. Von dort gibt es mit der Aussendung eines Photons der Energie 1408 keV einen Übergang auf ein zweites Zwischenniveau ebenfalls mit Spin 2 und Parität +1. Von dem geht es nach 1.4 ns mit Aussendung eines Photons der Energie 121.78 keV in den Grundzustand über. Bezug nehmend auf Abschnitt 1.2 können diese Ergebnisse mit der Theorie verglichen werden. Es handelt sich bei diesem Übergang um eine $2(1)-2(2)-0$ Kaskade. Aus Polarisationsexperimenten ist bekannt, dass bei beiden Photonen die elektrische Strahlungsart führend ist. Dies ergibt für das erste Photon, da sich der Kernspin nicht ändert, eine Paritätsänderung hin zum Zwischenzustand. Nach diesem ändert sich die Parität nicht mehr (vgl. dazu Tabelle 1).

Ebenfalls zerfällt $^{152}_{63}Eu$ mit β^- - Zerfall zu 23 % auf ein Zwischenniveau mit Spin 2 und Parität +1. Von diesem geht es nach Aussendung eines Photons der Energie 963 keV auf das gleiche zweite Zwischenniveau mit Spin 2 und Parität +1 wie im anderen beschriebenen Zerfall. Unter Aussendung eines Photons der Energie 121.78 keV erreicht es den Grundzustand von ^{152}Sm . Es handelt sich um einen $2(2)-2(2)-0$ Übergang. Wie aus Tabelle 1 abgelesen werden kann ergibt sich für diesen Übergang eine gemischte Multipolarität von elektrischer und magnetischer Strahlung. Die Parität ist bei diesem Zerfallskanal erhalten.

2 Messverfahren zur Winkelkorrelation

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, wie wichtig die Definition einer Achse durch das erste ausgesendete Photon ist. Im folgenden Kapitel wird das verwendete Messverfahren vorgestellt, das eine Zuordnung des zweiten Photons zum ersten ermöglicht, indem man die bekannten Eigenschaften der Photonen, Energie und zeitliche Aufeinanderfolge, verwendet. Das allgemeine Messverfahren wird dann in Schaltskizzen umgesetzt und die verschiedenen messtechnischen Aufbauten miteinander verglichen, um auf Grundlage dieser Diskussion den für die durchgeführten Versuche verwendeten Aufbau darzustellen. Des Weiteren wird die gefundene Lösung der mechanischen Anforderungen an den Aufbau, also die Variation des Winkels zwischen beiden Detektoren, vorgestellt.

2.1 Die Koinzidenzmessung

Als Koinzidenz bezeichnet man das zeitliche oder räumliche Zusammentreffen zweier oder mehrerer Ereignisse. In der Messtechnik können alle Differenzen in Ort oder Zeit, die unterhalb der Auflösung des Messverfahrens liegen, als gleichzeitig betrachtet werden. Im Folgenden wird die zeitliche Koinzidenz zweier Ereignisse betrachtet.

Man unterscheidet zwischen wahren Koinzidenzen, die Rückschlüsse auf physikalische Reaktionen erlauben, und zufälligen Koinzidenzen, die durch Hintergrundereignisse, Rauschen oder Ähnliches entstehen [3].

Die Erklärung der Theorie der Koinzidenzmessung folgt der Argumentation in [10]. Weist man zwei Ereignissen die Einzelnachweiswahrscheinlichkeit p_1 und p_2 zu, so ergeben sich die Einzelzählraten für die beiden Ereignisse zu $N_1 = p_1 \cdot A$ und $N_2 = p_2 \cdot A$, wobei vorausgesetzt wird, dass beide Ereignisse von derselben Quelle mit Aktivität A ausgehen. Vernachlässigt man eine mögliche Winkelabhängigkeit, so ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, dass beide Ereignisse gleichzeitig auftreten aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten. Die echte Koinzidenzzählrate, also die Zählrate für gemeinsames Eintreten beider Ereignisse, ergibt sich somit zu

$$N_{real}^{Coinc} = p_1 \cdot p_2 \cdot A$$

. Zur gemessenen Koinzidenzzählrate $N_{measured}^{Coinc}$ trägt aber auch die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen N_{random}^{Coinc} bei. Es gilt

$$N_{measured}^{Coinc} = N_{real}^{Coinc} + N_{random}^{Coinc} \quad (2.1)$$

Bei der Betrachtung der zufälligen Koinzidenzen ist die Auflösungszeit von Bedeutung, da die Zählrate N_{random}^{Coinc} beschreibt, wie viele Ereignisse in der Auflösungszeit unabhängig von physikalischen Reaktionen auftreten. Die Auflösungszeit beschreibt die maximale Zeitdifferenz, die zwischen dem Eintreffen beider Signale liegen darf, so dass sie noch als gleichzeitig betrachtet werden. Die Auflösungszeit ist eine Konstante des Messaufbaus und wird durch die Impulsbreite, Anstiegszeit des Pulses und Schaltzeiten der verwendeten Geräte bestimmt. Nimmt man idealerweise an, dass beide Ereignisse die gleiche Zeit τ benötigen, um zur Koinzidenzeinheit zu gelangen, so gilt für die Auflösungszeit $T_A = T_1 + T_2 = 2 \cdot \tau$. Es ergibt sich somit

$$N_{random}^{Coinc} = T_A \cdot N_1 \cdot N_2 = 2 \cdot \tau \cdot p_1 \cdot p_2 \cdot A^2 \quad (2.2)$$

Aus dieser Formel ergeben sich für das Messverfahren mehrere Bedingungen und Folgerungen. Zuerst einmal folgt aus der Bedingung $N_{real}^{Coinc} > N_{random}^{Coinc}$, dass es mehr echte als zufällige Koinzidenzen geben soll, eine Beschränkung für die Aktivität.

$$A < \frac{1}{T_A} \quad (2.3)$$

Des Weiteren ergibt sich für die Auflösungszeit die Bedingung sie so zu wählen, dass zwar alle echten Koinzidenzen erfasst werden, aber gleichzeitig möglichst wenig zufällige Koinzidenzen auftreten. Es ist also nötig die optimale Auflösungszeit zu bestimmen. Dazu existieren zwei Verfahren. Es können die Zählraten N_1 , N_2 und N_{random}^{Coinc} gemessen werden und dann mittels Gleichung 2.2 die Auflösungszeit berechnet werden. Die Zählrate N_{random}^{Coinc} kann experimentell bestimmt werden, indem man

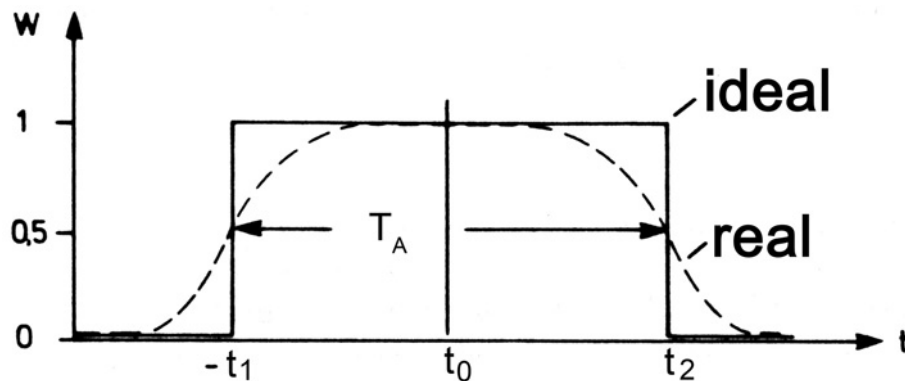


Abbildung 2.1: Die ideale Zeitauflösungsfunktion ist eine Rechteckfunktion, die Reale verschmiert an den Rändern. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösungszeit der Koinzidenz T_A , die Mitte der Verteilung t_0 entspricht der optimalen Verzögerung.[10]

- eine radioaktive Probe verwendet, die keine Winkelabhängigkeit aufweist, wie Cs^{137} .
- eine Winkelstellung wählt, bei der die betrachtete Winkelabhängigkeit nicht auftritt, etwa beim Annihilationspeak von Na^{22} und einer Winkelstellung von 120° . Bei dieser Winkeleinstellung vermeidet man bestmöglich den Einfluss der Comptonstreuung oder gegenseitige Beeinflussung der zwei Detektoren [11].
- mit Einkanalanalysatoren Photonen eines Energiebereichs betrachtet, die zwar gleich wahrscheinlich auftreten, aber nicht von der selben physikalischen Reaktion ausgehen können. Im Falle von Co^{60} etwa indem man mit beide Einkanalanalysatoren Photonen der gleichen Energie, von 1173 keV oder 1333 keV, betrachtet.

Die zweite Möglichkeit zur Bestimmung der Auflösungszeit des Messaufbaus besteht in der Variation der Verzögerung. Man wählt eine Verzögerung des Messsignals eines Ereignisses gegenüber des Anderen die außerhalb der Auflösungszeit des Messaufbaus liegt. In diesem Fall tritt keine echte Koinzidenz mehr auf und es werden nur noch zufällige Koinzidenzen gemessen. Man erhält eine Zeitauflösungsfunktion (vgl. Abbildung 2.1). Bei idealen Geräten ergibt sich eine Rechteckfunktion, die für reale Geräte verschmiert. Die Auflösungszeit ergibt sich bei dieser Funktion aus der Breite der Verteilung auf der Höhe der Hälfte des maximalen Wertes. Sind die Signale der Ereignisse etwa auf Grund unterschiedlicher Schaltzeiten nicht zeitgleich, so ist der Mittelwert der Verteilung nicht Null, sondern der Wert der optimalen Verzögerungszeit. Als Gegenteil einer Koinzidenz gibt es die Antikoinzidenz. Damit wird eine logische ODER-Schaltung bezeichnet, die ein Signal aussendet, wenn zwei oder mehr Ereignisse nicht gleichzeitig stattfinden [12].

2.2 Der messtechnische Aufbau

In der Messtechnik werden drei Koinzidenzverfahren unterschieden, die unterschiedlichen Anforderungen gerecht werden. Die schnelle Koinzidenz liefert eine gute Zeitauflösung, die langsame Koinzidenz eine gute Energieauflösung und die schnell- langsame Koinzidenz ist eine Kombination beider Verfahren [12]. Bei allen drei Verfahren ist das erste Glied im messtechnischen Aufbau der Detektor. Dieser registriert im vorliegenden Fall die Photonen und erzeugt einen Spannungspuls, dessen Höhe proportional zur Energie der registrierten Photonen ist. Verwendet werden Szintillationsdetektoren mit Photomultipliern (PM), wobei im Folgenden der Detektor als Ganzes mit der Abkürzung PM bezeichnet wird. Dies wird dadurch gerechtfertigt, dass Szintillator, Photokathode und Photomultiplier eine bauliche Einheit bilden. In den folgenden Kapiteln wird auf die Detektoren und die anderen verwendeten Geräte noch genauer eingegangen.

Die Darstellung der Verfahren erfolgt analog zu [3]. Im Verfahren der schnellen Koinzidenz (vgl. Abbildung 2.2 a) wird das Signal an der Anode der Photomultiplier abgegriffen, um ein gutes und scharfes Zeitsignal zu bekommen (vgl. Abbildung 3.2). Das so entstandene Signal muss eventuell vor einer weiteren Analyse mit einem Vorverstärker (engl. Preamplifier, PA) und einem Hauptverstärker (Amplifier) verstärkt werden. Die Signale werden dann an einen Konstant-Verhältnis-Diskriminator (engl. Constant Fraction Discriminator, CFD) weitergeleitet. Dieser dient zum Setzen von genauen Zeitmarken und sendet logische Pulse aus. Die logischen Signale aus beiden CFDs werden im weiteren in einer Koinzidenzeinheit zusammengeführt, die genau dann ein Signal aussendet, wenn beide Signale im Rahmen der eingestellten Auflösungszeit zusammentreffen. Je nach verwendeter Elektronik muss im Aufbau durch den Einbau einer Verzögerungseinheit (engl. Delay) berücksichtigt werden, dass ein Zweig das Signal schneller verarbeitet als der Andere. Die Signale der Koinzidenzeinheit können dann etwa mit einem Zähler (engl. Counter) addiert werden.

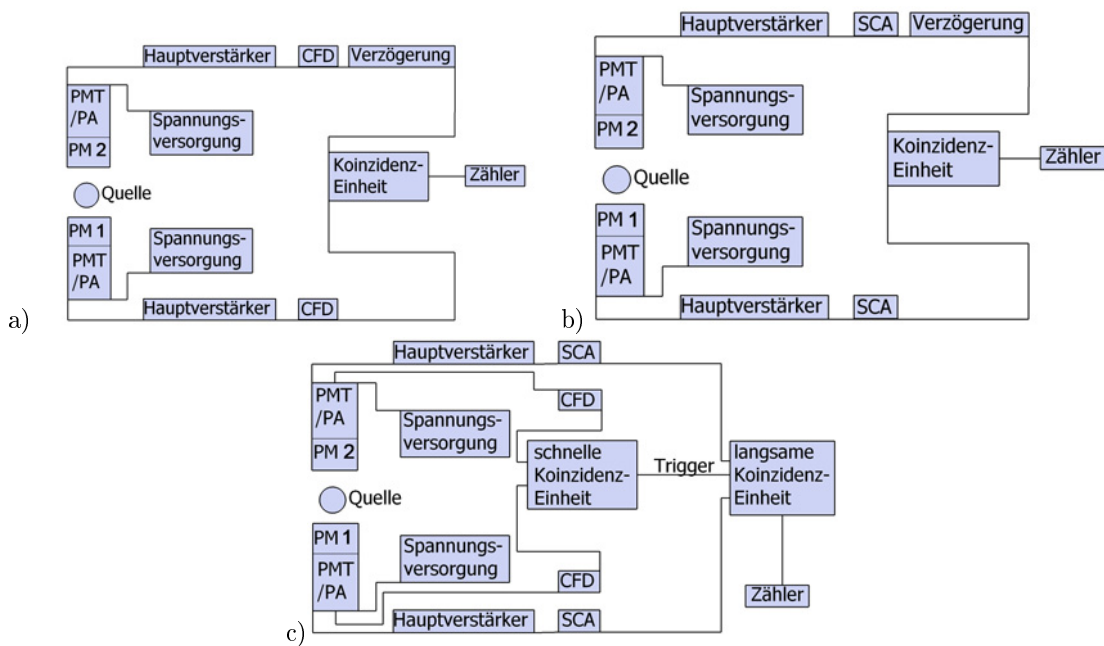


Abbildung 2.2: Schaltprinzipien für eine schnelle Koinzidenzschaltung mit CFD und zeitlicher Sortierung der Signale (a), für eine langsame Koinzidenzschaltung mit SCA und Sortierung der Signale nach Pulshöhen (b), sowie für eine kombinierte schnell-langsame Koinzidenzschaltung, bei der der langsame Kreis mit SCA durch den schnellen Kreis getriggert wird (c).

Für eine langsame Koinzidenz (vgl. Abbildung 2.2 b) wird das Signal hingegen an einer der letzten Dynoden abgegriffen, da bis dort eine Proportionalität zwischen der Höhe des Spannungspulses und der Energie des registrierten Photons gewährleistet ist, also noch keine Sättigungseffekte auftreten (vgl. Abbildung 3.2). Nachdem das Signal wieder eine oder mehrere Verstärkerstufen durchlaufen hat, wird es in einen Einkanalanalysator (engl. Single Channel Analyzer, SCA) geleitet. Dort werden die Pulse nach ihrer Pulshöhe, die proportional zur eingegangenen Photonenenergie ist, sortiert und nur dann logische Pulse ausgesendet, wenn die Pulshöhen in einem ausgewählten Bereich liegen. Die Signale aus den SCAs werden dann ebenfalls nach dem Durchlaufen einer Verzögerungsschleife in einer Koinzidenzeinheit zusammengeführt und mit einem Zähler ausgewertet.

Die Auflösungszeit des schnellen Koinzidenzkreises ist deutlich kürzer (ca. 4 ns) als die des langsamen Koinzidenzkreises (ca. 500 ns). Dies nutzt man im kombinierten schnell-langsam-Koinzidenzverfahren, in dem man den schnellen Koinzidenzkreis verwendet, um den Langsamen zu triggern (vgl. Abbildung 2.2 c).

Auf Grundlage dieser Überlegungen wurde für die folgenden Versuche ein langsamer Koinzidenzkreis gewählt. Dieser benötigt weniger Bauteile als ein schnell-langsam-Koinzidenzkreis und ist somit



Abbildung 2.3: Alle verwendeten elektronischen Geräte im NIM Crade bis auf die weiteren Verzögerungsstufen, die in einem gesonderten Crade untergebracht sind. Von links nach rechts: Zähler, Koinzidenzeinheit, Verzögerungseinheit, SCA2, SCA1, Hauptverstärker 2, Hauptverstärker1, Spannungsversorgung 2, Spannungsversorgung 1.

preislich im gegebenen Rahmen realisierbar. Zudem bietet er im Rahmen seiner weiteren Verwendung im Fortgeschrittenen Praktikum durch die Sortierung nach Pulshöhen eine gute Anknüpfung an die Spektroskopie von γ -Strahlung im ersten Versuchsteil. Ursprünglich war geplant anstelle eines zweiten SCAs die Signale des PM2 in einen Pulshöhenanalysator zu senden und diesen durch die Signale des PM1 mit einer Koinzidenz zu triggern. Da aber der verwendete SCA eine Bearbeitungszeit von etwa $3\ \mu\text{s}$ hat, hätte das Signal des PM2 solange verzögert werden müssen. Eine Verzögerung eines analogen Signals über einen solchen langen Zeitraum ist nicht praktikabel zu realisieren, da durch zusätzliche Kabelstrecken die Signalamplitude stark abnimmt und Rauschen das Signal überlagert. Durch die Verwendung von zwei SCAs kann der Zeitunterschied bis auf etwa 100 ns, die durch die unterschiedlichen verwendeten Bauteile entstehen, ausgeglichen werden. Mehrere 100 ns sind durch Verzögerungseinheiten problemlos auszugleichen.

Zusätzlich zu den oben erwähnten Geräten muss noch mit Hilfe einer Spannungsversorgung (engl. Power Supply) die Hochspannung (engl. High Voltage, HV) für die Photomultiplier über die PM-Basis (engl. PM Tube Base, PMT) mit integriertem Vorverstärker bereitgestellt werden (vgl. Abbildung 2.3).

2.3 Der mechanische Aufbau

Ziel des Experimentes ist es die Koinzidenzzählrate in Abhängigkeit vom Winkel zwischen den beiden Detektoren zu ermitteln. Für den mechanischen Aufbau ergibt sich daraus die Forderung nach einem verstellbaren Detektor und eine Einschränkung der Detektorfläche. Als Basis konnte ein in Teilen vorhandener älterer Aufbau übernommen werden.

Mittelpunkt des Aufbaus ist die Quelle (vgl. Abbildung 2.4 a). Auf einer Seite ist ein Detektor festmontiert (PM1), auf der anderen ist ein Detektor (PM2) auf einem Dreharm befestigt. Die Winkelstellung des PM2 im Vergleich zum PM1 ist auf 1° genau mit einer Spitze auf einer am Untergrund des Aufbaus befestigten Skala abzulesen. Die Detektoren sind so montiert, dass die jeweilige Mitte der Detektorfläche auf der Höhe der Probe liegt. Der Abstand zwischen Probe und Detektorfläche ist bei beiden Detektoren gleich und kann bei Bedarf variiert werden (vgl. Abbildung 2.4 b). Für den Aufbau vorgesehen sind Proben in einer Zylindergeometrie, die mit einem Gewinde auf einer Halterung fixiert werden können. Da aber nicht alle Proben in der passenden Geometrie vorliegen, können mit Hilfe einer Stativstange und Klammern auch Proben anderer Geometrie, etwa Stabquellen und Quellen in rechteckiger Schutzhülle in den Aufbau eingebracht werden. Die verwendete Eu^{152} Quelle liegt zum Beispiel in einer rechteckigen Schutzhülle vor. Das Stativ führt aber dazu, dass der bewegliche Detektor PM2 nicht über Winkel kleiner als 110° bewegt werden kann, weshalb im Versuch der Winkelbereich von 180° bis 270° vermessen wird.

Da die Detektorflächen auf Grund ihrer Größe einen größeren Winkelbereich abdecken als für

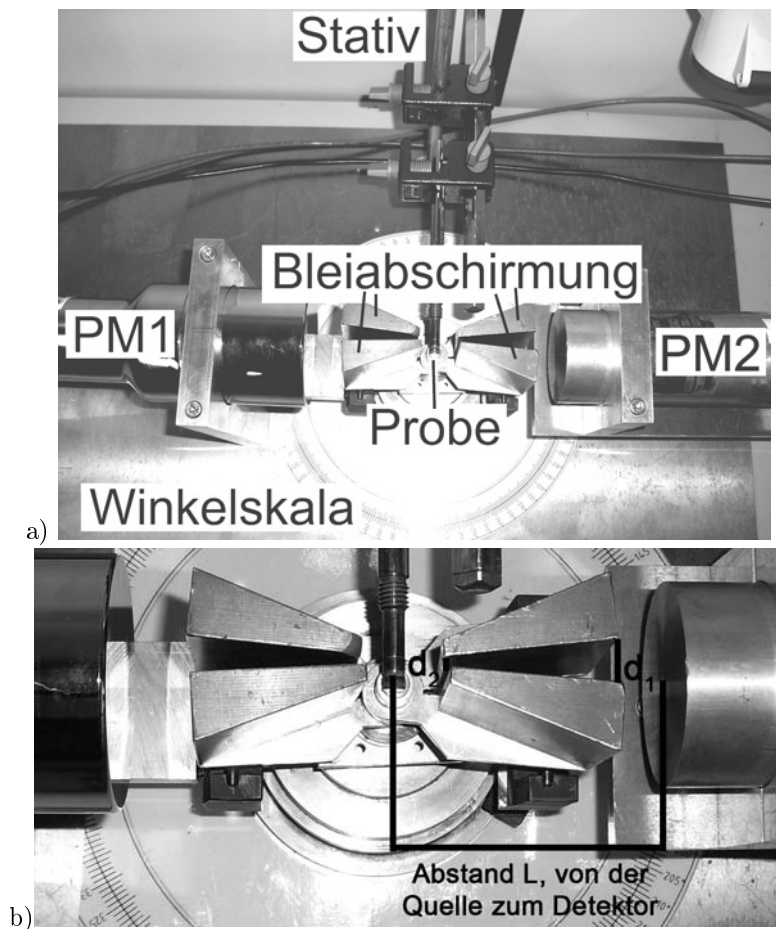


Abbildung 2.4: Verwendeter mechanischer Aufbau zur Messung der Winkelkorrelation mit festem PM1, drehbarem PM2, einstellbarer Bleiabschirmung, einer Probenhalterung in der Mitte, sowie einem Stativ zum Fixieren größerer Proben (a). Darstellung der mechanischen Größen mit dem Abstand L zwischen Quelle und Detektor (b), den beiden Öffnungsgrößen der Bleikeile: d_2 an der Quelle und d_1 am Detektor.

die Messung benötigt wird und gewünscht ist, werden vor jeden Detektor Bleikeile gesetzt, die in der Breite variabel einstellbar sind und mit Bleiziegeln an den Seiten ergänzt werden können. Eine Vorversuch zur optimalen Einstellung der Winkeleinschränkung wird in Abschnitt 4.3 beschrieben. Diese Bleiabschirmung reduziert den systematischen Fehler auf die Winkelverteilung und macht damit umfangreiche Korrekturrechnungen überflüssig. Es ist jedoch darauf zu achten, dass durch die Verwendung der Bleiabschirmung keine unerwünschten Effekte wie Mehrfachstreuung auftreten oder die Photonen an der Abschirmung vorbei auf den Detektor treffen können.

Um Messungen zur Spektroskopie vor zu nehmen, können die Bleikeile gegebenenfalls entfernt werden, um die Zählrate zu erhöhen. Zum Schutz vor Strahlung wird der gesamte Aufbau mit Bleiziegeln abgeschirmt.

Bei dem verwendeten und beschriebenen Aufbau handelt es sich um die übliche Bauform zur Messung der Winkelkorrelation. Da zudem Überreste eines älteren ähnlichen Aufbaus vorhanden waren wurde diese Art Aufbau verwendet. Oft wird auch auf eine Bleiabschirmung zur Einschränkung des Winkels verzichtet, sondern die Ergebnisse mit geometrischen Korrekturfaktoren bereinigt.

Einen anderen Ansatz verfolgt die Universität Konstanz in ihrem Aufbau (vgl. Abbildung 2.5 und Quelle [13]). Bei diesem befindet sich die Probe in einem mit Blei ummantelten Topf, der rundherum mit verschließbaren, schlitzförmigen Öffnungen versehen ist. Hier ist ebenfalls ein Detektor vor einem

Schlitz fest montiert und ein anderer kann auf einem Dreharm vor verschiedenen Öffnungen plaziert werden. Um über die Qualität des Aufbaus zu urteilen liegen keine ausreichenden Daten vor, dennoch bietet dieser Ansatz einige interessante Vorteile. Die Probe befindet sich bereits in einer Bleiummantelung. Der Versuchsplatz muss also zur Sicherheit der Versuchsdurchführenden vor radioaktiver Strahlung nicht großräumig abgeschirmt werden. Es kann wie im verwendeten Aufbau die Breite der Öffnung variiert werden, jedoch ohne die Gefahr von Mehrfachstreuungen oder dass die Photonen die Bleiabschirmung umgehen können.

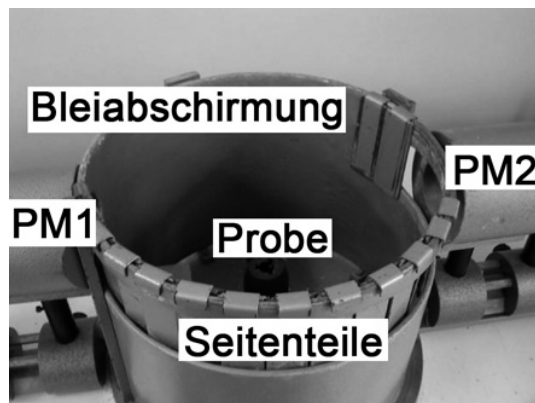


Abbildung 2.5: Versuchsaufbau der Universität Konstanz. Die Probe befindet sich in einem Bleipotf. Mit variablen Seitenteilen können Schlitze unterschiedlicher Größe gebildet werden, vor die die Detektoren positioniert werden [13].

3 Verwendete Elektronik

Die im vorherigen Kapitel in den Schaltprinzipien verwendeten Geräte werden im Folgenden detaillierter vorgestellt und die ihnen zu Grunde liegenden physikalischen Vorgänge erklärt. Dabei werden auch die getroffenen Einstellungen und Optimierungen sowie alle charakteristischen Größen, die durch Vorversuche experimentell ermittelt wurden, erläutert. Die Auswahl der Geräte mit jeweiligen Vor- und Nachteilen wird begründet und sich daraus ergebende mögliche Schwachstellen des Systems aufgezeigt.

3.1 NIM Standard, Koaxialkabel und Verzögerung von Signalen

Ein Standard für mechanische Maße und elektrische Größen in der Kern- und Teilchenphysik beruht auf einzelnen Bausteinen, den Nuclear Instrument Modulen (NIM). In diesem Standard sind Größen für die Außenmaße für elektrische Module definiert. So ist ein NIM- Modul 3.43 cm breit und 22.225 cm hoch. In der Breite sind auch Vielfache der Größe möglich. Grundprinzip ist, dass jedes Modul in jede Halterung passt. Deswegen ist auch die Steckerbelegung zur Spannungsversorgung vereinheitlicht. Die Spannung wird über den Rahmen, das NIM- Grade, bereitgestellt. Der Standard legt weitere Größen wie Durchmesser und Kapazität fest, die aber im weiteren Verlauf nicht relevant sind. Alle beschriebenen Module sind NIM Standard.

Der NIM Standard beinhaltet aber auch Normen für die elektrischen Signale. So sind alle Ein- und Ausgangswiderstände auf $50\ \Omega$ festgelegt. Es gibt auch zwei definierte Logikarten. Die schnelle positive Logik bewegt sich für eine logische 1 im Ausgang zwischen +4V und +12V und im Eingang zwischen +3 V und +12 V, für eine logische 0 im Ausgang von +1 V bis -2 V und im Eingang von +1.5 V bis -2 V. Die positive NIM Logik wird bei langsamen Detektorsystemen angewendet. Ihre Steigzeit und Dauer liegt um die 100 ns. Dem gegenüber steht die schnelle negative NIM Logik, die über den Strom bei einem Widerstand von $50\ \Omega$ definiert ist. Die negative NIM Logik wird verwendet, wenn schnelle Detektoren eingesetzt werden. Sie hat eine Steigzeit und eine Breite von etwa 1 ns. Andere noch verwendete Logikarten sind TTL und ECL, die aber im vorliegenden Messaufbau nicht verwendet werden.

Als übliche Größe für analoge Spannungspulse hat sich eine Pulshöhe von 0 V bis 10 V durchgesetzt. Verwendet werden Koaxialkabel. Diese bestehen aus einem zylinderförmigen Kondensator mit Dielektrikum. Im Aufbau verwendet werden Kabel des Typs RG- 58C/U. Diese haben einen Widerstand von $50\ \Omega$ und verzögern das Signal um etwa 5.14 ns pro Meter Kabel [3]. Jedes Kabel verzögert folglich das Signal. Dieser Effekt wird in Verzögerungseinheiten genutzt, indem Kabelstücke verschiedener Länge mittels Schalter beliebig kombiniert werden können. Eine Reihenschaltung mehrerer Verzögerungseinheiten ist problemlos möglich, wobei zu beachten ist, dass jedes Modul und jede Zwischenverbindung wieder von sich aus schon eine Verzögerung mit sich bringt. Die Verzögerung eines Signals insgesamt zu bestimmen ist deshalb sehr aufwendig, aber auch nicht notwendig. Meist, insbesondere bei einer Koinzidenzschaltung, ist die Zeitdifferenz zwischen zwei Signalen relevant. Ein Zeitunterschied kann ausgeglichen werden, indem das zu frühe Signal durch ein längeres Kabel, im Versuchsaufbau die Verzögerungseinheiten, geschickt wird.

Die verbreitetste Steckerform zu Koaxialkabeln sind die BNC- Stecker. Sie werden im Aufbau verwendet. Nur die Zwischenverbindung unter den Verzögerungseinheiten besteht aus Koaxialkabeln mit LEMO- Steckern.

3.2 Szintillator, Photomultiplier (PM) und Vorverstärker

Als Nachweisgerät für die γ - Strahlung werden Szintillationsdetektoren mit angeschlossenem Photomultiplier verwendet. Der Nachweis der γ - Strahlung erfolgt dabei indirekt über die Wechselwirkung der Photonen mit dem Szintillationsmaterial. Dabei treten drei wesentliche Effekte auf, die die Charakteristik des Energiespektrums einer Probe ausmachen und eine vollständige oder teilweise Energieübertragung des Photons an Elektronen bewirken.

- Beim Photoelektrischen Effekt, auch Photoeffekt genannt, kommt es zu einer Wechselwirkung des Photons mit einem Absorberatom. Das Photon wird absorbiert und gibt seine Energie $h \cdot \nu$

an ein zuvor festgebundenes Elektron ab. Dieses hat dann die Photonenenergie abzüglich seiner Bindungsenergie $E_{Elektron} = h \cdot \nu - E_{Bindung}$. Der Großteil der Photonenenergie bleibt damit dem Elektron als kinetische Energie. Die Leerstelle, die durch das freigewordene Elektron entsteht, wird meist schnell aus oberen Schalen des Atoms wieder gefüllt, wobei die höher energetischen Elektronen ihre Energie wiederum mittels Photonen abgeben, die aber in äußeren Schalen absorbiert werden und nur selten detektiert werden. Der Photoeffekt ist besonders bei Absorbermaterialien mit hoher Kernladungszahl Z dominant. Für den Wirkungsquerschnitt σ gilt $\sigma \propto Z^5/E_\gamma^3$ [14].

- Beim Compton- Effekt kommt es zu einer Wechselwirkung des Photons mit einem Elektron aus dem Absorbermaterial. Das Photon ändert seine Richtung und überträgt einen Teil seiner Energie an das Elektron. Der Energieübertrag ist dabei vom Stoßwinkel zwischen Photon und Elektron abhängig und kann von Null bis fast $h \cdot \nu$ gehen. Die dem Photon verbleibende Energie beträgt

$$h \cdot \nu' = \frac{h \cdot \nu}{1 + (1 - \cos(\theta)) \cdot \frac{h \cdot \nu}{m_e \cdot c^2}}.$$

Der Abstand der Comptonkante ($\theta = 180^\circ$) vom Photopeak im Energiespektrum liegt bei

$$E_C = \frac{h \cdot \nu}{1 + 2 \cdot \frac{h \cdot \nu}{m_e \cdot c^2}}$$

. Unter der Annahme, dass $h \cdot \nu \gg \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot c^2$, folgt, dass $E_C \approx \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot c^2$. Bis zur Comptonkante gibt es ein Kontinuum, das die Compton- Streuung bei Winkeln von 0° bis 180° wiedergibt. Im Energiespektrum treten auch Energien zwischen Comptonkante und Photopeak auf. Diese lassen sich auf mehrfache Comptonstreuung zurückführen. Der Wirkungsquerschnitt zur Compton- Streuung wird durch die Klein- Nishina- Formel wiedergegeben. Ebenfalls auf Comptonstreuung beruht der Rückstreupeak, der entsteht, wenn Photonen mit den den Detektor umgebenden Materialien in einem Winkel von mehr als 120° streuen. Der Rückstreupeak tritt um die Energie $E_{Rückstreu} = E_C \approx \frac{1}{2} m_e c^2$ auf [14].

- Als dritte Wechselwirkung tritt die Paarerzeugung auf. Wenn die Photonenenergie $E_\gamma = h \cdot \nu$ größer ist als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons $m_e c^2$, dann ist die Paarerzeugung möglich, wobei aus dem Photon ein Elektron und ein Positron entstehen. Zusätzliche Photonenenergie geht in die kinetische Energie des erzeugten Elektron- Positron Paares über, die beide durch Wechselwirkungen wieder verlieren. Es gilt für die kinetischen Energien

$$E_{Elektron}^{kin} + E_{Positron}^{kin} = h \cdot \nu - 2 \cdot m_e \cdot c^2.$$

Das dabei entstandene Elektron verbleibt im Absorbermaterial, das Positron annihiliert mit einem anderen Elektron in seiner Umgebung. Dabei entstehen zwei Photonen der Energie 511 keV. Werden beide Annihilationsphotonen und die Photonen von der Abgabe der kinetischen Energie registriert, so ergibt sich wieder die Energie des Photons und im Spektrum wird dies im Photopeak registriert. Entweicht ein Annihilationsphoton aus dem Material ohne detektiert zu werden, so besteht der Abstand vom Photopeak zum Single- Escape- Peak

$$E_{single-escape} = h\nu - m_e c^2.$$

Entweichen beide Annihilationsphotonen undetektiert, so beträgt der Abstand zwischen dem Photopeak und dem Double- Escape- Peak [14]:

$$E_{double-escape} = h\nu - 2m_e c^2$$

Zusätzlich zu diesen drei Effekten gibt es noch eine Vielzahl anderer Effekte und Überlagerungen von Effekten, die zu einem Kontinuum führen. Bei diversen Spektren führt dies zu einem erkennbaren und messbaren linearem Untergrund, weshalb bei der Auswertung der Spektren die Peakbestimmung mittels einer Überlagerung von Gaußkurve und einem Polynom 1. Grades erfolgt.

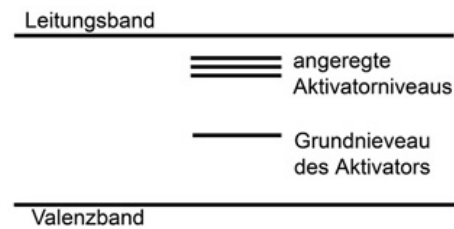


Abbildung 3.1: Bandmodell zum Szintillatormaterial mit Valenz- und Leitungsband des Basismaterials und mit zusätzlichen Niveaus des eingebrachten Aktivatormaterials.

Alle drei beschriebenen Wechselwirkungen verursachen auch die Abschwächung von γ -Strahlung in Materie. Der lineare Abschwächungskoeffizient μ ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen. Die Intensität der Photonen lässt exponentiell nach und wird durch $I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$ nach dem Zurücklegen der Strecke x im Absorbermaterial beschrieben [14].

An das Szintillationsmaterial ergeben sich somit mehrere Forderungen. Zum einen muss das verwendete Material für die Strahlungsart und den Energiebereich sensitiv sein, zum anderen muss es einen möglichst linearen Zusammenhang zwischen Photonenenergie und Szintillationsphotonen liefern, die im weiteren zu einem linearen Zusammenhang zwischen Photonenenergie und Höhe des Spannungspulses führen. Zudem muss das Szintillatormaterial für die eigenen ausgesendeten Szintillationsphotonen transparent und formbar sein, sowie einen Brechungsindex von ca. 1.5 aufweisen, um einen guten Übergang zur Photokathode des Photomultipliers zu gewährleisten. Bei den hier eingesetzten Szintillatoren wird mit Thallium dotiertes Natrium-Jodid (NaJ(Tl)) und somit ein anorganisches Szintillatormaterial verwendet. Anorganische Materialien sind gegenüber organischen Materialien langsamer, bieten aber dafür eine gute, lineare Lichtausbeute. NaJ(Tl) ist fast über den gesamten Energiebereich linear und ist deshalb heutzutage ein Standardmaterial für Szintillationsdetektoren. Die Nachteile von NaJ(Tl) sind, dass es zerbrechlich und hygroskopisch ist, weshalb es vor der Luft geschützt werden muss [3].

Die Vorgänge im Szintillatormaterial können im Bändermodell erklärt werden (vgl. Abbildung 3.1). In anorganischen Materialien befinden sich im Leitungsband freie, im Valenzband hingegen gebundene Elektronen. In der Bandlücke zwischen beiden Bändern existieren in einem reinen Material keine erlaubten Zustände. Durch die Dotierung mit einem Akzeptor kommen jedoch neue Zustände, angeregte und Grundzustände des Akzeptors, hinzu. Tritt nun ein geladenes Teilchen durch das Material, so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die so erzeugten Löcher bewegen sich zu Akzeptoratomen und ionisieren diese, regen die Atome also auf höhere Energieniveaus an. Die Elektronen hingegen gehen ins Leitungsband und bewegen sich im Kristall frei, bis sie auf ionisierte, angeregte Akzeptoratome treffen. Das so neutralisierte Akzeptoratom fällt schnell auf den Grundzustand zurück und sendet dabei ein Szintillationsphoton aus, das im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts liegt [14].

Diese Photonen lösen an der Photokathode des Photomultipliers mittels Photoeffekt niedrig energetische Elektronen aus. Die Dicke der Photokathode ist so zu wählen, dass der Energieverlust der Elektronen über Elektron-Elektron Wechselwirkung möglichst gering ist, aber gleichzeitig möglichst alle Photonen absorbiert werden (vgl. Abbildung 3.2).

Die an der Photokathode entstehenden Elektronen werden gebündelt und dann über eine anliegende Spannung nacheinander auf mehrere Dynoden gesendet. Dabei werden die Elektronen immer wieder beschleunigt, so dass Sie an den jeweiligen Dynoden Sekundärelektronen erzeugen. Bei durchschnittlichen Dynodenmaterialien sind das etwa 5 bis 10 Elektronen pro Dynode und auftreffendem Elektron. Die Verstärkung kann beschrieben werden mit $V = \delta^N$, wobei N die Anzahl der Dynoden, hier 10, und δ die Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen ist. Die Erzeugung von Sekundärelektronen ist allerdings ein statistischer Prozess, so dass die Unsicherheit $\sqrt{\delta}$ beträgt. Auf diese Weise können einige hundert Photonen auf einen messbaren Spannungspuls verstärkt werden. Insgesamt erreichen für jedes an der Photokathode ausgelöste Elektron $10^5 - 10^7$ Elektronen die Anode.

Nach der letzten Dynode werden die Elektronen an der Anode gesammelt und das Spannungssignal kann dort kapazitiv ausgekoppelt werden. Insgesamt benötigen die Elektronen eine Transitzeit von der Photokathode bis zum Antreffen an der Anode je nach Bauweise 30 ns bis 80 ns. Ein optimales Signal

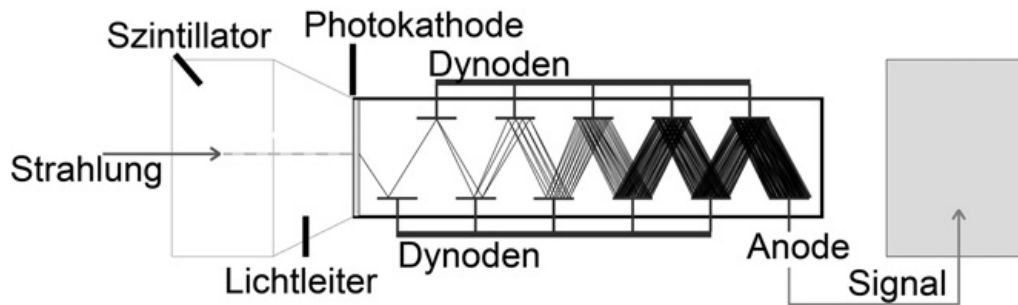


Abbildung 3.2: Prinzip eines Photomultipliers mit vorangestelltem Szintillator. Oft bilden Szintillator, Photomultiplier und seine Basis eine bauliche Einheit [15].

hat eine möglichst geringe Breite. Die Eintreffzeit der Elektronen an der Anode sollte also möglichst wenig schwanken. Kritisch ist besonders der Abstand von der Photokathode zur ersten Dynode, da je nach Auftreffpunkt an der Photokathode die Strecke der Elektronen zur ersten Dynode variiert. Dazu wird die Strecke zwischen Photokathode und Dynode größer gewählt als der Abstand zwischen den Dynoden und auch eine höhere Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode angelegt [14].

Der größte Rauschfaktor des Detektors ist die thermische Elektronenaussendung. Im Mittel beträgt die thermische Energie der Elektronen in der Photokathode 0.025 eV und ist somit deutlich geringer als die zum Austritt notwendige Energie zur Überwindung der Potenzialbarriere. Es gibt jedoch einige wenige Elektronen mit einer deutlich höheren thermischen Energie nahe der Oberfläche, die austreten und ein Störsignal an der Anode erzeugen können. Weitere Quellen für Rauschsignale sind andere Strahlungsquellen, kosmische Strahlung, sowie Rauschen, das in der Elektronik entsteht. Dazu tragen unter anderem Schwankungen in der Spannungsversorgung des Photomultipliers, Ohmsche Widerstände sowie Schutzdioden gegen Überspannung bei. Nicht alle Faktoren lassen sich minimieren, dennoch wird in der weiteren Signalverarbeitung darauf geachtet Störsignal zu vermeiden. Deshalb bilden Photomultiplier und Vorverstärker, der in die PMT integriert ist, eine bauliche Einheit und haben eine direkte Verbindung über Pins, was eine möglichst rauscharme Signalübertragung vom Photomultiplier zum Preamplifier gewährleistet. Das Signal wird an der Anode des Photomultipliers abgegriffen und im Vorverstärker in einen positiven Ausgangspuls mit einer Zeitkonstanten von $50\text{ }\mu\text{s}$ umgewandelt. Die Photomultiplier haben keine direkten Anschlüsse, sondern werden über den Vorverstärker angesteuert. Die verwendeten Photomultiplier sind in ihrer groben Konstruktion identisch, weisen im Detail jedoch einige Unterschiede auf.

Beide PMTs haben Anschlüsse für die Hochspannung des Photomultipliers, für die Stromversorgung des Vorverstärkers und das Messsignal. Der Vorverstärker wird über den Hauptverstärker mit Strom versorgt. Die PMT des PM1 bietet des weiteren noch zwei Kontrollschrauben und einen Testeingang. Als PM1 wird der Szintillationsdetektor Model 802 von Canberra verwendet, als PM2 der Sz50N von Crismatec. Im späteren Verlauf werden die beiden PMs optimiert und charakterisiert (vgl. Abschnitt 4.1)

3.3 Hauptverstärker

Für beide Detektoren wird der gleiche Typ von Hauptverstärker verwendet. Dieses Modul bietet zum einen eine Verstärkung des Signals mittels grober und feiner Einstellung (engl. coarse bzw. fine gain), zum anderen eine Signalmodellierung (engl. shaping). Die Verstärkereinstellungen werden so gewählt, dass am Pulshöhenanalysator alle Kanäle mit dem betrachteten Energiebereich ausgenutzt werden. Beim verwendeten Pulshöhenanalysator bedeutet dies, dass die Spannungspulse zwischen 0 V und 10 V liegen. Die Signale des Vorverstärkers bewegen sich im mV - Bereich, so dass passende Verstärkungsfaktoren sich im Bereich von 150 bis 550 bewegen. Da von den PMs und den jeweiligen Vorverstärkern unterschiedliche Signalstärken kommen, unterscheiden sich die Verstärkungsfaktoren in den Hauptverstärkern zwischen beiden Zweigen. Die in Abschnitt 4.1.3 gemessenen Werte zur Energie- Kanal-

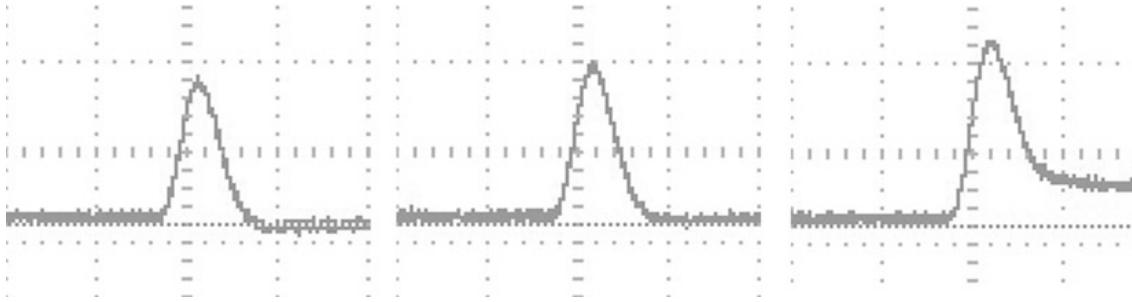


Abbildung 3.3: Pole Zero Adjustment mittels eines Drehpotentiometers. Von links nach rechts: Überschwingendes Ende, richtige Einstellung, zu langsames Absinken. Die Einstellung wird an beiden Hauptverstärkern mit dem unipolaren Signal vorgenommen.

Kalibration unterscheiden sich deshalb zwischen beiden PMs, dies hat aber auf das Ergebnis der Messungen keinen Einfluss. Der Verstärkungsfaktor ergibt sich multiplikativ aus feinem und groben Verstärkungsfaktor. Zu beachten ist noch, dass die Vorverstärker die Signale in unterschiedlicher Polarität ausgeben. PM1 verwendet positive und PM2 negative Spannungspulse. In den Hauptverstärkern ist die Polarität entsprechend einzustellen.

Die Signalmodellierung dient einer Verbesserung des Signal- Rausch- Verhältnisses. Als Signal wird eine Gaußkurvenform verwendet. Die Formzeit (engl. Shaping Time) entspricht dabei geometrisch gesprochen der Standardabweichung, ist also ein Maß für die Pulsbreite. Anders ausgedrückt ist die Formzeit ungefähr $\frac{FWHM}{2.4}$. Die Formzeit ist dabei so zu wählen, dass die Zeit ausreicht, um alle Ladungen vom Detektor zu sammeln und gleichzeitig kurz genug ist, um hohe Zählraten zu ermöglichen. Je länger die Formzeit ist, desto besser ist dabei das Signal- Rausch- Verhältnis. Ist die Formzeit aber zu groß gewählt, so können bei hoher Zählrate mehrere getrennte Ereignisse zu einem addiert werden. Üblich sind Formzeiten bei modernen Photomultipliern von $0.5 \mu s$ bis $2 \mu s$ [18]. Im vorliegenden Aufbau wird in der Qualität der Signale kein erkennbarer Unterschied festgestellt. Da aber aufgrund der Funktionsweise der SCA die Bearbeitungszeit des Signals linear mit der Breite des Signals steigt, wurde eine Formzeit von $0.5 \mu s$ gewählt. Dies entspricht der kürzesten Signalbreite, die die SCAs verarbeiten können [19].

Zusätzlich müssen vor der Verwendung des Hauptverstärkers mehrere Einstellungen getroffen werden. Über interne Jumper wird eingestellt, dass die Signale an den Ausgängen unverzögert ankommen und der ohmsche Widerstand an den Ausgängen wird auf 0Ω gesetzt, da nur kurze Kabel verwendet werden. Die Ansprechzeit der Signalwiederherstellung wird für kurze Signalbreiten auf linear gesetzt. Wichtig ist ebenfalls, dass die Form des Messsignals möglichst symmetrisch ist und nicht am Ende überschwingt oder zu langsam abklingt (engl. Pole Zero Adjustment, vgl. Abbildung 3.3). Diese Gefahr besteht, da die Verstärkerstufen über Kondensatoren gekoppelt sind und ohmsche Eingangswiderstände haben. Mit einem Drehpotentiometers kann ein Überschwingen kompensiert werden [20].

Die Hauptverstärker bieten zwei Ausgänge, einen mit unipolarem und einen mit bipolarem Signal. Das unipolare Signal entspricht dabei einer Differenzierung der Signale aus dem Vorverstärker mit einem RC- Hochpaß. Anschließend gelangt das Signal zum RC- Tiefpaß, der als Integrator funktioniert und hochfrequentes Rauschen abschneidet. Das bipolare Signal wird anschließend noch einmal differenziert und hat den Vorteil, dass die Lage des Nulldurchgangs amplitudenunabhängig ist, sich also gut als Zeitsignal eignet. Dafür unterliegt das bipolare Signal einem höheren Rauschen als das unipolare Signal, das für die Spektroskopie und die Koinzidenzmessung verwendet wird [10].

3.4 Einkanal- Diskriminator (SCA)

Als Einkanaldiskriminatoren werden zwei unterschiedliche Module verwendet, die aber auf die gleiche Art und Weise arbeiten und sich nur in wenigen Details unterscheiden.

Die grundsätzliche Aufgabe eines SCAs ist es, Signale, deren Amplitude unterhalb oder oberhalb eines eingestellten Wertes liegen, zu eliminieren. Im vorliegenden Fall werden nur Signale durchgelas-

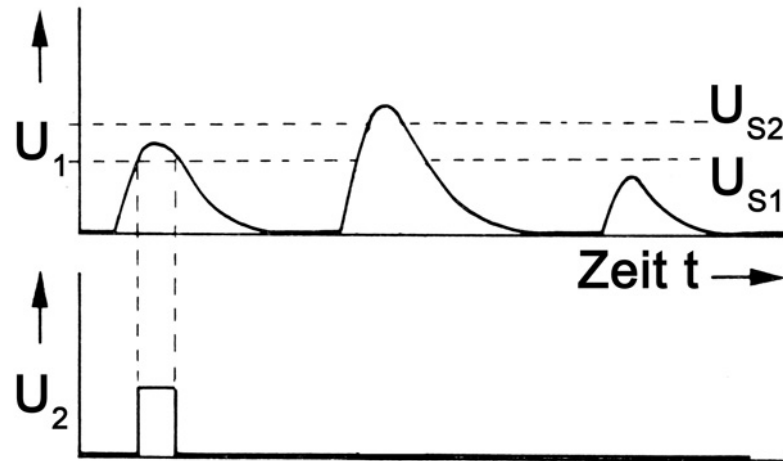


Abbildung 3.4: Skizze zur Pulsfolge am Einkanal-Diskriminator. Der erste Pulsberg im Eingangstrom U_1 liegt im eingestellten Fenster zwischen U_{S1} und U_{S2} . Dieser Pulsberg erzeugt einen logischen Rechteckpuls im Ausgangsstrom U_2 . Die anderen Pulsberge liegen über bzw. unter dem Fenster. Sie erzeugen deshalb keinen Ausgangspuls.

sen, deren Amplitude innerhalb eines eingestellten Fensters liegt (vgl. Abbildung 3.4). Für jeden Puls im Fenster erzeugen die SCAs einen logischen Rechteckpuls beim Zweig des PM1 von $0.5 \mu\text{s}$ und einer Amplitude von 5 V , im Zweig des PM2 von $1 \mu\text{s}$ und einer Amplitude von 8 V . Verwendet werden dazu in jedem SCA zwei Amplitudendiskriminatoren, je einen für die obere und untere Grenze des Fensters. Sei U_S die eingestellte Schwellenspannung des Amplitudendiskriminators, U_1 die Eingangsspannung und U_2 die Ausgangsspannung, so gilt die Relation $U_2 = \nu \cdot (U_1 - U_S)$ mit sehr großem ν , so dass der Bereich von $U_1 \approx U_S$ vernachlässigt werden kann. Ist nun $U_1 < U_S$, so ist $U_2 < 0$ und kann mit einer Diodenschaltung gesperrt werden, so dass kein Spannungssignal austritt [12]. Die Einstellung der Schwellenspannung erfolgt über ein Potentiometer.

Für die Koinzidenz ist es wichtig die Auslösungszeiten zu betrachten, also den Zeitpunkt, wann der SCA den logischen Puls aussendet. Obere und untere Schwelle sprechen zu verschiedenen Zeiten t an. Der SCA des Zweiges des PM1 wartet ab, bis das Signal wieder vollständig abgeklungen ist und sendet erst dann ein Signal aus. Hier kommt es zu dem oben erwähnten linearen Zusammenhang zwischen der Formzeit des Signals und der Bearbeitungszeit im SCA. Der SCA im Zweig des PM2 sendet den Puls aus, nachdem das Maximum des Eingangssignals erreicht wurde, also früher als der SCA des PM1. Es kommt hierbei zwischen beiden Zweigen zu einem Zeitunterschied von etwas mehr als 100 ns . Hier liegt auch die Ursache, weshalb der ursprünglich geplante Aufbau mit nur einem SCA als Trigger für einen PHA nicht funktionierte. Das Signal für den PHA hätte um etwa $3 \mu\text{s}$ verzögert werden müssen, was bei einem analogen Signal nicht ohne erheblichen Aufwand und Qualitätsverlust möglich ist. Ein weiteres Problem der SCAs ist, dass das Aussenden des logischen Pulses von der Höhe der Amplitude abhängt. Im weiteren Verlauf reduziert dies die Zählrate der Koinzidenz und führt neben der längeren Bearbeitungszeit zu einer deutlich höheren Auflösungszeit der Koinzidenzschaltung, als dies bei einer schnellen Koinzidenzschaltung der Fall wäre.

Die verwendeten SCAs bieten mehrere Signalausgänge an Vorder- und Rückseite des Moduls, die es ermöglichen die SCAs auch als einfachen Schwellwertdiskriminator bezüglich der eingestellten unteren Schranke zu verwenden. Dies wird im verwendeten Aufbau nicht benötigt. Eingestellt werden die untere Grenze E und das Fenster ΔE , worüber die obere Grenze $E + \Delta E$ definiert ist. Als untere Grenze sind beide SCAs von 0 V bis 10 V einstellbar. Im SCA des Zweiges von PM1 lässt sich die Skala des Fensters zwischen 1 V und 10 V umschalten, was eine deutlich feinere Einstellung zulässt als beim anderen SCA, der nur eine 10 V Skala für die Einstellung des Fensters bietet.

3.5 Konstant- Verhältnis- Diskriminator (CFD)

Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, kann eine ähnliche Anordnung wie die Verwendete auch mit einem CFD erstellt werden. Um aber die Koinzidenz im Kernzerfall anschaulicher über das Kernzerfallsschema erklären zu können, wurde eine langsame Schaltung mit SCAs verwendet. Der CFD wird wegen seiner grundsätzlichen Bedeutung für die Koinzidenzschaltung an dieser Stelle kurz erläutert.

Der Konstant- Verhältnis- Diskriminator wird auch Zeitsignal Diskriminator genannt, da er sich im Vergleich zu einem SCA wesentlich besser für Zeitsignale eignet. Der Vorteil des CFDs ist, dass die entstehende Zeitverzögerung im Gegensatz zum SCA amplitudenunabhängig ist. Dies wird erreicht, indem nicht die Höhe der Amplitude vermessen wird, sondern bei einem konstanten Bruchteil der Höhe. Dafür wird das ankommende Signal in zwei verschiedene Zweige aufgespaltet. Im ersten Zweig wird es auf den gewünschten Bruchteil abgeschwächt und invertiert. Im zweiten Zweig wird es so lange verzögert, bis der konstante Bruchteil zeitgleich mit dem abgeschwächten Signal aus dem ersten Zweig zusammen trifft. Addiert man beide Zweige, so entsteht ein bipolarer Puls mit einem Nulldurchgang beim konstanten Bruchteil der Höhe der Amplitude. Dieser Nulldurchgang dient als Zeitmarke [10].

3.6 Analog- Digital- Konverter (ADC) und Pulshöhenanalysator (PHA)

Für die Energiespektroskopie wird gemessen, wie oft welche Energie in einem gewissen Zeitraum auftritt. Dazu werden die Energien in verschiedene Kanäle eingeteilt. So akzeptiert der verwendete Analog- Digital- Konverter (engl. Analog- Digital- Converter, ADC) Pulse von 0 bis 10V Höhe. Dieser Bereich ist unterteilt in 8192 gleich breite Kanäle. Für jeden Puls, der einem bestimmten Kanal zugeordnet wird, erhöht sich die Anzahl im jeweiligen Kanal um eins.

Das älteste Verfahren zum digitalisieren und analysieren von Pulshöhen ist das Wilkinsonsverfahren. Dabei wird ein Kondensator aufgeladen, bis er die maximale Pulsspannung aufgebaut hat und dann linear entladen. Vom Beginn des Aufladens bis zum Ende des Entladevorgangs wird die Zeit gemessen, etwa in dem eine Torschaltung einen Oszillator mit einem Zähler verbindet. Je höher der Spannungspuls ist, desto länger braucht der Kondensator zum Entladen, desto mehr Schwingungen werden gezählt. Nach Anzahl der registrierten Schwingungen wird dann der passende Kanal gesucht. Nachteil dieser Methode ist, dass der ADC jeweils nur einen Puls analysieren kann, also die gesamte Messzeit die Totzeit des ADCs ist. Je langsamer die Entladung oder je schneller der Oszillator, desto besser ist die mögliche Auflösung [10].

Am verbreitetsten ist heute der Stufenkomparator. Bei diesem Verfahren wird der ankommende Puls nacheinander mit einer Reihe von Spannungen verglichen und infolge dessen in den Kanal einsortiert. Ist der ankommende Puls größer als die Vergleichsspannung, so wird das entsprechende Bin mit 1 gefüllt und der Ausgangspuls mit der nächsten Spannung verglichen. Ist der ankommende Puls kleiner als die Vergleichsspannung, so wird in das entsprechende Bin eine 0 eingetragen. Das Verfahren wird deshalb auch oft als Wägeverfahren bezeichnet. Seine Vorteile liegen in der Schnelligkeit der Signalverarbeitung, die besonders bei vielen Kanälen deutlich wird. Dafür sind hier größere Schwankungen in der Linearität möglich, da viele Vergleichsspannungen möglichst konstant gehalten werden müssen. Eine Kombination von Wäge- und Wilkinsonsverfahren ist möglich [10].

Die in beiden Verfahren entstehenden binären Zahlen dienen als Adressen von Speicherplätzen. Der Pulshöhenanalysator zählt jeden Aufruf der Speicherplätze und summiert diese auf. Es ist dann erkennbar, wie oft welches Spannungsintervall während der Messung aufgetreten ist. Der PHA wird deshalb auch als Viel- oder Mehrkanalanalysator (engl. Multi Channel Analyzer) bezeichnet. Da die Pulshöhen der Szintillatoren und Photomultiplier proportional zu Energie der detektierten Photonen sind, kann aus dem Energiespektrum abgelesen werden, wie viele Photonen einer Energie, die meist einer physikalischen Reaktion zugeordnet werden können, gemessen wurden.

Ausgelesen und gesteuert werden ADC und PHA im vorliegenden Versuch durch die Software Genie2000 der Firma Canberra. Diese ermöglicht Einstellung von Messzeiten und Anzahl der Kanäle, aber auch das Setzen von unterer und oberer Diskriminatorschwelle. Letzteres schneidet Rauschen mit geringer Spannungsamplitude ab. Für eine bessere Energieauflösung ist es sinnvoll, die Anzahl der Kanäle auf den höchst möglichen Wert von 8192 einzustellen. Die Software bietet noch eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten wie eine automatische Energie- Kanal- Kalibrierung, die aber nicht verwendet

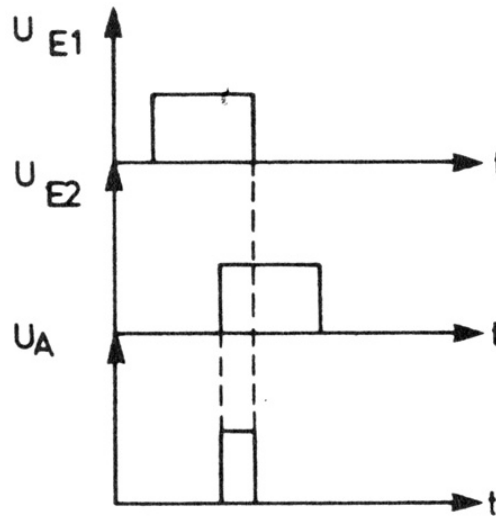


Abbildung 3.5: Funktionsprinzip einer Koinzidenzeinheit mit zwei Eingängen. Im obersten Zweig U_{E1} erreicht der Rechteckpuls aus dem ersten Zweig die Koinzidenzeinheit. Dieser wird auf die Länge der eingestellten Auflösungszeit gestreckt. Kommt zeitgleich ein Rechteckpuls U_{E2} im zweiten Zweig an, wird ein Ausgangspuls der Spannung U_A erzeugt [10].

wird. Die Daten der Software können als ASCII Files gespeichert werden, in denen die ersten zwei Zeilen die vorgegebene und die tatsächliche Messzeit angeben. Jede weitere Zeile entspricht einem Kanal. Das ASCII Format gewährleistet die Kompatibilität mit allen gängigen Datenverarbeitungsprogrammen.

3.7 Koinzidenzeinheit und Counter

Die Aufgabe der Koinzidenzeinheit besteht darin einen logischen Puls auszusenden, wenn zwei oder mehr Signale in einem gewissen Zeitfenster ankommen (vgl. Abbildung 3.5). Es gibt mehrere analoge, als auch digitale Verfahren die zeitliche Übereinkunft zweier Signale zu messen. Das simpelste Verfahren ist die Addition der Pulse. Das zuerst ankommende Signal wird auf die Dauer der Auflösungszeit gestreckt. Dies ist etwa über einen Monovibrator möglich. Erreicht nun in dieser Zeit das zweite Signal die Koinzidenzeinheit, so werden beide Spannungspulse addiert und liegen zusammen über einer Sollspannung, die keiner der beiden Pulse alleine überschreitet. Wie bei einem Einkanaldiskriminator wird nur ein logischer Puls ausgesendet, wenn der Spannungswert über dem Sollwert liegt. Der Einkanaldiskriminator kann schon bei der steigenden Flanke des zweiten Pulses auslösen. Ähnlich verhält es sich bei Antikoinzidenz, bei der kein Puls gesendet werden soll, wenn zwei Signale in der Auflösungszeit zusammen fallen. Dann werden die Pulse nicht addiert sondern subtrahiert, so dass die Schwellspannung dann nicht mehr erreicht wird [3]. Es ist deshalb wichtig, dass die Pulse die gleiche Polarität haben. Die Polarität kann im verwendeten Modul über einen Jumper intern gesetzt werden. Diese Art von Schaltung wird oft allgemein als Logik- Schaltung bezeichnet, da hier nur logische Pulse verarbeitet werden. Die Koinzidenzeinheit ist in diesem Sinne eine logische UND- Schaltung, da sie zwei Signale miteinander verknüpft. Die Antikoinzidenz entspricht einer logischen ODER- Schaltung. Das verwendete Modul kann zwischen zwei Zeitstufen umgeschaltet werden. Es unterstützt die Bereiche von 10 ns bis 100 ns und von 0.1 μ s bis 1 μ s. Dabei ist zu beachten, dass die Einstellungen am Drehrad nicht linear erfolgen [21]. Es können bis zu drei Signale in Koinzidenz, sowie zusätzlich ein weiteres in Antikoinzidenz betrieben werden. Jedes angeschlossene Signal muss über einen Schalter freigegeben werden.

An die Koinzidenzeinheit wird ein Zähler angeschlossen, der die logischen Pulse zählt. Der Zähler besteht aus einem Binärzähler, der binäre Zählerstände in Dezimalziffern überträgt. Grundbaustein

ist eine bistabile Kippschaltung, die nach jedem zweiten Umschalten wieder in den Ausgangszustand zurückkehrt. Koppelt man mehrere dieser Zähler erreicht man einen mehrstelligen Zähler, bei dem jede Ziffer dual dargestellt wird. Das verwendete Modul hat zudem eine Uhr, so dass eine Messzeit eingestellt werden kann. Der Zähler hat zwei Kanäle auf denen parallel gezählt werden kann. Die Zählerstände werden auf einem Display eingestellt. Das Zurücksetzen erfolgt über einen Druckknopf, ebenso das Starten und Stoppen der Messung. Über die Uhr kann eine maximale Messzeit wahlweise in Sekunden oder Minuten eingestellt werden. Zu beachten ist dabei, dass die Zeit in der Schreibweise $NM \cdot 10^p$ eingegeben wird. Das bedeutet N gibt die 10er, M die 1er und p die Potenz von 10 im gewählten Einheitenbereich an. Stellungen von N und M auf 0 schalten die Uhr aus. Der Zähler bietet auch die Möglichkeit die Messung extern zu starten oder eine Zusatzbedingung einzufügen, was aber im vorliegenden Aufbau nicht verwendet wird.

3.8 Zeit- Amplituden- Wandler (TAC)

Neben der zuvor geschilderten Auswertungsmethode der Winkelkorrelation über eine Koinzidenzschaltung mit Koinzidenzeinheit und Zähler gibt es noch verschiedene andere Methoden und Messgeräte, die verwendet werden können. Eine kleine Variation der Schaltung im Vergleich zum bisher geschilderten Aufbau bedeutet die Verwendung eines Zeit- Amplituden- Wandlers.

Man kann den im Abschnitt 2.2 beschriebenen Aufbau insofern abändern, dass man die Koinzidenzeinheit und den Zähler durch einen Zeit- Amplitudenwandler (engl. Time to Amplitude Converter, TAC) ersetzt, der mit einem ADC bzw. PHA ausgelesen wird. Dieser wandelt die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal in einen rechteckigen Spannungspuls um, dessen Höhe proportional zur Zeitdifferenz ist. Durch einen solchen Aufbau entfällt auch die Notwendigkeit der Verzögerungseinheit, da gerade eine Differenz zwischen Start und Stoppsignal erwünscht ist. Die Theorie dahinter beruht auf der Überlegung, dass unter Berücksichtigung von Gleichung 2.3 die Anzahl der echten Koinzidenzen größer ist als die der Zufälligen. Dies bedeutet für das Zeitspektrum, dass eine Verteilung entsteht um den Zeitpunkt, in dem die meisten echten Koinzidenzen auftreten. Die echten Koinzidenzen heben sich also durch eine gaußkurvenförmige Verteilung von den zufälligen Koinzidenzen, die einen linearen Untergrund bilden, ab. Die Zählrate kann über die Integration der Verteilung nach Abzug des linearen Untergrundes bestimmt werden.

Ein TAC arbeitet dabei so, dass ein Kondensator nach dem Startsignal mit einer konstanten Stromquelle aufgeladen wird. Das Stoppsignal schaltet die Stromquelle wieder ab. Der Kondensator ist dann mit einer Spannung geladen, die linear von der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal abhängt. Über einen hochohmigen Widerstand kann der Kondensator dann entladen werden. Zur Steuerung der konstanten Stromquelle durch das Start- und Stoppsignal sind logische Pulse notwendig. Es können weitere Einschränkungen in den Kreislauf eingebracht werden [10].

Der verwendete TAC bietet zahlreiche solcher Zusatzbedingungen, so kann zum Beispiel ein Signal ausgesendet werden, wenn die Zeitdifferenz in einem bestimmten Bereich liegt. Diese und andere Funktionen werden aber hier nicht verwendet. Für den Betrieb im vorliegenden Versuch ist es wichtig, dass eine zusätzliche Koinzidenz auf Antikoinzidenz geschaltet wird, da keine weitere Bedingung eingebaut wird. Eine Mindestdauer zwischen Start- und Stoppsignal wird auch nicht benötigt, weshalb die „Stop Inhibit“- Funktion ausgeschaltet wird, ebenso wie die Verzögerung des Ausgangssignals auf minimal gesetzt wird. Der Abtastpuls wird intern vom Gerät gesteuert und nicht durch ein externes Signal [22]. Da aus vorherigen Versuchen, etwa aus Betrachtung der Signale auf dem Oszilloskop, bekannt ist, dass das Signal von PM2 schneller ist als das von PM1, wird das Signal von PM2 zum Start- und das von PM1 zum Stoppsignal. Ebenfalls aus vorherigen Versuchen ist bekannt, dass die Verzögerung zwischen beiden Zweigen mehrere 100ns beträgt. Als Zeitbereich, also als die Zeit, auf die die maximale Pulsamplitude des TAC normiert ist, wird deshalb 50 ns als Einstellung und 10 als Vervielfachungsgröße eingestellt. Der maximale Puls des TACs beträgt 10 V und entspricht bei diesen Einstellungen 500 ns und am PHA dem höchsten Kanal. Die anderen Zeiten werden entsprechend am PHA einsortiert.

4 Koinzidenzmessung mit Zähler

Die im vorherigen Kapitel beschriebenen Geräte werden gemäß des messtechnischen Aufbaus miteinander verschaltet und in Betrieb genommen. Es werden Vorversuche durchgeführt, um die optimalen Einstellungen der elektronischen Geräte und die charakteristischen Größen zu bestimmen. Untersucht werden im folgenden drei unterschiedliche Stoffe. Der Annihilationspeak des Isotops Na^{22} wird verwendet, um den mechanischen Aufbau zu optimieren und um für weitere Messungen Korrekturen und Unsicherheiten zu erhalten. Anhand der Messung der Winkelkorrelation von Co^{60} und Eu^{152} werden verschiedene Eigenschaften der Kerne und der Kernzerfälle, wie den Kernspin, ermittelt und mit theoretischen Werten verglichen. In Tabelle 3 sind die wichtigsten Größen der verwendeten Quellen eingetragen.

Nummer	Isotop	Halbwertszeit	Anfangsaktivität	Anfangszeitpunkt	Aktivität
1	Na^{22}	$(11018.3 \pm 9.5) d$	37 kBq	10.03.2004	$(7.06 \pm 0.02) kBq$
2	Cs^{137}	$(950.97 \pm 0.15) d$	37 kBq	10.03.2004	$(32.07 \pm 0.01) kBq$
3	Co^{60}	$(1925.2 \pm 0.25) d$	37 kBq	17.03.2004	$(16.29 \pm 0.02) kBq$
4	Eu^{152}	$(4947.2 \pm 1.1) d$	37 kBq	10.03.2004	$(26.92 \pm 0.02) kBq$
5	Na^{22}	$(11018.3 \pm 9.5) d$	370 kBq	30.06.2010	370 kBq
6	Co^{60}	$(1925.2 \pm 0.25) d$	370 kBq	30.06.2010	370 kBq

Tabelle 3: Physikalische Größen der verwendeten radioaktiven Quellen im Experiment. Die Quellen 1-4 werden für die Energie- Kanal- Kalibration, die Bestimmung der Energieauflösung und der Effizienz verwendet. Die Quellen 4, 5, 6 werden in den Korrelationsmessungen verwendet. Die Quellen 5 und 6 haben eine zum Aufbau passende Zylindergeometrie. Die anderen Quellen liegen in rechteckigen Formen vor.

4.1 Einstellung der Elektronik

4.1.1 Versorgung mit Hochspannung

Wesentlich für die Verwendung des Photomultipliers ist die angelegte Hochspannung. Zur Optimierung kann diese variiert werden und die Zählrate bei den unterschiedlichen Einstellungen gemessen werden. Die Versorgung mit der Hochspannung wird im Falle des PM1 mit dem High- Voltage Power Supply Model 3125 von Canberra gewährleistet. Zu einem stabilen Betrieb der Hochspannung muss dem Modul nach dem Einschalten Zeit zur Stabilisierung gegeben werden, am Besten mehrere Stunden. Dennoch schwankt die Anzeige des Moduls während des Betriebes auf der letzten angezeigten Ziffer ($\pm 10 V$). Der Fehler auf die angezeigte Spannung wird poissonverteilt angenommen und deshalb mit $\pm\sqrt{10V}$ angesetzt. Der PM2 wird über den HV Power Supply von Berthold mit Spannung versorgt. Der Power Supply zeigt eine bessere Stabilität und schwankt nur um $\pm 1 V$.

Um die optimale Hochspannung zu finden wird eine Cs^{137} Quelle (Quelle Nr. 2, vgl. Anhang) verwendet und die Spannung langsam erhöht. Alle anderen Parameter werden konstant gehalten und das Signal aus dem Vorverstärker mit dem Hauptverstärker verstärkt und mit dem Pulshöhenanalysator und Analog- Digital- Konverter verbunden. Für jeweils 30 Sekunden wird ein Spektrum mit dem Pulshöhenanalysator (PHA) aufgezeichnet und pro Messung werden alle detektierten Teilchen addiert (= Counts). Für jede Einstellung werden 5 Messungen aufgenommen, daraus der Mittelwert und der Fehler auf den Mittelwert gebildet. Es wird erwartet, dass die Anzahl der detektierten Teilchen erst stark ansteigt und sich dann auf einem Plateau einpendelt, wenn der Sättigungseffekt erreicht ist. Wird die Spannung danach weiter erhöht, steigt die Anzahl wieder stark an, da dann die Spannung so hoch ist, dass zusätzliche Elektronen aus den Dynoden gelöst werden [3].

Beim PM2 ist die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors des Photomultipliers von der angelegten Spannung geringer als beim PM1, weshalb beim PM2 ein größerer Spannungsbereich vermessen werden kann. Die Messung wird dadurch begrenzt, dass am Pulshöhenanalysator der Photopeak noch aufgezeichnet werden kann, ohne die Verstärkereinstellungen zu verändern. Da die Anzahl der detektierten Teilchen über den Messbereich stark variiert wurde eine logarithmische Auftragung für die

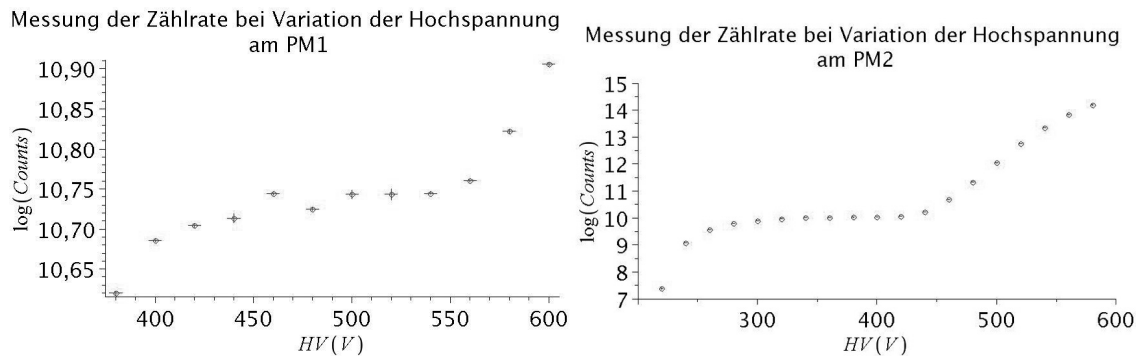


Abbildung 4.1: Variation der Hochspannung für beide PMs. Es bildet sich eine Ebene, auf der die Zählrate trotz Erhöhung der Hochspannung nicht ansteigt. Die Mitte der Ebene entspricht der optimalen Einstellung der Hochspannung. Die eingetragenen Fehler entsprechen fortgepflanzten statistischen Fehlern durch Mehrfachmessungen.

y- Achse gewählt. Die Fehler auf den Mittelwert aus den Mehrfachmessungen werden mit gaußscher Fehlerrechnung fortgepflanzt mittels

$$\sigma_{\log(\text{counts})} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{Counts}}}{\text{Counts}}\right)^2}.$$

Aufgrund der Skala, sind die Fehler allerdings in den gezeigten Graphen (vgl. Abbildung 4.1) kaum zu erkennen.

Wie erwartet bildet sich über mehrere Werte ein Plateau, für PM1 ungefähr zwischen 420 V und 560 V und für PM2 ungefähr zwischen 300 V bis 430 V. Unterhalb und oberhalb des Plateaus sind die Werte stark spannungsabhängig. Auch auf dem Plateau gibt es stärkere Schwankungen, die deutlich größer sind als der statistische Fehler aus den 5 Messungen. Möglicherweise liegt die Fehlerquelle hierfür in der nicht ausreichenden Stabilität der verwendeten Hochspannungsquelle. Als ideale Hochspannung wird die Mitte des Plateaus für PM1 bei 490 V und für PM2 bei 365 V gewählt, da an diesem Punkt mögliche Schwankungen in der Hochspannung den geringsten Einfluss auf das Messergebnis haben (vgl. Tabelle 4).

Photomultiplier	Hochspannung
PM 1	490 V
PM 2	365 V

Tabelle 4: Die Ergebnisse zur optimalen Hochspannung der beiden Photomultiplier PM1 und PM2, wie es im weiteren Verlauf verwendet wird.

In allen folgenden Versuchen wird die Hochspannung auf diesen Wert gesetzt und nicht mehr besonders erwähnt. Zusätzlich ist während der Messung zu beobachten, dass die Lage der Peaks, also der Verstärkungsfaktor, auch im Bereich des Plateaus stark spannungsabhängig ist. Für die folgenden Spektroskopieversuche ist es deswegen dringend notwendig, dass das Spannungsgerät stabil ist und geringe Schwankungen aufweist.

4.1.2 Weitere Optimierungsmöglichkeiten am PM1

Der PM1 bietet neben dem Vorverstärker noch die Möglichkeit einer Optimierung der Fokussierung, was Auswirkungen auf die Energieauflösung des Photomultipliers hat. Als Einstellungsmöglichkeit gibt es eine Schraube mit einer Umdrehungsmöglichkeit von etwa 300° . Die Schraube hat keine Skala oder anderweitige Kennzeichnungen, so dass die Einstellung nur qualitativ erfolgen kann. Es wird die Auflösung des Photomultipliers anhand des Photopeaks des Cs^{137} (Quelle Nr. 2, vgl. Anhang)

	Peakposition	Standardabweichung	Energieauflösung
Position 1	(8520 ± 0.5)Kanal	(255.6 ± 0.4)Kanäle	0.0600 ± 0.0001
Position 2	(8521 ± 0.5)Kanal	(255.6 ± 0.4)Kanäle	0.0599 ± 0.0001
Position 3	(8523 ± 0.5)Kanal	(255.9 ± 0.4)Kanäle	0.0600 ± 0.0001
Position 4	(8431 ± 0.5)Kanal	(255.0 ± 0.4)Kanäle	0.0607 ± 0.0001
Position 5	(8533 ± 0.5)Kanal	(255.0 ± 0.4)Kanäle	0.0600 ± 0.0001

Tabelle 5: Energieauflösung des PM1 bei verschiedenen Einstellungen der zusätzlichen Fokussierungsschraube am PMT. Die Unsicherheiten ergeben sich aus Gaußfits mit linearem Untergrund bzw. der Fortpflanzung dieser Fehler.

bei 661.66 keV für 5 verschiedene Einstellungen der Fokussierungsschraube vorgenommen. Gemessen wird jeweils über 20 Minuten. Der PM1 ist dazu mit dem Hauptverstärker und dieser mit dem PHA verbunden. Gemessen wurde mit einem Pulshöhenanalysator (PHA) mit 16384 Kanälen. Die Spektren werden mit dem Computer aufgezeichnet. Die Verstärkereinstellungen werden dabei so gewählt, dass der Cs^{137} Photopeak mittig im aufgezeichneten Spektrum steht. Die vermessenen Positionen der Schraube werden, so weit ohne Skalierung nach Augenmaß möglich, in gleichmäßigen Abständen gewählt und im Uhrzeigersinn nummeriert. Die Quelle Cs^{137} wird für die Messung gewählt, da sich diese als Konvention für alle Herstellerangaben zur Energieauflösung durchgesetzt hat. Die Auflösung ist definiert als (vgl. [16])

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{FWHM}{Peakposition}.$$

Betrachtet man das aufgenommene Spektrum, so ist zu erkennen, dass die aufgezeichnete Kurve in der Nähe des Photopeaks ungefähr einer Gaußkurve mit vernachlässigbarem linearem Untergrund entspricht. Es wird deshalb eine Gaußkurve mittels der Minimierung des χ^2 an die Messdaten im Bereich des Photopeaks angepasst und die Auflösung über

$$\frac{\Delta K}{K} = 2 \cdot \frac{\sigma}{\mu}$$

mit dem Mittelwert μ und der Standardabweichung σ berechnet. Für diesen Versuchsteil wurde noch keine Energie- Kanal- Kalibrierung durchgeführt, weshalb die Energieauflösung über die Kanäle bestimmt wird, was aber für das Ergebnis keinen Unterschied macht, da der Zusammenhang zwischen Energie und Kanal im gewählten Bereich linear ist, wie noch gezeigt wird. Die Energieauflösung wird für alle fünf gemessenen Positionen bestimmt. Die Fehler auf den Mittelwert und die Standardabweichung aus dem Fit werden mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung auf die Energieauflösung übertragen. Es gilt

$$\sigma_{Auflsg.} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \sigma_{\sigma}}{\mu}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot \sigma}{\mu} \cdot \sigma_{\mu}\right)^2}.$$

Alle anderen Parameter außer der Fokussierschraube werden konstant gehalten.

Die Ergebnisse für die ausgewählten Positionen finden sich in Tabelle 5. Die Position der Fokussierschraube hat, wie man an den geringen Unterschieden bei der Energieauflösung zu den unterschiedlichen Schraubenpositionen erkennen kann, im vorliegenden Fall einen geringen Einfluss auf die Energieauflösung. Für alle weiteren Messungen wird die Schraube auf Position 2 eingestellt und dabei belassen.

Als weitere Optimierungsmöglichkeit bietet der PM1 eine zusätzlichen Verstärkung mittels einer Schraubeneinstellung. Diese Feinjustierung soll beim Betrieb dazu dienen mehrerer Photomultiplier mit dem gleichen Pulshöhenanalysator aufeinander abzustimmen. Diese Funktion wird aber in diesem Versuch nicht benötigt, weshalb diese nicht verwendet wird.

4.1.3 Energie- Kanal- Kalibrierung und aufgezeichnete Spektren

Um im weiteren Verlauf nicht mehr auf die Hilfsgröße der Kanäle angewiesen zu sein, wird eine Energie- Kanal- Kalibrierung durchgeführt. Dazu werden die Spektren von Cs^{137} , Na^{22} , Co^{60} , Eu^{152}

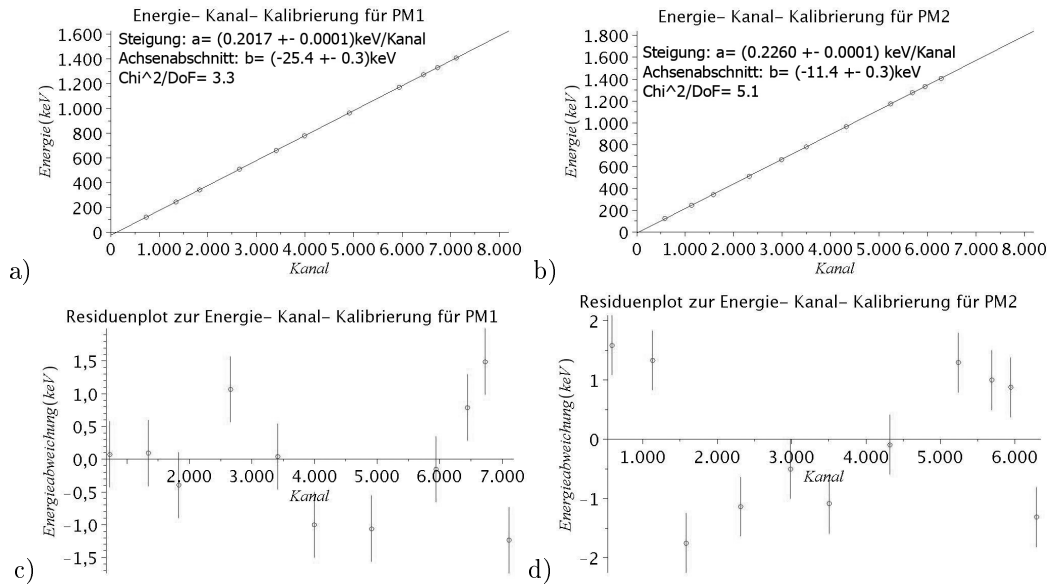


Abbildung 4.2: Energie- Kanal Kalibrierung für PM1 und PM2. Die Werte der Kanäle wurden mit Gaußfits mit linearem Untergrund bestimmt. Die Unsicherheiten auf die Kanalwerte ergeben sich aus diesem Fit. Die Unsicherheiten auf die Energien ergeben sich aus der Rundung von Literaturwerten. In den oberen Abbildungen a) und b) sind die Fehler zu gering um bei der gewählten Skala erkennbar zu sein.

(Quellen Nr. 1 - 4, vgl. Anhang) mit einem PHA mit 8192 Kanälen aufgezeichnet, die Lage der Photopeaks in den Kanälen bestimmt und mit aus der Literatur bekannten Energien verglichen (vgl. dazu [8]). Es werden nur die Photopeaks und nicht die Comptonkante oder andere Charakteristika des Spektrums verwendet, da nur die Photopeaks mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen sind. Aus einer linearen Regression von Energie gegen Kanal ergibt sich eine Umrechnungsformel für die den Kanälen zugeordneten Energien. Die Lage der Photopeaks wird wieder über eine mittels Minimierung des χ^2 angepasste Gaußkurve mit linearem Hintergrund bestimmt. Aus ihr ergeben sich auch die Fehler auf die Positionsbestimmung des Photopeaks. Die Unsicherheit auf die Energiewerte werden mit 0.5 keV angenommen. Diese Unsicherheiten werden in die lineare Regression eingesetzt und ergeben so eine Unsicherheit auf Steigung und Achsenabschnitt. Verwendet werden insgesamt 11 Photopeaks, die mit ihren Literaturwerten aus den Spektren im Anhang ersichtlich sind. Nicht verwendet wurden im Eu^{152} Spektrum die Photopeaks bei 1086 keV und 1112 keV, da die Energieauflösung der Detektoren nicht ausreicht, um beide Peaks zu trennen.

Gemessen wurden alle Proben in einem Abstand von (6.0 ± 0.3) cm für 1200 Sekunden. Die Unsicherheit auf den Abstand ergibt sich aus der Ungenauigkeit des verwendeten Messschiebers als auch aus der Schwierigkeit die Probe in ihrer Ummantelung zu lokalisieren. Als Einstellungen für die Hauptverstärker wurden im Zweig des PM1 bzw des PM2 ein grobe Verstärkung um den Faktor 300 bzw. 1000 und eine feine Verstärkung um 0.9 bzw 0.4 gewählt. Bei diesen Einstellungen werden für das Eu^{152} Spektrum fast alle Kanäle ausgenutzt.

Es ergibt sich als Umrechnungsgleichung für den PM1

$$E_1 = (0.2017 \pm 0.0001) \frac{keV}{Kanal} \cdot K_1 + (-25.4 \pm 0.3) keV$$

und für den PM2

$$E_2 = (0.2260 \pm 0.0001) \frac{keV}{Kanal} \cdot K_2 + (-11.4 \pm 0.3) keV$$

. Im Residuengraph (vgl. Abbildung 4.2 b und c) ist zu erkennen, dass beide Detektoren hinreichend linear im verwendeten Energiebereich arbeiten. Die Schwankungen sind beim PM2 etwas größer als

beim PM1. Die Abweichungen der einzelnen Messpunkte von der durchgeführten linearen Regression sind nur in den Residuengraphen zu erkennen. Für die weiteren Versuche werden für die Peaks die Energiewerte aus der linearen Regression verwendet.

Neben dem Photopeak sind in einigen Spektren noch die Comptonkante und der Rückstreupeak gut zu erkennen. Die beschrifteten Spektren der verwendeten Proben sind im Anhang zu finden.

4.1.4 Energieabhängige Energieauflösung der verwendeten Detektoren

Wichtige Größen zur Charakterisierung der verwendeten Detektoren sind die Energieauflösung und die Effizienz. Die Energieauflösung gibt Auskunft darüber, welche Photonenenergien noch getrennt gemessen werden können und die Effizienz gibt an, wie viele der erwarteten ankommenden Photonen in ein gemessenes Signal umgewandelt werden.

Wie oben beschrieben kann die Energieauflösung über eine angepasste Gaußkurve mit linearem Untergrund an die jeweiligen Photopeaks bestimmt werden. Bei der Bestimmung der Standardabweichung mittels Anpassung einer Gaußkurve hängen die Werte für die Standardabweichung in der Größenordnung von ca. ± 2 Kanälen vom gewählten Bereich, in dem die Anpassung durchgeführt wird, ab. Für die Unsicherheit auf die Standardabweichung wurde deshalb auf die Unsicherheit aus der χ^2 Methode eine Unsicherheit von 2 Kanälen addiert. Die Energieauflösung ist energieabhängig. Der Zusammenhang kann mit

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}} \quad (4.1)$$

beschrieben werden [3]. Es werden die Messungen aus Abschnitt 4.1.3 verwendet. Um die Koeffizienten a und b aus der Gleichung 4.1 zu bestimmen wird eine Auftragung $(\Delta E)^2/E^2$ gewählt (vgl. Abbildung 4.3).

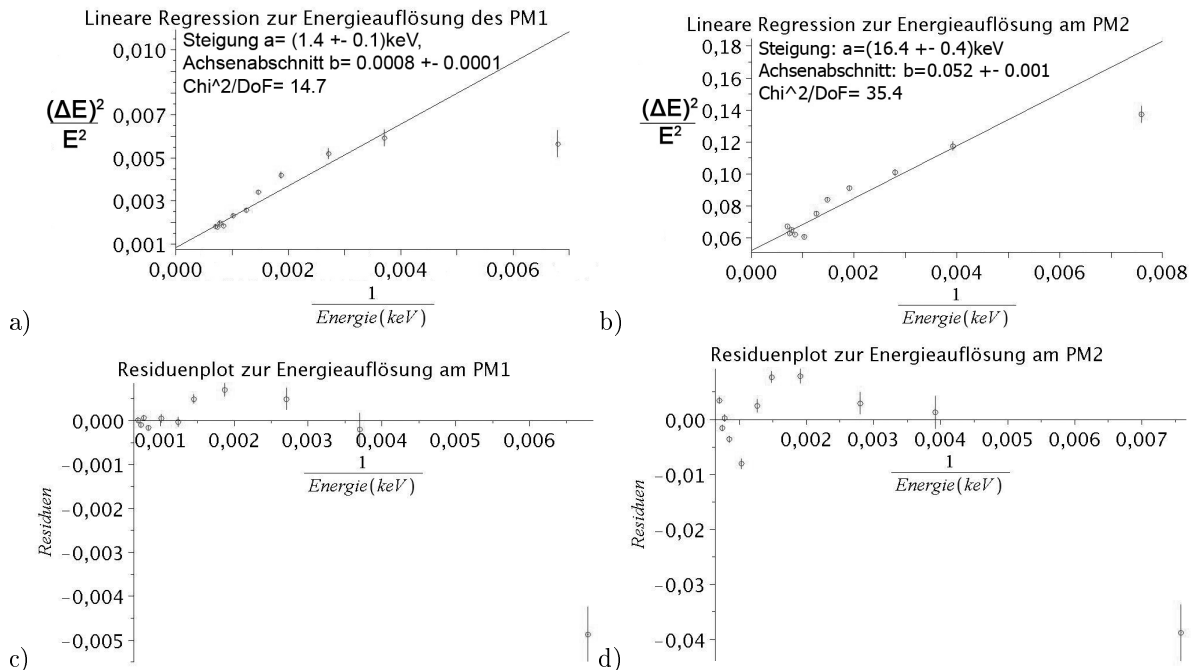


Abbildung 4.3: Bestimmung der energieabhängigen Energieauflösung beider PMs mittels Anpassung eines Gaußfits mit linearem Untergrund an die Photopeaks in den aufgenommenen Spektren. Die Unsicherheiten ergeben sich aus der Fortpflanzung der Fehler auf den Gaußfit.

Wie aus der Auswertung deutlich wird, beschreibt die theoretische Relation $\frac{\Delta E}{E} \propto \sqrt{E}$ den Zusammenhang nur für größere Energien hinreichend gut (vgl. Abbildung 4.3 a und b). Bei kleineren Energie, wie sie im Spektrum von Eu^{152} auftreten, ist, wie auch im Residuengraph (vgl. Abbildung

Photomultiplier	Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$
PM 1	6.0 %
PM 2	29.0 %

Tabelle 6: Ergebnisse zur Bestimmung der energieabhängigen Energieauflösung beider Detektoren für den im weiteren Versuch wichtigen Energiebereich von 500 keV bis 1400 keV.

4.3 c und d) deutlich wird, eine systematische Abweichung von der Regression zu erkennen. Besonders der Messpunkt bei 122 keV des Eu^{152} Spektrums weicht deutlich von der durchgeführten linearen Regression ab. Für den in weiteren Messungen verwendeten Bereich von Natrium und Kobalt ist die getroffene Näherung aber anwendbar. Die bestimmten Werte für die Photopeaks befinden sich im Anhang. Vergleicht man die beiden PMs miteinander, so fällt auf, dass die Energieauflösung des PM1 deutlich besser ist als die des PM2. Für die Standardprobe Cs^{137} beträgt die Energieauflösung am PM1 ungefähr 6.0 % und am PM2 ungefähr 29.0 % (vgl. Tabelle 6). Die Unterschiede in der Energieauflösung lassen sich auch in den Spektren im Anhang erkennen.

4.1.5 Energieabhängige Effizienz der Detektoren

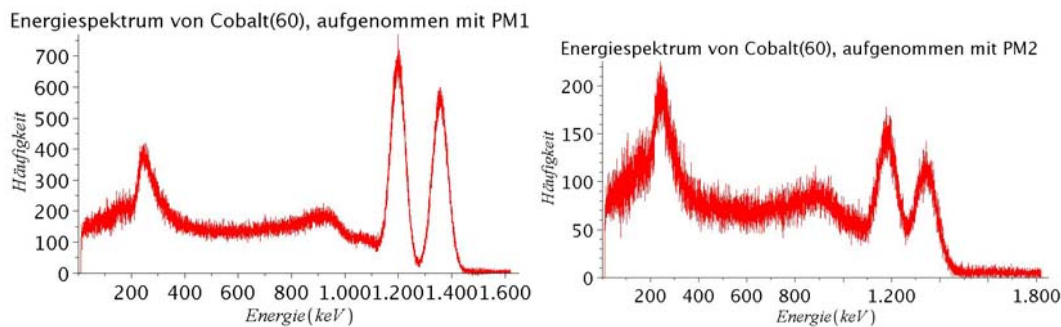


Abbildung 4.4: Mit dem PHA aufgezeichnete Spektren des PM1 (links) und des PM2 (rechts) von Co^{60} . Sehr gut zu erkennen ist die schlechtere Energieauflösung des PM2 anhand der Trennung der beiden Photopeaks bei 1333 keV und 1733 keV. Sowie die schlechtere Effizienz des PM2, wenn man die Zählrate betrachtet, die auf der y-Achse aufgetragen ist.

Bei der Effizienz eines Detektors unterscheidet man zwei Arten von Effizienz. Die totale Effizienz ist definiert über

$$\epsilon_{tot} = \frac{\text{registrierte Ereignisse}}{\text{von der Quelle ausgesendete Ereignisse}}$$

und die intrinsische Effizienz als

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{registrierte Ereignisse}}{\text{am Detektor ankommende Ereignisse}}.$$

Im vorliegenden Fall ist die intrinsische Effizienz von Interesse, also wie viele der am Detektor ankommenden Ereignisse in ein elektrische Signal umgewandelt werden. Die registrierten Ereignisse ergeben sich aus der Zählrate m , also der Summe über alle registrierten Teilchen gemittelt über die Messzeit. Die am Detektor ankommenden Ereignisse ergeben sich rechnerisch aus der Anzahl der Teilchen, die beim betrachteten Zerfall entstehen und einem geometrischen Faktor. Die Anzahl der betrachteten Teilchen entspricht dem Produkt aus Aktivität der Probe A und dem prozentualen Anteil des betrachteten Zerfalls an der gesamten Aktivität, beschrieben durch I_γ . Der geometrische Faktor ergibt sich näherungsweise aus dem Anteil der Detektorfläche F_D an der Kreisoberfläche mit dem Radius r , der dem Abstand von Quelle zum Detektor entspricht. Dabei wird angenommen, dass sich die Teilchen

in alle Raumrichtungen gleichmäßig ausbreiten und die Krümmung der Kurve an der Detektorfläche vernachlässigt werden kann. Insgesamt folgt daraus

$$\epsilon_{int} = \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot m}{F_D \cdot A \cdot I_\gamma}$$

Die Zählrate m wird bestimmt, indem über die an den Photopeak angepasste Gaußkurve nach Abzug des linearen Untergrundes integriert und durch die Messzeit geteilt wird. Der Fehler auf die Zählrate beträgt \sqrt{m} . Die Aktivität der Proben am Tag der Datenaufnahme ergibt sich aus dem Zerfallsgesetz $A(t) = A_0 \cdot e^{-t \cdot \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}}$ mit der Halbwertszeit $T_{1/2}$ [17]. Gemessen wurde am 31.05.2010. Für den PM1 mit einem Durchmesser von $(8.1 \pm 0.1) \text{ cm}$ beträgt die Detektorfläche $F_{D1} = (51.5 \pm 2.5) \text{ cm}^2$, für den PM2 mit einem Durchmesser von $(6.5 \pm 0.1) \text{ cm}$ beträgt sie $F_{D2} = (33.2 \pm 2.0) \text{ cm}^2$. Diese und die Fehler auf die anderen Größen ergeben sich mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung. Auch hier werden die Daten aus Abschnitt 4.1.3 verwendet, wobei zu berücksichtigen ist, dass auch die Effizienz linear von der Energie abhängt. Die verwendeten Größen und ihre Unsicherheiten finden sich im Anhang.

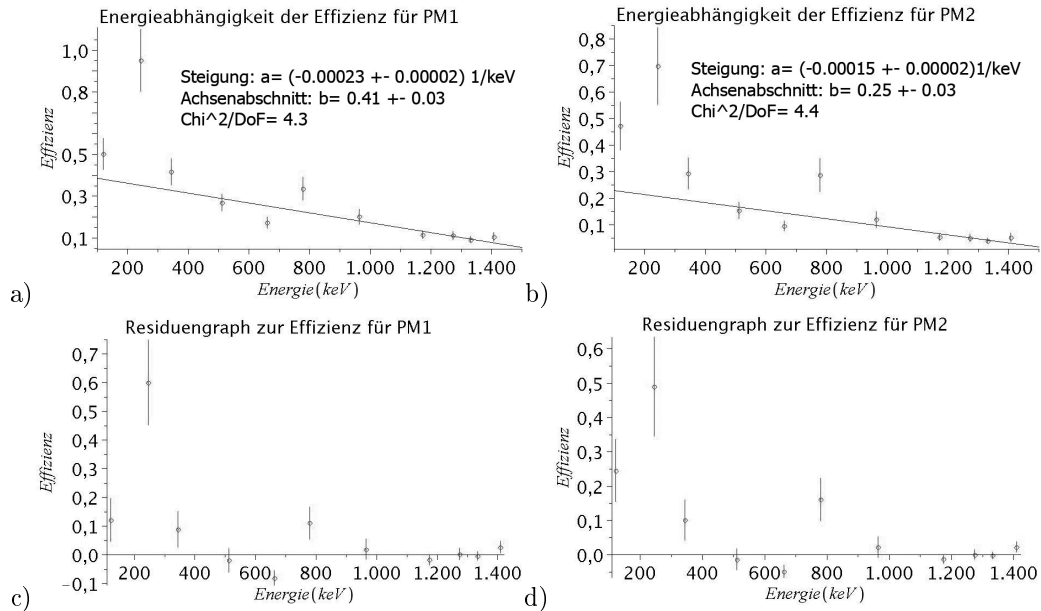


Abbildung 4.5: Energieabhängige Effizienzbestimmung für beide PMs. Verwendete Größen und Ergebnisse sind im Anhang tabelliert. Die Fehler ergeben sich aus der Unsicherheit des Gaußfits, über den integriert wird.

Auffällig ist eine starke Abweichung von der durchgeführten linearen Regression beim bestimmten Wert des Photopeaks von 245 keV im Spektrum von Eu^{152} . Er tritt bei beiden Detektoren deutlich hervor, obwohl die Effizienz beider Detektoren unterschiedlich ist. Es handelt sich dabei also nicht um eine spezifische Abweichung eines Geräts, sondern um eine allgemeine Erscheinung. Dieser Übergang wird im weiteren Versuch nicht verwendet, weshalb auf eine tiefer gehende Diskussion und Ursachenforschung verzichtet wird. Bis auf diese Besonderheit ist der Zusammenhang der Effizienz mit der Energie linear und kann für den PM1 mit

$$\epsilon_{int} = (-0.00023 \pm 0.00002) \frac{1}{\text{keV}} \cdot E + (0.41 \pm 0.03)$$

und für den PM2 mit

$$\epsilon_{int} = (-0.00015 \pm 0.00002) \frac{1}{\text{keV}} \cdot E + (0.25 \pm 0.03)$$

Photomultiplier	Effizienz
PM 1	0.2 - 0.3
PM 2	0.05 - 0.15

Tabelle 7: Ergebnisse der energieabhängigen Effizienzbestimmung für beide Detektoren für den im weiteren Versuch betrachteten Energiebereich von 500 keV bis 1400 keV.

angegeben werden. Sieht man von dem Ausreißer ab, so zeigt sowohl das χ^2 pro Freiheitsgrad als auch der Residuengraph eine hinreichende Übereinstimmung der gewonnenen Daten mit der linearen Näherung. Für die im weiteren Verlauf untersuchten Proben von Co^{60} und Na^{22} ergibt sich für den PM1 eine Effizienz von 0.3- 0.2, für den PM2 von 0.15- 0.05 (vgl. Tabelle 7). Dies wird sich im weiteren Versuchsteil noch bei der Zählrate der Koinzidenz bemerkbar machen, da dafür beide Detektoren ein Ereignis registrieren müssen, aber wie festgestellt die Effizienz von PM2 kleiner und somit schlechter ist als von PM1. Betrachtet man dieses Ergebnis zusammen mit der Auswertung zur Energieauflösung, so ist festzuhalten, dass PM2 in beiden wichtigen Eigenschaften schlechter abschneidet als PM1. Daraus ergibt sich bereits ein Ansatz zur Verbesserung des Aufbaus, indem der PM2 durch einen Detektor mit besserer Effizienz und Energieauflösung ersetzt werden kann.

4.2 Strahlenschutzmessung

Soweit nicht anders angegeben orientiert sich dieses Kapitel an den Angaben in [3]. Im behandelten Versuch wird mit gesundheitsschädlicher γ -Strahlung experimentiert, weshalb die Durchführenden bestmöglich vor der Strahlung zu schützen sind. Zur Bewertung der zusätzlichen Strahlungsbelastung müssen verschiedene Begriffe definiert werden. Unter Energiedosis D wird die pro Masse aufgenommene Energie verstanden $D = \frac{dE}{dm} = [\frac{J}{kg}] = [Gy]$. Für die biologische Wirkung H wird die Energiedosis D mit einem Qualitätsfaktor Q multipliziert. Es gilt $H = D \cdot Q$ mit $[H] = Sievert Sv$. Der Qualitätsfaktor beträgt für γ -Strahlung 1.

Die mittlere Strahlungsleistung in Deutschland, der ein Bürger im Jahr ausgesetzt ist, beträgt etwa 4 mSv, das entspricht ungefähr 456 nSv/h. Dabei sind 1.9 mSv zivilisatorisch bedingt und 2.1 mSv natürlichen Ursprungs, die natürlich lokal stark schwanken können [23]. Um die Strahlungsbelastung zu überprüfen werden mit einem Dosisleistungsmessgerät an verschiedenen Orten rund um den Versuchsaufbau Strahlungsmessungen vorgenommen, während der Versuch mit einer Co^{60} - Quelle einer Aktivität von 370 kBq läuft (Quelle Nr. 6, vgl. Anhang und vgl. Tabelle 8). Der Aufbau steht auf einem verstärkten Tisch und ist zu drei Seiten mit einer Abschirmung aus Bleiziegeln umgeben. Zur 4. Seite steht eine Wand zum Nachbarraum. Die Abschirmung wird dadurch begrenzt, dass die Durchführung des Versuches praktikabel ist und der Tisch durch Bleiziegel nicht überbelastet werden darf. Es gilt auch zu untersuchen, ob Personen im Nebenraum durch die Wand ausreichend vor Strahlung, die vom betrachteten Aufbau ausgeht, geschützt sind.

Ort	gemessene Aktivität	gemessene Äquivalenzdosisleistung
50cm vor dem Aufbau	0.79 1/s	94 nSv/h
30cm unter dem Aufbau	1.52 1/s	123 nSv/h
3m vor dem Aufbau	0.46 1/s	87 nSv/h
Innerhalb der Abschirmung	7.18 1/s	696 nSv/h
10cm Abstand vom Tresor	4.8 1/s	460 nSv/h
5m Abstand zum Aufbau	0.48 1/s	130 nSv/h
50cm + Wand im Nebenraum	1.15 1/s	69 nSv/h

Tabelle 8: Messungen der Strahlungsleistung und Aktivität rund um den Versuchsaufbau mit einer Abschirmung aus Bleiziegeln. Die Werte schwanken, angegeben werden Momentanwerte nach einer Zeit zum Einpendeln der Werte.

Ab einer Strahlungsleistung von $1 \frac{mSv}{a} = 114 \frac{nSv}{h}$ muss ein Überwachungsbereich und ab $6 \frac{mSv}{a} =$

685 $\frac{nSv}{h}$ ein Kontrollbereich eingerichtet werden. Der gesamte Flur, in dem sich auch der Raum befindet, in dem der Aufbau steht, ist als Überwachungsbereich eingerichtet. Dies ist notwendig, da in unmittelbarer Nähe des Aufbaus und des Tresors, in dem die verwendeten Quellen liegen, eine Äquivalenzdosisleistung oberhalb des Grenzwertes von $114 \frac{nSv}{h}$ gemessen wurden. Die angebrachte Abschirmung schützt den Versuchsteilnehmer ausreichend und auch im Nebenraum ist ein ausreichender Schutz gewährleistet. Da der Aufbau nicht nach unten abgeschirmt ist, wird unter dem Tisch, auf dem der Aufbau steht, eine leicht höhere Äquivalenzdosisleistung gemessen. Da unterhalb des Tisches aber normalerweise kein Aufenthalt der Durchführenden gegeben ist, wird auf eine zusätzliche Abschirmung nach unten verzichtet. Innerhalb der Abschirmung, die einen Bereich im Abstand von etwa 30 cm rund um die Quelle umgibt, wird eine Äquivalenzdosisleistung oberhalb des Grenzwertes für einen Kontrollbereich gemessen, da aber in dieser kleinen Fläche kein Aufenthalt möglich ist, muss ein Kontrollbereich nicht extra gekennzeichnet werden. Auffallend ist, dass im größeren Abstand vom Aufbau, im Flur vor dem Versuchsraum, die Äquivalenzdosisleistung wieder zunimmt. Dies beruht darauf, dass in anderen Räumen, die dem Messpunkt näher sind als der betrachtete Aufbau, ebenfalls Messungen mit radioaktiven Quellen stattfinden.

Eine Untersuchung der verwendeten Geräte im Aufbau zeigt keine Kontamination. Wird die Labordnung eingehalten sind die Versuchsteilnehmer durch die vorgenommene Abschirmung ausreichend geschützt.

4.3 Bestimmung der Winkelverteilung von Na^{22}

Für die Winkelverteilung des Annihilationspeaks von Na^{22} (Quelle Nr. 5, vgl. Anhang) wird eine Gaußverteilung um 180° erwartet. Zuerst werden die Detektoren auf die ermittelte optimale Hochspannung, sowie die Amplifier auf die Werte aus Abschnitt 4.1.3 eingestellt. Die Einstellung der SCAs auf die 511 keV Linie des Na^{22} -Spektrums kann mit einem Oszilloskop erfolgen. Dies ist jedoch für ungeübte Benutzer fehleranfällig und führt meist dazu, dass das Fenster des SCA größer gewählt wird als nötig. Besser ist es das Spektrum mit konstantem Fenster und variabler unterer Grenze des SCAs abzufahren. Schrittweite sollte dabei die eingestellte Fensterbreite sein (vgl. Abbildung 4.6). Eine Fensterbreite von $\Delta E = 0.2 V$ hat sich als ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und schneller Durchführung der Messung herausgestellt. Dazu werden die PMs mit den Hauptverstärkern verbunden und dann für jede Einstellung des SCAs die Einzelzählrate bestimmt. Der Annihilationspeak ist dabei klar zu erkennen.

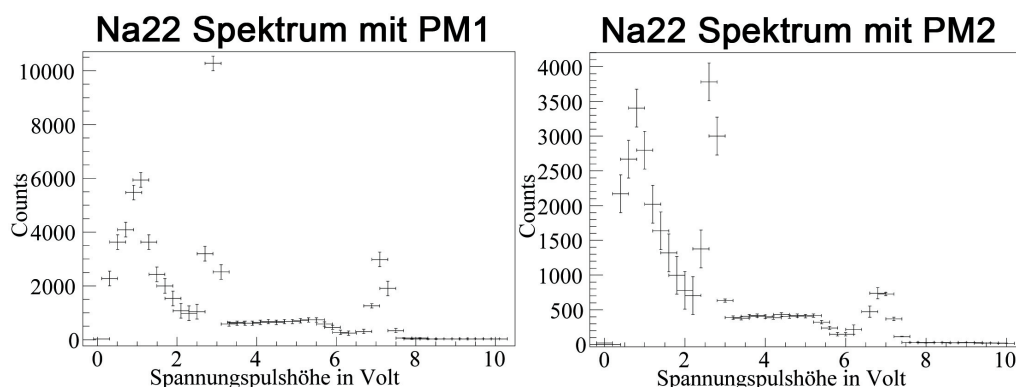


Abbildung 4.6: Spektrum von Na^{22} aufgezeichnet mit beiden PMs. Die Einzelzählraten wurde bestimmt mittels Durchfahren des Spektrums mit dem SCA. Der Annihilationspeak ist als höchster Peak im Spektrum gut zu erkennen. Die Fehler auf die Zählrate sind statistisch und ergeben sich aus Mehrfachmessungen. Die Unsicherheiten entsprechen der Breite des eingestellten Fensters ΔE des SCAs.

Die dargestellten Fehler sind statistische Unsicherheiten, die sich aus Mehrfachmessungen ergeben. Gemessen wurde über jeweils 10 Sekunden. Der zu untersuchende Bereich kann eingegrenzt werden, in

dem das zuvor aufgezeichnete Spektrum des PHA betrachtet und mit dem Wissen, dass die maximale Spannungspulshöhe 10 V beträgt, eine Abschätzung auf die Spannungswerte des Annihilationspeaks gemacht wird.

Bestimmung von Auflösungszeit und Verzögerung

Für die Bestimmung der Winkelverteilung muss in einem weiteren Vorversuch die Auflösungszeit der Koinzidenzschaltung und die optimale Verzögerung ermittelt werden (vgl. Abbildung 2.3 und Abschnitte 3.4 und 3.7). Dazu wird ein Abstand L von $L = (8.5 \pm 0.3) \text{ cm}$ zwischen den Detektoren und der Quelle gewählt, die Auflösungszeit auf die höchst mögliche Zeit von $1 \mu\text{s}$ und der Abstand der Bleikeile maximal auf $d_1 = (0.5 \pm 0.2) \text{ cm}$, in der Innenseite gemessen, eingestellt (vgl. Abbildung 2.4). Der Dreharm mit PM2 wird auf 180° eingestellt und die Verzögerung in Schritten von 50 ns variiert. Gemessen wird über 10 Sekunden. Die Aktivität der Probe liegt deutlich unter der maximal Möglichen nach Gleichung 2.3.

Zuerst wird PM1 verzögert, was im Diagramm als negative Verzögerungszeit eingetragen wird, und dann PM2 (vgl. Abbildung 4.7). Dazu müssen die Zweige mit den Verzögerungseinheiten verbunden werden. Als Nullpunkt wurde gewählt, wenn beide Zweige, ohne zuvor in die Verzögerungseinheit eingespeist worden zu sein, direkt in die Koinzidenzeinheit geleitet werden. Selbst wenn alle einstellbaren Verzögerungseinheiten auf Null gesetzt sind, bedeutet alleine das Durchlaufen der Einheit eine Verzögerung von ca. $(2.5 \pm 0.2) \mu\text{s}$. Da insgesamt 8 Verzögerungseinheiten benötigt werden, wurde auf jede eingestellte Verzögerung $20 \mu\text{s}$ addiert. Eine genaue Bestimmung der absoluten Verzögerung ist nicht notwendig, da die optimale Verzögerung relativ zwischen PM1 und PM2 gewählt wird und die Auflösungszeit über eine Differenzmessung bestimmt wird. Aufgetragen wird die gemessene Koinzidenzrate gegen die eingestellte Verzögerung (vgl. Abbildung 2.1).

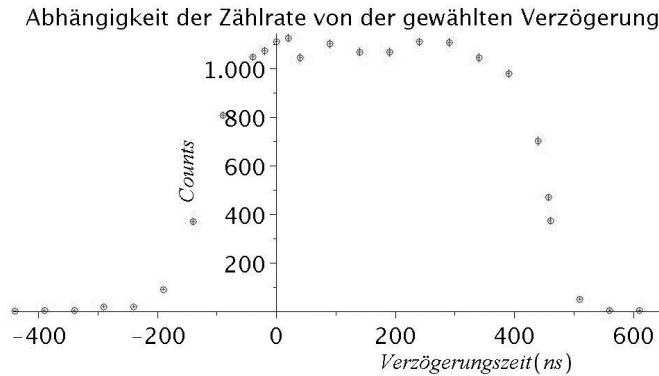


Abbildung 4.7: Gemessene Koinzidenzrate bei Variation der Verzögerung je eines Signals der PMs für Na^{22} . Verzögerung des PM1 wird negativ gezählt. Bei extremen Verzögerungen werden nur noch zufällige Koinzidenzen gemessen. Die optimale Verzögerung entspricht der Mitte der angenäherten Rechteckverteilung, das FWHM entspricht der Auflösungszeit. Die Fehler auf die Ereignisse sind statistische Fehler durch Mehrfachmessungen.

Mit Hilfe von Anpassungen in verschiedenen Bereichen der verschmierten Rechteckverteilung kann eine Auflösungszeit, die dem FWHM der Verteilung entspricht, von $(570 \pm 5) \text{ ns}$ und eine optimale Verzögerung, die der Mitte der Verteilung entspricht, von $(162 \pm 2) \text{ ns}$ ermittelt werden (vgl. Tabelle 9). Diese Werte werden in der Koinzidenzeinheit und in den Verzögerungseinheiten eingestellt und im weiteren Verlauf dabei belassen. Mit Hilfe von [21] wird die Auflösungszeit in eine Einstellung am Koinzidenzmodul von 8.80 umgesetzt. Für extreme Verzögerungen werden nur noch zufällige Koinzidenzen gemessen. Um die Anzahl echter Koinzidenzen zu erhalten müssten diese von der gemessenen Zahl der Koinzidenzen im weiteren Versuch abgezogen werden. Da diese aber eine geringfügige Verschiebung der Anzahl nach unten bedeutet, hat dies auf die Auswertung in diesem Versuchsteil keine Bedeutung, wohingegen es möglicherweise im Versuchsteil von Co^{60} und Eu^{152} relevant wird.

Auflösungszeit T_A	$(570 \pm 5) ns$
optimale Verzögerung t_0	$(162 \pm 2) ns$

Tabelle 9: Ergebnisse zur Bestimmung der optimalen Verzögerung und der Auflösungszeit des verwendeten Koinzidenzkreises.

Optimierung von Abstand und Öffnung

Nun wird die Stellung des Dreharms verändert, um die Winkelverteilung des Annihilationspeaks von Na^{22} zu bestimmen. Die Winkelverteilung ergibt sich theoretisch zu einer δ -Funktion bei 180° . Im Experiment verschmiert diese Verteilung, so dass eine Gaußverteilung erwartet wird. Im Folgenden wird untersucht, inwieweit die Entfernung der Detektoren von der Quelle und die Öffnung der Bleikeile einen Einfluss auf die Breite, Lage und Höhe der Winkelverteilung bzw. der Zählrate haben. Dazu werden bei drei Abständen der Detektoren von der Quelle bei $L = (8.0 \pm 0.2) cm$, $L = (9.5 \pm 0.2) cm$, $L = (11.0 \pm 0.2) cm$ gewählt, bei denen jeweils drei Öffnungen der Bleiabschirmungen von maximal $d_1 = (3.2 \pm 0.2) cm$, $d_1 = (1.0 \pm 0.2) cm$, $d_1 = (0.5 \pm 0.2) cm$, sowie bei einem Abstand von $L = 9.5 cm$ noch zusätzlich eine Öffnung von $d_1 = (2.0 \pm 0.2) cm$ vermessen werden. Alle Messungen werden über 60 Sekunden aufgenommen, weshalb auf die Bildung der Zählrate verzichtet wird. Die Unsicherheit auf den Abstand der Bleiabschirmung ergibt sich daraus, dass sich die Bleiabschirmung auch wenn sie festgestellt ist leicht verschieben lässt. Bei der Abstandsbestimmung von Quelle zu den Detektoren ergibt sich die Messunsicherheit aus der nicht klar festzulegenden Position der Quelle.

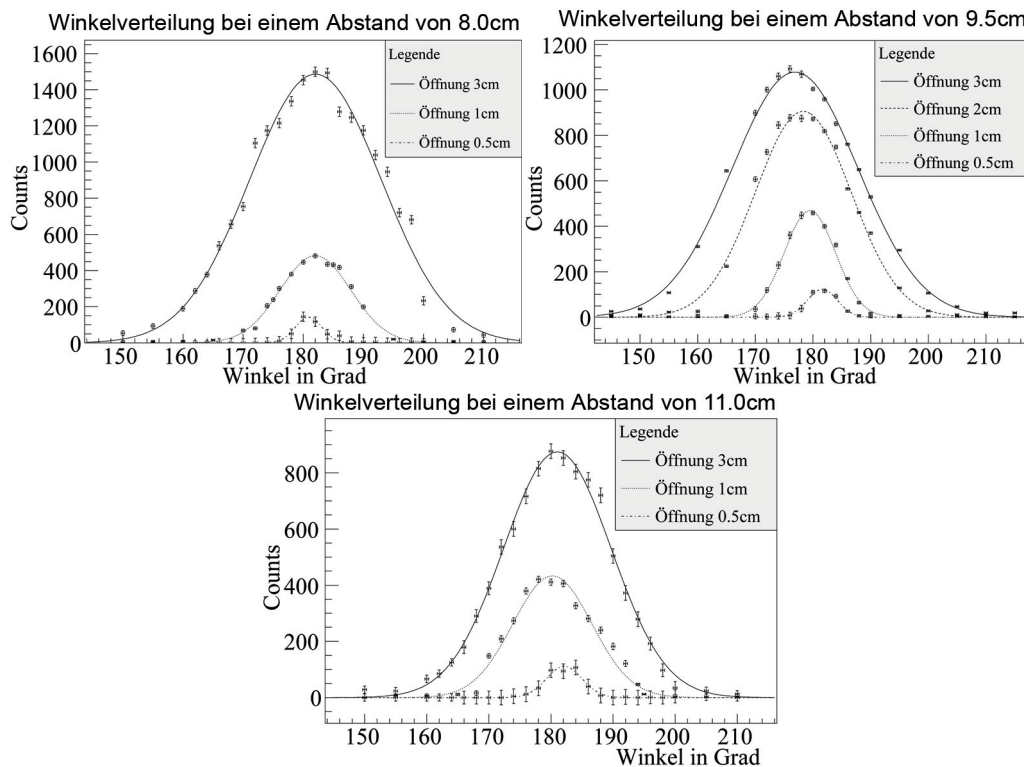


Abbildung 4.8: Winkelverteilung des Annihilationspeaks von Na^{22} für drei Abstände der Detektoren zur Quelle und verschiedene Öffnungen der Bleiabschirmung. Die Fehler auf die Ereignisse ergeben sich aus Mehrfachmessungen und sind statistisch. Die Fehler auf die Winkel ergeben sich aus der Genauigkeit der verwendeten Skala.

8.0cm Abstand	Mittelwert	Standardabweichung	Vorfaktor	Chi ² /DoF	g
Öffnung 3.2cm	(182.0 ± 0.1)°	(10.9 ± 0.1)°	1486.5 ± 11.2	8.2	51.6 ± 0.1
Öffnung 1.0cm	(182.0 ± 0.1)°	(5.8 ± 0.1)°	482.5 ± 5.8	7.3	8.9 ± 0.1
Öffnung 0.5cm	(180.9 ± 0.5)°	(2.2 ± 0.5)°	142.7 ± 25.5	1.6	1 ± 0.1
9.5cm Abstand					
Öffnung 3.2cm	(176.9 ± 0.1)°	(10.9 ± 0.1)°	1078.7 ± 5.2	5.5	36.5 ± 0.1
Öffnung 2.0cm	(178.3 ± 0.1)°	(8.3 ± 0.1)°	906.1 ± 5.8	7.3	23.4 ± 0.1
Öffnung 1.0cm	(179.5 ± 0.1)°	(4.4 ± 0.1)°	470.1 ± 7.6	1.5	6.4 ± 0.1
Öffnung 0.5cm	(181.6 ± 0.2)°	(2.6 ± 0.2)°	123.7 ± 6.8	0.97	1 ± 0.1
11.0cm Abstand					
Öffnung 3.2cm	(181.0 ± 0.1)°	(8.7 ± 0.1)°	875.0 ± 12.0	1.3	24.3 ± 0.1
Öffnung 1.0cm	(180.3 ± 0.1)°	(6.3 ± 0.1)°	441.6 ± 12.1	4.9	8.9 ± 0.1
Öffnung 0.5cm	(182.1 ± 0.6)°	(2.8 ± 0.5)°	111.8 ± 16.6	0.8	1 ± 0.1

Tabelle 10: Vorfaktor, Mittelwerte und Standardabweichung der angepassten Gaußverteilungen an die Winkelverteilungen für die zuvor gezeigten Variationen des Abstandes von den Detektoren zur Quelle und die verschiedenen Öffnungen der Bleiabschirmung. Die Fehlerangaben ergeben sich aus den Gaußfits. Zusätzlich wird ein möglicher geometrischer Faktor g angegeben, der berechnet wird, indem die Zählrate über eine Integration der Gaußkurven bestimmt wird und für jeden Abstand auf die Zählrate der Öffnung $d_1 = 0.5 \text{ cm}$ normiert wird. Die Fehler ergeben sich der Fehlerfortpflanzung der Fehler aus den Gaußfits.

Sowohl in der Grafik (vgl. Abbildung 4.8) als auch in den Zahlenwerten (vgl. Tabelle 10) lassen sich die Tendenzen erkennen: Je kleiner die Öffnung zwischen der Bleiabschirmung ist, desto schmaler ist die Gaußkurve und desto kleiner ist die Zählrate. Je näher der Detektor an der Quelle ist, desto höher ist die Zählrate. Auffällig ist, dass die Gaußkurven für die Öffnung mit $d_1 = 0.5 \text{ cm}$ bei allen Abständen eine sehr ähnliche Gaußkurve ergeben, wenn man Standardabweichung, Vorfaktor und Zählrate vergleicht. Der bestimmte Mittelwert der Verteilungen ist aber unterschiedlich. Versucht man einen geometrischen Verstärkungsfaktor zu berechnen, in dem man den Einfluss der verschiedenen Winkelöffnungen vergleicht, ergibt sich ein uneinheitliches Bild. Es wurde über die angepassten Gaußkurven integriert und auf die Messung $d_1 = 0.5 \text{ cm}$ für den jeweiligen Abstand normiert. Auch für die Messungen bei einer Öffnung von $d_1 = 1.0 \text{ cm}$ ergeben sich noch ähnliche Verstärkungsfaktoren, wenn man von einer leichten Abweichung bei der Einstellung $L = 9.5 \text{ cm}$ und $d_1 = 1.0 \text{ cm}$ absieht. Für größere Öffnungen ist der Verstärkungsfaktor für die verschiedenen Abstände hingegen unterschiedlich. Für kleine Öffnungen kann, wenn man nur den Verstärkungsfaktor g betrachtet, die Auswirkungen des Abstands L von der Quelle zum Detektor vernachlässigt werden.

Des weiteren hat die Öffnung der Bleikeile im Zusammenspiel mit dem Abstand von der Quelle zum Detektor Einfluss auf die Position des Mittelwertes, was ungefähr dem Maximum der Zählrate entspricht. Die 180° wurden mit mechanischen Hilfsmitteln mit einer Genauigkeit von einem halben Grad festgelegt. Bei Messungen, deren Mittelwert stark von 180° abweicht treten unerwünschte Effekte auf, so dass die Bleiabschirmung nicht ausreicht. Mögliche Effekte sind (Mehrfach-)Streuungen an der Bleiabschirmung oder das Photonen an der Abschirmung vorbei den Detektor treffen. Diese Effekte sind sowohl abhängig von der Öffnung der Bleikeile als auch vom Abstand des Detektors zur Quelle. Der Versuch mit zusätzlichen Bleiziegeln die vorhandene Bleiabschirmung zu verstärken und zu Vergrößern brachte keinen messbaren Erfolg, da durch das mechanische Gerüst der Platz und die möglichen Positionen der Bleiziegel stark eingeschränkt sind. Für die systematischen Abweichungen vom Mittelwert kann deshalb im Gegensatz zur Betrachtung des Verstärkungsfaktors g der Abstand L zwischen Quelle und Detektor nicht vernachlässigt werden. Für die weiteren Messungen ist es deshalb nur sinnvoll passende Pakete von Abstand und Öffnungswinkel zusammen zu wählen.

Es muss zudem für eine sinnvolle Messung der Winkelverteilungsfunktion $W(\theta)$ im weiteren Verlauf darauf geachtet werden, dass die Messpunkte weit genug auseinander liegen. Dies bedeutet, dass die Messpunkte mehr als 2 Standardabweichungen der in diesem Abschnitt bestimmten Gaußkurve auseinander liegen, um eine Überschneidung der Messergebnisse zu vermeiden. Zu breite Gaußkurven

Abstand L	Öffnung d_1	Mittelwert	Standardabweichung
$L = (8.0 \pm 0.2) \text{ cm}$	$d_1 = (0.5 \pm 0.2) \text{ cm}$	$(180.9 \pm 0.5)^\circ$	$(2.2 \pm 0.5)^\circ$
$L = (9.5 \pm 0.2) \text{ cm}$	$d_1 = (1 \pm 0.2) \text{ cm}$	$(179.5 \pm 0.1)^\circ$	$(4.4 \pm 0.1)^\circ$

Tabelle 11: Ergebnisse zur sinnvollen Einstellung des Abstandes L von der Quelle zum Detektor und der dazugehörigen Öffnung d_1 . Beide Kombinationen bieten bezüglich der Lage des Mittelpunkts Werte nahe der eingestellten 180° und die Standardabweichung ermöglicht eine ausreichende Anzahl von Messpunkten für die Bestimmung der Winkelverteilungsfunktion $W(\theta)$ im weiteren Verlauf. Der Fehler auf den Mittelwert wird im Folgenden als systematischer Fehler verrechnet, die Unsicherheit auf die Standardabweichung als statistischer Fehler auf die Winkelmessung.

sind für die weiteren Messungen deshalb nicht sinnvoll, da sonst die Messpunkte zu weit auseinander liegen und nur wenige Messwerte aufgenommen werden können (vgl. Tabelle 11). Die Standardabweichung der Gaußkurve wird für alle weiteren Messungen als statistischer Fehler auf die Einzelmessung angenommen und die Abweichung des Mittelwerts der Gaußverteilung von 180° als systematische Korrektur berücksichtigt.

4.4 Messung der Winkelkorrelation bei Co^{60}

Ziel dieser Messung, die den Kern des Versuches bildet, ist die Bestimmung der Koeffizienten p_0 , p_1 , p_2 in der Gleichung

$$W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$$

für die die Theorie die Werte

$$W(\theta) = 1 + \frac{1}{8} \cdot \cos(\theta)^2 + \frac{1}{24} \cdot \cos(\theta)^4$$

voraussagt und die auch durch andere Messungen bestätigt wurden (vgl. Gleichung 1.6).

Bestimmung der SCA Einstellungen

Da die Auflösungszeit und die optimale Verzögerung des Aufbaus nicht von der verwendeten Quelle abhängt, können diese beiden Größen aus der Messung von Abschnitt 4.3 übernommen werden. Da aber bei Co^{60} (Quelle Nr. 6, vgl. Anhang) im Unterschied zum Annihilationspeak von Na^{22} die zu betrachtenden Peaks sehr nahe bei einander liegen und getrennt beobachtet werden sollen, ist eine zuverlässige Einstellung der Einkanaldiskriminatoren mit dem Oszilloskop nicht mehr möglich. Es wird das gesamte Spektrum mit dem SCA durchgeföhren, indem das Fenster ΔE konstant gehalten und die untere Grenze in Schritten der Breite ΔE verändert wird. Als gute Einstellung hat sich $\Delta E = 0.2 \text{ V}$ ergeben.

In der Schaltung für diesen Vorversuch werden die PMs nacheinander mit dem Hauptverstärker, dann dem SCA und anschließend dem Counter verbunden (vgl. Abbildung 2.3). Im Bereich der Photopeaks ist zu erwarten, dass die vom Counter registrierte Anzahl von Ereignissen stark ansteigt. Da es sich nur um einen Vorversuch handelt und die Photopeaks sich deutlich vom Untergrund abheben reichen kurze Messzeiten, gewählt wurden 10 Sekunden, aus. Der statistische Fehler auf die Anzahl der Ereignisse wurde durch Mehrfachmessungen bestimmt (vgl. Abbildung 4.9).

Bei dieser groben Abtastung ist das Spektrum nur noch schwer nachzuvollziehen (vgl. Spektrum des PHA im Anhang), die Photopeaks können jedoch klar identifiziert werden. Der SCA im Zweig des PM1 wird auf eine untere Schranke von 7.5 V und ein Fenster von 0.7 V gesetzt, der SCA im Zweig des PM2 auf eine untere Schranke von 6.1 V und ein Fenster von 0.5 V. Im ersten Zweig werden somit die Photonen der Energie 1333 keV gezählt, im zweiten Zweig die Photonen der Energie 1173 keV. Dies stimmt damit überein, dass für den PM1 der Winkel $\theta = 0^\circ$ gesetzt wurde und somit der PM2 das zweite Photon in einem Winkel relativ zum ersten bestimmt. Es wird eine sehr große Verzögerung eines Signals eingestellt, damit die gemessene Koinzidenzrate der zufälligen Koinzidenzrate entspricht. Es konnte bei den gewählten Einstellungen bei einer Messung über 60 Minuten 2 zufällige Koinzidenzen

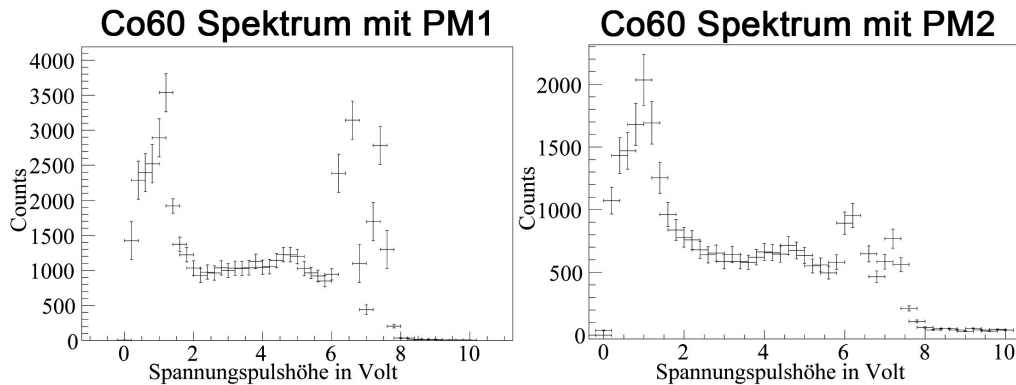


Abbildung 4.9: Abtasten des Pulshöhenspektrums der PMs zum Identifizieren der Photopeaks im Spektrum von Co^{60} . Die Photopeaks sind als Peaks im rechten Teil des Spektrums gut zu erkennen. Die Fehler auf die Ereignisse ergeben sich aus Mehrfachmessungen, die Unsicherheiten auf die Spannungswerte entsprechen der Schrittweite.

registriert werden. Die sich daraus ergebende Zählrate ist zu gering, um in den gewählten Messzeiten von 5 Minuten und 10 Minuten für die Messung der Winkelkorrelation einen Einfluss auf das Ergebnis zu haben. Die zufälligen Koinzidenzen werden deshalb im weiteren Verlauf vernachlässigt.

Bestimmung der Winkelverteilung

Insgesamt wird die Winkelverteilung mehrmals mit verschiedenen Einstellungen vermessen. Gemessen wird jeweils die Anzahl koinzidenter Ereignisse pro Winkeleinstellung $C(\theta)$. Als Schrittweite wurden 10° gewählt, da diese Schrittweite 10 Messpunkte im Bereich von 180° bis 270° ermöglicht und sowohl für die Einstellung $L = 8.0\text{ cm}$, $d_1 = 0.5\text{ cm}$, als auch für die Einstellung $L = 9.5\text{ cm}$, $d_1 = 1.0\text{ cm}$ ein Überschneiden der Zählraten für beide Ergebnisse verhindert (vgl. Abschnitt 4.3). Für die Messungen mit dem Zähler wird jede Winkeleinstellung dreimal gemessen, aus den drei Messwerten Mittelwert und Unsicherheit bestimmt. Dieser Fehler ist bei den Messungen mit einem Zähler kleiner als der Fehler aus der Poissonstatistik, der sich zu $\sqrt{C(\theta)}$ ergibt. Da die Mittelwerte zum besseren Vergleich mit der Theorie auf den Wert von 270° normiert sind, werden die Fehler mit gaußscher Fehlerfortpflanzung

$$\sigma_{\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{C(\theta)}}{C(270^\circ)}\right)^2 + \left(\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)} \cdot \sigma_{C(270^\circ)}\right)^2}$$

verrechnet und sind im Graphen abgebildet (vgl. Abbildung 4.10). Vermessen wird der Winkelbereich von 180° bis 270° , da die Messung im Bereich von 90° bis 180° durch den Stativ Aufbau blockiert ist (vgl. Abschnitt 2.3). An diese Messwerte wird mittels der Minimierung des χ^2 eine Funktion der Form

$$W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$$

angepasst, die ebenfalls eingetragen ist. Zum Vergleich ist zudem die theoretische Erwartung für eine $4(2)-2(2)-0$ Kaskade aus Gleichung 1.6 eingetragen.

Messung A über 5 Minuten mit $L = 8.0\text{ cm}$ und $d_1 = 0.5\text{ cm}$

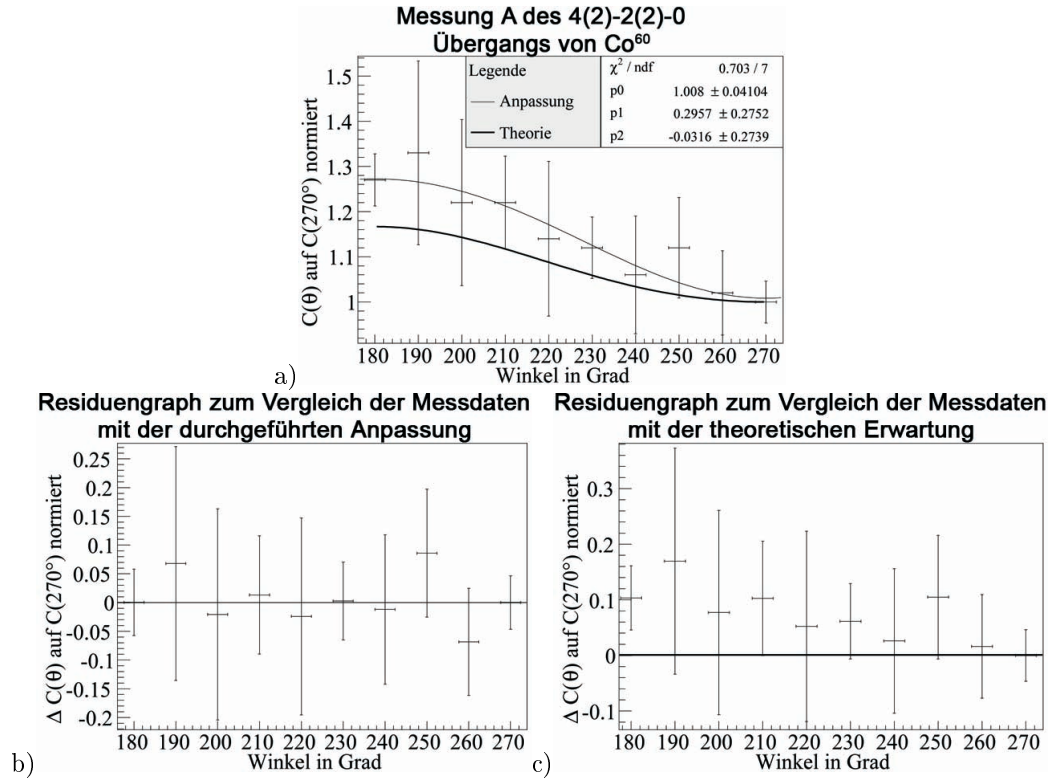


Abbildung 4.10: Gemessene Werte (a) mit einer Anpassung der Form $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$ und theoretische Erwartung für einen Übergang der Form einer 4(2)-2(2)-0 Kaskade. Die Fehler auf die Messwerte ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Die Fehler auf die Winkel wurden aus Vorversuchen mit Na^{22} übernommen. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert. Das angegebene χ^2 bezieht sich auf die durchgeführte Anpassung. Sowie die Residuengraphen zum Vergleich der Messdaten mit der durchgeführten Anpassung (b) und der theoretischen Erwartung (c). Die Messwerte sind im Anhang tabelliert.

Es ist auffällig, dass die statistische Schwankung der Messwerte zum Teil sehr groß ausfällt, wie Residuengraph und auch das χ^2 pro Freiheitsgrad bezogen auf die Durchführung zeigen (vgl. Abbildung 4.10 a und b). Aus beiden ist auch abzulesen, dass die durchgeführte Anpassung den Verlauf der Messdaten sehr gut wiedergibt. Im Vergleich zur Veränderung über den Messbereich ist der statistische Fehler sehr groß. Dies rechtfertigt die Wahl des kleineren Fehlers aus den Mehrfachmessungen als aus den größeren Fehler aus der Poissonstatistik. Betrachtet man die Werte p_0 , p_1 , p_2 der Anpassung im Vergleich zur theoretischen Erwartung, so stimmen die durch die Anpassung ermittelten Werte im Rahmen ihrer Unsicherheiten mit den theoretischen Werten überein. Wie jedoch der Residuengraph zeigt, sind die Messwerte systematisch gegenüber der theoretischen Erwartung verschoben. Die Abweichung scheint zuzunehmen, wenn man die Kurve von 270° bis 180° durchfährt. Eine systematische Ursache dafür ist nicht bekannt. Der mittlere Fehler der Messwerte beträgt $\bar{\sigma}_{\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}} = 0.12 \pm 0.04$ und das $\chi^2/DoF = 0.69$ bezogen auf die Theorie.

Messung B über 5 Minuten mit $L = 8.0\text{ cm}$ und $d_1 = 0.5\text{ cm}$

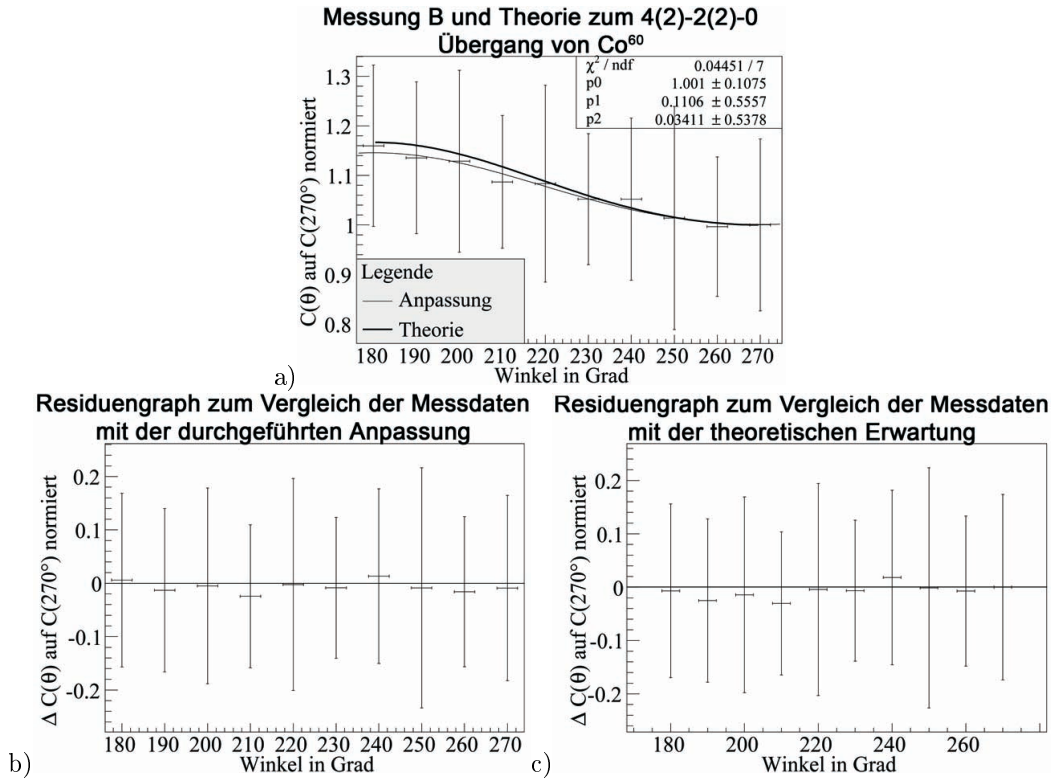


Abbildung 4.11: Gemessene Werte (a) mit einer Anpassung $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$ und theoretische Erwartung für einen Übergang der Form einer 4(2)-2(2)-0 Kaskade. Die Fehler auf die Messwerte ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Die Fehler auf die Winkel wurden aus Vorversuchen mit Na^{22} übernommen. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert. Das angegebene χ^2 bezieht sich auf die durchgeführte Anpassung. Sowie die Residuengraphen zum Vergleich der Messdaten mit der durchgeführten Anpassung (b) und der theoretischen Erwartung (c). Die Messwerte sind im Anhang tabelliert.

Um das Ergebnis aus Messung A zu überprüfen wird mit einigem zeitlichem Abstand die Messung wiederholt. Die bei dieser Messung gewonnen Daten folgen sehr gut dem erwarteten theoretischen Verlauf. Das $\chi^2 / \text{DoF} = 0.08$ bezogen auf die Übereinstimmung mit der Theorie zeigt dies ebenfalls. Es zeigt aber auch, dass die statistischen Schwankungen aus den Mehrfachmessungen sehr groß sind um Vergleich zum Verlauf. Der mittlere Fehler aus den Mehrfachmessungen bei Messung B ist etwas größer als bei Messung A, er beträgt für Messung B $\bar{\sigma}_{\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}} = 0.17 \pm 0.03$. Dennoch ist der Fehler auf die Koeffizienten p_0, p_1, p_2 fast doppelt so groß wie bei Messung A(1) (vgl. Abbildung 4.11). Der Grund dafür ist darin zu suchen, dass sich die Messpunkte über den Messbereich im Vergleich zu ihren Fehlern nur wenig verändern. Die Parameter p_0, p_1, p_2 der Anpassung sind sehr empfindlich bezüglich leichten Veränderungen der Messpunkte. Die Ursache für den höheren Fehler in Messung B liegt möglicherweise in dem leicht anderen Messverfahren. Wurde bei Messung A jeder Messpunkt nacheinander 3 mal vermessen, wurde bei Messung B dreimal nacheinander der Winkelbereich durchgefahen.

Die systematische Verschiebung aus Messung A findet sich in dieser Messung nicht. Die Ursache für diese Verschiebung können deshalb nicht der Abstand L und die Öffnung d_1 sein. Vielmehr scheint die Verschiebung entweder statistischer Art zu sein oder von Parametern verursacht zu werden, die für jede Messung neu eingestellt werden. Da die systematische Verschiebung in Messung A winkelabhängig ist, können Ursachen aus der SCA- Einstellung ausgeschlossen werden. Als mögliche Ursache bleiben

zum Beispiel die Bleiabschirmungen, die zwar fest eingestellt werden (Parameter L und d_1), aber dennoch im Aufbau etwas Spiel haben. Dies bedeutet, dass sich die Bleikeile schief stellen oder andere Fehlstellungen einnehmen können. Dies lässt sich aber nur schwer in einem oder mehreren Parametern beschreiben. Festzuhalten bleibt, dass sorgfältiges Arbeiten und eine Überprüfung aller mechanischen Einstellungen systematische Fehler verhindern können.

Messung C über 5 Minuten mit $L = 9.5\text{ cm}$ und $d_1 = 1.0\text{ cm}$

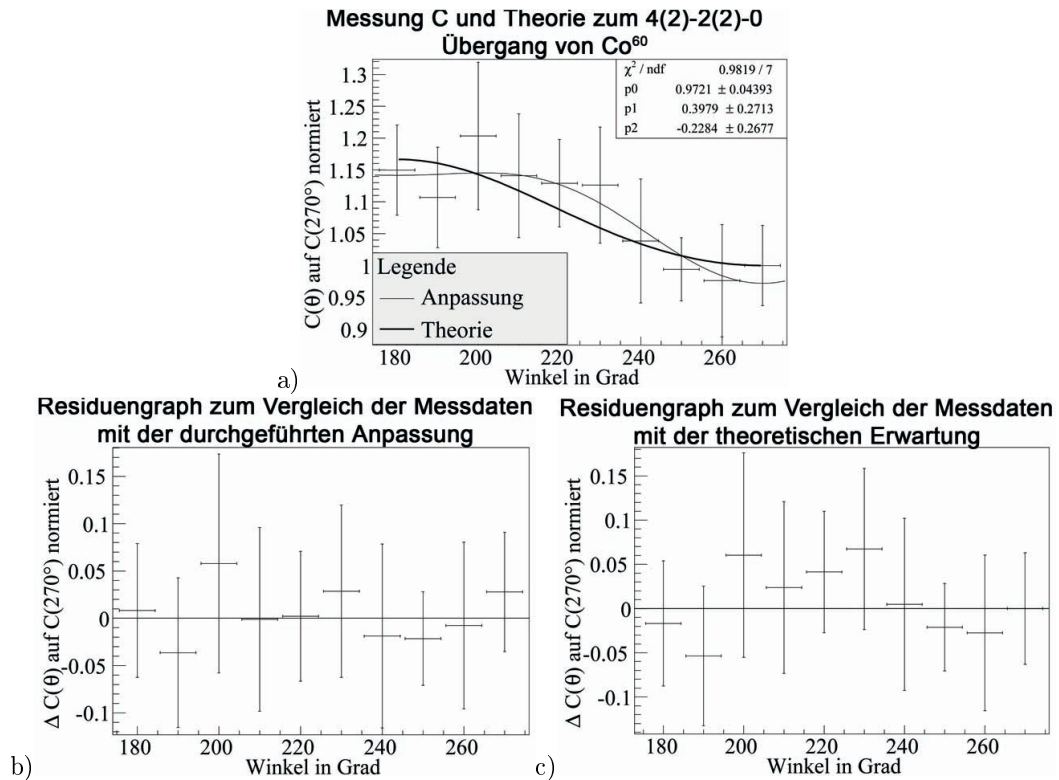


Abbildung 4.12: Gemessene Werte (a) mit einer Anpassung $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$ und theoretische Erwartung für einen Übergang der Form einer 4(2)-2(2)-0 Kaskade. Die Fehler auf die Messwerte ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Die Fehler auf die Winkel wurden aus Vorversuchen mit Na^{22} übernommen. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert. Das angegebene χ^2 bezieht sich auf die durchgeführte Anpassung. Sowie die Residuengraphen zum Vergleich der Messdaten mit der durchgeführten Anpassung (b) und der theoretischen Erwartung (c). Die Messwerte sind im Anhang tabelliert.

Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt, ist es nur sinnvoll den Abstand des Detektors zur Quelle und die Öffnung der Bleikeile gleichzeitig zu variieren. Aus den Ergebnissen der Vorversuchen (vgl. Tabelle 11) ergeben sich zwei mögliche Einstellungen. Im Vergleich zu den Messungen A und B wird deshalb für Messung C der Abstand $L = 9.0\text{ cm}$ und die Öffnung $d_1 = 1.0\text{ cm}$ eingestellt. Ein $\chi^2/DoF = 0.20$ bezogen auf die Übereinstimmung mit der Theorie zeigt, dass auch für diesen Abstand die Messwerte gut zur Theorie passen. Eine systematische Abweichung ist aus den Residuengraphen (vgl. 4.12 b und c) nicht zu erkennen. Sowohl der mittlere Fehler der Einzelmessungen, er beträgt 0.08 ± 0.02 , als auch der Fehler auf die Koeffizienten p_0, p_1, p_2 sind deutlich kleiner, etwa Faktor 2, als bei den Messungen A und B. Dies scheint eine Folge der Parameteränderung von L und d_1 zu sein. Verfahren wurde hierbei analog zur Messung B, indem dreimal der Winkelbereich durchgemessen wurde.

Wie nach Tabelle 10 erwartet, erhöht sich die Zählrate bei Messung C gegenüber den Messungen

A und B. Da jedoch die Messungen an unterschiedlichen Tagen, also bei verschiedenen SCA- Einstellungen, die ebenfalls einen sehr hohen Einfluss auf die Zählrate haben, durchgeführt wurden ist eine direkte Vergleichbarkeit wie bei Tabelle 10 nicht gegeben. Die Tendenz kann jedoch bestätigt werden.

Messung D über 10 Minuten mit $L = 9.5\text{ cm}$ und $d_1 = 1.0\text{ cm}$

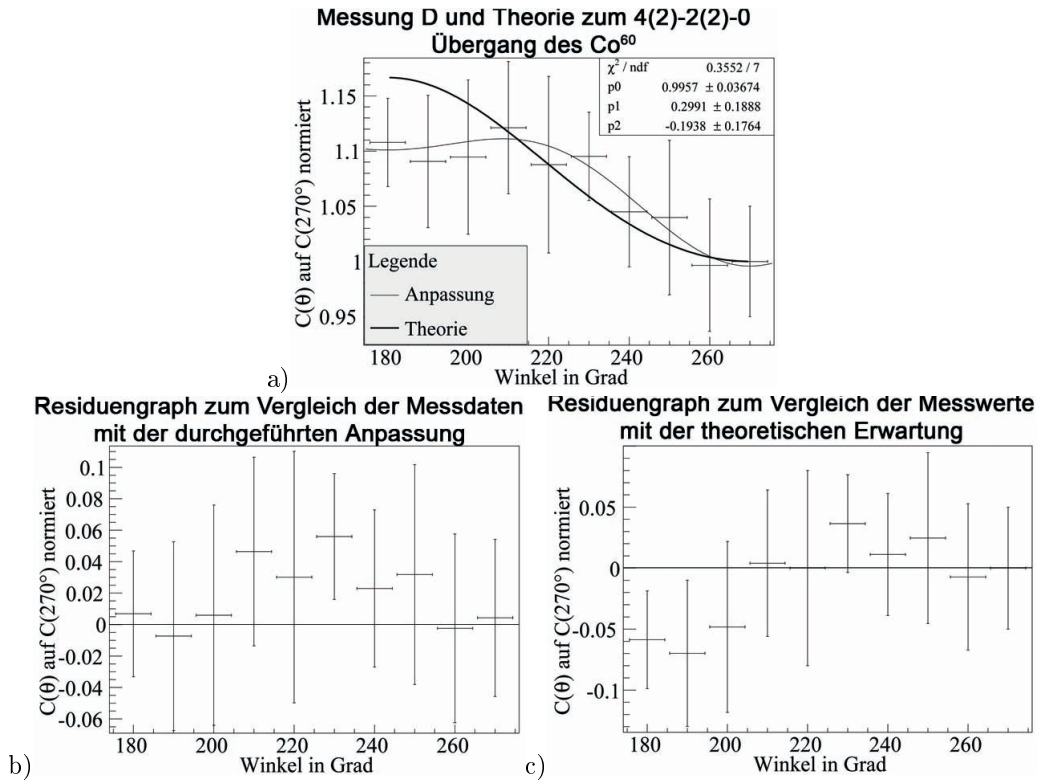


Abbildung 4.13: Gemessene Werte mit einer Anpassung $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$ und theoretische Erwartung für einen Übergang der Form einer 4(2)-2(2)-0 Kaskade. Die Fehler auf die Messwerte mit einer Messdauer von 10 Minuten ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Die Fehler auf die Winkel wurden aus Vorversuchen mit Na^{22} übernommen. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert. Sowie die Residuengraphen zum Vergleich der Messdaten bei einer Messdauer von 10 Minuten mit der durchgeführten Anpassung und der theoretischen Erwartung.

Um die statistischen Unsicherheiten auf die Zählraten pro Messpunkt noch weiter zu verkleinern, wird der Messvorgang von Messung C mit Messzeiten von jeweils 10 Minuten pro Messpunkt wiederholt (vgl. Abbildung 4.13).

Wie erhofft werden die Unsicherheiten auf die Zählrate der einzelnen Messpunkte durch die längere Messzeit im Mittel kleiner. Beträgt der Mittelwert der Unsicherheiten auf die Messwerte $C(\theta)/C(270^\circ)$ bei der Messung A mit einer Messzeit von 5 Minuten noch $\bar{\sigma}_{\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}} = 0.12 \pm 0.02$, so halbiert er sich bei der 10 Minuten Messung D auf $\bar{\sigma}_{\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}} = 0.058 \pm 0.004$. Auch gegenüber Messung C bei gleichen Parametern L und d_1 reduziert sich der Fehler noch einmal geringfügig. Messung D bestätigt somit die Tendenz aus Messung C, dass die Fehler aus den Mehrfachmessungen bei der Einstellung von L und d_1 der Messungen C und D kleinere Fehler ergeben als bei Messungen A und B. Ebenfalls wird deutlich, dass sich die statistischen Schwankungen auf die Messpunkte durch eine längere Messzeit reduzieren lassen. Da aber im Rahmen des Fortgeschrittenen Praktikums der Versuch als Eintagesversuch geplant ist, würde eine Messzeit von 10 Minuten pro Messpunkt einen Verzicht auf Mehrfachmessungen bedeuten. Als Alternative lässt sich der Fehler auf die Zählrate m auch aus der Poissonstatistik ableiten.

Dieser wird über $\sigma_m = \sqrt{m}$ berechnet. Der Fehler der Poissonstatistik ist aber etwa doppelt so groß, wie der statistische Fehler aus der Mehrfachmessung.

Betrachtet man die Werte für die Koeffizienten p_0, p_1, p_2 , so zeigt sich auch bei dieser Messung eine mögliche systematische Abweichung von der theoretischen Erwartung, allerdings in umgekehrte Richtung im Vergleich zu Messung A. Die Messungen bei $180^\circ, 190^\circ$ und 200° weichen am deutlichsten von der Erwartung ab. Da Messung C bei gleichen Einstellungen von L und d_1 diese systematische Abweichung nicht aufweist, kann wie in Messung A die Ursache nicht in den Parametern L und d_1 gesucht werden. Es bleibt als mögliche Fehlerquelle eine bereits in der Diskussion von Messung A angedeutete Fehlstellung der Bleiabschirmung. Diese werden bei Stößen gegen den Aufbau, aber auch bei Veränderung von L und d_1 , immer wieder bewegt, weshalb eine solche Fehlstellung leicht möglich ist.

Messung mit dem TAC bei $L = 8.0\text{ cm}$ und $d_1 = 0.5\text{ cm}$

Die Messung mit dem Zeit- Amplituden- Wandler funktioniert anders, als mit dem Zähler, weshalb sich hier einige Unterschiede ergeben (vgl. Abschnitt 3.8). Gemessen wird jede Winkeleinstellung einmal über 30 Minuten. Im PHA wird die Anzahl der Kanäle auf die kleinste mögliche Zahl von 246 reduziert, um auch bei geringen Ereignissraten eine erkennbare Kurve zu messen. Der TAC zeigt während der Messung an, dass mehrere Signale eine Zeitdifferenz außerhalb der eingestellten maximal Erlaubten von 500 ns haben. Messungen mit größerem Zeitbereich zeigen aber, dass es sich dabei nur um zufällige Koinzidenzen handelt. Trotz der geringeren Kanalzahl ist die Anzahl der Ereignisse pro Kanal sehr gering. Es werden im Maximum um die 10 Ereignisse pro Kanal gezählt. Schwankungen machen sich deswegen sehr bemerkbar und eine Anpassung der Gaußkurve mit linearem Untergrund ist schwierig (vgl. Abbildung 4.14). Es wird deshalb ein anderes Verfahren verwendet.

Da die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal zwischen den einzelnen Winkeleinstellungen nicht variiert, bildet sich die Erhebung immer im gleichen Bereich. Bei den verschiedenen Winkeleinstellungen ändert sich nur die Höhe, nicht aber der Mittelwert oder die Breite der Kurve. Dies ermöglicht eine gute Vergleichbarkeit der Werte der verschiedenen Winkeleinstellungen untereinander. Zur Bestimmung der Zählrate $C(\theta)$ wird über den Inhalt der Kanäle 40 bis 160 summiert und der lineare Untergrund, der die zufälligen Koinzidenzen wiedergibt, wird davon subtrahiert, indem aus den restlichen Kanälen (1-39 und 161-246) der Mittelwert gebildet wird und dann von jedem Kanal im Bereich 40 bis 160 subtrahiert wird. Aus Ermangelung von Mehrfachmessungen wird der Fehler aus der Poissonstatistik $\sigma = \sqrt{C(\theta)}$ verwendet. Zum Vergleich mit der Theorie wird wieder auf die Zählrate von 270° normiert und die Fehler fortgepflanzt. Die Verwendung des Fehlers der Poissonstatistik erschwert einen Vergleich mit den anderen Fehlern, da der Fehler aus den Mehrfachmessungen bei den anderen Messungen A bis D kleiner ist, als der Fehler der Poissonstatistik. Er beträgt für die TAC Messung $\bar{\sigma} \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)} = 0.074 \pm 0.004$. Vergleicht man die Zählraten der Tabellen im Anhang von der TAC Messung mit den Messungen A und B, die bei gleichen Einstellungen von L und d_1 durchgeführt wurden, so ergeben sich ungefähr die gleichen Zählraten, wenn man die 6 mal längere Messzeit bei der TAC Messung berücksichtigt.

Der große Vorteil der Messung mit dem TAC ist die Sichtbarmachung von zufälligen Koinzidenzen. Die über das oben erklärte Verfahren ermittelten zufälligen Koinzidenzen liefern eine zufällige Koinzidenzrate von etwa 4 Ereignissen pro Minute. Bei der Messmethode mit dem Zähler wurden deutlich weniger Ereignisse registriert. Die Ursache dafür wird deutlich, wenn man sich das aufgenommene Zeitspektrum des TAC ansieht. Die maximale aufgenommene Zeitdifferenz beträgt 500 ns, die Differenz zwischen den beiden Signalen, die am häufigsten auftritt, beträgt ca. 200 ns. Die durch die Koinzidenzschaltung bedingte Auflösungszeit beträgt aber 570 ns (vgl. Tabelle 9). Dies bedeutet, dass mit dem TAC eine deutlich bessere zeitliche Auflösung erfolgen kann. Im TAC Spektrum können also schon Ereignisse als zufällig Koinzidenzen zugeordnet werden, die bei der Messung mit Zähler noch als echte Koinzidenzen gewertet werden.

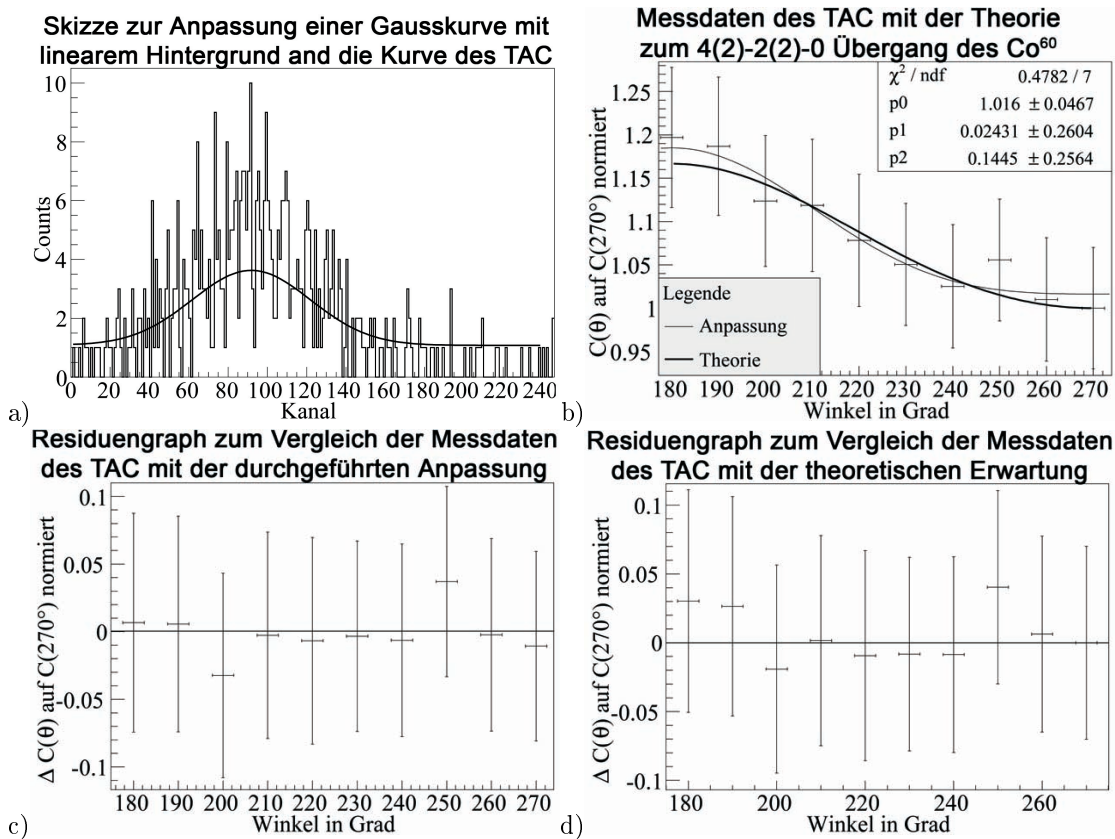


Abbildung 4.14: Skizze zur Anpassung einer Gaußkurve mit linearem Hintergrund zur Bestimmung der Zählrate. Mit dem TAC gemessene Werte mit $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4$ als Anpassung und theoretische Erwartung für einen Übergang der Form einer 4(2)-2(2)-0 Kaskade. Die Fehler auf die Messwerte ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert. Sowie die Residuengraphen zum Vergleich der Messdaten mit der durchgeführten Anpassung (c) und der theoretischen Erwartung (d).

Diskussion der Ergebnisse

In Tabelle 12 sind die Ergebnisse der Messungen zu Co^{60} zusammengefasst. Nach den vorgenommenen Messungen lässt sich der betrachtete Übergang als 4(2)-2(2)-0 Übergang nach Tabelle 2 einordnen. Bei beiden Übergängen beträgt die Multipolordnung $l = 2$ und die Kernspinänderung $\Delta I = 2$. Mit dem Wissen aus Polarisationsexperimenten, dass es sich bei der betrachteten Strahlung überwiegend um elektrische Strahlung handelt, kann nach Tabelle 1 für beide Übergänge keine Paritätsänderung festgestellt werden. Das Zerfallsschema im Anhang weist auf, dass die Parität bei (+1) bleibt.

Um die bestmögliche Einstellung zu identifizieren werden in Tabelle 13 die durch die Anpassungen ermittelten Koeffizienten auf die Koeffizienten der Theorie normiert. Zusammen mit dem χ^2 aus Tabelle 12 kann die Messung B als diejenige Messung identifiziert werden, die die beste Übereinstimmung mit der Theorie ergibt. Nachteilig wirkt sich dabei der sehr große Fehler auf die Koeffizienten aus, was zu einem sehr kleinen χ^2 / DoF führt. Wie schon zuvor diskutiert haben die Parameter L und d_1 , sofern man sich an die Ergebnisse aus Tabelle 11 hält, nur einen geringen Einfluss auf die Parameter p_0 , p_1 , p_2 . Die Ergebnisse der Messungen A, C und D bewegen sich im Vergleich zur Theorie in etwa gleichem Bereich. Die kleineren Fehler der Messung D gegenüber Messung A spiegeln sich auch in Tabelle 13 wieder. Sie fallen jedoch durch die Fehlerfortpflanzung weniger deutlich aus. Die Messung mit dem TAC ergibt vergleichbare Ergebnisse wie mit dem Zähler. Die bessere zeitliche Auflösung macht

Methode	L	d	Messzeit	χ^2/DoF	p_0	p_1	p_2
Theorie	-	-	-	-	1	$1/8 = 0.125$	$1/24 \approx 0.042$
Zähler (A)	8.0 cm	0.5 cm	5 Min	0.69	1.01 ± 0.04	0.296 ± 0.275	-0.031 ± 0.274
Zähler (B)	8.0 cm	0.5 cm	5 Min	0.08	1.00 ± 0.11	0.111 ± 0.556	0.034 ± 0.538
Zähler (C)	9.5 cm	1.0 cm	5 Min	0.20	0.97 ± 0.04	0.398 ± 0.271	-0.228 ± 0.268
Zähler (D)	9.5 cm	1.0 cm	10 Min	0.51	0.99 ± 0.04	0.299 ± 0.187	-0.194 ± 0.175
TAC	8.0 cm	0.5 cm	30 Min	0.18	1.02 ± 0.05	0.024 ± 0.260	0.145 ± 0.256

Tabelle 12: Ergebnisse der einzelnen Messungen mit den verschiedenen Methoden und Einstellungen für die Koeffizienten p_0 , p_1 , p_2 im Vergleich zur Theorie. Die angegebenen Fehler stammen aus der Anpassung. Das angegebene χ^2 pro Freiheitsgrad gibt die Übereinstimmung der Messdaten mit der theoretischen Erwartung an. Die Messzeit ist angegeben für jeden Messpunkt.

	$p_{0,exp}/p_{0,theo}$	$p_{1,exp}/p_{1,theo}$	$p_{2,exp}/p_{2,theo}$
Messung A	1.01 ± 0.04	2.368 ± 2.200	-0.738 ± 6.524
Messung B	1.00 ± 0.11	0.888 ± 4.448	0.809 ± 12.810
Messung C	0.97 ± 0.04	3.184 ± 2.168	-5.43 ± 6.381
Messung D	0.99 ± 0.04	2.392 ± 1.496	-4.619 ± 4.167
TAC	1.02 ± 0.05	0.192 ± 2.080	3.480 ± 6.144

Tabelle 13: Koeffizienten p_0 , p_1 , p_2 der Messungen zu Co^{60} normiert auf die zugehörigen Koeffizienten der theoretischen Erwartung.

sich nur bedingt in der Auswertung deutlich. Unter den gewählten Einstellungen hebt sich, wenn man von Messung B absieht, keine als besonders passend hervor. Dass Messung B mit den Werte der Theorie besonders gut übereinstimmt, liegt wie zuvor diskutiert nur bedingt an den eingestellten Parametern L , d_1 und der Messdauer.

4.5 Messung der Winkelkorrelation bei Eu^{152}

Der Aufbau ist konzipiert für die Messung des Isotops Co^{60} , das eine Standardquelle zum Beobachten der Winkelkorrelation ist. Zusätzlich zu den Messungen von Co^{60} werden im Folgenden kurz zwei Messungen am Isotop Eu^{152} erläutert, die mit dem selben Aufbau aufgenommen wurden. Die Untersuchung von Eu^{152} ist insofern interessant, da zwei Zerfallsreihen betrachtet werden können, wobei in einem ein Paritätswechsel stattfindet und im anderen nicht. Die Beobachtung der Winkelkorrelation von Eu^{152} ist jedoch deutlich schwieriger.

Im Gegensatz zu den Messungen von Na^{22} und Co^{60} lagen für die Messungen der Winkelverteilung von Eu^{152} keine Proben mit passender Aktivität und Geometrie vor. Wie in der Tabelle im Anhang erkennbar ist, liegt die Aktivität der verwendeten Eu^{152} Quelle etwa um den Faktor 14 niedriger als bei Co^{60} . Berücksichtigt man weiter, dass 99.5 % aller Zerfälle bei Co^{60} dem betrachteten Zerfallskanal folgen, sind es bei Eu^{152} maximal 25%. Damit finden bei Co^{60} ungefähr 56 mal mehr zu betrachtende Ereignisse statt, als bei Eu^{152} . Dies kann mit den Tabellen im Anhang nachvollzogen werden. Insgesamt führt dies dazu, dass die Koinzidenzrate bei Eu^{152} deutlich kleiner ist als bei Co^{60} . Um dies ansatzweise zu kompensieren, muss die Messzeit deutlich erhöht werden. Gewählt wird eine Messzeit von einer Stunde pro Messpunkt. Auch hier wird jeder Messpunkt dreimal gemessen. Es konnten jedoch maximal 15 koinzidente Ereignisse registriert werden. Da die Zählrate insgesamt schon sehr gering ist, konnte in einer Messung über Nacht keine zufälligen Koinzidenzen registriert werden. Auf ein Abzug der zufälligen Koinzidenzen von den gemessenen Ereignissen kann deshalb verzichtet werden. Die lange Messzeit macht es nötig die Einstellungen der SCAs nach mehreren Stunden zu überprüfen, um zu verhindern, dass sich die Lage der Peaks verschiebt und dadurch das Ergebnis verfälscht wird.

Bestimmung der SCA Einstellungen

Auch für die Messungen mit Eu^{152} (Quelle Nr. 4, vgl. Anhang) können die Verzögerung und die Auflösungszeit aus vorherigen Messungen beibehalten werden. Da das Spektrum von Eu^{152} sehr viele verschiedene Übergänge aufweist ist wie bei Co^{60} eine Bestimmung der Spannungswerte der Photopeaks nur mit dem Durchfahren der Spannung von 0 V bis 10 V möglich. Um die Werte genauer bestimmen zu können, wird das Spektrum mit beiden PMs und SCAs in Schritten von 0.1 V abgetastet. Es ergibt sich wie im vorherigen Versuch ein Spektrum, dass dem Spektrum des PHA ähnelt (vgl. Abbildung 4.15).

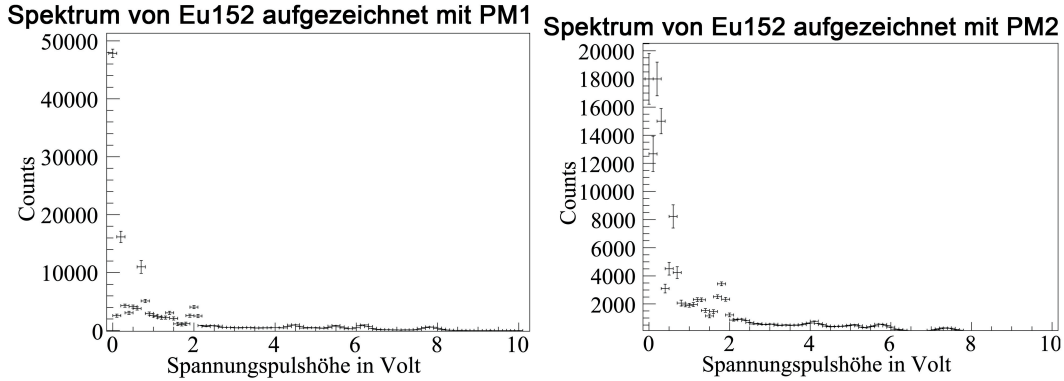


Abbildung 4.15: Aufgezeichnetes Energiespektrum von Eu^{152} mit beiden PMs und den jeweiligen SCAs durch Abtasten des gesamten Spannungsbereichs von 0 V bis 10 V in 0.1 V Schritten. Die Fehler auf die Zählrate ergeben sich aus Mehrfachmessungen. Die Fehler auf die Spannungswerte ergibt sich der Fensterbreite. Die Messzeit betrug 10 Sekunden.

Das mit dem SCA aufgezeichnete Spektrum mit der relativ feinen Abtastung von 0.1 V ermöglicht eine genaue Einstellung des SCAs Fensters. Für den PM1 werden die beiden oberen Peaks eingestellt mit 7.4 V als untere Grenze und einem Fenster von 1.0 V für den Peak einer Energie von 1408 keV, sowie eine untere Grenze von 5.1 V und einem Fenster von 0.7 V für den Photopeak einer Energie von 964 keV. Der Zweig des PM2 wird auf den Peak von 122 keV eingestellt, indem eine untere Grenze von 0.9 V und ein Fenster von 0.6 V eingestellt wird. Die Zuordnung der Energien zu den aufgezeichneten Peaks erfolgt mit Hilfe der zuvor aufgenommenen Spektren des PHA.

Bestimmung der Winkelverteilung eines Übergangs mit Paritätsänderung

Zuerst wird der Übergang unter Aussendung von Photonen der Energie 1408 keV und 122 keV betrachtet (vgl. Spektren im Anhang und Abbildung 4.15). Zum Vergleich der Messwerte mit der theoretischen Verteilung wird auch hier die Auftragung gewählt, dass die Zählraten der Koinzidenzereignisse $C(\theta)$ auf die Zählrate der Messung bei 90° bzw 270° normiert wird (vgl. Abbildung 4.16). Die Fehler ergeben sich dann mit gaußscher Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_{\frac{C(\theta)}{C(90^\circ)}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{C(\theta)}}{C(270^\circ)}\right)^2 + \left(\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)^2} \cdot \sigma_{C(270^\circ)}\right)^2}.$$

Die theoretische Erwartung ergibt für die betrachtete 2(1)-2(2)-0 Kaskade eine Winkelverteilung der Form

$$W(\theta) = 1 + \frac{3}{7} \cdot \cos(\theta)^2 \approx 1 + 0.429 \cdot \cos(\theta)^2.$$

An die Messdaten wird eine Kurve der Form

$$W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 = (0.98 \pm 0.05) + (0.98 \pm 0.12) \cdot \cos(\theta)^2$$

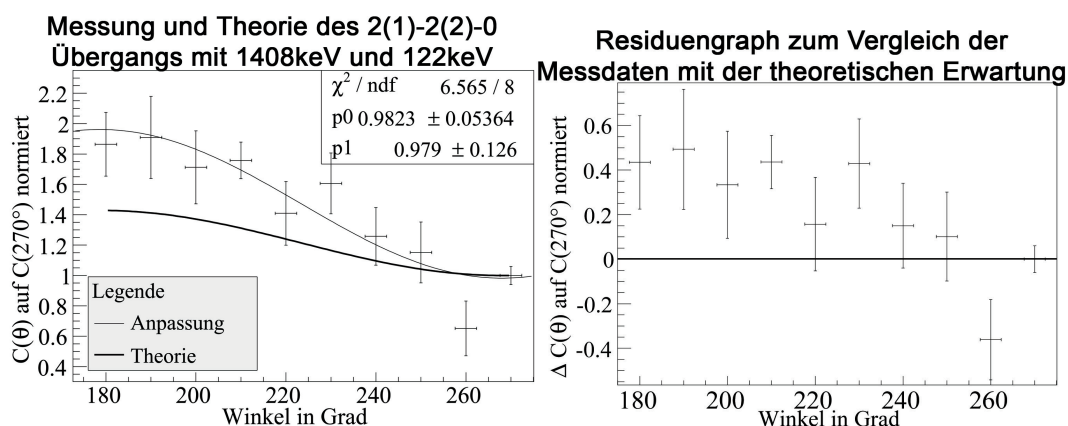


Abbildung 4.16: Gemessene Werte mit $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2$ als Anpassung und theoretische Erwartung für einen Übergang der Form 2(1)-2(2)-0 mit $W(\theta) = 1 + \frac{3}{7} \cdot \cos(\theta)^2$. Die Fehler auf die Messwerte ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Aufgrund der sehr kleinen Zählrate machen sich statistische Schwankungen sehr stark bemerkbar. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert. Residuengraph der Messdaten zum Vergleich mit der theoretischen Erwartung.

angepasst. Es ist graphisch gut zu erkennen, dass die Messdaten sehr gut der erwarteten Struktur $W(\theta) = 1 + a \cdot \cos(\theta)^2$ folgen. Die eingetragenen Fehler sind für die durchgeführte Anpassung sehr groß, was ein χ^2 pro Freiheitsgrad kleiner 1 ergibt. Die durch die Anpassung ermittelten Werte liegen jedoch zum Teil um Vielfaches der Unsicherheiten neben denen der theoretischen Erwartung. Berechnet man das χ^2 pro Freiheitsgrad zur theoretischen Erwartung, so ergibt sich ein $\chi^2/DoF = 3.3$. Dies unterstützt bereits die Vermutung aus der Betrachtung der Abbildung 4.16. Fast alle ermittelten Werte liegen deutlich über der theoretischen Erwartung. Ein systematischer Fehler, der dies verursacht, konnte außer der Probengeometrie nicht gefunden werden.

Dennoch kann der betrachtete Zerfallskanal als 2(1)-2(2)-0 Übergang nach Tabelle 2 eingeordnet werden. Damit liegt eine Strahlung der Multipolordnung $l = 1$ und eine Kernspinänderung von $\Delta I = 0$ für den ersten Übergang vor. Identifiziert man die vorliegende Strahlung in einem Polarisationsexperiment als überwiegend elektrische Strahlung, so kann nach Tabelle 1 für den ersten Übergang dieser Zerfallsreihe eine Paritätsänderung festgestellt werden. Wie das Zerfallsschema im Anhang zeigt, ändert sich die Parität von (-1) auf $(+1)$.

Bestimmung der Winkelverteilung eines Übergangs ohne Paritätsänderung

Für den zweiten betrachteten Übergang von Eu^{152} mit Photonen der Energie 963 keV und 122 keV (vgl. Spektren und Zerfallsschema im Anhang) ist das Vorgehen bei Durchführung und Auswertung das Gleiche wie Abschnitt zuvor (vgl. Abbildung 4.17). Bei dieser Messung zeigt sich eine deutlichere Abweichung der Messung von der theoretischen Erwartung. Bei der Berechnung der theoretischen Erwartung war aber von einer reinen elektrischen Multipolstrahlung ausgegangen. Wie in Abschnitt 1.5 gezeigt wurde handelt es sich bei diesem Zerfallskanal aber um gemischte magnetische und elektrische Strahlung. Die verwendete Theorie ist damit nicht mehr gültig. Die Messdaten liefern eine gute Übereinstimmung mit einer Näherung der Form

$$C(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4 + p_3 \cdot \cos(\theta)^6.$$

Aufgrund der niedrigen Zählrate ist eine genauere Untersuchung mit der vorhandenen Probe nicht möglich. Wenn sich der Übergang von den Koeffizienten als 2(2)-2(2)-0 Zerfallskanal identifizieren lässt, dann kann nach Tabelle 1 mit einer Kernspinänderung $\Delta I = 0$ und einer Multipolordnung $l = 2$ festgestellt werden, dass keine Paritätsänderung stattfindet.

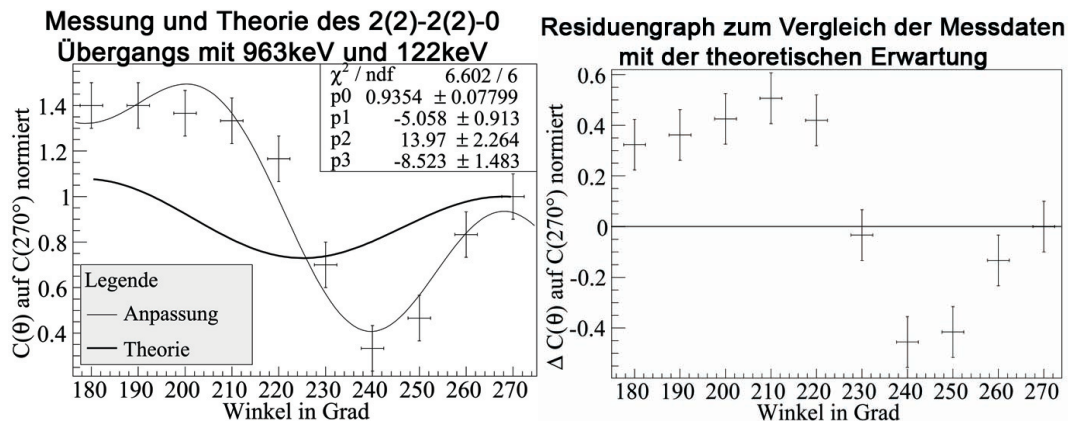


Abbildung 4.17: Gemessene Werte mit $W(\theta) = p_0 + p_1 \cdot \cos(\theta)^2 + p_2 \cdot \cos(\theta)^4 + p_3 \cdot \cos(\theta)^6$ als Anpassung und theoretische Erwartung für einen rein elektrischen Übergang mit einer 2(2)-2(2)-0 Kaskade mit $W(\theta) = 1 - \frac{15}{13} \cdot \cos(\theta)^2 + \frac{16}{13} \cdot \cos(\theta)^4$. Die Fehler auf die Messwerte ergeben sich aus Mehrfachmessungen und Fehlerfortpflanzung. Aufgrund der sehr kleinen Zählrate machen sich statistische Schwankungen sehr stark bemerkbar. Die Messwerte wurden zum besseren Vergleich mit der Theorie auf die Zählrate der Messung bei 270° normiert.

Festzuhalten bleibt, dass Messungen der Übergänge des Isotops Eu^{152} mit der verwendeten Quelle sowohl experimentell als auch theoretisch die Grenzen dessen übersteigen, was im Rahmen des Fortgeschrittenen Praktikums durchführbar ist.

5 Zusammenfassung und Ergebnisse

Im letzten Kapitel dieser Arbeit werden die bisher gefundenen Ergebnisse zusammengetragen und bewertet. Insbesondere für die weitere Verwendung wird der Aufbau kritisch diskutiert und Verbesserungsvorschläge werden genannt.

Es ist im Rahmen dieser Arbeit gelungen einen Versuch aufzubauen, der verlässlich und reproduzierbar gute Ergebnisse liefert, die im Rahmen ihrer Fehler mit der theoretischen Erwartung übereinstimmen. Es wurden mehrere Einstellungsmöglichkeiten vorgestellt und diskutiert, sowie Empfehlungen für die Durchführung im Fortgeschrittenen Praktikum gegeben. Der Versuchsaufbau ist durch Vorarbeiten und die ausführliche Erprobung fertig zum Einsatz zum nächsten Fortgeschrittenen Praktikum zum Wintersemester 2010/2011. Die Hauptaufgabe und das Ziel der Arbeit wurde somit erreicht.

Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse und der Ergebnisse

Mit Hilfe der Vorversuche und des Isotops Na^{22} konnte der Aufbau aufgebaut und optimiert werden. Die Vorversuche zur Einstellung der SCAs bieten eine verlässliche Methode zur Bestimmung der Spannungswerte der betrachteten Photopeaks. Dies wird nur durch die auch nach dem Aufwärmen leicht instabilen Netzgeräte eingeschränkt. Bei langen Messungen ist deshalb eine Überprüfung und gegebenenfalls eine Nachjustierung der Einstellungen am SCA nötig. Mit neuen Quellen einer Aktivität von ungefähr 370 kBq ist eine Einstellung am mechanischen Aufbau möglich, die eine enge Winkeleinstellung bietet, aber dadurch natürlich auch viele Ereignisse nicht registriert. Bei schwächer werdenden Quellen bietet sich hier auch der beste Ansatz nur Nachjustierung, in dem die Winkelöffnung verbreitert wird und ein dazu passender Abstand zur Quelle gewählt wird. Es ist dabei aber zu beachten, dass Streu- oder andere Effekte vermieden werden. Diese werden dadurch deutlich, dass sich der Mittelwert der Gaußkurve deutlich von 180° unterscheidet. Je weiter man die Bleiabschirmung öffnet, desto breiter wird die Gaußverteilung. Dies hat auch Einfluss auf die Wahl der Dichte der Messpunkte.

Die aufgenommene Zeitauflösungsfunktion entspricht sehr gut der Erwartung und stellt somit auch für Teilnehmer des Praktikums kein Problem dar. Messungen mit Variation beider Größen haben gezeigt, dass Verzögerung und Auflösungszeit bezüglich einer falschen Einstellung unempfindlich sind. Wichtig ist nur, dass beim Einstellen der Auflösungszeit der nicht lineare Zusammenhang zwischen Auflösungszeit und eingestelltem Wert berücksichtigt wird. Die Einstellung der Auflösungszeit erfolgt mit der bisher verwendeten Methode sehr unsicher über ein Ablesen von Werten an einem Graphen. Andere Lösungen wären einfacher zu handhaben und sicherer, stehen aber derzeit nicht zur Verfügung.

Eine Kontrolle des Aufbaus erfolgt auch durch die Messung der Winkelkorrelation von Co^{60} . Es zeigt sich in den Ergebnissen deutlich, dass die in den Vorversuchen ermittelten Einstellungen die besten Ergebnisse liefern. Bei diesen Einstellungen liefern beide Verfahren, sowohl mit dem Zähler als auch mit dem Zeitamplitudenwandler, Ergebnisse, die im Rahmen ihrer Unsicherheiten mit den Literaturwerten übereinstimmen. Beide Verfahren haben ihre Vor- und Nachteile. Bei einer Messung mit Zähler und Koinzidenzeinheit müssen vorher Verzögerung und Auflösungszeit bestimmt werden, was beim Zeitamplitudenwandler entfällt. Bei diesem ist die Wahl der maximal erlaubten Zeitspanne mit Vorüberlegungen verbunden, zudem führt bei der gegebenen Zählrate und der Anzahl der Kanäle auch eine Messzeit von 30 Minuten zu keiner deutlichen Erhebung. Für das Fortgeschrittenenpraktikum wird zunächst ein Aufbau mit Zähler verwendet, da dieser auch ein technisches Verständnis des Aufbaus und des Verfahrens ermöglicht.

Die Messungen mit Europium zeigen die Grenzen des experimentellen Aufbaus und der verwendeten theoretischen Näherung. Als größtes experimentelles Problem stellt sich dabei die verwendete Probe dar. Diese hat eine vergleichsweise geringe Aktivität und kann durch ihre geometrische Struktur (kastenförmig) nur mit Hilfe des Stativs im Aufbau verwendet werden.

Verbesserungsmöglichkeiten des Aufbaus

Allgemein verbessert kann der Aufbau natürlich durch besser Detektoren. Auf die Schwächen des PM2 in Bezug auf Energieauflösung und Effizienz ist in Abschnitt 4.1.4 bereits hingewiesen worden. Besonders die Unterschiede in der Effizienz machen sich bei der Koinzidenz bemerkbar. Da der PM2 deutlich weniger Ereignisse registriert als der PM1, wird die Koinzidenzrate durch den PM2 begrenzt. Die schlechtere Energieauflösung des PM2 fällt bei der Einstellung der SCAs dagegen weniger ins Gewicht. Die Abtastung des Spektrum in 0.1 V Schritten mit dem SCA ist zu grob, um durch die schlechtere Energieauflösung beeinflusst zu werden. Eine weniger kostenintensive Veränderung wäre der Einbau eines computerauslesbaren Zählers, was die Durchführung des Versuches für die Praktikanten einfacher machen würde. Ein anderer Ansatzpunkt sind die derzeit verwendeten 8 Verzögerungseinheiten. Sie bieten eine sehr feine Schrittweite von 0.5 ns. Dies ist weder für die Einstellung der optimalen Verzögerung noch zur Bestimmung der Auflösungszeit nötig. Es würde ausreichen eine feine Verzögerungseinheit zu haben und sonst Schrittweiten von 50 ns oder 60 ns. Dies würde die Anzahl der verwendeten Module stark reduzieren und den messtechnischen Aufbau vereinfachen. Derzeit ist der messtechnische Aufbau sehr unübersichtlich, da zwei NIM- Rahmen benötigt werden. In einem befinden sich alle Module, die eine Spannungsversorgung benötigen, im Anderen die Verzögerungseinheiten.

Die verwendete Bleiabschirmung bietet eine hinreichende Einschränkung des zu messenden Winkels, andere geometrische Lösungen mit möglicherweise besserer Einstellmöglichkeit sind aber denkbar. Es sei an dieser Stelle zum Beispiel auf den Aufbau der Universität Konstanz verwiesen (vgl. 2.3). Den ein oder anderen Studenten dürfte auch die hohe Bleiabschirmung beim Einstellen der Winkel behindern. Im Rahmen des Strahlenschutzes und um Strahlung von anderen Experimenten abzuschirmen, ist dies aber notwendig. Eine alternative Lösung ist derzeit nicht möglich, es sei aber auch in diesem Fall auf den Aufbau der Universität Konstanz verwiesen.

Für bessere Messergebnisse ist die Erweiterung des messtechnischen Aufbaus zu einer schnell- langsamen Koinzidenzschaltung möglich. Dies erfordert aber natürlich weiteren Aufwand und Verwendung zusätzlicher Hardware.

Literatur

- [1] Rupert Gillett: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Messung der $\gamma - \gamma$ -Winkelkorrelation*. Aachen, 2010.
- [2] Dieter Meschede: *Gerthsen Physik*, 23. Auflage. Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [3] W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin, 1987.
- [4] Mayer- Kuckuk: *Kernphysik- Eine Einführung*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1994.
- [5] Haro v. Buttlar: *Einführung in die Grundlagen der Kernphysik*. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main, 1964.
- [6] Donald R. Hamilton: *On Directional Correlation of Successive Quanta*. in Physical Review Volume 58 (S.122), Cambridge Massachusetts, 1940.
- [7] H. Frauenfelder u.A. in K. Siegbahn: *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol. 1 u. 2, Amsterdam, 1965.
- [8] C. Michael Lederer: *Table of Isotopes*. 6th. Edition, John Wiley & Sons, New York, 1967.
- [9] E. D. Klema: *Gamma- Gamma Angular Correlation in Ni^{60}* . in Physical Review Volume 91 (S.610), Oak Ridge Tennessee, 1953.
- [10] H.U. Schmidt: *Meßelektronik in der Kernphysik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1986.
- [11] C. Röer: *Versuchsanleitung zur $\gamma - \gamma$ -Winkelkorrelation*. Institut für Kernphysik, Münster, 2005.
- [12] K. Abend: *Nukleare Elektronik*. Verlag Karl Thieme, München, 1973.
- [13] Susanne Benz et al: *Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum WS 2009/2010*. Universität Konstanz, 2009.
- [14] Glenn F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 1979.
- [15] Kai Tittelmeier: *Stabilisierung von Szintillationsdetektoren*. Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 2003.
- [16] Canberra Industries: *Model 2007P PM Tube Base/ Preamp - User's Manual*. Canberra Industries, Meriden, 2003.
- [17] <http://www.nist.gov/physlab/data/index.cfm>
- [18] Fast ComTec GmbH: *Gaussian shaping amplifier: application guide*. FAST ComTec GmbH, Oberhaching, 2009.
- [19] Canberra Industries: *Model 2030 Single Channel Analyzer - User's Manual*. Canberra Industries, Meriden, 1996.
- [20] Canberra Industries: *Model 2022 Spectroscopy Amplifier - User's Manual*. Canberra Industries, Meriden, 2003.
- [21] Canberra Industries: *Model 2040 Coincidence Analyzer - User's Manual*. Canberra Industries, Meriden, 1979.
- [22] Canberra Industries: *Model 2145 Time to Amplitude Converter - User's Manual*. Canberra Industries, Meriden, 2005
- [23] Bundesamt für Strahlenschutz: *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung - Jahresbericht 2008*. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU), Bonn, 2009.

A Zerfallsschema der verwendeten Quellen

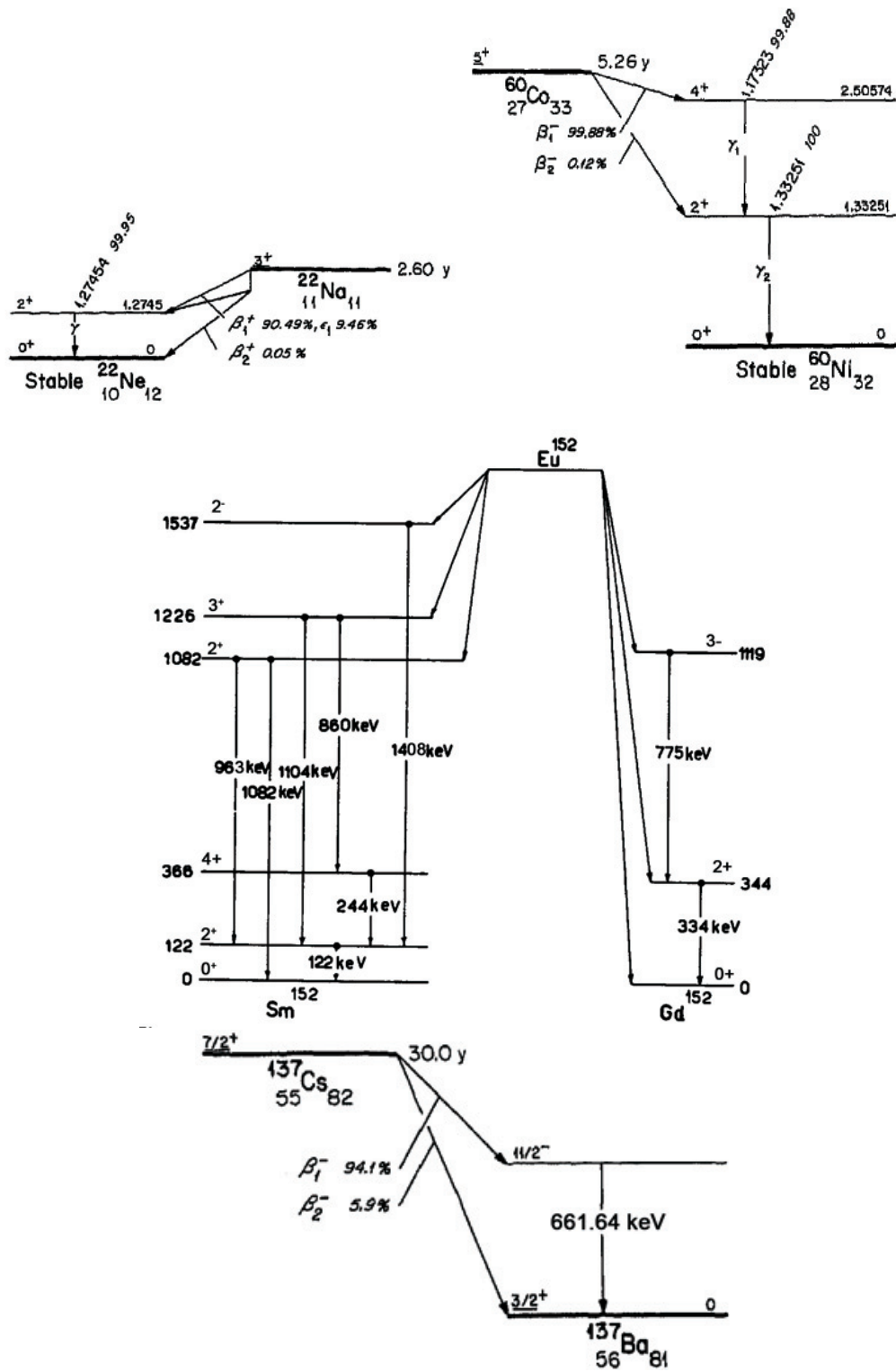


Abbildung A.1: Vereinfachte Zerfallsschema der verwendeten radioaktiven Quellen Na^{22} , Co^{60} , Eu^{152} , Cs^{137} . [8]

B Mit beiden PMs aufgezeichnete Spektren der verwendeten Proben

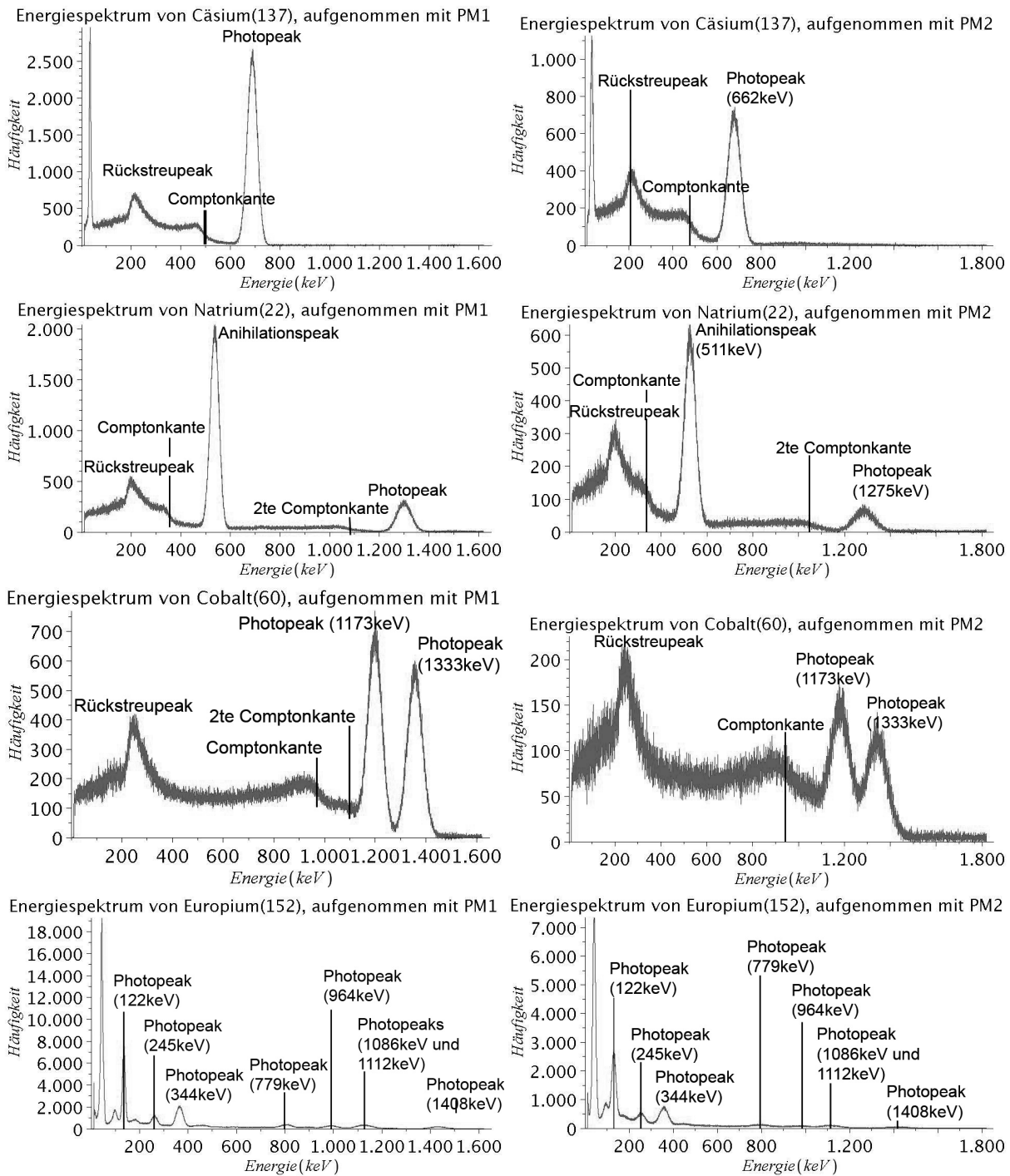


Abbildung B.1: Beschriftete Spektren von beiden PMs

C Physikalische Größen der verwendeten Quellen

Nummer	Isotop	Halbwertszeit	Anfangsaktivität	Anfangszeitpunkt	Aktivität
1	Na^{22}	$(11018.3 \pm 9.5) d$	37 kBq	10.03.2004	$(7.06 \pm 0.02) kBq$
2	Cs^{137}	$(950.97 \pm 0.15) d$	37 kBq	10.03.2004	$(32.07 \pm 0.01) kBq$
3	Co^{60}	$(1925.2 \pm 0.25) d$	37 kBq	17.03.2004	$(16.29 \pm 0.02) kBq$
4	Eu^{152}	$(4947.2 \pm 1.1) d$	37 kBq	10.03.2004	$(26.92 \pm 0.02) kBq$
5	Na^{22}	$(11018.3 \pm 9.5) d$	370 kBq	30.06.2010	370 kBq
6	Co^{60}	$(1925.2 \pm 0.25) d$	370 kBq	30.06.2010	370 kBq

Tabelle 14: Physikalische Größen der verwendeten radioaktiven Quellen im Experiment. Die Quellen 1-4 werden für die Energie- Kanal- Kalibration, die Bestimmung der Energieauflösung und der Effizienz verwendet. Die Quellen 4, 5, 6 werden in den Korrelationsmessungen verwendet. Die Quellen 5 und 6 haben eine zum Aufbau passende Zylindergeometrie. Die anderen Quellen liegen in rechteckigen Formen vor.

D Tabellenwerte zur Energieauflösung

	Energie	Wert für PM1	Wert für PM2	ΔE bei PM1	ΔE bei PM2
Na^{22}	511keV	$(509.9 \pm 0.4) keV$	$(512.1 \pm 0.4) keV$	$(34.7 \pm 0.6) keV$	$(47.8 \pm 0.7) keV$
	1274keV	$(1273.7 \pm 0.6) keV$	$(1273.5 \pm 0.7) keV$	$(58.2 \pm 0.7) keV$	$(83.8 \pm 0.8) keV$
Co^{60}	1173keV	$(1173.2 \pm 0.5) keV$	$(1171.7 \pm 0.8) keV$	$(51.9 \pm 0.7) keV$	$(73.9 \pm 0.7) keV$
	1333keV	$(1331.5 \pm 0.6) keV$	$(1332.1 \pm 0.9) keV$	$(57.6 \pm 0.7) keV$	$(84.4 \pm 0.8) keV$
Cs^{137}	662keV	$(662.0 \pm 0.4) keV$	$(662.5 \pm 0.5) keV$	$(40.2 \pm 0.6) keV$	$(56.7 \pm 0.6) keV$
Eu^{152}	1408keV	$(1409.2 \pm 0.6) keV$	$(1409.3 \pm 0.9) keV$	$(61.7 \pm 0.7) keV$	$(95.5 \pm 0.7) keV$
	964keV	$(965.1 \pm 0.5) keV$	$(964.1 \pm 1.5) keV$	$(47.9 \pm 0.9) keV$	$(59.5 \pm 0.9) keV$
	779keV	$(780.0 \pm 0.5) keV$	$(780.1 \pm 0.7) keV$	$(40.9 \pm 0.8) keV$	$(59.7 \pm 0.9) keV$
	344keV	$(344.4 \pm 0.4) keV$	$(345.8 \pm 0.4) keV$	$(26.7 \pm 0.6) keV$	$(36.1 \pm 0.7) keV$
	245keV	$(244.9 \pm 0.4) keV$	$(243.7 \pm 0.5) keV$	$(20.8 \pm 0.7) keV$	$(30.0 \pm 0.7) keV$
	122keV	$(121.9 \pm 0.4) keV$	$(120.4 \pm 0.4) keV$	$(11.6 \pm 0.6) keV$	$(18.1 \pm 0.7) keV$

Tabelle 15: Errechnete Werte aus der Energie- Kanal- Kalibrierung für die verschiedenen Photopeaks der verwendeten Präparate. Mit dazugehöriger Energieauflösung für beide PMs.

E Verwendete Größen zur Berechnung der Effizienz

	Energie	I_γ	Zählrate PM1	Zählrate am PM2
Na^{22}	511keV	0.85 ± 0.01	$(390.1 \pm 19.8)s^{-1}$	$(143.5 \pm 12.0)s^{-1}$
	1274keV	1.798 ± 0.001	$(89.9 \pm 9.5)s^{-1}$	$(26.6 \pm 5.2)s^{-1}$
Co^{60}	1173keV	0.9994 ± 0.0001	$(213.7 \pm 14.6)s^{-1}$	$(64.2 \pm 8.0)s^{-1}$
	1333keV	0.9985 ± 0.0001	$(170.8 \pm 13.1)s^{-1}$	$(48.5 \pm 7.0)s^{-1}$
Cs^{137}	662keV	0.999826 ± 0.000001	$(538.7 \pm 23.2)s^{-1}$	$(192.8 \pm 13.9)s^{-1}$
Eu^{152}	1408keV	0.21 ± 0.01	$(67.4 \pm 8.2)s^{-1}$	$(22.2 \pm 4.7)s^{-1}$
	964keV	0.146 ± 0.001	$(90.4 \pm 9.5)s^{-1}$	$(34.7 \pm 5.9)s^{-1}$
	779keV	0.1294 ± 0.0001	$(133.5 \pm 11.6)s^{-1}$	$(73.5 \pm 8.6)s^{-1}$
	344keV	0.265 ± 0.001	$(338.8 \pm 18.4)s^{-1}$	$(154.1 \pm 12.4)s^{-1}$
	245keV	0.07580 ± 0.00001	$(221.0 \pm 14.9)s^{-1}$	$(104.4 \pm 10.2)s^{-1}$
	122keV	0.2858 ± 0.0001	$(440.1 \pm 21.0)s^{-1}$	$(266.5 \pm 16.3)s^{-1}$

	Energie	$\epsilon_{int}(PM1)$	$\epsilon_{int}(PM2)$
Na^{22}	511keV	0.27 ± 0.04	0.15 ± 0.03
	1274keV	0.11 ± 0.02	0.05 ± 0.01
Co^{60}	1173keV	0.12 ± 0.02	0.05 ± 0.02
	1333keV	0.09 ± 0.01	0.04 ± 0.01
Cs^{137}	662keV	0.17 ± 0.03	0.10 ± 0.02
Eu^{152}	1408keV	0.10 ± 0.02	0.06 ± 0.02
	964keV	0.20 ± 0.04	0.12 ± 0.03
	779keV	0.34 ± 0.06	0.298 ± 0.06
	344keV	0.42 ± 0.06	0.30 ± 0.06
	245keV	0.95 ± 0.14	0.70 ± 0.14
	122keV	0.50 ± 0.07	0.47 ± 0.09

Tabelle 16: Verwendete Rechengrößen und Ergebnisse zur für beide PMs

F Messwerte zur Messung der Winkelverteilung bei Co^{60}

Messung A

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)_{exp}$	80 ± 2	84 ± 7	77 ± 7	77 ± 3	72 ± 6
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}}$	1.27 ± 0.06	1.33 ± 0.20	1.22 ± 0.18	1.22 ± 0.10	1.14 ± 0.17
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.167	1.160	1.143	1.117	1.088
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.103	0.170	0.077	0.103	0.052
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	71 ± 2	67 ± 5	71 ± 4	65 ± 3	63 ± 1
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.12 ± 0.07	1.06 ± 0.13	1.12 ± 0.11	1.02 ± 0.09	1.00 ± 0.05
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.059	1.034	1.015	1.004	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.061	0.026	0.105	0.016	0.000

 Tabelle 17: Messwerte zur Messung A. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt dreimal je 5 Minuten. Aus den drei Messungen wurde der Mittelwert $C(\theta)$ gebildet und auf $C(270^\circ)$ normiert. Die Ergebnisse sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Der Fehler wurde fortgepflanzt. Weitere Parameter sind $L = 8.0\text{ cm}$ und $d_1 = 0.5\text{ cm}$.

Messung B

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)$	111 ± 4	109 ± 4	108 ± 7	104 ± 1	104 ± 8
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.16 ± 0.16	1.14 ± 0.15	1.13 ± 0.18	1.09 ± 0.13	1.08 ± 0.19
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.167	1.160	1.143	1.117	1.088
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	-0.007	-0.025	-0.014	-0.030	-0.004
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	101 ± 2	101 ± 6	97 ± 10	96 ± 4	96 ± 7
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.05 ± 0.13	1.05 ± 0.16	1.01 ± 0.23	0.99 ± 0.14	1.00 ± 0.17
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.059	1.034	1.015	1.004	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	-0.007	0.018	-0.001	-0.007	0.000

Tabelle 18: Messwerte zur Messung B. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt dreimal je 5 Minuten. Aus den drei Messungen wurde der Mittelwert $C(\theta)$ gebildet und auf $C(270^\circ)$ normiert. Die Ergebnisse sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Der Fehler wurde fortgepflanzt. Weitere Parameter sind $L = 8.0 \text{ cm}$ und $d_1 = 0.5 \text{ cm}$.

Messung C

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)$	258 ± 6	249 ± 8	270 ± 13	256 ± 11	253 ± 17
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.15 ± 0.07	1.11 ± 0.08	1.20 ± 0.12	1.14 ± 0.10	1.13 ± 0.07
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.167	1.160	1.143	1.117	1.088
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	-0.017	-0.054	0.060	0.024	0.041
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	253 ± 10	233 ± 11	223 ± 3	219 ± 10	225 ± 6
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.13 ± 0.09	1.04 ± 0.10	0.99 ± 0.05	0.98 ± 0.09	1.00 ± 0.06
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.059	1.034	1.015	1.004	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.067	0.044	-0.021	-0.028	0.000

Tabelle 19: Messwerte zur Messung C. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt dreimal je 5 Minuten. Aus den drei Messungen wurde der Mittelwert $C(\theta)$ gebildet und auf $C(270^\circ)$ normiert. Die Ergebnisse sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Der Fehler wurde fortgepflanzt. Weitere Parameter sind $L = 9.5 \text{ cm}$ und $d_1 = 1.0 \text{ cm}$.

Messung D

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)$	640 ± 4	633 ± 14	632 ± 18	648 ± 15	628 ± 22
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.11 ± 0.04	1.09 ± 0.06	1.09 ± 0.07	1.12 ± 0.06	1.09 ± 0.08
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.167	1.160	1.143	1.117	1.088
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	-0.059	-0.070	-0.048	0.004	0.000
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	632 ± 3	603 ± 13	601 ± 21	576 ± 16	578 ± 12
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.10 ± 0.04	1.05 ± 0.05	1.04 ± 0.07	1.00 ± 0.06	1.00 ± 0.05
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.059	1.034	1.015	1.004	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.036	0.011	0.025	-0.007	0.000

Tabelle 20: Messwerte zur Messung D. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt dreimal je 10 Minuten. Aus den drei Messungen wurde der Mittelwert $C(\theta)$ gebildet und auf $C(270^\circ)$ normiert. Die Ergebnisse sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Der Fehler wurde fortgepflanzt. Weitere Parameter sind $L = 9.5 \text{ cm}$ und $d_1 = 1.0 \text{ cm}$.

Messung TAC

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)$	491 ± 9	482 ± 7	449 ± 10	455 ± 7	456 ± 25
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.21 ± 0.03	1.18 ± 0.02	1.10 ± 0.03	1.12 ± 0.03	1.12 ± 0.06
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.167	1.160	1.143	1.117	1.088
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.030	0.026	-0.019	0.001	-0.009
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	409 ± 6	415 ± 6	429 ± 11	415 ± 8	407 ± 6
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)}$	1.00 ± 0.02	1.02 ± 0.02	1.06 ± 0.03	1.02 ± 0.02	1.00 ± 0.02
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.059	1.034	1.015	1.004	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	-0.008	-0.008	0.040	0.006	0.000

Tabelle 21: Messwerte zur Messung des TAC. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt einmal je 30 Minuten. Die Zählrate $C(\theta)$ wurde gebildet, indem über die angepasste Gaußkurve im Spektrum integriert wurde. Das Ergebnis wird auf $C(270^\circ)$ normiert. Der Fehler aus der Gaußanpassung und der Integration wurde fortgepflanzt. Die Ergebnisse sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Weitere Parameter sind $L = 8.0 \text{ cm}$ und $d_1 = 0.5 \text{ cm}$.

G Messwerte zur Messung der Winkelverteilung bei E_u^{152}

Messung zum Übergang mit Paritätswechsel

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)$	12±1	13 ± 2	11 ± 2	12 ± 1	9 ± 1
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}}$	1.86 ± 0.21	1.91 ± 0.27	1.71 ± 0.24	1.76 ± 0.10	1.41 ± 0.21
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.429	1.416	1.378	1.321	1.251
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.435	0.493	0.334	0.436	0.158
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	10 ± 1	8 ± 1	7 ± 1	4 ± 1	6 ± 1
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}}$	1.61 ± 0.20	1.26 ± 0.19	1.15 ± 0.20	0.65 ± 0.18	1.00 ± 0.06
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.177	1.107	1.050	1.013	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.429	0.150	0.101	-0.361	0.000

Tabelle 22: Messwerte zur Messung des Übergangs mit Paritätswechsel. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt dreimal je 60 Minuten. Aus den drei Messungen wurde der Mittelwert $C(\theta)$ gebildet und auf $C(270^\circ)$ normiert. Die Messwerte sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Der Fehler wurde fortgepflanzt. Weitere Parameter sind $L = 8.0\text{ cm}$ und $d_1 = 0.5\text{ cm}$.

Messung zum Übergang ohne Paritätswechsel

	180°	190°	200°	210°	220°
$C(\theta)$	15±1	15 ± 2	13 ± 2	12 ± 1	11 ± 1
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}}$	1.41 ± 0.11	1.40 ± 0.14	1.36 ± 0.14	1.33 ± 0.11	1.16 ± 0.11
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	1.077	1.039	0.941	0.827	0.747
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.323	0.361	0.425	0.506	0.419
	230°	240°	250°	260°	270°
$C(\theta)$	8 ± 1	4 ± 1	5 ± 1	9 ± 1	10 ± 1
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}}$	0.73 ± 0.11	0.33 ± 0.11	0.46 ± 0.11	0.83 ± 0.11	1.00 ± 0.11
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	0.733	0.788	0.882	0.966	1.000
$\frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{exp}} - \frac{C(\theta)}{C(270^\circ)_{theo}}$	-0.032	-0.455	-0.416	0.133	0.000

Tabelle 23: Messwerte zur Messung des Übergangs ohne Paritätswechsel. Gemessen wurden die Ereignisse pro Messpunkt einmal je 60 Minuten. Der Messpunkt bei 180° wurde dreimal vermessen. Aus den drei Messungen wurde der Mittelwert $C(\theta)$ gebildet und auf $C(270^\circ)$ normiert. Dieser Fehler wurde auf alle anderen Messwerte übernommen. Die Messwerte sind hier stärker gerundet, als in der Rechnung. Der Fehler wurde fortgepflanzt. Weitere Parameter sind $L = 8.0\text{ cm}$ und $d_1 = 0.5\text{ cm}$.

H Anleitung für das Fortgeschrittenen Praktikum