

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Felix Friedl
aus Freiburg im Breisgau

2008

Einfluss der Detektorfunktion auf die Messung des schwachen Magnetismus im Neutronzerfall

**Die Diplomarbeit wurde von Felix Friedl ausgeführt am
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Hartmut Abele**

Einfluss der Detektorfunktion auf die Messung des schwachen Magnetismus im Neutronzerfall:

Ziel der Messung mit dem Spektrometer PERKEO III ist die Bestimmung des schwachen Magnetismus Formfaktors f_2 im Zerfall freier, polarisierter Neutronen. Dieser äußert sich in einer kleinen zusätzlichen Energieabhängigkeit der paritätsverletzenden Elektronenasymmetrie. Die Hypothese der Vektorstromerhaltung (CVC) liefert eine Vorhersage für den schwachen Magnetismus Formfaktor.

In dieser Arbeit werden die Durchführungen der Messungen mit PERKEO III am Institut Laue-Langevin, Grenoble, beschrieben. Die wichtigsten systematischen Unsicherheiten stellen die Detektorfunktion und der Untergrund dar. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit eine eingehende Analyse des Detektors durchgeführt und die durch den Detektor entstehenden systematischen Effekte untersucht. Die gemessene Ortsabhängigkeit des Detektors wurde ermittelt und konnte durch ein Rekalibrationsverfahren verbessert werden. Der Einfluss auf die Form der Elektronspektren wurde berechnet und in das Analyseprogramm implementiert.

Influence of the detector function on the measurement of the weak magnetism in neutron decay:

The aim of the experiment with the spectrometer PERKEO III is the determination of the weak magnetism formfactor f_2 in the decay of free, polarized neutrons. This factor manifests itself in a small additional energy dependence of the parity violating electron-asymmetry. The Conserved-Vector-Current (CVC) hypothesis predicts a value for the weak magnetism formfaktor.

In this thesis the measurements with PERKEO III at the institute Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, are described. The systematic uncertainties are caused by the detector function and the background. Therefore, this thesis will provide a detailed analysis of the detector and the systematic effects that evolve due to it. The measured local dependency of the detector was determined and could be improved using a recalibration procedure. The effect of the form of the electron spectra was calculated and implemented in the analysis program.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Der Neutronzerfall	3
2.2	Messgrößen des Neutronzerfalls	6
2.3	Experimentelle Bestimmung des schwachen Magnetismus	7
3	Messungen mit dem Spektrometer PERKEO III	11
3.1	Der Experimentierplatz PF1b	11
3.2	Überblick PERKEO III	12
3.2.1	Detektionsprinzip	14
3.2.2	Detektoreichung	17
3.3	Kalibration der Photomultiplier	21
3.4	Messung des Strahlprofils	23
3.4.1	Experimentelle Vorgehensweise	23
3.4.2	Projektion der Strahlprofile	24
4	Detektoranalyse	27
4.1	Ortsabhängigkeit des Detektors	27
4.2	Rekalibration der Photomultiplier	30
4.3	Limitierende Faktoren der Energieauflösung	35
4.3.1	Verbreiterung durch Elektronenradien	35
4.3.2	Poissonstatistik der Photomultiplier	40
4.3.3	Elektronisches Rauschen	42
4.4	Beschreibung der theoretischen Eichspektren	44
4.5	Systematische Tests	47
4.5.1	Test des Fitprogramms	47
4.5.2	Ermittlung der Schwächungslänge des Szintillators	48
4.6	Die Triggerfunktion	51
4.6.1	Messung der Triggerfunktion	51
4.6.2	Theoretische Beschreibung der Triggerfunktion	53
4.7	Die Energie-Kanal-Beziehung	56
4.7.1	Iteratives Verfahren	57
4.7.2	Simultanfits	58
4.8	Zeitlicher Drift des Detektors	60
5	Zusammenfassung	63
A	Strahlprofile	65

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik liefert eine grundlegende Beschreibung der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen. Drei der uns bekannten elementaren Wechselwirkungen sind in ihrer Struktur sehr ähnlich. Aus der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung konnte die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung aufgestellt werden. Das elektroschwache Modell beschreibt die Wechselwirkung der elementaren Fermionen durch den Austausch der Vektorbosonen W^+ , W^- , Z^0 und γ . Dieses Modell bildet zusammen mit der starken Wechselwirkung, die durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird, das Standardmodell der Teilchenphysik.

Bisherige Experimente zeigen eine gute quantitative Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Jedoch bleiben viele Fragen, wie der Ursprung der drei Teilchengenerationen, die Entstehung der Massen oder die Vereinheitlichung mit der Gravitation, unbeantwortet. Es gibt eine große Zahl freier Parameter, die sich nicht aus dem Standardmodell ergeben, sondern experimentell ermittelt werden müssen. Aus diesen Gründen wird davon ausgegangen, dass das heutige Standardmodell der Teilchenphysik nicht der endgültigen Theorie entspricht, und man testet das Standardmodell, um es zu bestätigen oder nach „Physik jenseits des Standardmodells“ zu suchen. Mit dem Spektrometer PERKEO III werden Präzisionsmessungen des Neutronzerfalls durchgeführt, die Tests des Standardmodells ermöglichen.

Das Neutron wird als Bindungszustand von Konstituenten, den Quarks, aufgefasst. Beim Zerfall des Neutrons, bei dem ein down-Quark in ein up-Quark umgewandelt wird, sind alle Teilchen der ersten Generation beteiligt. Durch die Untersuchung des Neutronzerfalls ist die Bestimmung der Stärke dieses Quark-Übergangs möglich, der sich aus einem so genannten Vektor- und Axialvektoranteil zusammensetzt. Aufgrund der Struktur des Neutrons gibt es einen schwachen Magnetismus Formfaktor, der einen Beitrag zum Vektoranteil darstellt. Das Standardmodell der Teilchenphysik liefert eine Vorhersage für den schwachen Magnetismus. Ziel der Messung mit PERKEO III ist eine erste experimentelle Bestimmung des schwachen Magnetismus aus dem Neutronenzerfall, was somit einen Test des Standardmodells darstellt. Dieser Test untersucht die Struktur des Standardmodells und ist ein Beispiel für ein Präzisionsexperiment bei niederen Energien.

Mit dem Spektrometer PERKEO III wird der Zerfall freier, polarisierter Neutronen untersucht. PERKEO III misst die Anisotropie in der Emissionsrichtung der Elektronen, die so genannte Elektronasymmetrie A . Der große Vorteil zum Vorgängerexperiment PERKEO II ist eine um den Faktor 100 höhere Zählrate. Durch die hohe Statistik, die

somit erreicht wird, werden neue Größen, wie der schwache Magnetismus, experimentell zugänglich. Um neben einer hohen Statistik auch eine gute Systematik zu erzielen, sind kalte Neutronen¹ besonders geeignet. Diese lassen sich gut polarisieren, und sie sind langsam genug, um eine hohe Zerfallsrate innerhalb von PERKEO III zu erreichen.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird auf die Theorie des Neutronzerfalls und den Zusammenhang des schwachen Magnetismus mit Messgrößen des Neutronzerfalls eingegangen. Die ersten Messungen mit PERKEO III wurden von Oktober 2006 bis April 2007 am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) durchgeführt, das derzeit die weltweit stärkste kalte Neutronenquelle betreibt. Das Spektrometer PERKEO III, die Kalibration der Photomultiplier und die Vermessung des Strahlprofils werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Den schwachen Magnetismus erhält man experimentell aus der Energieabhängigkeit der Elektronasymmetrie A . Wie sich in Kapitel 2.3 zeigen wird, bedeutet der schwache Magnetismus etwa eine 2% Korrektur auf die Steigung von A . Die Messung dieses Effekts erfordert eine äußerst genaue Kenntnis des Detektors, welcher im Rahmen dieser Diplomarbeit untersucht wurde. Die Analyse des Detektors ist in Kapitel 4 beschrieben.

Bei der Auswertung der Daten zeigte sich, dass die Ortsabhängigkeit des Detektors stärker als erwartet ausfiel (siehe Kapitel 4.1). Die dadurch entstehenden Effekte auf die Spektren der Eichpräparate wurden berechnet und in das Datenanalyseprogramm implementiert. Durch ein Rekalibrationsverfahren konnte die Ortsabhängigkeit des Detektors minimiert werden. In Kapitel 4.5 wird durch systematische Tests die Richtigkeit der in Kapitel 4.3.1 berechneten Effekte gezeigt. Zur Beschreibung der Spektren im niederenergetischen Bereich ist die Kenntnis der in Kapitel 4.6 beschriebenen Triggerfunktion nötig. Um den Verlauf dieser zu beschreiben, wurde ein Modell entwickelt.

Durch die Kenntnis der systematischen Effekte des Detektors ist die Ermittlung der Energie-Kanal-Beziehung des Detektors möglich. In Kapitel 4.7 wird diese anhand von zwei Verfahren ermittelt. Durch Abschätzung der systematischen Unsicherheiten des Detektors wird angegeben, mit welcher Präzision die Energie-Kanal-Beziehung bestimmt werden kann.

In Kapitel 5 wird beschrieben, wie die Bestimmung des schwachen Magnetismus κ durch die Genauigkeit der Energie-Kanal-Beziehung limitiert wird.

¹Neutronen mit einer kinetischen Energie zwischen $0.5 \mu\text{eV}$ und 25meV bezeichnet man als kalte Neutronen.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Der Neutronzerfall

Mit PERKEO III wird der Zerfall freier, polarisierter Neutronen untersucht. Freie Neutronen haben eine endliche Lebensdauer von etwa 886 s und zerfallen danach in ein Proton, ein Neutron und ein Antielektronneutrino:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (2.1)$$

Dies ist ein semileptonischer Prozess der schwachen Wechselwirkung, bei dem nur Leptonen und Quarks der ersten Generation beteiligt sind. Beim Zerfall des Neutrons wird eine Energie von etwa 782 keV frei, die der Massendifferenz der beiden Nukleonen abzüglich der Elektronenmasse entspricht und sich als kinetische Energie auf die drei Zerfallsprodukte aufteilt. Das Feynman-Diagramm des Neutronzerfalls ist in Abb. 2.1 zu sehen. Dabei

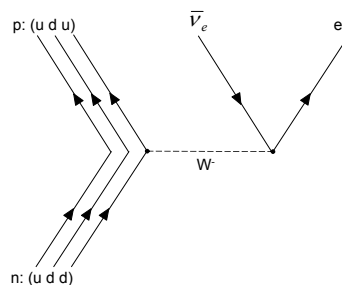


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm des β^- -Zerfalls des Neutrons auf Quarkebene.

ändert ein down-Quark des Neutrons sein Flavour und wird in ein up-Quark umgewandelt. Die zwei anderen Quarks sind nicht am Zerfall beteiligt und werden als Zuschauerquarks bezeichnet. Die Wechselwirkung wird durch ein W^- Boson mit einer Masse von etwa 80 GeV vermittelt. Aus der Unschärferelation folgt somit eine extrem kurze Lebensdauer des W^- Bosons von etwa 10^{-26} s. Das W^- Boson zerfällt in ein Elektron und ein Antielektronneutrino.

Um Information über den Zerfall des Neutrons zu erhalten, wird die differentielle Wahrscheinlichkeit $d\omega$ für einen Zerfall des Neutrons betrachtet, bei dem das Elektron eine

kinetische Energie¹ E erhält. Nach Fermis Zweiter Goldener Regel folgt:

$$d\omega(E) = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}_{fi}|^2 F(E) dE, \quad (2.2)$$

wobei \mathcal{M}_{fi} das Übergangsmatrixelement und $d\phi(E)$ der Phasenraumfaktor ist. Der Phasenraumfaktor gibt an, wieviele mögliche Zustände sich im Intervall $[E, E + dE]$ befinden. Es gilt

$$F(E) \propto E_e \cdot p_e \cdot (E_0 - E)^2, \quad (2.3)$$

wobei E_e für die Gesamtenergie des Elektrons steht. Der Phasenraumfaktor $F(E)$ ist in Abb. 2.2 zu sehen.

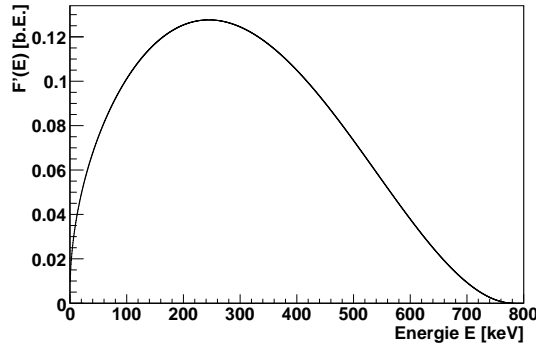


Abbildung 2.2: Der Phasenraumfaktor des Elektrons mit einer Maximalenergie von 782 keV.

Das Matrixelement besteht bei einer paritätsverletzenden Wechselwirkung aus einem Vektor- und einem Axialvektoranteil, deren Stärken durch die Koeffizienten c_V bzw. c_A ausgedrückt werden. Ist der Betrag beider Anteile gleich groß, so spricht man von maximaler Paritätsverletzung. Für die Wechselwirkung der W Bosonen wurde experimentell $c_V = -c_A$ gefunden. Demnach ist in der schwachen Wechselwirkung die Parität maximal verletzt und der Prozess wird durch die so genannte $V - A$ -Theorie beschrieben. Durch die kombinierte Anwendung des Vektor- und des Axialvektoranteils ergibt sich der Chiralitätsoperator

$$\frac{1 - \gamma^5}{2} \psi = \psi_L, \quad (2.4)$$

der einen Zustand auf seine linkshändige Komponente projiziert. Dies drückt die reine Wechselwirkung des W Bosons mit linkshändigen Fermionen und rechtshändigen Antifermionen aus, was die Paritätsverletzung zur Folge hat.

Um das Übergangsmatrixelement \mathcal{M}_{fi} des Neutronzerfalls zu berechnen, wird der Zerfall zunächst als elementare Quarkreaktion betrachtet. Berücksichtigt man die Mischung der Quarks zwischen Quarkeigenzustand und Flavoureigenzustand, die durch die CKM-Matrix² ausgedrückt wird, so erhält man für das Übergangsmatrixelement:

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g_s^2}{8} V_{ud} \cdot \langle u | \gamma^\mu (1 - \gamma_5) | d \rangle \cdot \frac{1}{q^2 + m_W^2} \cdot \langle e | \gamma_\nu (1 - \gamma_5) | \bar{\nu}_e \rangle, \quad (2.5)$$

¹In dieser Arbeit wird die kinetische Energie des Elektrons durchgehend mit E bezeichnet.

²Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

mit der schwachen Kopplungskonstanten g_s und dem Element V_{ud} der CKM-Matrix. Im Propagatorterm steht q für den Impulsübertrag zwischen Hadron und Leptonen und m_W^2 für die Masse des W -Bosons. Am Matrixelement in Gleichung (2.5) ist die $V - A$ -Struktur des schwachen Prozesses zu erkennen: Der Vektoranteil mit γ^ν hat den gleichen Betrag, aber das umgekehrte Vorzeichen wie der Axialvektoranteil mit $-\gamma^\mu\gamma^5$.

Im Neutronzerfall ist der Impulsübertrag q klein im Vergleich zur Masse des W Bosons. Somit kann die Wechselwirkung durch eine Punktwechselwirkung beschrieben werden und q ist im Propagatorterm zu vernachlässigen. Die „Schwäche“ der schwachen Wechselwirkung im Vergleich zur elektromagnetischen Wechselwirkung ist durch die hohe Masse des Austauschbosons zu erklären, die in den Propagatorterm eingeht. Die Kopplungskonstante g_s der schwachen Wechselwirkung ist von der gleichen Größenordnung wie die der elektromagnetischen Wechselwirkung. Das Matrixelement reduziert sich somit zu:

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \cdot J_\mu^h J_\mu^l . \quad (2.6)$$

Durch den Vergleich mit Gl. (2.5) ergibt sich für die Fermikonstante G_F :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_s^2}{8 m_W^2} . \quad (2.7)$$

J_μ^h und J_μ^l sind die hadronischen- bzw. leptonischen Ströme, die sich aus einem Vektor- und Axialvektoranteil zusammensetzen:

$$J_\mu^h = \langle u | \gamma^\mu (1 - \gamma_5) | d \rangle = V_\mu^h - A_\mu^h . \quad (2.8)$$

Unter Berücksichtigung der hadronischen Struktur des Neutrons schreibt sich der Vektor- und Axialvektoranteil des hadronischen schwachen Stroms:

$$\begin{aligned} V_\mu^h &= \left\langle n \left| f_1(q^2) \gamma_\mu - \frac{i f_2(q^2)}{m_n + m_p} \sigma_{\mu\nu} q^\mu + \frac{f_3(q^2)}{m_n + m_p} q^\nu \right| d \right\rangle , \\ A_\mu^h &= \left\langle n \left| -g_1(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 - \frac{i g_2(q^2)}{m_n + m_p} \sigma_{\mu\nu} q^\mu \gamma_5 - \frac{g_3}{m_n + m_p} q^\nu \gamma_5 \right| d \right\rangle , \end{aligned} \quad (2.9)$$

mit den Formfaktoren $f_1, f_2, f_3, g_1, g_2, g_3$, die als Vektor-, schwacher Magnetismus-, induzierte Skalar-, Axialvektor-, induzierte Tensor- und induzierte Pseudoskalarkopplungskonstante bezeichnet werden. Zur Bezeichnung der Formfaktoren sind viele Konventionen üblich. In Gl. (2.9) wurde die Konvention aus [DGH92] verwendet. Im Rahmen des Standardmodells verschwinden die Formfaktoren f_3 und g_2 . g_3 ist im Neutronzerfall zu vernachlässigen. Im Limit $q^2 \rightarrow 0$ gilt $f_1(0) = g_A$ und $g_1(0) \rightarrow g_V$. Im Konstituentenquarkmodell gilt für die Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten g_A und g_V :

$$\begin{aligned} g_V &= G_F \cdot \cos(\Theta_C) c_V , \\ g_A &\approx G_F \cdot \cos(\Theta_C) \frac{5}{3} c_A , \end{aligned} \quad (2.10)$$

wobei Θ_C für den Cabibbo-Winkel steht [PRSZ06].

Da für das Neutron keine Korrekturen durch eine Kernstruktur nötig sind, lässt sich der schwache Magnetismusformfaktor f_2 durch den Neutronzerfall bestimmen.

Aus der CVC-Hypothese (conserved vector current) ergibt sich eine Beziehung zwischen dem schwachen Magnetismus Formfaktor f_2 und den magnetischen Momenten des Protons und des Neutrons [CSW03]:

$$\kappa = \frac{m_n}{m_p} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{2} = 1.855 . \quad (2.11)$$

κ wird im Folgenden als schwacher Magnetismus bezeichnet. Ziel der ersten Messung mit PERKEO III ist es, den schwachen Magnetismus κ zu messen. Diese Größe war bisher aus statistischen Gründen nicht zugänglich.

2.2 Messgrößen des Neutronzerfalls

Messgrößen des Neutronzerfalls sind die Neutronenlebensdauer τ als auch der Spin und die Impulse der auslaufenden Teilchen.

Nach [JTW57] erhält man für die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit $d\omega(E)$ polarisierter Neutronen mit Neutronenspin $\langle \vec{\sigma}_N \rangle$:

$$d\omega \propto F(E) \cdot \left(1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu}{E E_\nu} + b \frac{m_e}{E} + \langle \vec{\sigma}_N \rangle \left(A \frac{\mathbf{p}_e}{E} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E E_\nu} \right) \right), \quad (2.12)$$

wobei \mathbf{p}_e und \mathbf{p}_ν die Impulse des Elektrons und des Neutrinos, E und E_ν ihre Energien, und m_e die Elektronmasse bezeichnen. $F(E)$ steht Phasenraumfaktor aus Gl. (2.3).

In Gl. (2.12) erscheinen die fünf Koeffizienten a, b, A, B, D , die als die Korrelationskoeffizienten bezeichnet werden. a drückt die Korrelation zwischen Elektronimpuls und Neutrinoimpuls aus. A ist der Korrelationskoeffizient zwischen Neutronenpolarisation $\langle \vec{\sigma}_N \rangle$ und dem Impuls des auslaufenden Elektrons, und wird im Folgenden als β -Asymmetrie bezeichnet. In Gl. (2.12) ist A ein Wichtungsfaktor für das Skalarprodukt aus Neutronenpolarisation $\langle \vec{\sigma}_N \rangle$ und Elektronimpuls \mathbf{p}_e . Ein $A < 0$ hat somit zur Folge, dass die Wahrscheinlichkeit für Elektronimpulse \mathbf{p}_e entgegen der Spinrichtung des Neutrons höher als in Spinrichtung ist. B ist der Korrelationskoeffizient zwischen dem Impuls des auslaufenden Neutrinos und dem Neutronenpolarisation, und wird als Neutrinoasymmetrie bezeichnet. Der Tripel-Koeffizient D drückt die Korrelation zwischen Elektronimpuls, Neutrinoimpuls und Neutronenpolarisation aus. b steht für den Fierz-Interferenzterm, welcher im Standardmodell verschwindet. Der Protonimpuls erscheint nicht in Gl. (2.12), ist jedoch kinematisch mit Elektronimpuls und Neutrinoimpuls korreliert. C ist der Korrelationskoeffizient zwischen Protonimpuls und Neutronenpolarisation.

In der $V - A$ -Theorie sind diese Korrelationskoeffizienten im Limes für kleine Impulsüberträge ($q^2 \rightarrow 0$) als Funktionen von $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$ gegeben:

$$a = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad A = -2 \frac{|\lambda|^2 + \Re(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad B = 2 \frac{|\lambda|^2 - \Re(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad D = 2 \frac{\Im(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}. \quad (2.13)$$

Folglich lässt sich aus einer Bestimmung der Korrelationkoeffizienten auf das Verhältnis der axialen- zur vektorialen Kopplungskonstanten $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$ schließen.

Die Korrelationskoeffizienten A und B sind paritätsverletzend, ein Trippelkoeffizient $D \neq 0$ verletzt die Zeitumkehrinvarianz. Die aktuellen Weltmittelwerte aus [Gro06] und [Sch07] der Korrelationskoeffizienten sind in der folgenden Tabelle gezeigt:

A	B	C	D	a
-0.1173(13)	0.981(4)	-0.238(11)	-0.0004(6)	-0.103(4)

Präzisionsmessungen von A, B und C konnten mit PERKEO I und PERKEO II, den Vorgängerexperimenten von PERKEO III, durchgeführt werden.

Die Elektronenasymmetrie kann mit PERKEO III so präzise gemessen werden, dass Gl. (2.13) nicht mehr ausreicht und die in Gl. (2.9) aufgeführten induzierten Kopplungen berücksichtigt werden müssen. Berücksichtigt man den Protonen-Rückstoß, den schwachen Magnetismus und die $g_A g_V$ Interferenzen, so erhält man nach [Wil82]³ einen leicht modifizierten Ausdruck für A , der eine geringe Energieabhängigkeit aufweist:

$$A(E) = A_0 \left(1 + A_{\mu M} \left(A_1 \frac{E_0 + m_e}{m_e} + A_2 \frac{E + m_e}{m_e} + A_3 \frac{m_e}{E + m_e} \right) \right). \quad (2.14)$$

A_0 steht dabei für die nicht energieabhängige β -Asymmetrie A aus Gl. (2.13). Die Faktoren $A_{\mu M}, A_1, A_2$ und A_3 sind gegeben durch

$$\begin{aligned} A_{\mu M} &= \frac{-\lambda + 2\kappa + 1}{-\lambda(1 + \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \cdot \frac{m_e}{m_p}, \\ A_1 &= \lambda^2 - \frac{2}{3}\lambda - \frac{1}{3}, \\ A_2 &= \lambda^3 - 3\lambda^2 + \frac{5}{3}\lambda + \frac{1}{3}, \\ A_3 &= 2\lambda^2(1 + \lambda). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die Koeffizienten $A_{\mu M} = -1.63 \cdot 10^{-3}$, $A_1 = 2.12$, $A_2 = -8.66$ und $A_3 = -0.869$ sind von λ und $\kappa = \frac{f_2}{f_1}$ abhängig und wurden hier für den Weltmittelwert von $\lambda = -1.2695 \pm 0.0029$ [Gro06] und der Vorhersage für κ (Gl. (2.11)) berechnet.

2.3 Experimentelle Bestimmung des schwachen Magnetismus

Im Instrument PERKEO III zerfallen polarisierte Neutronen. Die Neutronenpolarisation definiert zwei Halbräume: ein Halbraum in und einen entgegen der Polarisationsrichtung (siehe Abb. 2.3). Mit PERKEO III werden die aus dem β -Zerfall stammenden Elektronen energieaufgelöst detektiert. Durch das in Kapitel 3.2 vorgestellte Design mit zwei Detektoren kann jedes Ereignis einem Halbraum zugeordnet werden. Die Spektren mit Elektronimpuls in bzw. entgegen der Richtung des Neutronenspins werden mit N^\uparrow bzw. mit N^\downarrow bezeichnet. Nach [Wil82] ist die Winkelverteilung der Elektronen durch

$$w(\Theta) = 1 + \beta A \cos \Theta \quad (2.16)$$

³In [Wil82] wird eine andere Konvention für λ wie in (2.14) verwendet.

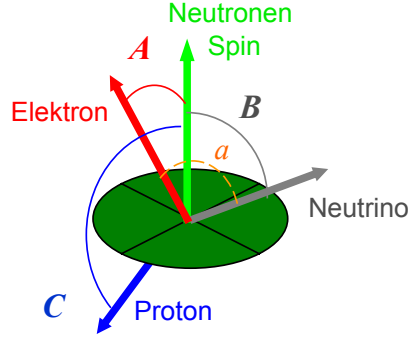


Abbildung 2.3: Skizze der Ebene, die durch die Neutronenpolarisation definiert wird. Die Emissionsrichtungen der drei Zerfallsprodukte und der Neutronenspin sind mit Pfeilen markiert.

gegeben, wobei Θ den Winkel zwischen Elektronimpuls und Neutronenspin bezeichnet. Da bei PERKEO III integral über einen Halbraum gemessen wird, folgt für das Elektronspektrum N^\uparrow bzw. N^\downarrow :

$$N^{\uparrow,\downarrow}(E) \propto F(E) \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} w(\Theta) \sin \Theta d\Theta = F(E) \left(1 \pm \frac{1}{2} \beta A \right). \quad (2.17)$$

Dies führt zur experimentellen Asymmetrie

$$A_{exp}(E) = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow}. \quad (2.18)$$

Durch Gl. (2.17) ergibt sich die Beziehung zwischen der Elektronasymmetrie A und der experimentellen Asymmetrie

$$A_{exp}(E) = \frac{1}{2} \beta A. \quad (2.19)$$

Gl. (2.19) ist nur dann gültig, wenn die Zerfallsneutronen einen Polarisationsgrad von 100 % besitzen. Für einen beliebigen Polarisationsgrad P der Neutronen ergibt sich für die Differenz $N^\uparrow - N^\downarrow$ ein niedrigerer Wert von

$$N_{diff}(E) = N^\uparrow - N^\downarrow \propto P \cdot F(E) \beta A. \quad (2.20)$$

Somit modifiziert sich Gl. 2.19 für einen Polarisationsgrad P und eine Spinflieffizienz f zu

$$A_{exp}(E) = P \cdot f \cdot \frac{1}{2} \beta A. \quad (2.21)$$

Um eine präzise Aussage über die Elektronasymmetrie A treffen zu können, muss somit der Polarisationsgrad P und die Spinflieffizienz f genau bekannt sein. Für die Bestimmung des schwachen Magnetismus κ ist dies jedoch nicht nötig.

Der schwache Magnetismus κ lässt sich aus der experimentellen Asymmetrie A_{exp} oder der Differenzmessung N_{diff} bestimmen. Durch einen Fit wird A (2.14) über Gl. (2.21) an die experimentelle Asymmetrie A_{exp} bzw. über Gl. (2.20) an die Differenzmessung N_{diff} angepasst. Dafür wird eine hohe Statistik benötigt, da κ eine geringe Korrektur auf die Steigung der Elektronasymmetrie bewirkt.

Mit der Standardmodell-Voraussage für κ und dem Weltmittelwert für λ ergibt sich für die Koeffizienten $A_{\mu M}$ und A_2 in Gl. (2.14)

$$a_{wm}(\lambda, \kappa) = A_{\mu M}(\lambda, \kappa) \cdot A_2(\lambda) = 1.4 \cdot 10^{-2}. \quad (2.22)$$

Somit folgt für die Elektronasymmetrie aus Gl. (2.14)

$$A(E) = A_0 \cdot \left(1 + 1.4 \cdot 10^{-2} \frac{E}{m_e} + \text{const.} \right). \quad (2.23)$$

Hiermit wird deutlich, dass der schwache Magnetismus etwa eine 2 %-ige Korrektur auf die Steigung von A für die Maximalenergie des Spektrums bedeutet. Die Asymmetrie selbst ist etwa ein 12 %-iger Effekt, wodurch sich ein zu messender Effekt in der Größenordnung von 10^{-3} ergibt.

Der Vorteil der Bestimmung von κ über die experimentelle Asymmetrie A_{exp} ist, dass A_{exp} nicht den Phasenraumfaktor $F(E)$ enthält und somit selbst keine starke Energieabhängigkeit aufweist. Ein wichtiger systematischer Effekt dieser Methode ist der Untergrund, der durch seine Energieabhängigkeit die gemessene Abhängigkeit verändern kann. N_{diff} ist in guter Näherung frei von Untergrund, weist jedoch selbst eine starke Energieabhängigkeit auf, da N_{diff} den Phasenraumfaktor $F(E)$ enthält. Um einen verlässlichen Wert für den schwachen Magnetismus aus der Differenzmessung N_{diff} zu erhalten, müsste die Steigung der Energie-Kanal-Beziehung auf 1 ‰ bekannt sein. Dieser Wert folgt aus einer Analyse in [Bae96].

Kapitel 3

Messungen mit dem Spektrometer PERKEO III

In diesem Kapitel werden die Messungen am Institut Laue-Langevin (ILL) vorgestellt, die in der Zeit von Oktober 2006 bis April 2007 stattfanden. Das ILL ist ein internationales Forschungszentrum in Grenoble (Frankreich), das die weltweit stärkste kontinuierliche Neutronenquelle mit einer Leistung von 58 MW und einem Neutronenfluss von etwa $1.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betreibt. Der Experimentierplatz PF1b bietet mit einem hohen Fluss an kalten Neutronen die optimalen Voraussetzungen für die Messungen mit PERKEO III. Abb. 3.1 gibt einen Eindruck der Installation von PERKEO.

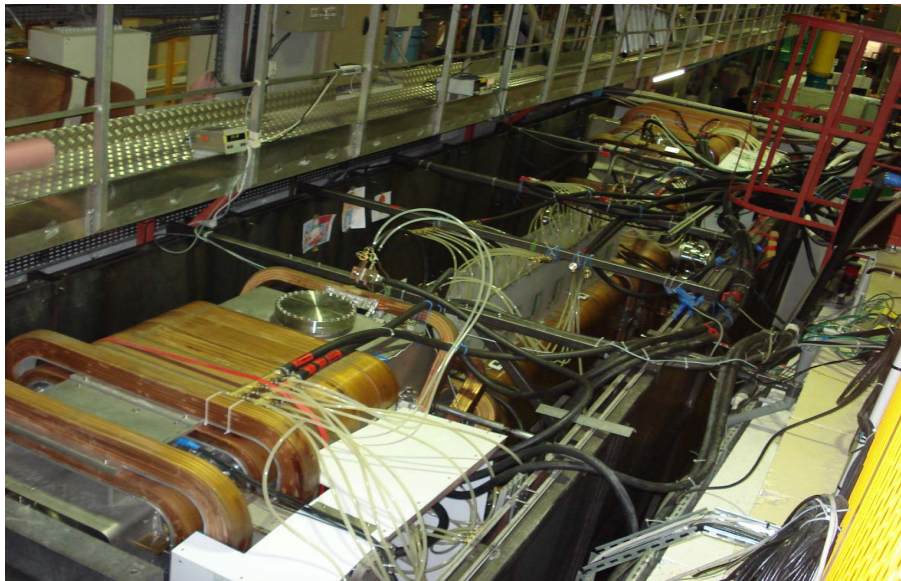


Abbildung 3.1: Installation von PERKEO III am Experimentierplatz PF1b. Im Vordergrund ist Detektor 1 zu sehen. Unterhalb dieses Detektors tritt der Neutronenstrahl in das Spektrometer ein.

3.1 Der Experimentierplatz PF1b

Die Neutronen, die im Reaktor durch den Zerfall von angereichertem ^{235}U entstehen, haben zunächst eine hohe Energie im Bereich von einigen MeV. Durch die Wechselwirkung

mit dem Kühlwasser, welches das Brennelement umgibt, werden die Elektronen moderiert und erreichen eine thermische Energie von etwa 25 meV. Um kalte Neutronen zu erhalten, werden einige der thermischen Neutronen mithilfe der „kalten Quelle“, bestehend aus flüssigem Deuterium, bei einer Temperatur von etwa 25 K moderiert. Die auf diese Weise entstandenen kalten Neutronen haben eine Temperatur von typischerweise 40 K und bewegen sich mit 800 ms^{-1} , was einer Wellenlänge von etwa 0.5 nm entspricht.

Der ballistische Supermirror-Leiter H113 [Abe06], an dessen Wänden die Neutronen unterhalb eines kritischen Winkels Totalreflexion erfahren, führt die kalten Neutronen zum Experimentierplatz PF1b. Dieser befindet sich in etwa 80 m Entfernung von der kalten Quelle und bietet mit einer freien Fläche von etwa $10 \times 3 \text{ m}^2$ ausreichend Platz für das Instrument PERKEO III. Der Neutronenleiter H113 hat einen rechteckigen Querschnitt von $6 \times 20 \text{ cm}^2$ und liefert eine Capture-Flussdichte von $\phi_c = 2.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Diese ergibt sich durch Integration der Teilchenflussdichte über die Geschwindigkeit v mit einer Wichtung v^{-1} :

$$\phi_C = \int_0^{\infty} \frac{\partial \phi(v)}{\partial v} \cdot \frac{v_0}{v} dv, \quad (3.1)$$

wobei $v_0 = 2200 \text{ ms}^{-1}$ für die häufigste Geschwindigkeit des Maxwell-verteilten Spektrums thermischer Neutronen (300 K) steht. Die Capture-Flussdichte ist experimentell zugänglich über Aktivierungsmessungen mit Neutronen. Da Einfangquerschnitte für kalte Neutronen proportional zu v^{-1} sind, wird die Wichtung mit v^{-1} vorgenommen. Die Capture-Flussdichte ist für Zerfallsexperimente relevant, da die Aufenthaltsdauer der Neutronen im Spektrometer und somit die Zerfallswahrscheinlichkeit proportional zu v^{-1} ist.

Mit der gegebenen Capture-Flussdichte ϕ_C , dem Strahlquerschnitt A_S und einer Neutronenlebensdauer τ von 886 s lässt sich die Rate R der pro Länge L zerfallenden Neutronen abschätzen:

$$\frac{R}{L} = \frac{\phi_C A_S}{v_0 \tau} \approx 1 \frac{\text{MHz}}{\text{m}}. \quad (3.2)$$

Aufgrund von Verlusten im Polarisator und im Kollimationssystem wird diese Rate nicht erreicht.

3.2 Überblick PERKEO III

Die kalten Neutronen aus dem Neutronenleiter H113 werden vor dem Eintreten in das Spektrometer PERKEO III mit einem Supermirror-Polarisator auf einen Polarisationsgrad von etwa 98.5 % polarisiert [SPP02]. Damit die experimentelle Asymmetrie A_{exp} mit nur einem Detektor ermittelt werden kann, wird der Neutronenspin in regelmäßigen Abständen mit einem Radiofrequenz-Spinflipper um 180 Grad gedreht. Dies entspricht dem Vertauschen beider Detektoren, da die Spinflippeffizienz praktisch bei 100 % liegt [Mun06]. Der polarisierte Neutronenstrahl, der in das Spektrometer geleitet wird, besitzt aufgrund der Winkelverteilung der Neutronen eine gewisse Divergenz. Das Kollimationssystem minimiert diese Divergenz und verhindert die Wechselwirkung der Neutronen mit den Außenwänden von PERKEO III, was zu unerwünschtem Untergrund führen würde. Diese

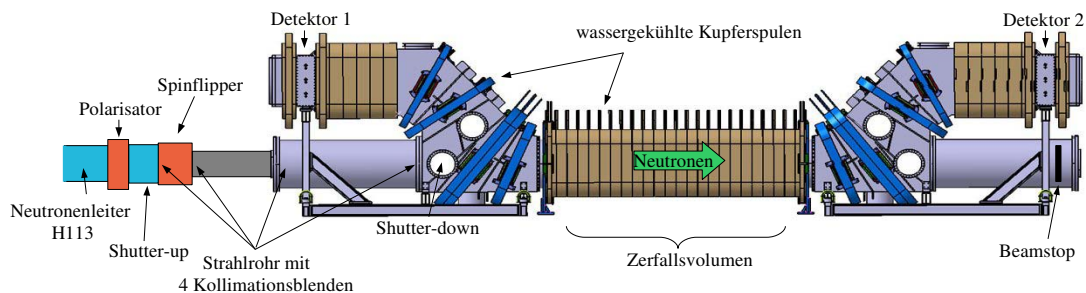


Abbildung 3.2: Skizze des Aufbaus von PERKEO III am Experimentierplatz PF1b.

Kollimation wird durch vier Kollimationsblenden aus ${}^6\text{LiF}$ -Kacheln bzw. ${}^6\text{Li}$ Gummi erreicht, deren Position in Abb. 3.2 angedeutet ist. ${}^6\text{Li}$ absorbiert die Neutronen aufgrund folgender Reaktion:



und zeichnet sich durch einen großen Wirkungsquerschnitt für den Einfang von Neutronen aus. Eine detaillierte Beschreibung des Kollimationssystems findet sich in [Wil07].

Zur Bestimmung des Untergrunds in der Experimentierhalle kann der Hauptshutter des Neutronenleiters H113 geschlossen werden. In der Strahlführung wird durch den Polarisator und das Kollimationssystem strahleigener Untergrund erzeugt. Dieser kann durch das Schließen der in Abb. 3.2 angedeuteten Shutter-up und Shutter-down ermittelt werden.

Vor dem Spinflipper tritt der polarisierte, durch das Blendensystem definierte Neutronenstrahl in das evakuierte Spektrometer PERKEO III ein und bewegt sich durch das in Abb. 3.2 angedeutete Zerfallsvolumen in der Zentralspule von PERKEO III. Der Teil des Neutronenstrahls, der nicht in der Zentralspule zerfällt, wird am Beamstop durch ${}^6\text{LiF}$ Kacheln absorbiert. Mit einer Länge des Zerfallsvolumens von etwa $L = 2\text{ m}$, einer Neutronengeschwindigkeit von typischerweise $v = 800\text{ ms}^{-1}$ und einer Neutronenlebensdauer τ von etwa 886 s ergibt sich eine Zerfallswahrscheinlichkeit eines Neutrons innerhalb des Zerfallsvolumens von

$$W = \frac{L}{v\tau} \approx 3 \cdot 10^{-6}. \quad (3.4)$$

Die bei den Zerfällen der Neutronen entstehenden Elektronen werden zu einem der beiden Detektoren geleitet. Dies geschieht durch das innerhalb des Zerfallsvolumens homogene Magnetfeld von etwa 140 mT , dessen Verlauf in Abb. 3.3 skizziert ist. Der Neutronenspin ist je nach Zustand des Spinflippers parallel bzw. antiparallel zum Magnetfeld der Zentralspule gerichtet. Somit sind zwei Halbräume für die Detektion der Zerfallselektronen relativ zum Neutronenspin definiert.

Die Elektronen aus dem β -Zerfall haben je nach Energie und Richtung zum Magnetfeld einen maximalen Gyrationradius von bis zu 4 cm . Je nachdem, in welchem Halbraum die Elektronen emittiert werden, gyrieren sie um die Magnetfeldlinien auf einen der bei-

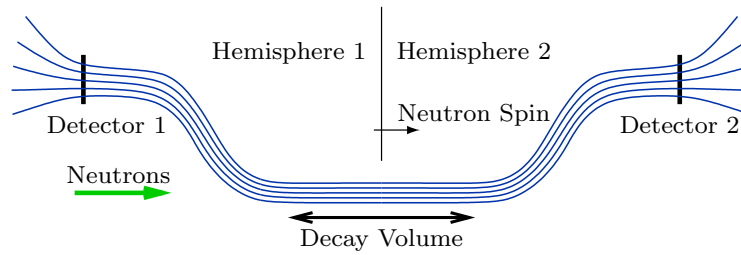


Abbildung 3.3: Skizze des Detektionsprinzips der Zerfallselektronen in zwei Halbräumen. Zeichnung aus [Kap07].

den Detektoren zu. Da alle Elektronen unabhängig von ihrem Emissionswinkel auf die Detektoren abgebildet werden, erreicht man mit PERKEO III eine Detektion des vollen Raumwinkels von $2 \times 2\pi$, weshalb keine Raumwinkelkorrekturen erforderlich sind.

Das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem ist an Abb. 3.4 eingezeichnet. Diese Skizze soll einen Eindruck von der Größe des Experiments mit seiner Gesamtlänge von etwa 8 m vermitteln. Das Zerfallsvolumen, das sich aus dem Strahlprofil und der Länge des homogenen Magnetfelds in der Zentralspule von PERKEO III ergibt, beträgt für diese Messung etwa $17 \times 17 \times 320 \text{ cm}^3$.

PERKEO III besteht aus drei großen Vakuumgefäßen. Im Zentrum befindet sich das Zentralrohr, das an beiden Seiten mit den Detektorgefäßen verbunden ist. Während der ersten Messung wurde ein Vakuum von bis zu $3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ erreicht. Das Magnetfeld wird durch 54 Kupferspulen erzeugt, die mit einer Leistung von 300 kW bei einem Stromfluss von 570 A betrieben werden. Die dabei entstehende Wärme wird

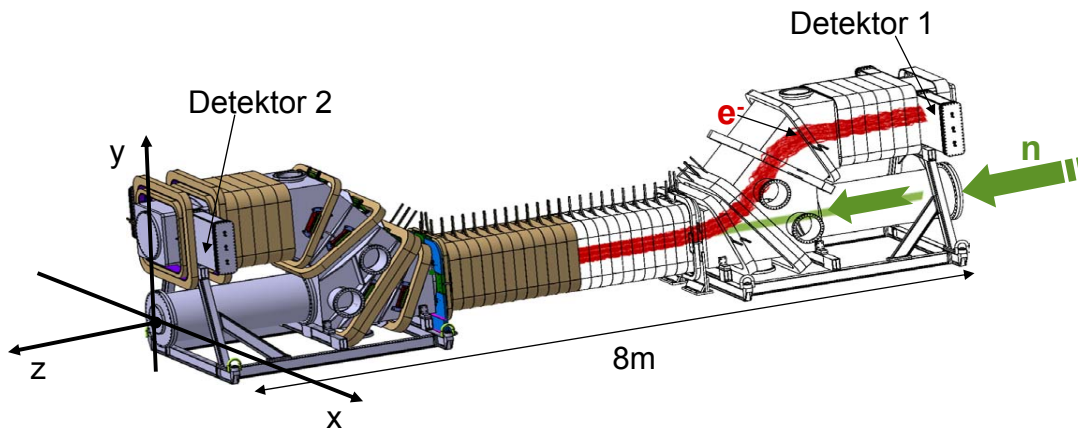


Abbildung 3.4: Die Skizze zeigt Perkeo mit dem verwendeten Koordinatensystem. Die Neutronen bewegen sich in z-Richtung. Im Halbraum von Detektor 1 sind in rot simulierte Elektronenbahnen in Richtung des Detektors zu sehen.

durch ein Wasserkühlsystem abgeleitet [Kap07]. Aufgrund unvorhergesehener Probleme mit den Netzgeräten konnten während unserer Messung die Spulen nur mit einem Strom der Stärke 500 A betrieben werden. Für diesen Strom beträgt das Magnetfeld in der Zentralspule etwa 140 mT, und fällt zu den Detektoren hin auf etwa 90 mT ab.

Um die Experimente in der Umgebung von PERKEO nicht zu beeinflussen, wurde das Spektrometer mit Stahlplatten mit einem Gesamtgewicht von insgesamt 15 T abgeschirmt. Diese sind seitlich von PERKEO aufgestellt und bewirken eine Abschwächung des Streufelds auf etwa ein Drittel (vergleiche Abb. 3.1).

3.2.1 Detektionsprinzip

An beiden Seiten von PERKEO III befindet sich jeweils ein Detektor, der die kinetische Energie der auftreffenden Elektronen bestimmt. Eine Skizze der Detektoren ist in Abb. 3.5 zu sehen. Die Detektion der kinetischen Energie des Elektrons geschieht in einem mehrstufigen Prozess, der in den folgenden Abschnitten beschrieben wird.

Ein Elektron, das in der Zentralspule erzeugt wird, gyriert zunächst um die Magnetfeldlinien auf einen der beiden Detektoren zu, je nachdem, in welchen Halbraum es emittiert wurde. Trifft das Elektron auf den Plastiksintillator, so wird die kinetische Energie des Elektrons in Photonen umgewandelt. Die Photomultiplier konvertieren das erzeugte Szintillationslicht in einen Strompuls. Durch die Messelektronik wird diesem Puls eine Kanalnummer zugeordnet, die proportional zur Anzahl der Photonen und damit zur kinetischen Energie des einfallenden Elektrons ist.

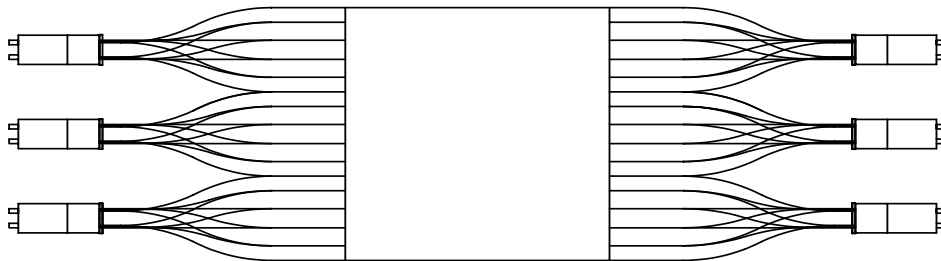


Abbildung 3.5: Schema des Elektron-Detektors [Sch07]. Im Zentrum befindet sich der Plastiksintillator ($43 \times 45 \times 0.5 \text{ cm}^3$), der über Lichtleiter an die 6 Photomultiplier angekoppelt ist.

Der Plastiksintillator

Bei der Messung wurde der Plastiksintillator BC400 der Firma Bicron verwendet. Beim Auftreffen eines Elektrons auf den Szintillator gibt das Elektron durch Ionisierung Energie ab, wodurch Übergänge zwischen Molekülzuständen angeregt werden. Dabei werden Photonen mit Energien im Bereich einiger Elektronenvolt emittiert. Die Wellenlänge der maximalen Emission des BC-400 liegt bei 423 nm. Für ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 1 MeV werden typischerweise 10^4 Photonen erzeugt. Die Anzahl der erzeugten Photonen ist proportional zur kinetischen Energie des auftreffenden Elektrons. Die

Szintillatordicke des Plastiksintillators von 5 mm wurde so gewählt, dass ein Elektron der Eichmessung mit 1 MeV seine komplette Energie im Szintillator deponiert.

Die im Szintillator erzeugten Photonen werden durch Totalreflexion zu den seitlichen Lichtleitern geleitet. Der Brechungsindex des Szintillators beträgt 1.58. Der kritische Winkel für Totalreflexion beträgt somit 39.3° . Ist der Auftreffwinkel eines Photons größer als der kritische Winkel, so wird es über Totalreflexion zu den Seiten mit den Lichtleitern geleitet. Durch die Lichtleiter wird das erzeugte Szintillationslicht weiter auf die Oberfläche der Photomultiplier geleitet.

Die Photomultiplier

Trifft das Szintillationslicht auf die Photomultiplier, so wird es in Elektronen konvertiert und diese werden zu einem messbaren Signal verstärkt. Das Prinzip beruht auf dem Photoeffekt und der Emission von Sekundärelektronen.

Bei der Messung wurden die magnetfeldtauglichen Photomultiplier R5504 von Hamamatsu verwendet. Ein auf den Photomultiplier treffendes Lichtquant löst zunächst mit der Wahrscheinlichkeit QE in der Photokathode ein Photoelektron aus. Damit man ein messbares Signal erhält, befinden sich hinter der Kathode weitere Dynoden zwischen denen eine Beschleunigungsspannung anliegt. Trifft ein Photoelektron aus der Kathode auf eine Dynode, löst es eine mittlere Anzahl λ von Sekundärelektronen aus. Mit jeder Dynode wird die Anzahl der Elektronen um λ verstärkt, sodass man nach N Dynoden eine Verstärkung von

$$V = \lambda^N \quad (3.5)$$

erhält. Die auf diese Weise erzeugten Elektronen werden auf der Anode gesammelt und erzeugen einen Strompuls, der durch die Elektronik verarbeitet wird.

Die Quanteneffizienz QE einer wie in unserem Fall verwendeten Bialkali-Kathode liegt maximal bei 26 % [Leo94]. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Photoelektron pro Photon ausgelöst wird:

$$QE = \frac{PE}{PH} \quad (3.6)$$

Dabei steht PH für die Anzahl an einfallenden Photonen und PE für die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen. Somit ist die Anzahl an ausgelösten Photoelektronen proportional zur Anzahl der auftreffenden Photonen. Da die Anzahl der Photonen auch proportional zur Energie des auf den Szintillator auftreffenden Elektrons ist, ist die Anzahl an ausgelösten Photoelektronen ebenfalls proportional zur Energie des Elektrons. Durch die Verstärkung der Dynoden ergibt sich aus den Photoelektronen der Kathode die Anzahl der Sekundärelektronen an der Anode PE_2 aus

$$PE_2 = PE \cdot V = PE \cdot \lambda^N \quad (3.7)$$

Die Statistik des Photomultipliers spielt eine wichtige Rolle, weil dadurch die Energieauflösung stark limitiert wird. Darauf wird in Kapitel 4.3 eingegangen.

Die Messelektronik

Die durch den Photomultiplier erzeugten Pulse werden durch die Messelektronik in digitale Werte umgewandelt und auf den Messrechner übertragen, auf dem die Daten gespeichert werden.

An jedem der sechs Photomultiplierkanäle befindet sich ein Diskriminator¹, der bei einem Puls aus dem Photomultiplier ein logisches Signal generiert. Um zufällige Pulse einzelner Photomultiplier auszuschließen, wird durch die Koinzidenzeinheit festgestellt, ob mindestens zwei aus den sechs Kanälen eines Detektors gepulst haben. Ist dies der Fall, dann wird die Energie der Ereignisse an beiden Detektoren bestimmt. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, ist die Anzahl der Konversionselektronen, die an den Dynoden der Photomultiplier ausgelöst werden, proportional zur kinetischen Energie des einfallenden Elektrons. Zur Bestimmung der Anzahl an ausgelösten Photoelektronen, wird die Ladung an den Anoden der Photomultiplier gemessen. Dies geschieht durch Integration über die Strompulse an den Photomultipliern, da

$$Q = \int I(t) dt . \quad (3.8)$$

Diese Integration wird von den QDC's² durchgeführt. Als Ausgangssignal wird von jedem QDC eine Kanalnummer ausgegeben, die proportional zur Anzahl der Photoelektronen ist. Um das Gesamtsignal zu erhalten, müssen die Signale aus allen sechs Photomultipliern eines Detektors addiert werden, da in jedem nur ein Teil der erzeugten Photonen detektiert wird. Die so erhaltene QDC-Kanalnummer ist proportional zur kinetischen Energie des Elektrons, das auf den Detektor trifft.

Wird an einem Detektor ein Ereignis registriert, dann werden an beiden Detektoren Daten erfasst. Der Grund dafür sind Rückstreueereignisse, bei denen ein Elektron nur einen Teil seiner Energie in einem Detektor deponiert und wieder aus dem Detektor herausgestreut wird. Damit ändert das Elektron die Flugrichtung und gyriert zum anderen Detektor, an den es seine restliche Energie abgibt. Die Summe der in beiden Detektoren deponierten Energie entspricht der kinetischen Energie des Elektrons. Durch den TDC³ wird ein Ereignis dem Detektor zugeordnet, der zuerst getriggert hat. Das Prinzip der Elektronik ist in Abb. 3.6 skizziert.

Ein rückgestreutes Elektron benötigt, je nach Winkel zum Magnetfeld, maximal etwa 300 ns, um den anderen Detektor zu erreichen (siehe Abb. 3.7). Die Daten sollten so lange erfasst werden, bis ein rückgestreutes Elektron noch eintreffen kann. Somit werden die Daten der Photomultiplier für 300 ns ausgelesen, obwohl die Dauer eines Photomultiplierpulses nicht länger als 20 ns dauert. Eine genaue Skizze der Elektronik ist in [Kap07] zu finden.

3.2.2 Detektoreichung

In diesem Kapitel wird die Methode beschrieben, mit der die beiden Detektoren von PERKEO III geeicht wurden. Dazu wird zuerst auf die verwendeten Eichpräparate eingegan-

¹In unserem Fall wurde ein Constant Fraction Discriminator verwendet, genaueres dazu bei [Kap07].

²Abkürzung für (engl.): charge to digital converter

³Abkürzung für (engl.): time to digital converter

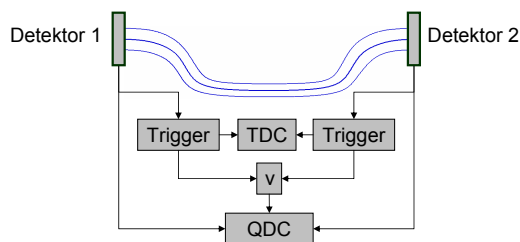


Abbildung 3.6: Skizze beider Detektoren und des Verlaufs der Magnetfeldlinien. Wird an einem der Detektoren ein Ereignis registriert, so werden die Daten beider Detektoren erfasst.

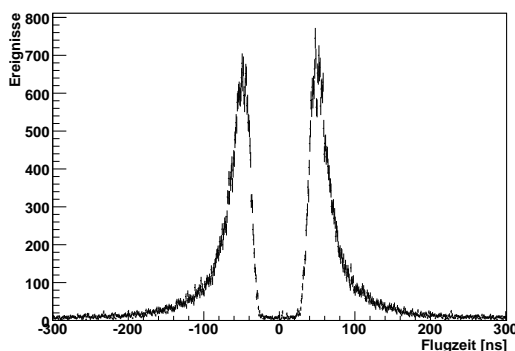
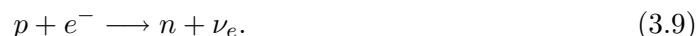


Abbildung 3.7: Flugzeitspektrum für Elektron-Rückstreueereignisse, gemessen mithilfe des TDC. Gemessen wurde die Zeitdifferenz zwischen den Detektionszeitpunkten an Detektor 1 und Detektor 2. Die zeitliche Trennung von über 40 ns ermöglicht eine eindeutige Zuordnung des Ereignisses zu einem Detektor.

gen. Um eine Aussage über die Homogenität des Detektors treffen zu können, muss das Eichpräparat bewegt werden können. Dies wird durch den Eichscanner ermöglicht, der im zweiten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt wird.

Eichpräparate Zur Eichung der Detektoren waren die Präparate ^{109}Cd , ^{139}Ce , ^{113}Sn , ^{207}Bi und ^{137}Cs mit insgesamt sechs Peaks⁴ vorgesehen. Aufgrund von mechanischen Schwierigkeiten konnten jedoch nur ^{139}Ce , ^{113}Sn und ^{207}Bi verwendet werden. Diese Präparate emittieren monoenergetische Konversionselektronen, die teilweise zusammen mit Augerelektronen auftreten. Die Konversionselektronen entstehen durch den Zerfall angeregter Kerne, die durch Elektroneneinfang entstehen.

Beim Elektroneneinfang wird vom Kern ein Elektron, meist aus der K-Schale, eingefangen:



Es entsteht ein Tochterkern mit einer um eins verringerten Ordnungszahl in einem ange-

⁴Die Augerpeaks der Präparate wurden dabei nicht gezählt.

regten Zustand. Dabei kann es für einen Elektroneneinfangprozess mehrere mögliche Anregungszustände geben. Dieser angeregte Kernzustand gibt seine Energie durch Emission eines γ -Quants ab oder überträgt seine Energie in einigen Fällen auf ein Hüllenelektron. Dieses emittierte Elektron wird als Konversionselektron bezeichnet und hat als kinetische Energie die Anregungsenergie des Kerns abzüglich der Bindungsenergie der Schale, aus der es emittiert wird.

$$E_{kin,e^-} = E_\gamma - E_B \quad (3.10)$$

Zusätzlich zu diesem Konversionselektron kann noch ein Augerelektron emittiert werden. Nach der Emission des Konversionselektrons befindet sich, im Schalenmodell gesprochen, ein Loch in der Schale des emittierten Elektrons. Nimmt ein Elektron einer höheren Schale diesen Platz ein, so wird Energie frei. Durch diese Energie entsteht entweder ein γ -Quant oder es wird ein Augerelektron aus seiner Schale befreit. Die Energie dieses Augerelektrons E_A ist gegeben durch

$$E_A = E_{high} - E_{low} - E_B, \quad (3.11)$$

wobei E_{high} das Energieniveau der höheren Schale und E_{low} das Energieniveau der tieferen Schale bezeichnet. E_B steht für die Bindungsenergie des Augerelektrons.

Aufgrund der begrenzten Energieauflösung der von uns verwendeten Detektoren sind keine diskreten Linien sichtbar. Die monoenergetischen Linienspektren der Eichpräparate werden zu breiten Spektren, deren Maximum im Folgenden als „Peak“ bezeichnet wird. Mittelt man die dicht beieinander liegenden Energielinien der Präparate nach ihren Intensitäten, so erhält man resultierende Peaks, deren Energien in der folgenden Tabelle aufgelistet sind.⁵ Die Raten bezeichnen, wieviele Konversionselektronen bei den von uns verwendeten Präparaten pro Sekunde in den vollen Raumwinkel 4π emittiert werden.

	¹³⁹ Ce	¹¹³ Sn	²⁰⁷ Bi
Halbwertszeit $T_{1/2}$	137.6 d	115.1 d	31.6 a
Peak Energie [keV]	136.6	371.9	504.7 997.9
Rate [kHz]	10.4	1.6	14.9

Um die Präparate im Zentralrohr von PERKEO III anzubringen, werden die in Säure gelösten Präparate auf eine Kohlenstoffolie aufgetropft. Die Folie ist extrem dünn, sie besteht nur aus wenigen Monolagen. Dadurch kann der Anteil der Elektronen, die mit der Folie wechselwirken, vernachlässigt werden. Die Kohlenstoffolie wird durch eine Folie aus Hostaphan gehalten, die wiederum in eine dünne, sichelförmige Halterung eingespannt ist (siehe Abb. 3.8). Das Präparat befindet sich im Zentrum der Halterung, was in der Skizze durch einen roten Kreis angedeutet wird. Die Magnetfeldlinien der Zentralspule laufen in die Zeichenebene hinein. Der Innenradius der Halterung beträgt 45 mm. Damit die Elektronen des Eichpräparats frei um die Magnetfeldlinien gyrieren können, ohne die Halterung zu berühren, darf ihr Gyrationradius maximal halb so groß wie der Innenradius der Halterung sein. Also darf der Gyrationradius der Elektronen maximal 22.5 mm betragen, damit die Elektronen nicht an der Halterung gestreut werden. Der Gyrationradius eines Elektrons im Magnetfeld, das sich senkrecht zu den Magnetfeldlinien bewegt,

⁵Dies dient nur der Anschauung. Für die Anpassung der experimentellen Daten werden die genauen Linienspektren verwendet.

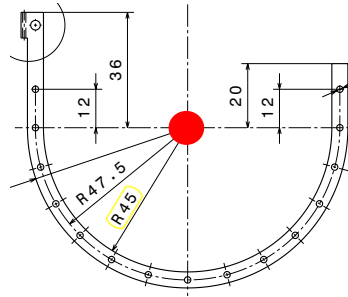


Abbildung 3.8: Skizze der Halterung, in der die Folie mit dem Präparat eingespannt ist. Das Präparat ist im Zentrum als roter Kreis angedeutet. Wichtig für die folgende Rechnung ist der Innenradius der Halterung von 45 mm.

beträgt

$$r = \frac{\sqrt{(2 \cdot E_0 + E_{kin}) \cdot E_{kin}}}{300 \cdot B} \cdot \frac{m \cdot T}{MeV} \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnet E_0 die Ruhemasse, E_{kin} die kinetische Energie des Elektrons in MeV und B das Magnetfeld in Tesla. Im Zentralrohr von PERKEO III herrscht ein homogenes Magnetfeld von etwa 140 mT. Damit entspricht der maximale Gyrationradius von 22.5 mm einer Energie von etwa 563 keV. Ein bestimmter Teil der Elektronen, die diese Energie überschreiten, wechselwirkt mit der Halterung. Bei einer Halterung mit einer Dicke von 7 mm werden von den Elektronen mit einer Energie über 563 keV etwa 8 % an der Probenhalterung gestreut. Dies muss bei den theoretischen Linien der Eichpräparate berücksichtigt werden, indem alle Linien oberhalb dieser Energie in ihrer Intensität um 8 % verringert werden.

Eichscanner Die beiden verwendeten Detektoren weisen eine Ortsabhängigkeit auf, die in Kapitel 4.1 beschrieben wird. Diese sollte möglichst gut bekannt sein, um die dadurch entstehenden Effekte korrigieren zu können. Mit dem Eichscanner [Wil07], der im Zentralrohr von PERKEO III positioniert ist, kann die Ortsabhängigkeit gemessen werden (siehe Abb. 3.9). Zentral im Bild ist die Halterung aus Abb. 3.8 zu sehen. Der Scanner ermöglicht es, die Präparate entlang zweier Achsen horizontal (in x-Richtung) und vertikal (in y-Richtung) im Strahlrohr zu verfahren. Auf diese Weise kann die Detektorantwort für eine beliebige x und y Position im Strahlrohr ermittelt werden. In der Abbildung sind fünf Arme für die Präparathalter zu sehen. Fährt man die Präparate ganz nach unten, so werden die Präparate beidseitig durch Aluminiumblenden verdeckt. Demzufolge sind sie für die Detektoren nicht mehr sichtbar. Zusätzlich kann ein Präparat in regelmäßigen Abständen in das Zentrum des Strahlrohrs gefahren werden. Damit lassen sich zeitliche Schwankungen der Detektoren, die im Folgenden auch als zeitliche Drifts bezeichnet werden, messen (siehe Kapitel 4.8).

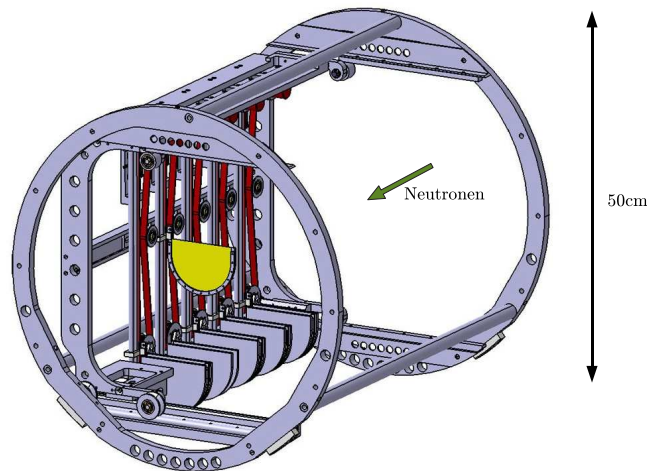


Abbildung 3.9: Schema des Eichscanners, der im Zentralrohr von PERKEO III eingebaut ist. Zeichnung aus [Mär06].

3.3 Kalibration der Photomultiplier

Die sechs Photomultiplier (PMs), die sich seitlich an jedem der Detektoren (siehe Abb. 3.5) befinden, werden mit einer Spannung von etwa 2 kV betrieben. Damit die Verstärkung jedes Photomultipliers gleich ist, muss aufgrund der verschiedenen Charakteristik jedes einzelnen Photomultipliers jeder mit einer unterschiedlichen Spannung betrieben werden. Nur so sind die Signale der Photomultiplier vergleichbar und können später addiert werden. Während der Messung am ILL in Grenoble wurde ein Verfahren zur Kalibration der Photomultiplier entwickelt, das hier vorgestellt wird.

Um die Signale der verschiedenen Photomultiplier vergleichen zu können, musste zunächst sichergestellt werden, dass die Verstärkung und der Offset der QDCs (Beschreibung in Kapitel 3.2.1) für alle Kanäle gleich eingestellt war. Anhand eines Pulsgenerators lässt sich die Verstärkung und der Offset jedes QDC Kanals mit einer Genauigkeit von etwa 1% einstellen.

Danach konnte die Hochspannung der sechs Photomultiplier eines Detektors eingestellt werden. Dazu wurden zunächst drei Verfahren angewendet, die sich aus unterschiedlichen Gründen als nicht sinnvoll herausstellten. Für alle drei Methoden wurden an jedem Detektor sechs ^{139}Ce Präparate mit Raten von etwa 1.5 kHz befestigt. In der Aluminiumplatte an der Außenseite des Detektors sind sechs Löcher so positioniert, dass ein durch die Öffnung kommendes Elektron einen Photonenschauer direkt vor dem Lichtleiter eines Photomultipliers auslöst (siehe Abb. 3.10). Die Präparate wurden mit ihren Halterungen so vor den Öffnungen der Aluminiumplatte angeschraubt, dass sich eine kollimierende Wirkung ergab. Zur Einstellung der Hochspannung an den Photomultipliern wurden die folgenden drei Methoden getestet:

- Die Anzahl der Ereignisse an jedem Photomultiplier wurde über eine konstante Zeitspanne gemessen. Aufgrund der leicht unterschiedlichen Quellstärken der Präparate

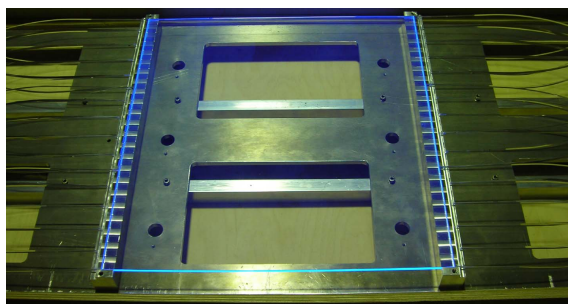


Abbildung 3.10: Bild des Detektors. Auf der Rückseite ist die Aluminiumplatte mit den sechs Bohrungen zu erkennen.

stellte dies kein sinnvolles Verfahren dar.

- Die Peakpositionen des ^{139}Ce Peaks an jedem Photomultiplierkanal wurden verglichen. Die Bestimmung des Peaks war kaum möglich, da der ^{139}Ce Peak in der Triggerschwelle (siehe Kapitel 4.6) liegt, und das Pedestal (siehe Kapitel 4.3.3) in den Peak hineinragt. Die Spektren dazu sind in Abb. 3.11 zu sehen.
- Da die Methode der Peakposition sich als nicht sinnvoll herausstellte, wurde versucht die Positionen im Spektrum zu vergleichen, an denen der Peak auf 50% abgefallen ist. Da der Untergrund nicht genau bekannt war, kam auch dieses Verfahren nicht in Frage.

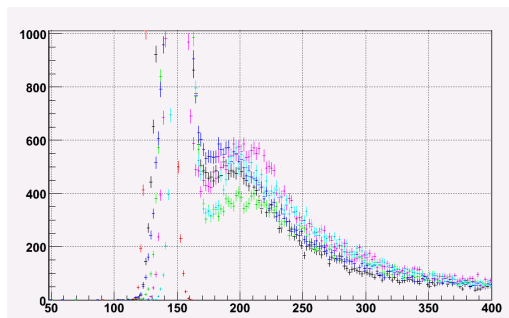


Abbildung 3.11: ^{139}Ce Spektren der einzelnen Photomultiplier an Detektor 1. (Daten vom 24.03.2007)

In dem verwendeten Kalibrationsverfahren wurde stattdessen ein ^{207}Bi Präparat bei Normaldruck zentral so vor dem Szintillator positioniert, dass auf alle Photomultiplier etwa die gleiche Anzahl an Photonen auftrifft. Zunächst wurde die Position des oberen ^{207}Bi Peaks für jeden Photomultiplier ermittelt. Das Spektrum eines einzelnen Photomultipliers ist um den Faktor $\sqrt{6}$ stärker verbreitert als das Summenspektrum aller Photomultiplier, weil die mittlere Anzahl an Photoelektronen nur ein Sechstel beträgt. Daher ist der Peak im Spektrum von ^{207}Bi nicht klar zu erkennen. Um die Sensitivität zu erhöhen wurde als Schnitt die Bedingung verwendet, dass die Summe der Signale aller Photomultiplier im Bereich des oberen ^{207}Bi Peaks liegt. Durch dieses Verfahren erhält man für jeden Photomultiplier einen aussagefähigen Peak, was in Abb. 3.12 zu erkennen ist.

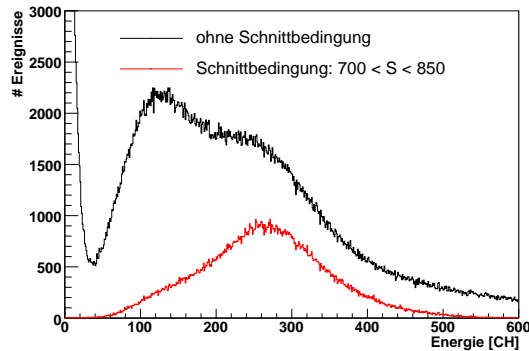


Abbildung 3.12: ^{207}Bi Spektrum von Detektor 2, PM 2 vom 11.04.2007 für die Scannerposition $x = 180$ mm und $y = 100$ mm. In rot ist das Spektrum der Ereignisse zu sehen, für die das Signal aus der Summe aller Photomultiplier im Bereich zwischen Kanal 700 und 850 liegt.

Die Spannung an den sechs Photomultipliern eines Detektors wurde in einem iterativen Verfahren solange variiert, bis die Spektren aller sechs QDC Kanäle übereinstimmten.

Prinzipiell führen unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier zu einer größeren Ortsabhängigkeit des Detektors. Somit ist es möglich, anhand der Detektorfunktion, die diese Ortsabhängigkeit beschreibt, Rückschlüsse auf die Güte der Kalibration zu ziehen. Durch die Erstellung der Detektorfunktion (siehe Kapitel 4.1) zeigt sich, dass die Kalibration durch ein Rekalibrationsverfahren verbessert werden kann, was in Kapitel 4.2 beschrieben wird.

3.4 Messung des Strahlprofils

Der Verlauf des Neutronenstrahls innerhalb von PERKEO III muss bekannt sein, um die Verteilung der Elektronen aus dem β -Zerfall auf dem Detektor zu erhalten. Diese Verteilung hat einen Einfluss auf die Form der β -Spektren, welcher durch die Kenntnis der Verteilung korrigiert werden kann.

3.4.1 Experimentelle Vorgehensweise

Um den Verlauf des Neutronenstrahl zu ermitteln, wurde an vier Positionen innerhalb des Zerfallsvolumens von PERKEO III das Strahlprofil gemessen. Dazu wurden zu verschiedenen Zeitpunkten Kupferfolien senkrecht zum Strahl im Zentralrohr befestigt. Durch den Beschuss mit Neutronen über einen Zeitraum von 15 min wird das Kupfer aktiviert und aus den Isotopen ^{63}Cu und ^{65}Cu entstehen die Isotope ^{64}Cu und ^{66}Cu . Diese zerfallen mit einer Lebensdauer von $\tau_{\text{Cu}} = 12.7$ Stunden beziehungsweise $\tau_{\text{Cu}} = 5.1$ Minuten.

Als Referenzpunkt wurde jede Folie mit mehreren Löchern markiert, um die Position und Lage der Kupferfolien später rekonstruieren zu können. Um sicherzustellen, dass die Referenzpunkte aller vier Folien auf einer Linie liegen, wurden die Folien mithilfe eines

Lasers ausgerichtet.

Nach dem Ausbau der aktivierten Kupferfolie aus dem Zentralrohr von PERKEO III wurde ein Imageplate für 10 Minuten mit der Folie belichtet. Das Imageplate ist eine strahlungssensitive Platte, die von einem Scanner digital ausgelesen wurde. Mit diesem Verfahren wurden Strahlprofile an vier Positionen gemessen. Die so bestimmte Aktivität der Kupferfolie ist proportional zur Anzahl an Neutronen, die in der Kupferfolie absorbiert werden [Kre04]. Es wird also ein zweidimensionales Bild der Capture-Flussdichte aufgenommen (siehe Gl. 3.1).

Das gemessene Strahlprofil am Ende des Zentralrohrs ist in Abb. 3.13 zu sehen. Die Strahlprofile der drei weiteren Positionen sind im Anhang A zu finden. Anhand der Strahl-

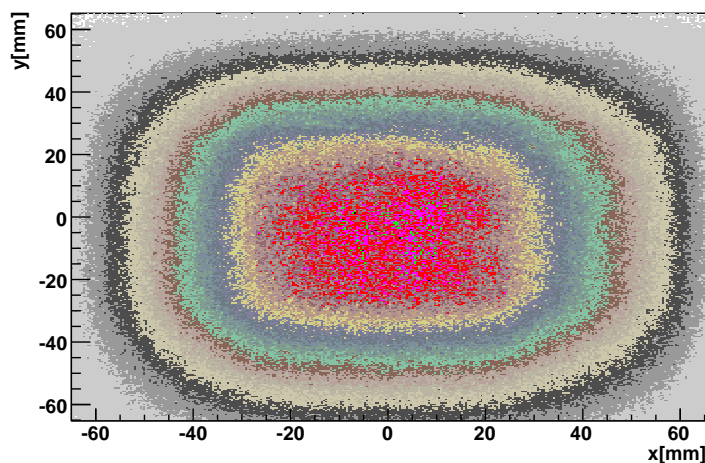


Abbildung 3.13: Strahlprofil für die Position $z = 270$ cm im Zerfallsvolumen. (Der Nullpunkt befindet sich am Beginn des Zentralrohrs von PERKEO III). Die x - und y -Koordinaten sind relativ zum Laser gewählt, der zur Justierung verwendet wurde.

profile, die an den vier Positionen im Strahl aufgenommen wurden, kann auf die Divergenz des Neutronenstrahls geschlossen werden.

3.4.2 Projektion der Strahlprofile

Das im Detektor registrierte Signal zeigt eine Abhängigkeit von der x -Position des Auftreffpunkts eines Elektrons auf dem Detektor (siehe Kapitel 4.1). Daher ist vor allem die Projektion des Strahlprofils auf die x -Achse relevant. Ist diese bekannt, so können Effekte korrigiert werden, die durch die unterschiedlichen Auftreffpunkte auf dem Detektor entstehen, berücksichtigt werden (siehe Kapitel 4.3.1).

Die Projektionen des Strahlprofils auf die x -Achse für die vier z -Positionen der Kupferfolien ist in Abb. 3.14 zu sehen. Die relative Position der Profile zueinander wurde

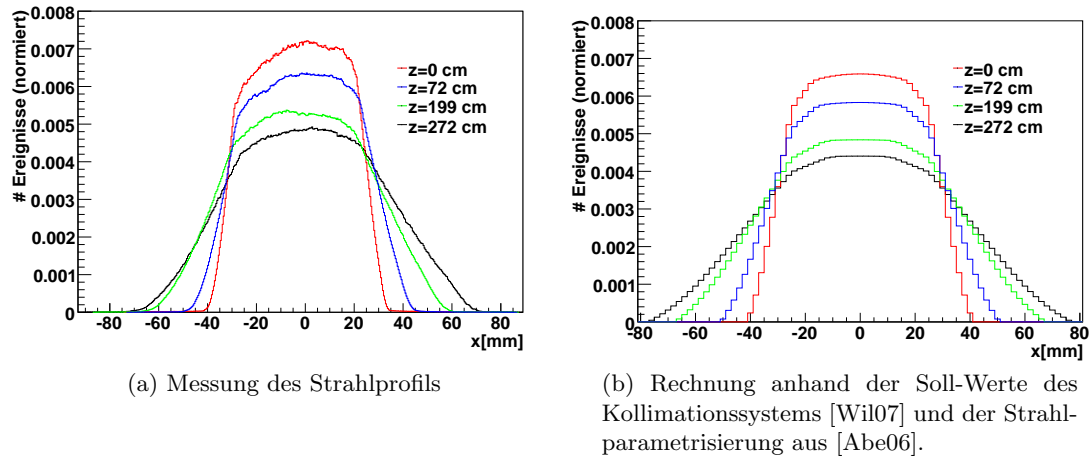


Abbildung 3.14: Projektionen des Strahlprofils auf die x -Achse für vier verschiedene z -Positionen im Zentralrohr. Die x -Position ist relativ zur x -Koordinate des Lasers gewählt, der zur Justierung verwendet wurde.

durch die Referenzpunkte auf den Kupferfolien bestimmt. Diese Referenzpunkte wurden an einem Laser ausgerichtet, der zentral im Strahlrohr justiert war. Die Bestimmung des Referenzpunkts im Bild des Strahlprofils ist mit einer Genauigkeit von etwa 2 mm möglich, was der Positioniergenauigkeit des Scanners entspricht. Da eine genaue Ausrichtung der Referenzpunkte auf den Laserstrahl geometrisch nicht bei allen Folien möglich war, wurde zusätzlich für jede Kupferfolie der Abstand des Referenzpunktes vom Laser gemessen. Dieser Abstand konnte nur mit einer Genauigkeit von etwa ± 3 mm bestimmt werden. In Abb. 3.14 wirken sich diese Ungenauigkeiten als seitlicher Versatz der einzelnen Messungen aus.

In Abb. 3.14b ist ein Einbruch der Flussdichte auf der linken Seite des Strahlprofils zu erkennen, der eventuell durch eine beschädigte Blende im Kollimationssystem verursacht wurde. Dieser Defekt wurde jedoch erst nach diesen Messungen des Strahlprofils bemerkt und korrigiert. Die Auswirkung auf das Strahlprofil konnten danach nicht bestimmt werden.

Ein Vergleich der theoretisch berechneten Strahlprofile mit den Messungen zeigt, dass die Divergenz des Strahls in der Rechnung anscheinend überschätzt wurde und der Strahl folglich in Realität schmaler ist. Eventuell ist die verringerte Differenz auf Fertigungs- und Justagegenauigkeit der Blenden zurückzuführen.

Kapitel 4

Detektoranalyse

In diesem Kapitel wird auf die Detektoreigenschaften von PERKEO III eingegangen. Für die Messung des schwachen Magnetismus spielt eine genaue Kenntnis der Detektoreichung eine wichtige Rolle.

Das Magnetfeld von PERKEO III in der Zentralspule beträgt etwa 150 mT und ist somit um etwa einen Faktor 10 schwächer als das von PERKEO II. Dadurch ergeben sich große Gyrationen der Elektronen, was einen deutlichen Einfluss auf die Form der Eichspektren hat. Dieser Effekt musste erstmals für PERKEO III berechnet werden, was in Kapitel 4.3.1 beschrieben wird. Die Stärke des Effekts, der durch die Gyrationen der Elektronen entsteht, ist von der Ortsabhängigkeit der Detektoren abhängig (siehe Kapitel 4.1). Durch ein Rekalibrationsverfahren ist es gelungen, diese Ortsabhängigkeit zu verbessern, worauf in Kapitel 4.2 eingegangen wird. Um Aussagen im niederenergetischen Bereich treffen zu können, muss die Triggerfunktion genau bekannt sein. Zu ihrer Beschreibung wurde in Kapitel 4.6 ein neues Modell entworfen. Durch eine genaue Kenntnis dieser Effekte wurde es möglich, die Energie-Kanal-Beziehung der Detektoren zu bestimmen (siehe Kapitel 4.7). Um Daten, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten genommen wurden, vergleichen zu können, müssen die zeitlichen Schwankungen des Detektors genau bekannt sein. Diese zeitlichen Schwankungen werden in Kapitel 4.8 vorgestellt.

4.1 Ortsabhängigkeit des Detektors

Das detektierte Signal eines Elektrons ist vom Auftreffpunkt des Elektrons auf dem Detektor abhängig. Dieses Verhalten wird durch die Einführung einer Detektorfunktion beschrieben. Diese gibt die Stärke des Signals eines detektierten Elektrons in Abhängigkeit des Auftrefforts an.

Eine genaue Kenntnis der Detektorfunktion ist nötig, um den dadurch entstehenden Einfluss auf die Spektren zu korrigieren (siehe Kapitel 4.3.1). Die Bestimmung der Detektorfunktion erfolgt mit dem in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Eichscanner. Mit diesem können die verwendeten Eichpräparate in x - und y -Richtung verschoben werden, wodurch eine Messung der ortsabhängigen Antwort des Detektors ermöglicht wird.

Der Prozess, durch den die Ortsabhängigkeit entsteht, wird durch mehrere Prozesse beschrieben:

- Die Reflexionswahrscheinlichkeit für Totalreflexion an der Grenzfläche Szintillator-Luft beträgt typischerweise 98%. Somit fällt die Intensität des reflektierten Lichts exponentiell mit der Anzahl an Reflexionen ab.

- Befinden sich Risse an der Szintillatoroberfläche, so fällt die Reflexionswahrscheinlichkeit unter 98%. Ein Lichtbündel, das an einer glatten Oberfläche Totalreflexion erfahren würde, besitzt durch die Rauheit der Oberfläche lokal auch kleinere Winkel zur Oberfläche, wodurch es nicht komplett reflektiert wird.
- Durch Selbstabsorption wird Licht, das im Szintillator erzeugt wurde, wieder absorbiert. Durch diesen Effekt kommt eine optimale Schwächungslänge von 160 cm zustande [Bic].

Alle hier beschriebenen Verluste sind von der Wellenlänge des Lichts abhängig. Für lange Lichtleiter ist es möglich, einen allgemeinen Schwächungskoeffizienten anzugeben, da das nach einigen Zentimetern verbleibende Wellenlängenspektrum mit einem konstanten Brechungsindex beschrieben werden kann [Plo00]. Die resultierende Schwächung um einen konstanten Faktor pro Länge führt zu einer exponentiellen Abschwächung des Signals entlang des Szintillators.

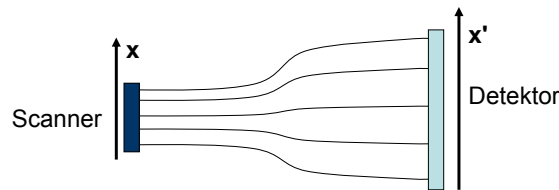


Abbildung 4.1: Skizze des Verlaufs der Magnetfeldlinien von der Zentralspule (Scanner) von PERKEO III bis zum Detektor. Ansicht von oben auf das Instrument.

Prinzipiell muss zwischen Koordinaten im Zerfallsvolumen von PERKEO und Koordinaten des Detektors unterschieden werden. Das Magnetfeld in der Zentralspule beträgt etwa 140 mT und fällt zu den Detektoren auf etwa 90 mT ab. Anschaulich gesprochen führt dies zu einer niedrigeren Dichte der Magnetfeldlinien am Detektor. In Abb. 4.1 ist die Abbildung der Elektronen im Zerfallsvolumen auf den Detektor skizziert. Im Folgenden wird zwischen Scannerkoordinaten x und Detektorkoordinaten x' unterschieden. Ein Elektron, das aus einem zerfallenden Neutron in der Zentralspule von PERKEO entsteht, folgt den Magnetfeldlinien und wird auf den Detektor abgebildet. Die Umrechnung von Scannerkoordinaten x auf Detektorkoordinaten x' ist abhängig von dem Verhältnis des Magnetfelds in der Zentralspule $B_{Scanner}$ und dem an den Detektoren $B_{Detektor}$:

$$\frac{x'}{x} = \sqrt{\frac{B_{Scanner}}{B_{Detektor}}} \approx 1.25 . \quad (4.1)$$

Der Szintillator wird von beiden Seiten mit jeweils drei Photomultipliern ausgelesen. Das Signal der linken (rechten) Photomultiplier fällt exponentiell mit dem Abstand des Elektronenauffreffpunktes x' von der linken (rechten) Seite, was in Abb. 4.2 zu sehen ist. Somit erhält man für die Gesamtzahl der Photonen, die die Photomultiplier erreichen, eine $\cosh(x')$ -Abhängigkeit. Bezeichnet man die x-Koordinate des Elektronenauffreffpunktes mit x' , das Zentrum des Szintillators mit x'_0 und die Schwächungslänge des Szintillators mit k'^{-1} , so gilt für die Summe der auf alle sechs Photomultiplier auftreffenden Photonen PH in Abhängigkeit von x' die Beziehung

$$PH(x') = A \cdot (e^{-k' \cdot (x' - x'_0)} + e^{k' \cdot (x' - x'_0)}) = 2A \cdot \cosh(k' \cdot (x' - x'_0)) . \quad (4.2)$$

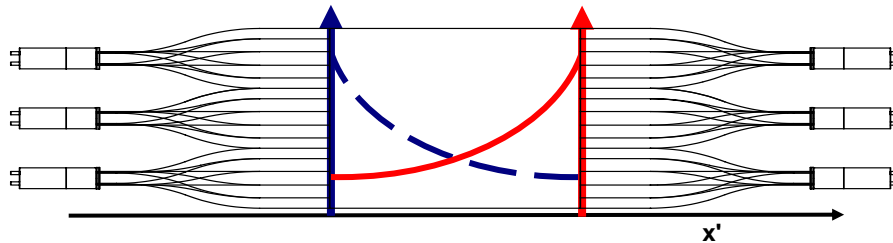


Abbildung 4.2: Die Skizze deutet an, welchen Anteil des Signals die linken und die rechten Photomultiplier in Abhängigkeit des Auftreffpunktes x' sehen.

Dieses Detektorverhalten kann anhand eines Scans des ^{139}Ce Präparats überprüft werden, bei dem das Präparat von $x = 20\text{ mm}$ bis zu $x = 180\text{ mm}$ in 10 mm Schritten verschoben wird. Ein Fit dieser Abhängigkeit an die Daten, die in Abb. 4.3 zu sehen sind, ergibt eine

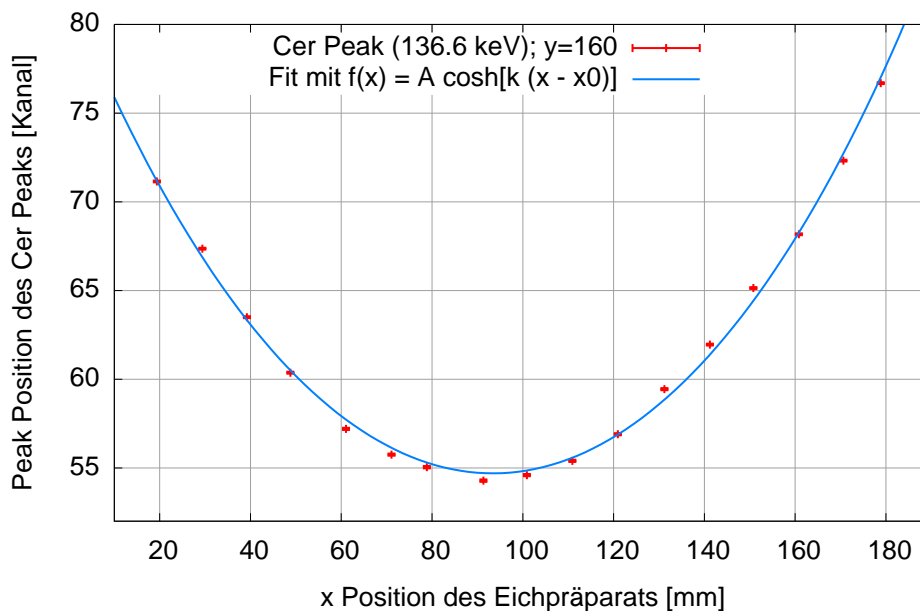


Abbildung 4.3: Peakposition des ^{139}Ce Peaks für verschiedene x -Positionen des Präparats. Die gemessenen Werte stammen von Detektor 2 für eine konstante y -Position von 160 mm .

Schwächungslänge von etwa $k^{-1} = 98\text{ mm}$. Für die zentrale Position des Scanners ergibt sich eine Position von etwa $x_0 = 93\text{ mm}$.

Die so ermittelte Schwächungslänge entspricht nicht der tatsächlichen Schwächungslänge des Szintillators. Die Umrechnung von Scannerkoordinaten auf Detektorkoordinaten erfolgt durch Gl. (4.1) und ergibt für die Schwächungslänge des Szintillators etwa $k'^{-1} = 120\text{ mm}$. Diese extrem kurze Schwächungslänge lässt sich durch Risse im Szintillator erklären, die nach der Strahlzeit sichtbar waren. Aufgrund dieser deutlichen Ortsabhängigkeit des Detektors sind die Effekte, die durch die Gyrationen der Elektronen entstehen, stark ausgeprägt.

Die Umrechnung der Scannerkoordinaten auf Detektorkoordinaten ist zur Korrektur der Ortsabhängigkeit des Detektors nicht nötig. Durch Messungen mit dem Eichscanner wird die Detektorfunktion in Scannerkoordinaten ermittelt. Die Verteilung der Elektronen, durch die sich eine Verbreiterung der Spektren ergibt (Kapitel 4.3.1), muss somit ebenfalls in Scannerkoordinaten berechnet werden. Das Strahlprofil (siehe Kapitel 3.4) liegt auch in Scannerkoordinaten vor. Somit beziehen sich alle Koordinaten im Folgenden auf Positionen im Zerfallsvolumen von PERKEO. Alle gezeigten Detektorfunktionen liegen in Scannerkoordinaten vor, da sie durch Messungen mit dem Scanner ermittelt werden.

Bisher wurde nur die Ortsabhängigkeit des Detektors in x-Richtung erwähnt. Die Ortsabhängigkeit in y-Richtung ist gering, da an den Szintillator auf beiden Seiten drei Photomultiplier angeschlossen sind (siehe Abb. 3.5). Durch dieses Design sind die Laufwege des Lichts im Szintillator hinreichend unabhängig von der y-Koordinate des Auftreffpunktes des Elektrons. Die komplette Detektorfunktion für Detektor 2 in Abhängigkeit von der x- und y-Position des Eichscanners, ermittelt durch einen Scan mit dem ^{139}Ce Präparat, ist in Abb. 4.4 zu sehen.

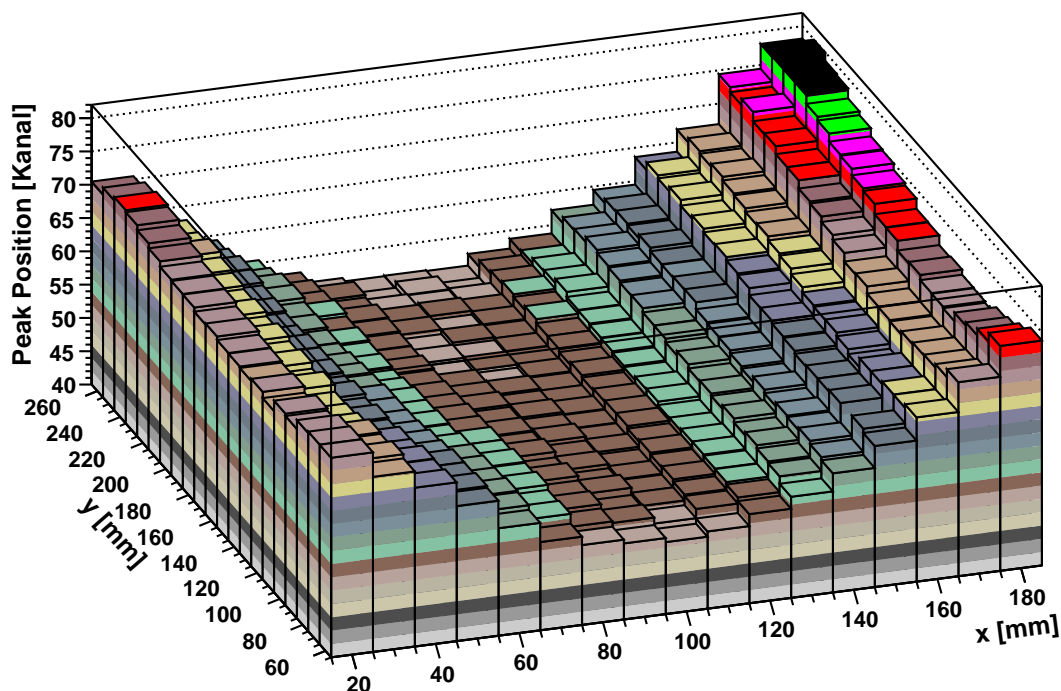


Abbildung 4.4: Position des ^{139}Ce Peaks für verschiedene x - und y -Positionen des Präparats, gemessen mit Detektor 2. Die maximale Abweichung der Scannerposition vom Sollwert beträgt 2 mm, was in dieser Darstellungsform nicht korrigiert werden kann.

4.2 Rekalibration der Photomultiplier

Ziel der Rekalibration ist es, die Homogenität des Detektors zu maximieren. In Kapitel 3.3 ist beschrieben, wie die Hochspannung an den Photomultipliern (PMs) während den Messungen am ILL eingestellt wurde. Dabei wurde das Präparat möglichst zentral vor dem Detektor angebracht. In Abb. 4.5 ist eine Skizze des Detektors mit dem zentral positionierten Präparat zu sehen. Das im Zentrum des Detektors erzeugte Szintillationslicht

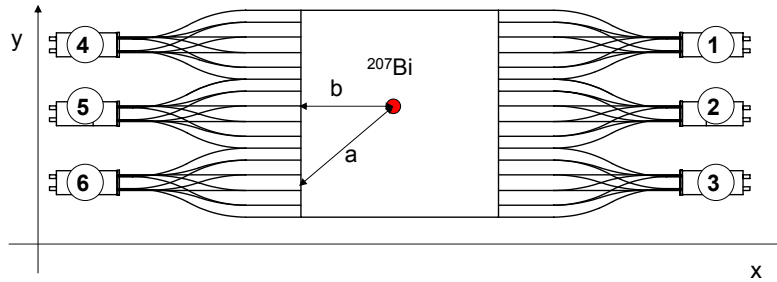


Abbildung 4.5: Skizze des Detektors mit dem bei der Kalibration verwendeten ^{207}Bi Präparat, das vor dem Detektor positioniert ist. Im verwendeten Koordinatensystem zeigt die Skizze die Rückseite von Detektor 2 bzw. Vorderseite von Detektor 1. Die Nummerierung gilt für Detektor 2, für Detektor 1 sind die Nummern links-rechts zu vertauschen.

hat einen längeren mittleren Laufweg zu den an den Ecken positionierten PMs. Somit entstehen zu den PMs 1, 3, 4, 6 größere Verluste als zu den zentralen PMs 2 und 5. Bei der Einstellung der Betriebsspannungen der PMs wurden diese Verluste durch einen erhöhten Verstärkungsfaktor kompensiert. Durch diesen Effekt lassen sich die angehobenen Ecken der Detektorfunktion in Abb. 4.4 erklären. Die sechs PMs sind somit nicht alle exakt gleich eingestellt und müssen recalibriert werden.

Die Idee der Rekalibration ist es, die Signale aus den sechs PMs verschieden zu wichten, sodass die Detektorfunktion möglichst homogen wird. Jedes Einzelsignal S_i soll mit einem Faktor γ_i gewichtet werden. Für die Summe der Signale aus den sechs PMs eines Detektors gilt:

$$S = \sum_{i=1}^6 \gamma_i \cdot S_i . \quad (4.3)$$

Wählt man die Wichtungsfaktoren γ_i optimal, so sollte die Inhomogenität des Detektors ein Minimum erreichen. Aufgrund der seitlichen Auslese des Detektors kann die in Kapitel 4.1 beschriebene cosh Form in x-Richtung durch eine Rekalibration nicht korrigiert werden. Dagegen kann die in Abb. 4.4 zu erkennende Inhomogenität in y-Richtung durch geeignete Wahl der γ_i 's minimiert werden.

Dies soll durch das von M. Kreuz entwickelte Rekalibrationsverfahren [Kre99] erreicht werden. Bei früheren Messungen wurde das Verfahren schon verwendet, um Detektoren zu recalibrieren, deren Ausleseinheit sich auf der Rückseite des Szintillators befand [Sch07].

Für die seitlich ausgelesenen Detektoren muss das Rekalibrationsverfahren leicht modifiziert werden. Die Faktoren γ_i werden so gewählt, dass der Detektor eine möglichst geringe Ortsabhängigkeit in y-Richtung annimmt. Um das zu erreichen, werden zunächst die Signale S_i der einzelnen PMs für eine feste x-Position und verschiedene y-Positionen auf dem Detektor ermittelt. In dem verwendeten Matrixverfahren wird die mittlere quadratische Abweichung δ des ermittelten Signals S und der Energie des Elektrons E_0 für N verschiedene y-Positionen minimiert:

$$\delta = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N \left(\sum_{i=1}^6 \gamma_i \cdot S_i^j - E_0 \right)^2 = \text{Minimum} . \quad (4.4)$$

Der untere Index bei S_i^j steht für die PMs 1 bis 6 eines Detektors, der obere für die N Messungen mit dem Präparat an verschiedenen Positionen. Das Minimum von δ für den Wichtungsfaktor γ_k wird durch die Ableitung nach γ_k bestimmt:

$$\frac{\partial \delta}{\partial \gamma_k} = \frac{2}{N} \cdot \sum_{j=1}^N S_k^j \left(\sum_{i=1}^6 \gamma_i \cdot S_i^j - E_0 \right) = 0 . \quad (4.5)$$

Aus Gleichung 4.5 ergibt sich der Ausdruck

$$E_0 \cdot \sum_{j=1}^N S_k^j = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^6 \gamma_i \cdot S_i^j \cdot S_k^j \quad (4.6)$$

bzw. in Matrixschreibweise

$$\mathbf{S} = \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\gamma} . \quad (4.7)$$

Für die Vektoren $\boldsymbol{\gamma}$ und \mathbf{S} und die Matrix \mathbf{M} gilt:

$$\boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \vdots \\ \gamma_6 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = E_0 \cdot \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N S_1^j \\ \vdots \\ \sum_{j=1}^N S_6^j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sum_{j=0}^N S_1^j S_1^j & \cdots & \sum_{j=0}^N S_1^j S_6^j \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{j=0}^N S_6^j S_1^j & \cdots & \sum_{j=0}^N S_6^j S_6^j \end{pmatrix} .$$

Um die gesuchten Wichtungsfaktoren γ_i zu erhalten, muss folglich das Gleichungssystem

$$\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{S} \quad (4.8)$$

gelöst werden. Die Wahl von E_0 spielt bei dem Rekalibrationsverfahren keine Rolle, da E_0 nur ein gemeinsamer Multiplikationsfaktor für die Wichtungsfaktoren γ_i ist.

Bei einer idealen Rekalibration soll die Detektorfunktion durch die Gleichung

$$D(x, y) = S_0 \cdot \cosh(k \cdot x) \quad (4.9)$$

beschrieben werden, wobei S_0 das Detektorsignal im Zentrum und k die Schwächungskonstante ist. Folglich wird das Matrixverfahren auf eine Reihe von Eichmessungen angewendet, bei denen die x-Koordinate der Scannerposition dieselbe war.

In Abb. 4.4 ist eine ausgeprägte Inhomogenität des Detektors in y-Richtung nur für x-Positionen zu erkennen, die sich weiter als 6 cm entfernt vom Zentrum befinden. Aus diesem Grund wird das Verfahren auf äußere x-Positionen, nahe den Lichtleitern, angewendet. Für Elektronenauffreffpunkte nahe einer Ausleseseite des Detektors ist nur noch ein schwaches Signal in den PMs der gegenüberliegenden Seite zu erkennen, was durch die in unserem Fall relativ hohe Schwächungskonstante k zu erklären ist. Somit wird das Rekalibrationsverfahren getrennt auf jede Seite des Szintillators angewendet.

Eine Ermittlung der Signale S_i^j anhand eines Eichscans mit dem ^{139}Ce Präparat ist nicht möglich. Die Energie des ^{139}Ce Peaks ist mit etwa 140 keV so niedrig, dass die geringe Anzahl der auf einen PM treffenden Photonen zu einer breiten Poissonverteilung führt, sodass eine Bestimmung des Peaks und somit der Signale S_i^j nicht möglich ist. Mit den Daten aus einem Eichscan mit dem ^{207}Bi Präparat lässt sich das Rekalibrationsverfahren durchführen, da die Energie der Peaks mit etwa 500 keV und 1 MeV hoch genug ist. Auch bei ^{207}Bi ist das Spektrum eines PMs jedoch durch die geringe Statistik noch immer stark verbreitert. Verwendet man nur Ereignisse, bei denen die Summe aller PM eines Detektors im Bereich um das Maximum des Peaks liegen, so ist es möglich, die Signalstärken S_i^j der einzelnen PMs zu ermitteln. In Abb. 3.12 ist ein Spektrum mit einer solchen Schnittbedingung zu sehen.

Die Form der ermittelten Detektorfunktion ist stark von der Energie des verwendeten Eichpräparats abhängig. Das Rekalibrationsverfahren wird auf den unteren ^{207}Bi Peak angewendet, da bei höheren Energien durch die großen Gyrationen über einen weiteren Bereich des Detektors gemittelt wird. Der Einfluss, den die Energie eines Eichpräparats auf die ermittelte Ortsabhängigkeit hat, wird in Kapitel 4.5.2 beschrieben.

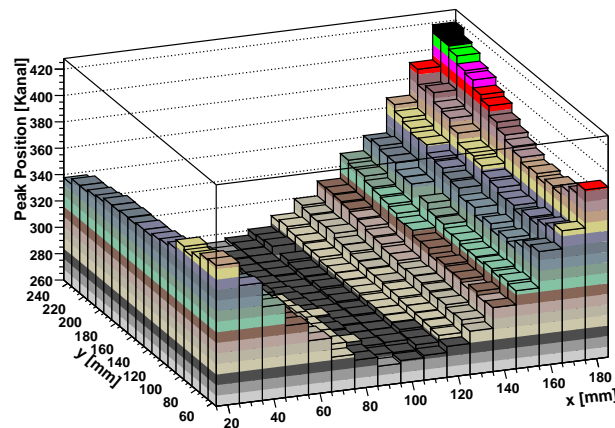


Abbildung 4.6: Die Detektorfunktion von Detektor 2, ermittelt durch einem Eichscan mit dem ^{207}Bi Präparat, durchgeführt am 11.04.2007. Aufgetragen ist die Peakposition des unteren ^{207}Bi Peaks. Die Peakpositionen wurden auf zeitliche Drifts korrigiert, die während der Messzeit von 16 Stunden entstanden.

Die Detektorfunktion, mit der das Rekalibrationsverfahren durchgeführt wurde, ist in Abb. 4.6 zu sehen. Um die gesuchten Wichtungsfaktoren γ_i zu erhalten, wurde das Re-

kalibrationsverfahren auf drei Reihen mit konstanter x-Position¹ jeder Seite angewendet. Die resultierenden Werte zeigen eine gute Übereinstimmung und werden getrennt für jede Ausleseseite gemittelt. Das Verhältnis der Wichtungsfaktoren beider Seiten soll dabei unverändert bleiben. Mit der Bedingung, dass das gemessene Signal im Mittel gleichbleiben soll, ergeben sich die folgenden Wichtungsfaktoren γ_i für Detektor 2:

γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_5	γ_6
0.88	1.15	0.97	1.11	0.99	0.90

Durch die Wichtung der Einzelsignale S_i von Detektor 2 wird die Detektorfunktion deutlich homogener in y-Richtung, was in Abb. 4.7 zu erkennen ist.

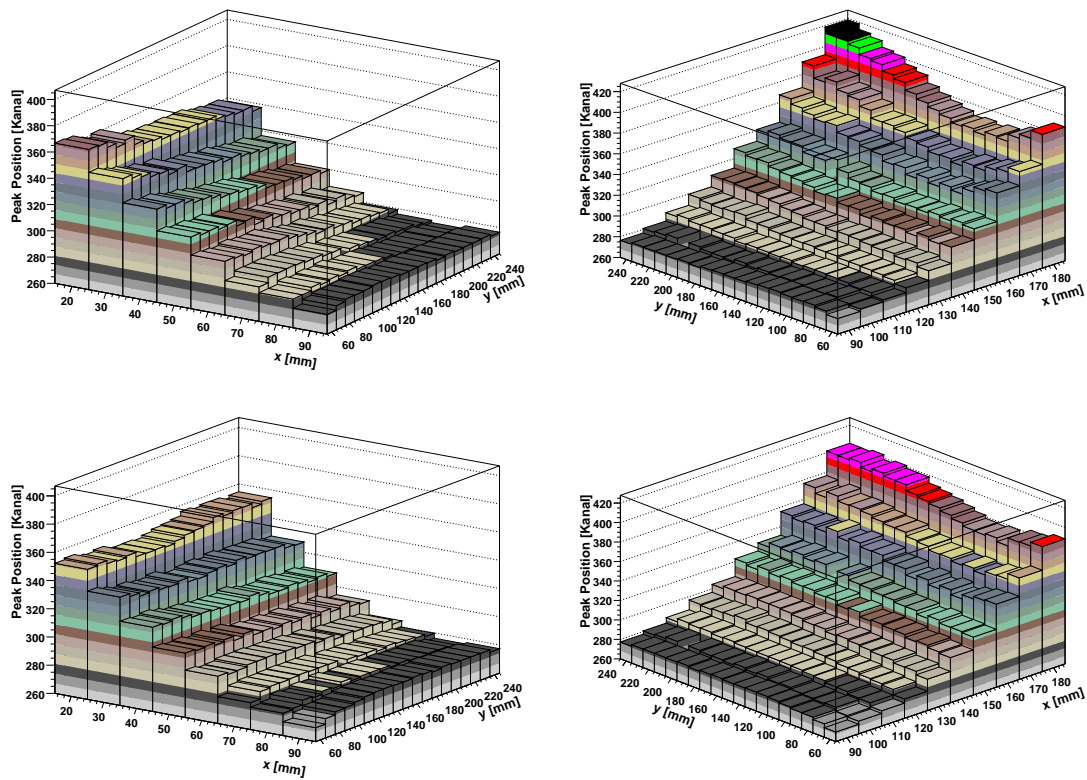


Abbildung 4.7: Die Detektorfunktion von Detektor 2, ermittelt durch einem Eichscan mit dem ^{207}Bi Präparat, durchgeführt am 11.04.2007. Aufgetragen sind die Peakpositionen des unteren ^{207}Bi Peaks vor dem Rekalibrationsverfahren (oben), unten danach (unten). Links sind die Scannerpositionen mit einer x-Koordinate $x \leq 90$ mm, rechts mit $x \geq 90$ mm zu sehen.

Um eine Aussage über die Homogenität des Detektors in y-Richtung treffen zu können, wurde die Varianz σ_i^2 für jede Reihe mit konstanter x-Koordinate gebildet. Durch Sum-

¹Das Rekalibrationsverfahren wurde auf die x-Positionen $x = 20, 30, 40, 150, 160, 170$ angewendet.

mation über die Varianze σ_i^2 aller Reihen folgt so:

$$\begin{aligned} \text{vor der Kalibration : } & \sum_i \sigma_i^2 \approx 1175.2 \\ \text{nach der Kalibration : } & \sum_i \sigma_i^2 \approx 372.9 \quad . \end{aligned} \tag{4.10}$$

Die Homogenität von Detektor 2 konnte durch das Rekalibrationsverfahren deutlich verbessert werden. In der folgenden Auswertung wird der Detektor als homogen in y-Richtung betrachtet und die Spektren werden mit den ermittelten Faktoren γ_i gewichtet.

4.3 Limitierende Faktoren der Energieauflösung

Die monoenergetischen Energielinien der Eichpräparate werden durch mehrere Effekte verbreitert. Um die gemessenen Spektren der Eichpräparate korrekt durch theoretische Spektren beschreiben zu können, müssen alle Effekte, die einen Einfluss auf die Form der Spektren haben, genau bekannt sein. Ein Effekt, der sich durch das im Vergleich zu PERKEO II schwächere Magnetfeld bemerkbar macht und in dieser Auswertung zum ersten Mal berücksichtigt werden musste, ist die Verbreiterung durch die Gyrationen der Elektronen. Weitere Verbreiterungen der Spektren entstehen durch die Poissonstatistik der Photomultiplier und das elektronische Rauschen.

4.3.1 Verbreiterung durch Elektronenradien

Durch die relativ großen Gyrationen der Elektronen im Magnetfeld (etwa 2.1 cm für eine kinetische Energie von 500 keV bei einem Magnetfeld von 140 mT, siehe Gl. (3.12)) treffen die Elektronen, die von einem punktförmigen Eichpräparat emittiert werden, den Detektor nicht alle in demselben Punkt. Die Elektronen werden um den zentralen Auftreffpunkt x_0 herum mit dem maximalen Abstand des doppelten Gyrationradius verteilt. Somit ergibt sich eine Verteilung der Elektronen mit einer gesamten Breite des vierfachen Elektronenradius, was in Abb. 4.8 verdeutlicht wird. Treffen monoenergetische Elektronen den Detektor in verschiedenen Punkten, so sind die Verluste durch die Ortsabhängigkeit des Detektors für jeden Auftreffpunkt unterschiedlich. Somit ist die Anzahl der Photonen, die die Photomultiplier erreichen, vom Auftreffpunkt der Elektronen auf dem Detektor abhängig und es findet eine Verbreiterung der ursprünglich monoenergetischen Linie statt. Um den Einfluss auf eine Energielinie durch den Effekt der Inhomogenität des Detektors zu berechnen, wird zunächst eine gleichmäßige Verteilung der Elektronen vorausgesetzt. Im nächsten Schritt wird die Verteilung der Elektronen auf dem Detektor berechnet. Sind diese beiden Effekte bekannt, so kann die Verbreiterung einer Energielinie beschrieben werden.

Verbreiterung für eine homogene Verteilung der Elektronen

Da der Detektor nur in x-Richtung eine merkliche Ortsabhängigkeit aufweist, wird im Folgenden nur diese berücksichtigt. Gleichung 4.2 beschreibt die ortsabhängige Anzahl der Photonen. Die x -Achse wird im Folgenden so gewählt, dass sich der Nullpunkt beim

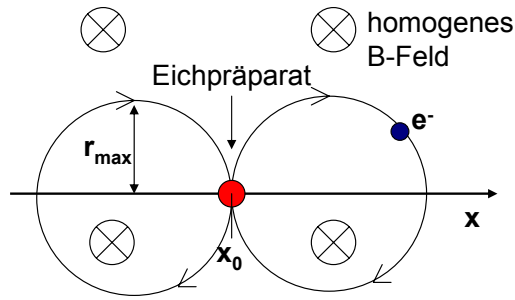


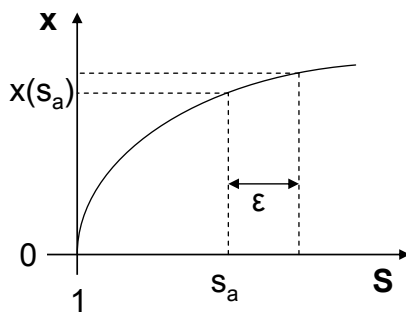
Abbildung 4.8: Skizze zweier Kreisbahnen von Elektronen, die vom Präparat emittiert werden. Die Orientierung und Größe der Kreise ist von der Emissionsrichtung der Elektronen abhängig. Die Magnetfeldlinien zeigen in die Zeichenebene hinein. Der Radius ist maximal, wenn das Elektron, wie in der Skizze, senkrecht zu den Feldlinien emittiert wird.

Minimum der Detektorfunktion befindet. Die Ortsabhängigkeit des Detektors wird somit durch folgende Gleichung beschrieben:

$$S(x) = \cosh(k \cdot x). \quad (4.11)$$

$S(x)$ steht dabei für den Skalierungsfaktor, mit dem eine Energielinie für einen Auftreffort x skaliert werden muss. Die Funktion wurde so gewählt, dass für ein im Zentrum des Detektors auftreffendes Elektron der Skalierungsfaktor 1 beträgt.

Treffen monoenergetische Elektronen mit einer gleichmäßigen Verteilung auf der x -Achse auf den Detektor, so sind die Skalierungsfaktoren S , mit denen einzelne Ereignisse skaliert



werden müssen, unterschiedlich stark gewichtet. Wie stark welcher Skalierungsfaktor gewichtet ist, wird an der Skizze links verdeutlicht. Die Abbildung zeigt die Umkehrfunktion von Gl. (4.11). Sie ordnet den Skalierungsfaktoren einen Auftreffpunkt x auf dem Detektor zu. Das eingezeichnete Intervall von Skalierungsfaktor s_a bis $s_a + \epsilon$ wird auf das auf der x -Achse eingezeichnete Intervall abgebildet. Die Größe des Intervalls auf der x -Achse gibt an, wieviele Ereignisse den Skalierungsfaktoren s_a bis $s_a + \epsilon$ zugeordnet werden. Um einen Wichtungsfaktor für den Skalierungsfaktor s_a anzugeben, lässt man ϵ gegen Null gehen, was der Ableitung der skizzierten Funktion $x(S)$ nach S entspricht. Die Umkehrfunktion von Gl. (4.11) lautet

$$x(S) = \frac{1}{k} \cdot \operatorname{acosh}(S). \quad (4.12)$$

Leitet man diese Gleichung nach S ab, so erhält man den Wichtungsfaktor W in Abhängigkeit des Skalierungsfaktors S , vorausgesetzt, die auftreffenden Elektronen sind

in x-Richtung gleichmäßig auf dem Detektor verteilt.

$$W(S) = \frac{dx(S)}{dS} = \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\sqrt{S^2 - 1}} \quad (4.13)$$

Für einen Skalierungsfaktor $S = 1$ divergiert $W(S)$.

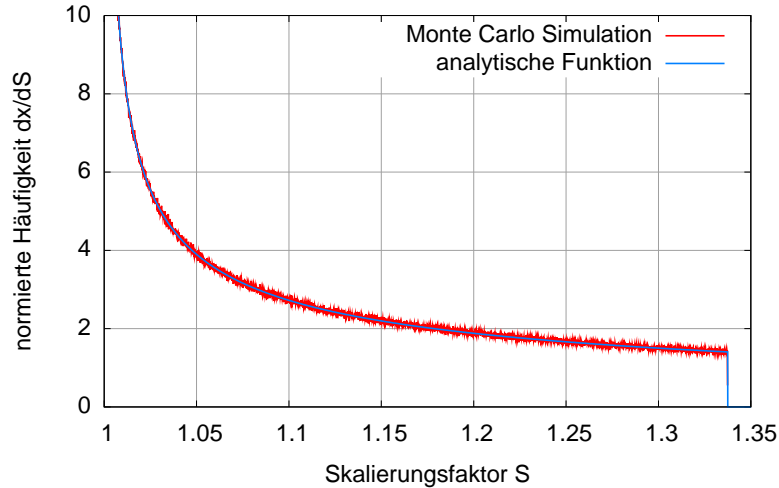


Abbildung 4.9: Funktion der normierten Häufigkeit der Skalierungsfaktoren. Simuliert und berechnet für Elektronenauffreffpunkte x auf dem Detektor zwischen dem Zentrum ($x = 0$ mm) und $x = 80$ mm. Als Schwächungskonstante k wurde 0.01 mm^{-1} verwendet.

Durch eine Monte Carlo Simulation (MC) lässt sich die Richtigkeit der Wichtungsfunktion $W(S) = \frac{dx(S)}{dS}$ bestätigen (siehe Abb. 4.9). Bei der MC wird ein zufälliger Auftreffpunkt zwischen 0 mm und 80 mm generiert. Mit einer Schwächungskonstante k von 0.01 mm^{-1} wird daraus der Skalierungsfaktor S berechnet. Auf diese Weise werden 10^7 Skalierungsfaktoren S erzeugt und histogrammiert. Das Histogramm wird anschließend auf den Wert 1 normiert.

Im Vergleich dazu ist in Abb. 4.9 die Wichtungsfunktion (4.13) gezeigt. Mit Gl. (4.11) folgt aus einer maximalen x-Koordinate des Auftreffpunkts von 80 mm ein maximaler Skalierungsfaktor S von 1.337. Um die analytische Funktion in Abb. 4.9 zu erhalten, wurde die Funktion (4.13) bis zum maximalen Skalierungsfaktor berechnet und auf den Wert 1 normiert.

Berechnung der Verteilung der Elektronen auf dem Detektor

Um die Verbreiterung einer Energielinie durch die Ortsabhängigkeit des Detektors korrekt zu beschreiben, muss die Verteilung der Elektronen auf dem Detektor um den zentralen Auftreffpunkt x_0 herum genau beschrieben werden (siehe Abb. 4.8). Da die Ortsabhängigkeit nur ein Effekt in x-Richtung des Detektors ist, muss die auf die x-Achse projizierte Verteilung der Elektronen berechnet werden. Diese wird im Folgenden für monoenergetische Elektronen, die im Punkt x_0 emittiert werden, berechnet. Um sich die auf

die x-Achse projizierte Verteilung der emittierten Elektronen vorzustellen, hilft Abb. 4.8. Mit Θ wird der Winkel zwischen Magnetfeldrichtung und Elektronenimpuls, mit φ der Winkel zwischen Elektronenimpuls und der Ebene, die durch die x-Achse und das Magnetfeld aufgespannt wird, bezeichnet. Der Gyrationradius der Elektronenbahnen wird durch die kinetische Energie und den Winkel Θ der Elektronen zum Magnetfeld beschrieben. Aus Gl. (3.12) folgt für den Gyrationradius

$$r(E_{kin}, \Theta) = \frac{\sqrt{(2 \cdot E_0 + E_{kin}) \cdot E_{kin}}}{300 \cdot B} \cdot \frac{m \cdot T}{MeV} \cdot \sin(\Theta) = r_{max} \cdot \sin(\Theta) \quad (4.14)$$

Für die Projektion der Gyrationbahnen des Elektrons auf die x-Achse spielt die Ganghöhe keine Rolle. Es genügt, die auf die x/y-Ebene (Detektorebene) projizierten Bahnen zu betrachten. Durch diese Projektion erhält man, wie in Abb. 4.8 zu sehen ist Kreisbahnen, die alle von x_0 ausgehen und deren Radius zwischen Null und r_{max} liegt. Die Lage der Kreisbahn wird durch den Winkel φ beschrieben. Die zwei Bahnen in Abb. 4.8 haben ein φ von 90 bzw. 270 Grad.

Um die auf die x-Achse projizierte Verteilung der Elektronen zu berechnen, wird zunächst die Verteilung für einen Winkel Θ von 90 Grad berechnet, was einem maximalen Gyrationradius für die jeweilige Energie entspricht. Im nächsten Schritt wird die Verteilung dann über den Winkel Θ integriert.

Man erhält die Verteilung für einen Winkel Θ von 90 Grad, indem man alle möglichen Elektronenbahnen mit einem φ zwischen Null und 360 Grad auf die x-Achse projiziert. Die Mittelpunkte aller möglichen Kreise für ein konstantes Θ liegen, wie im linken Teil von Abb. 4.10 mit der gestrichelten Linie angedeutet, auf einem Kreis um x_0 mit einem Radius von r_{max} . Zunächst muss die Projektion eines Kreises auf die x-Achse berechnet werden. Eine Skizze davon ist im rechten Teil der Abb. 4.10 zu sehen. Dabei wird davon

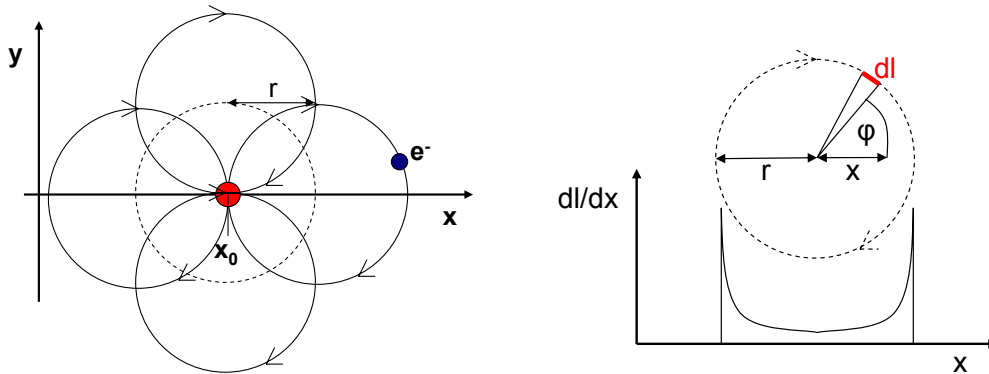


Abbildung 4.10: links: Skizze von vier möglichen Elektronenbahnen, projiziert auf die x/y-Ebene, für ein konstantes Θ und einem φ von 0, 90, 180, 270 Grad; rechts: Der gestrichelte Kreis stellt eine auf die x/y-Ebene projizierte Elektronenbahn dar. Die Funktion ist eine Skizze der Projektion des Kreises auf die x-Achse.

ausgegangen, dass die Elektronen an jedem Punkt der Kreisbahn mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auf den Detektor treffen.

Die Projektion eines Kreises auf die x-Achse berechnet sich, indem man einen in Abb. 4.10

in rot eingezeichneten infinitesimalen Abschnitt des Kreisbogens nach x ableitet. Mit der Beziehung

$$\cos(\varphi) = \frac{x}{r} \quad (4.15)$$

erhält man für die Projektion des Kreisbogens auf die x-Achse

$$\frac{dl}{dx} = r \cdot \frac{d\varphi}{dx} = r \cdot \frac{d(\arccos(\frac{x}{r}))}{dx} = \begin{cases} \frac{r}{\sqrt{r^2-x^2}} & |x| < r \\ 0 & |x| \geq r \end{cases} \quad (4.16)$$

Wie in Abb. 4.10 zu sehen ist, divergiert die Verteilung $\frac{dl}{dx}$ für $x = \pm r$, weil an diesen Stellen die Steigung des Kreisbogens $\pm\infty$ beträgt.

Als nächstes wird die Projektion, die für einen Kreis berechnet wurde, auf die Projektion aller Kreise übertragen, deren Mittelpunkte im Bereich $[-r, +r]$ liegen (siehe Abb. 4.10). Befindet sich der Mittelpunkt eines Kreises bei $x = x_0$, so wird die Projektion auf die x-Achse durch Gl. (4.16) beschrieben. Liegt die x-Koordinate des Kreismittelpunktes bei x' , so muss die Verteilung $\frac{dl}{dx}$ für $x - x'$ berechnet werden.

Man erhält somit die Projektion aller Kreise auf die x-Achse durch Integration über alle möglichen Positionen des Kreismittelpunktes x' . Dabei muss beachtet werden, dass die Häufigkeit der Mittelpunkte bei $\pm r$ viel höher als im Zentrum ist. Die Verteilung für die Häufigkeit der Mittelpunkte berechnet sich durch Projektion des gestrichelten Kreises im linken Teil der Abb. 4.10 auf die x-Achse, wodurch man wieder die Funktion $\frac{dl}{dx}$ aus Gl. (4.16) erhält.

Für die Integration über alle Mittelpunkte, gewichtet mit der Häufigkeit der Mittelpunkte, gilt:

$$V(x, r) = \frac{1}{r^2} \cdot \int_{-r}^{+r} \frac{dl}{dx}(x - x', r) \cdot \frac{dl}{dx}(x', r) dx', \quad (4.17)$$

was einer Faltung der Funktion $\frac{dl}{dx}$ mit sich selbst entspricht. Durch den Vorfaktor $\frac{1}{r^2}$ ist die Normierung von Gl. (4.17) unabhängig von r .

Gl. (4.17) beschreibt die auf die x-Achse projizierte Verteilung der Elektronen für einen festen Winkel Θ . Um die Verteilung für alle möglichen Radien zu erhalten, muss Gl. (4.17) noch über Θ integriert werden. Verwendet man für r die Beziehung aus Gl. (4.14), dann folgt für die Verteilung der Elektronen auf der x-Achse, in Abhängigkeit des maximalen Radius r_{max} , die Beziehung

$$\frac{dN}{dx}(x, r_{max}) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} V(x, r_{max} \cdot \sin(\Theta)) d\Theta. \quad (4.18)$$

Die Richtigkeit der Gl. (4.18) wird durch die Monte Carlo Simulation in Abb. 4.11 bestätigt. Zur Simulation des Auftreffpunktes wurden die zwei Winkel Θ , φ und als dritter Freiheitsgrad ein Punkt der Elektronenbahn zufällig generiert. Als maximaler Radius wurden 40 mm angenommen. Da die Funktion $\frac{dN}{dx}(x, r_{max})$ symmetrisch zu $x = 0$ mm ist, wird in Abb. 4.11 nur die Verteilung für positive x Werte gezeigt.

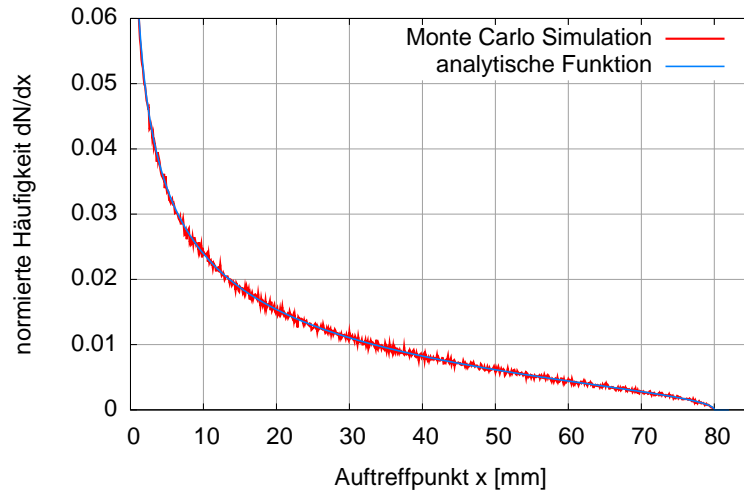


Abbildung 4.11: Funktion der auf die x-Achse projizierten Elektronenverteilung. Die Häufigkeit $\frac{dN}{dx}$ ist gegen den Abstand vom Emissionspunkt x_0 aufgetragen. Für die Monte Carlo Simulation wurden die zwei Winkel Θ , φ und als dritter Freiheitsgrad ein Punkt der Elektronenbahn zufällig generiert. Mit diesen Werten wurde die x-Koordinate des Auftreffpunkts bestimmt. Alle auf diese Weise zufällig generierten x-Werte wurden histogrammiert und normiert. In blau ist die durch Gl. (4.18) berechnete und normierte Verteilung mit $r_{max} = 40$ mm zu sehen.

Verbreiterung unter Berücksichtigung der Elektronenverteilung auf dem Detektor

Durch die Berechnungen aus den beiden vorigen Abschnitten ist es möglich, die korrekte Verbreiterung einer Energielinie durch die Radien der Elektronen und der Ortsabhängigkeit des Detektors anzugeben. Gl. (4.13) gibt an, welches Gewicht $\frac{dx}{dS}(S)$ ein Skalierungsfaktor S durch den Effekt der Detektorfunktion erhält. Die Elektronen sind mit der in Gl. (4.18) gegebenen Funktion auf dem Detektor verteilt. Somit trifft jeden x-Punkt des Detektors, und damit den dazugehörigen Skalierungsfaktor S , eine unterschiedliche Anzahl an Ereignissen. Diese weitere Wichtung $\frac{dN}{dx}$ muss mit der Wichtung aus Gl. (4.13) multipliziert werden. Dabei muss für die Verteilung $\frac{dN}{dx}(x, r_{max})$ noch berücksichtigt werden, an welcher x -Position x_0 sich das Präparat befindet, und lautet somit: $\frac{dN}{dx}(x - x', r_{max})$. Im einfachsten Fall befindet sich das Präparat bei $x = 0$, und die Häufigkeitsverteilung $\frac{dN}{dS}$ in Abhängigkeit des Skalierungsfaktors S lautet:

$$\frac{dN(S)}{dS} = \frac{dx(S)}{dS} \cdot \frac{dN(S)}{dx}. \quad (4.19)$$

Die Monte Carlo Simulation in Abb. 4.12 bestätigt die Richtigkeit der hergeleiteten Beziehung $\frac{dN(S)}{dS}$.

Durch das in Kapitel 4.4 beschriebene Fitprogramm können die theoretischen Spektren der Eichpräparate generiert werden. Die diskreten Energielinien der Eichpräparate werden durch die in diesem Abschnitt hergeleitete Beziehung verbreitert. Dieser Effekt wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit in das Fitprogramm implementiert und ist in Kapitel 4.4 beschrieben. Die Parameter, von denen die Form der Verbreiterung abhängig ist, sind die

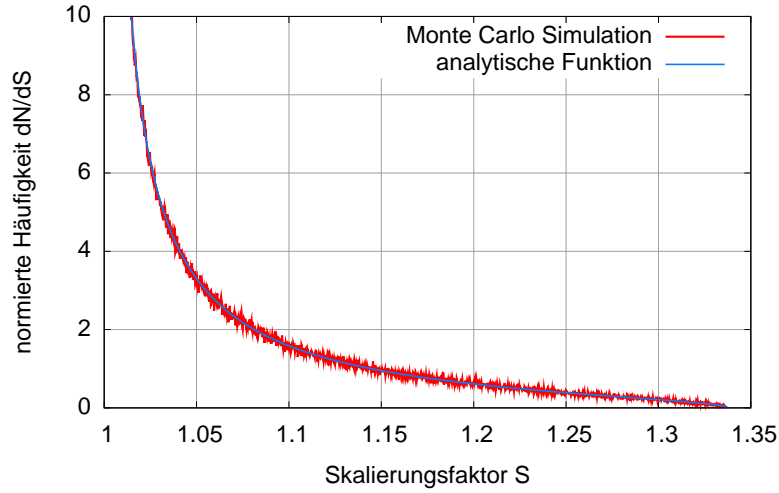


Abbildung 4.12: Funktion der Häufigkeit $\frac{dN}{dS}$ in Abhängigkeit des Skalierungsfaktors S . Für die Monte Carlo Simulation (in rot) wurden die zwei Winkel Θ , φ und als dritter Freiheitsgrad ein Punkt der Elektronenbahn zufällig generiert. Mit diesen Werten wurde die x -Koordinate des Auftreffpunktes und daraus über Gl. (4.11) der Skalierungsfaktor S bestimmt. Alle auf diese Weise zufällig generierten S -Werte wurden histogrammiert und normiert. In blau ist die durch Gl. (4.19) berechnete und normierte Verteilung mit $r_{max} = 40$ mm zu sehen. Für die Schwächungskonstante k wurde 0.01 mm^{-1} angenommen.

Schwächungskonstante k , das Magnetfeld B und die x -Position des Eichpräparats x_0 .

4.3.2 Poissonstatistik der Photomultiplier

Die Funktionsweise der Photomultiplier wurde bereits in Kap. 3.2.1 beschrieben. Die Prozesse an der Photokathode können gut durch die Poissonstatistik beschrieben werden. Somit beträgt die Wahrscheinlichkeit P , dass N Photoelektronen bei einer Anzahl von PH einfallenden Photonen an der Photokathode mit der Quanteneffizienz QE emittiert werden

$$P(N, PH) = \frac{(QE \cdot PH)^N}{N!} \cdot e^{-(QE \cdot PH)}. \quad (4.20)$$

Der Mittelwert der Poissonverteilung ist durch $QE \cdot PH$ gegeben. Die Varianz einer Poissonverteilung entspricht ihrem Mittelwert, womit die Varianz durch die mittlere Anzahl der von der Photokathode emittierten Elektronen PE gegeben ist.

$$\sigma_{PE}^2 = QE \cdot PH = PE \quad (4.21)$$

Für das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Photoelektronen PE folgt somit

$$\frac{PE}{\sigma_{PE}} = \sqrt{PE}. \quad (4.22)$$

Die Statistik an den Dynoden hinter der Photokathode kann ebenfalls mit einer Poissonverteilung beschrieben werden. Da die kleinste Anzahl an Photoelektronen an der Photokathode ausgelöst wird, kann man vereinfachend unter Vernachlässigung der Verbreiterungen

der Dynoden die Breite des Signals durch die Anzahl an Photoelektronen PE beschreiben. Mit dieser Vereinfachung ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Elektronen PE_2 an der Anode dasselbe wie das für die Photoelektronen PE . Mit dem Verstärkungsfaktor V aller Dynoden gilt für das Signal-zu-Rausch Verhältnis an der Anode

$$\frac{PE_2}{\sigma_{PE_2}} = \frac{V \cdot PE}{V \cdot \sigma_{PE}} = \sqrt{PE}. \quad (4.23)$$

Berücksichtigt man die Statistik an den Dynoden, so erhält man für die Verteilung der Elektronen an der Anode eine größere Breite als bei einer Poissonstatistik. In [BI89] ist der statistische Prozess im Photomultiplier ausführlich beschrieben.

Die Ergebnisse werden kurz zusammengefasst: Zunächst geht man von einem Poisson verteilten Photonensignal mit einer mittleren Photonenzahl PH aus dem Szintillator aus. Setzt man voraus, dass jede Stufe des Photomultipliers identisch ist und eine Poissonstatistik hat, so erhält man für die mittlere Anzahl an Elektronen an der Anode

$$PE_2 = QE \cdot PH \cdot V. \quad (4.24)$$

Mit der Verstärkung δ einer Dynode erhält man für das Signal-zu-Rausch Verhältnis an der Anode

$$SNR = \sqrt{PE} \cdot \sqrt{\frac{\delta - 1}{\delta}}. \quad (4.25)$$

Für ein hohes δ erhält man somit für die Breite des Signals den Wert, den man bei Vernachlässigung der Statistik der Dynodenstufen erhalten hätte (siehe Gl. (4.23)).

4.3.3 Elektronisches Rauschen

Eine weitere Verbreiterung der Energielinien entsteht durch das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik. Wie in 3.2.1 beschrieben, wird in den QDC's über die Photomultiplierpulse integriert. Trifft ein Elektron auf einen Detektor, so werden beide Detektoren ausgelesen. Handelt es sich nicht um ein Rückstreueignis, dann integrieren die QDC's des Detektors, der nicht getriggert hat über Null. Aufgrund des elektronischen Rauschens ergibt diese Integration nicht exakt Null. Die resultierenden „Nullwerte“ sind gaußverteilt, mit einem Maximum bei dem Kanal, der einer Energie von 0 keV entspricht. Das elektronische Rauschen lässt sich exakt für jede Messung und jeden Detektor bestimmen. Um z. B. das Rauschen von Detektor 1 zu erhalten, histogrammiert man alle Werte von Detektor 1 unter der Bedingung, dass Detektor 1 nicht getriggert hat. Das Histogramm sollte somit nur die Nullwerte und die nicht erkannten Rückstreueignisse von Detektor 2 auf Detektor 1 enthalten. Ein solches Histogramm ist in Abb. 4.13 zu sehen.

Durch einen Gaußfit an das Histogramm in Abb. 4.13 erhält man die Breite des elektronischen Rauschens. Jeder Kanal des Spektrums muss mit der so ermittelten Gaußbreite verbreitert werden, was man durch eine Faltung der Gaußverteilung des elektronischen Rauschens mit dem Spektrum erreicht. Um Rückstreueignisse korrekt detektieren zu können, wird für jedes Ereignis die Summe der in beiden Detektoren deponierten Energie gebildet. Damit erhöht sich das Rauschen auf jedem Kanal, was durch eine Faltung des Spektrums mit den Gaußverbreiterungen von beiden Detektoren berücksichtigt wird. Die resultierende Breite ergibt sich aus der quadratischen Addition der beiden Einzelbreiten.

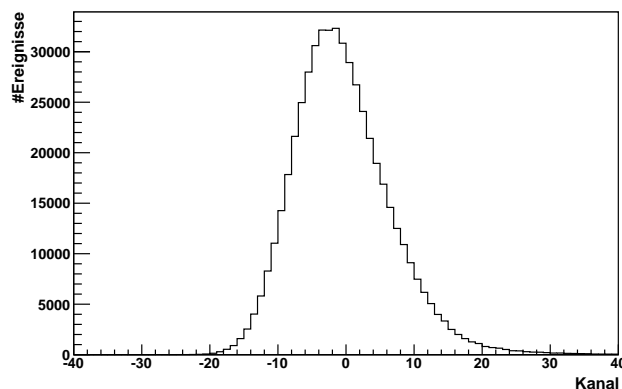


Abbildung 4.13: Histogramm des Pedestals einer Eichmessung mit ^{139}Ce vom 11.04.07. Aufgetragen sind die Ereignisse auf Detektor 2, unter der Bedingung, dass Detektor 2 nicht getriggert hat.

Der Kanal, der einer Energie von 0 keV entspricht, wird auch Pedestal genannt. Durch das elektronische Rauschen wird dieser Kanal bzw. das Pedestal verbreitert. In Abb. 4.14 sind die Breiten der Pedestals für beide Detektoren über die Zeit zu sehen. Durch die quadratische Addition beider Kanäle ergibt sich eine Breite von etwa neun Kanälen. Das elektronische Rauschen ist nicht energieabhängig, im Gegensatz zu der Poissonverteilung, die durch die Statistik der Photomultiplier entsteht. Bei einer Energie von etwa 150 keV entspricht die Breite der Poissonverteilung der Breite der Gaußverteilung. Bei höheren Energien dominiert die Poissonverbreiterung. Durch die Position des Maximums im Histo-

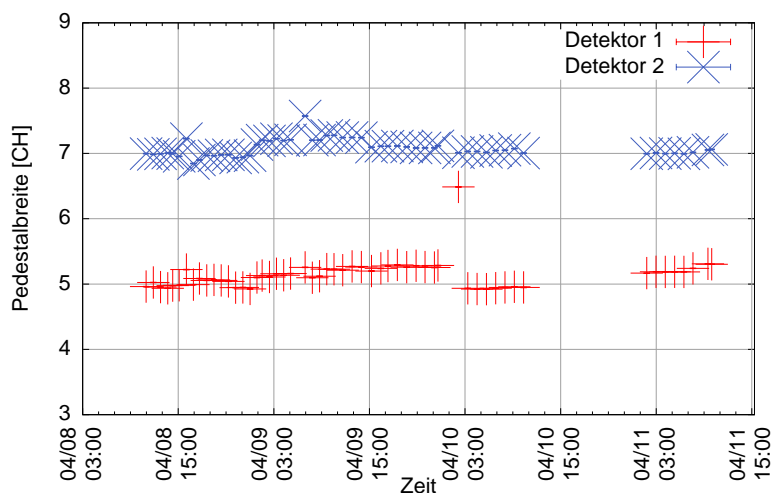


Abbildung 4.14: Die Breite des Pedestals beider Detektoren aus Eichmessungen mit ^{207}Bi vom 8.04.07 bis zum 12.04.07.

ogramm in Abb. 4.13 erhält man das Pedestal. Dieses weist temperaturbedingte zeitliche Schwankungen auf. Durch Ermittlung des Maximums des Pedestals ist der Offset eines

QDCs bekannt und kann abgezogen werden. Der Kanal Null des QDCs entspricht somit dem Nullpunkt der Energie.

4.4 Beschreibung der theoretischen Eichspektren

Trifft ein Elektron mit der Energie E auf den Detektor, so wird eine dazu proportionale Anzahl an Photonen im Szintillator erzeugt. Ein Anteil der Photonen trifft auf die Photomultiplier, in denen Photoelektronen freigesetzt werden. Diese werden verstärkt und erzeugen einen Strompuls, der von den QDCs der Elektronik digitalisiert wird. Näherungsweise verlaufen alle Stufen in diesem Prozess linear. Daher wird eine lineare Beziehung zwischen der Energie E des Elektrons und der Summe CH der Signale aller sechs Photomultiplier eines Detektors angenommen:

$$CH = E \cdot gain + OS . \quad (4.26)$$

Dies ist die Energie-Kanal-Beziehung, die in Kapitel 4.7 bestimmt wird. Durch Variation der Parameter $gain$ und OS werden die theoretischen Spektren an die Messdaten angepasst.

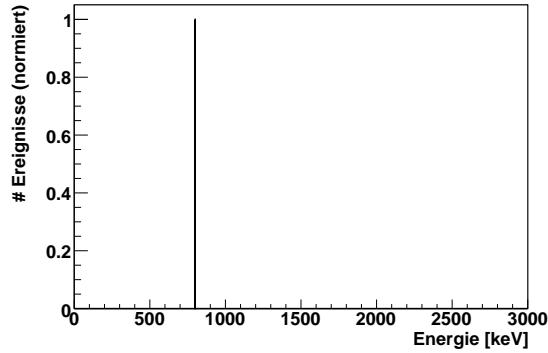
Um das theoretische Spektrum eines Eichpräparats beschreiben zu können, müssen die in Kapitel 4.3 beschriebenen Effekte, die einen Einfluss auf die Verbreiterung der Spektren haben, genau bekannt sein. In diesem Kapitel wird der Detektionsprozess einer monoenergetischen Linie und die dadurch entstehenden Verbreiterungseffekte der Spektren beschrieben.

Das Anpassen eines theoretischen Spektrums an ein gemessenes Spektrum wird anhand eines so genannten Fitprogramms² durchgeführt. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Fitprogramm erweitert, um den durch die Inhomogenität des Detektors entstehenden Verbreiterungseffekt zu berücksichtigen. Der Detektionsprozess eines Elektrons kann in vier Stufen eingeteilt werden, die in Abb. 4.15 zu sehen sind:

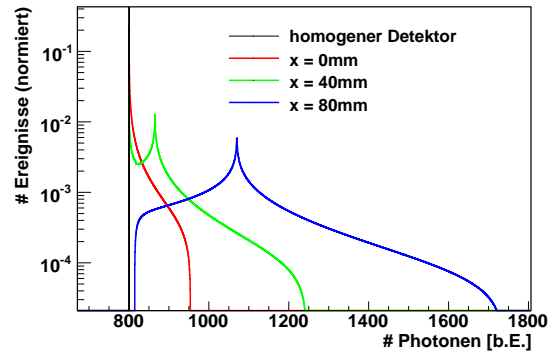
- (a) Das Energiespektrum: Im Beispiel treffen zunächst monoenergetische Elektronen mit einer kinetischen Energie von 800 keV auf den Detektor.
- (b) Das Photonenspektrum: Durch die Gyrationen treffen die Elektronen den Detektor an verschiedenen Punkten. Aufgrund von Reflexionsverlusten im Szintillator ist somit die Anzahl der Photonen, die auf die Photomultiplier treffen, vom Auftreffpunkt eines Elektrons auf dem Detektor abhängig. Der Verbreiterungseffekt wurde in Kapitel 4.3.1 berechnet und führt zu den Photonenverteilungen, die in Abb. 4.15b zu sehen sind. Die Anzahl an Photonen PH entspricht nicht der tatsächlichen Anzahl, sondern ergibt sich durch $PH = S \cdot E$, wobei S der in Kapitel 4.3.1 eingeführte Skalierungsfaktor³ und E die Energie eines auf den Detektor treffenden Elektrons

²to fit (engl.): (eine Funktion an einen Linienverlauf) anpassen; Im Folgenden wird „der Fit“ und das Verb „fitten“ auch im Deutschen verwendet.

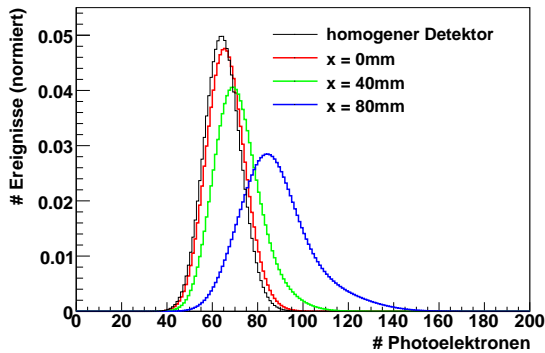
³Der Skalierungsfaktor S steht für die Anzahl an Photonen, die bei der Detektion eines Elektrons auf die Photomultiplier treffen, normiert auf die Photonenzahl bei einem zentral auf den Detektor treffenden Elektron.



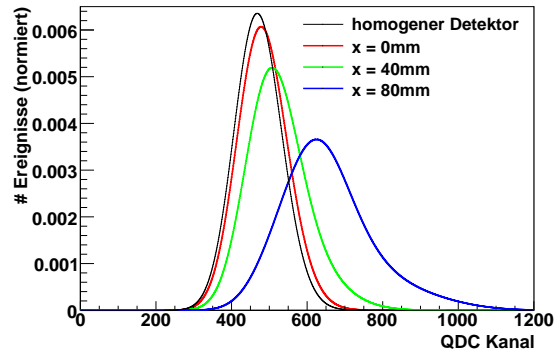
(a) Der Detektor wird von monoenergetischen Elektronen getroffen.



(b) Das Photonenspektrum zeigt die Verteilung der Photonen, die auf die Photomultiplier treffen.



(c) die Verteilung der erzeugten Photoelektronen



(d) das theoretische Spektrum in QDC Kanälen

Abbildung 4.15: Theoretisch berechnete Spektren monoenergetischer Elektronen einer Energie von 800 keV. Der Detektionsprozess ist in vier Stufen dargestellt. In schwarz sind die theoretischen Spektren für einen homogenen Detektor zu sehen. Die theoretischen Spektren eines Detektors mit einer Schwächungslänge von 100 mm sind für verschiedene x-Positionen der Emissionsquelle der Elektronen farblich dargestellt.

ist. Von Bedeutung für die Form des Spektrums in QDC Kanälen (Abb. 4.15d) ist lediglich die Anzahl an erzeugten Photoelektronen. Die Form der gezeigten Photonenspektren werden im nächsten Abschnitt erläutert.

- (c) Das Photoelektronenspektrum: In Abb. 4.15c ist die Verteilung der Photoelektronen zu sehen. Auf den Photokathoden der Photomultiplier werden durch die auftreffenden Photonen eine Poisson-verteilte Anzahl an Photoelektronen erzeugt. Um das Photoelektronenspektrum zu erhalten, wird das Photonenspektrum mit einer Poissonfunktion gefaltet. Für ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 1 MeV werden etwa 80 Photoelektronen auf den Photokathoden der Photomultiplier eines Detektors erzeugt.

- (d) Das Spektrum der QDCs: Die Photomultiplier werden von den QDCs ausgelesen, die einen Kanalwert CH ausgeben. Aufgrund von elektronischem Rauschen wird das Spektrum mit einer Gaußverteilung verbreitert. Die Breite dieser Verteilung wird experimentell durch die Breite des Pedestals (siehe Kap. 4.3.3) bestimmt.

Die Form der Photonenspektren soll anhand von 4.16 veranschaulicht werden. In den Skizzen ist der Skalierungsfaktor S gegen die x -Koordinate des Detektors aufgetragen. S

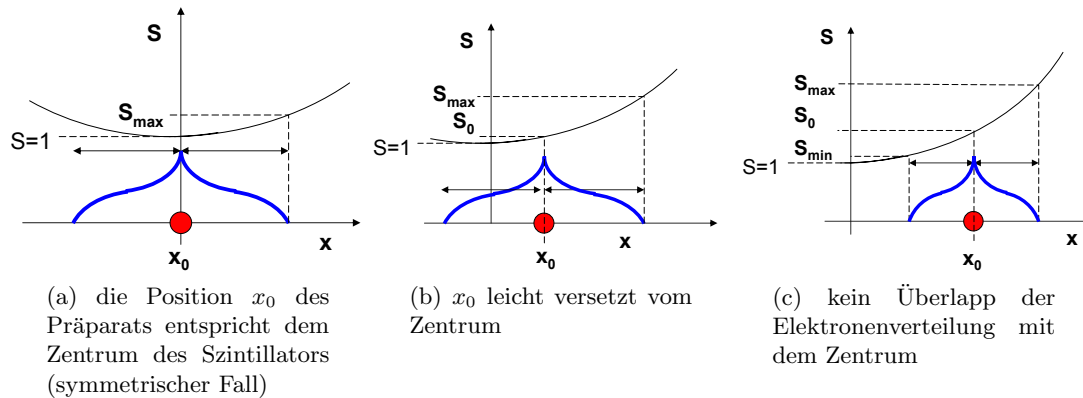


Abbildung 4.16: Skizze der auf 1 normierten Detektorfunktion in Abhängigkeit der x -Position des Detektors. Es sind drei Fälle für unterschiedliche x -Positionen des Eichpräparats x_0 gezeigt. In blau ist die auf die x -Achse projizierte Verteilung der Elektronen auf dem Detektor skizziert.

ist aufgrund von Reflexionsverlusten im Szintillator von der x -Koordinate des Detektors abhängig, und wird in Gl. (4.11) beschrieben. In blau ist die auf die x -Achse projizierte Verteilung der Elektronen $\frac{dN}{dx}(S)$ auf dem Detektor gezeigt, die durch Gl. (4.18) gegeben ist. Durch Projektion der in Abb. 4.16 skizzierten Elektronenverteilung auf die S -Achse erhält man die Häufigkeitsverteilung der Skalierungsfaktoren $\frac{dN}{dS}(S)$. Diese ist gegeben durch die Verteilung der Elektronen auf dem Detektor $\frac{dN}{dx}(S)$ und dem Kehrwert der Steigung der Detektorfunktion $\frac{dx}{dS}(S)$ (siehe Gl. (4.19)).

In Abb. 4.16 wird prinzipiell zwischen drei Fällen für verschiedene x -Positionen des Eichpräparats x_0 unterschieden:

- (a) Die Elektronen sind symmetrisch um das Zentrum des Detektors verteilt. Der häufigste Skalierungsfaktor ist $S = 1$, der maximale S_{max} . Dies entspricht der roten Verteilung in Abb. 4.15b, die bei 800 Photonen ($S = 1$) divergiert.
- (b) x_0 befindet sich von der Detektormitte versetzt, jedoch überlappt die Verteilung noch mit dem Zentrum des Detektors. Die Skalierungsfaktoren liegen im Bereich $1 \leq S < S_{max}$. Der häufigste Skalierungsfaktor beträgt $S = 1$, da die Steigung der Detektorfunktion $\frac{dS}{dx}$ für $S = 1$ Null beträgt. Ein weiteres lokales Maximum liegt bei S_0 , was an der Elektronenverteilung in Abb. 4.16b zu erkennen ist. Das entsprechende Photonenspektrum ist in Abb. 4.15b für $x = 40$ mm zu sehen.

- (c) Im dritten Fall überlappt die Elektronenverteilung nicht mit dem Detektorzentrum. Somit treten Skalierungsfaktoren zwischen $S_{min} > 1$ und S_{max} mit einem Maximum bei S_0 auf. Dies entspricht der blauen Verteilung in Abb. 4.15b.

Bei dem beschriebenen Umrechnungsprozess einer Energie in einen QDC-Kanalwert treten somit vier freie Fitparameter auf:

- der Faktor $\frac{PE}{MeV}$ gibt an, wieviele Photoelektronen pro MeV erzeugt werden, und bestimmt die Breite der Poissonverteilung,
- der Verstärkungsfaktor $gain$ bestimmt die Steigung der Energie-Kanal-Beziehung,
- OS steht für den Offset der Energie-Kanal-Beziehung,
- ein Normierungsfaktor, der die theoretische Funktion auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Es existieren vier weitere Parameter, die einen Einfluss auf die Form der Spektren haben. Diese werden durch systematische Tests bestimmt (siehe Kapitel 4.5 und 4.3.3), und gehen somit nicht als freie Parameter in das Fitprogramm ein:

- das elektronische Rauschen σ_{el} , das die Breite der Gaußverteilung bestimmt,
- die Schwächungskonstante k des Szintillators,
- die x-Position des Eichpräparats x_0 ,
- das Magnetfeld B_0 in der Zentralspule von PERKEO III.

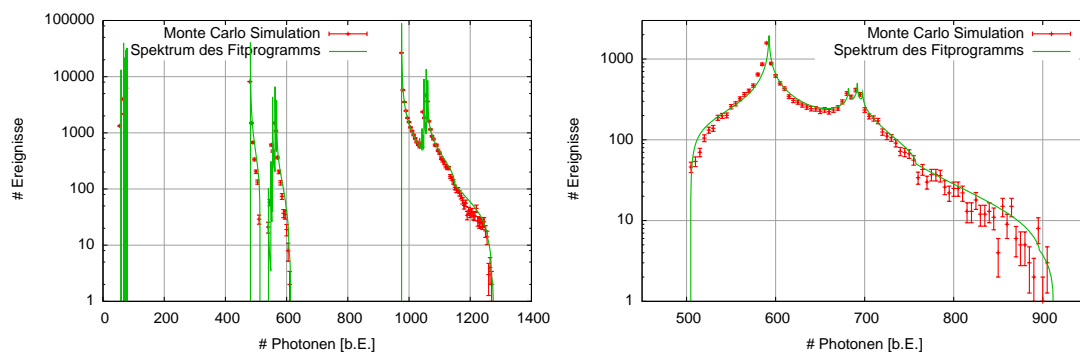
4.5 Systematische Tests

In diesem Kapitel wird zunächst untersucht, ob die Verbreiterung der Spektren durch die Inhomogenität des Detektors und den Gyrationenradien der Elektronen richtig in das Fitprogramm implementiert wurde. Es wird überprüft, wie gut die berechneten Effekte bekannt sind, und wie genau die Schwächungslänge k des Szintillators bestimmt werden kann. Anhand von Eichmessungen, bei denen der Auftreffpunkt x_0 der Elektronen auf dem Detektor und das Magnetfeld B_0 variiert wurde, soll die Richtigkeit des in Kapitel 4.3.1 berechneten Effekts gezeigt werden.

4.5.1 Test des Fitprogramms

Durch eine Monte Carlo Simulation soll getestet werden, ob die Verbreiterung der Spektren durch die Inhomogenität des Detektors und den Gyrationenradien der Elektronen richtig in das Fitprogramm implementiert wurde.

Anhand der Energielinien des ^{207}Bi Spektrums soll das Fitprogramm getestet werden. Wie in Abb. 4.15b wird für eine vorgegebene Schwächungskonstante k und eine x-Koordinate x_0 des Eichpräparats das theoretische Photonenspektrum mit dem Fitprogramm berechnet. Durch eine Monte Carlo Simulation soll für die gleichen Werte von k und x_0



(a) Elektronenauffreffpunkt x_0 im Zentrum der Detektors ($x_0 = 0$)

(b) Elektronenauffreffpunkt bei $x = 80$ mm; Photonenspektrum der ^{207}Bi Linien im Bereich 500 keV

Abbildung 4.17: Vergleich des Photonenspektrums von ^{207}Bi aus einer MC Simulation und dem Spektrum des Fitprogramms. Berechnet wurden die Spektren für eine Schwächungslänge von $k^{-1} = 120$ mm.

ebenfalls das Photonenspektrum generiert werden. Das Ergebnis des Tests für zwei verschiedene Werte von x_0 ist in Abb. 4.17 zu sehen.

Die Monte Carlo Simulation wird wie folgt erstellt:

- Zunächst wird eine vorgegebene Anzahl an Ereignissen erzeugt. Jedem Ereignis wird eine Energielinie aus dem ^{207}Bi Spektrum zugeordnet. Die Häufigkeitsverteilung der Energielinien ist dieselbe, die auch für das Fitprogramm verwendet wird.
- Wie bei der in Abb. 4.12 gezeigten Monte Carlo Simulation wird für jedes Ereignis eine x-Position des Auftreffpunkts eines Elektrons auf dem Detektor generiert. Der entsprechende Skalierungsfaktor S wird durch die vorgegebene Schwächungskonstante k mit der Beziehung aus Gl. (4.11) ermittelt und die Energie mit diesem Faktor multipliziert.
- Durch das Histogrammieren der Energien aller Ereignisse erhält man das simulierte Photonenspektrum.

In Abb. 4.17 ist zu erkennen, dass das Photonenspektrum des Fitprogramms den Trend der Verbreiterung korrekt beschreibt. Abweichungen der beiden Histogramme in Abb. 4.17b sind erst unterhalb von 10% des Maximums zu erkennen. Um das Spektrum in QDC Kanälen zu erhalten, wird das Photonenspektrum mit einer Poissonverteilung gefaltet. Mit etwa 80 Photoelektronen pro MeV ist die Breite der Poissonverteilung so groß, dass die Abweichungen in Abb. 4.17b einen Effekt höherer Ordnung darstellen und vernachlässigt werden können. Jedoch sollte die Numerik verbessert werden, sodass Simulation und das Fitprogramm exakt übereinstimmen. Ein Grund für die Abweichung könnte die Implementierung der Elektronenverteilung im Fitprogramm sein. Diese wird durch Gl. (4.17) beschrieben, und wurde durch eine LUT⁴ in das Programm implementiert, jedoch wurde dabei noch kein Interpolations-Algorithmus verwendet.

⁴LUT: lookup table

4.5.2 Ermittlung der Schwächungslänge des Szintillators

Ein einfaches Verfahren zur Ermittlung der Schwächungslänge des Szintillators wurde bereits in Kapitel 4.1 gezeigt. Durch Messungen mit einem Eichpräparat aus unterschiedlichen x-Positionen mithilfe des Eichscanners erhält man Spektren, die den x-Positionen entsprechen. Trägt man die Peakposition jedes Spektrums gegen die x-Position des Eichpräparats auf, so ergibt sich die Detektorfunktion, die ein Maß für die Reflexionsverluste im Szintillator liefert. Die Schwächungslänge k^{-1} wird durch Anpassen der Funktion

$$P(x) = A \cdot \cosh(k \cdot (x - x_{OS})) \quad (4.27)$$

an die Detektorfunktion bestimmt.

Dabei stellt sich das Problem, dass man durch eine Messung aus einer bestimmten x-Position nicht die Punktantwort des Detektors erhält, die dieser Präparatposition entspricht. Durch die Gyrationen der Elektronen wird der Detektor in einem Bereich um den zentralen Auftreffpunkt x_0 von den Elektronen des Eichpräparats getroffen.

Energieabhängigkeit der Detektorfunktion

Anhand von theoretischen Spektren, die mit dem Fitprogramm generiert werden, soll zunächst überprüft werden, wie gut die tatsächliche Schwächungslänge des Szintillators mit dem beschriebenen Verfahren reproduziert werden kann. Dazu werden für eine angenommene Schwächungslänge von 100 mm theoretische Spektren für verschiedene x-Positionen des Eichpräparats erzeugt. Aus diesen Daten lässt sich, genau wie für gemessene Spektren, die Detektorfunktion ermitteln. Durch Anwendung dieses Verfahrens auf das ^{139}Ce und das ^{207}Bi Spektrum ergeben sich die theoretischen Detektorfunktionen, die in Abb. 4.18 zu sehen sind. Um die Positionen der Peaks vergleichen zu können, wurden sie auf die Peakposition im Zentrum des Detektors normiert. Die durchgezogene Kurve zeigt die Detektorfunktion für die tatsächliche Schwächungslänge von $k_0^{-1} = 100$ mm. Im Folgenden wird die tatsächliche Schwächungskonstante mit k_0 bezeichnet. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die durch das ^{139}Ce Spektrum ermittelte Schwächungslänge kleiner als die tatsächliche ausfällt. Durch das ^{207}Bi Spektrum erhält man höhere Schwächungslängen. Um diese Aussagen zu quantifizieren, wurde die Funktion (4.27) an die Detektorfunktionen in Abb. 4.18 angepasst. Für die Schwächungskonstanten k ergibt sich:

$$\begin{aligned} k_{\text{Ce}} &= 0.01159 \text{ mm}^{-1} , \\ k_{\text{Bi(untererPeak)}} &= 0.01009 \text{ mm}^{-1} , \\ k_{\text{Bi(obererPeak)}} &= 0.00942 \text{ mm}^{-1} . \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die Schwächungskonstante k , die sich durch eine Messung mit dem ^{139}Ce Präparat ergibt, ist demnach um etwa 16 % größer als die reale Schwächungskonstante k_0 . Mit einer Abweichung von etwa einem Prozent erhält man k_0 durch den unteren ^{207}Bi Peak. Für den oberen ^{207}Bi Peak folgt eine Schwächungskonstante, die etwa 6 % kleiner als k_0 ist.

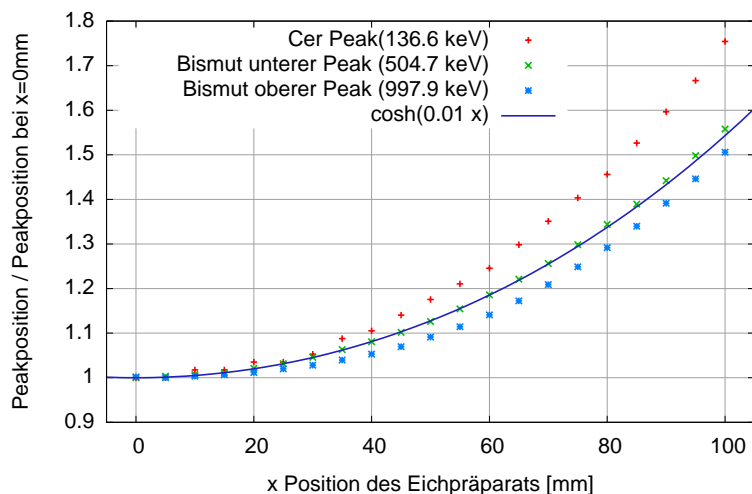


Abbildung 4.18: Abhängigkeit der Peakposition der Spektren von ^{139}Ce und ^{207}Bi von der x -Position des Eichpräparats. Die Werte wurden durch die theoretischen Spektren des Fitprogramms mit einer Schwächungskonstante von $k = 0.01\text{mm}^{-1}$ bestimmt.

Messung der Detektorfunktion

Die tatsächliche Schwächungskonstante k_0 soll nun durch Messungen mit dem ^{139}Ce und ^{207}Bi Präparat ermittelt werden. Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 4.19 zu sehen. Die Messung zeigt Daten für eine konstante y -Position des Präparats von $y = 160$ mm. Um die Detektorfunktionen der beiden Präparate miteinander vergleichen zu können, wurde die x -Achse so gewählt, dass sich die Minima der Funktionen bei $x = 0$ mm befinden.

Durch Anpassen der Funktion (4.27) an die Daten, die in Abb. 4.19 zu sehen sind, folgt für die experimentellen Schwächungskonstanten k :

$$\begin{aligned} k_{\text{Ce}} &= 0.0105 \text{ mm}^{-1}, \\ k_{\text{Bi}(\text{untererPeak})} &= 0.0095 \text{ mm}^{-1}, \\ k_{\text{Bi}(\text{obererPeak})} &= 0.0088 \text{ mm}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Aus den ^{139}Ce Daten folgt eine Schwächungskonstante k , die um 11 % über dem k -Wert liegt, den man aus den Daten des unteren ^{207}Bi Peaks erhält. Für den Vergleich der theoretischen Detektorfunktionen im vorigen Abschnitt zwischen k_{Ce} und $k_{\text{Bi}(\text{untererPeak})}$ ergibt sich aus (4.28) ein Unterschied von 15 %.

Vergleicht man die Schwächungskonstante $k_{\text{Bi}(\text{untererPeak})}$ mit $k_{\text{Bi}(\text{obererPeak})}$, so ergibt sich aus den gemessenen Werten in (4.29) ein Unterschied von 7 %. Aus den Daten in (4.28) folgt ein Unterschied von 6 %.

An den Daten in (4.29) ist der im vorigen Abschnitt gezeigte Trend zu sehen, dass die Schwächungskonstante k für höhere Energien abnimmt. Jedoch weicht die relative Änderung der Schwächungskonstanten um bis zu 4 % von den theoretischen Werten ab.

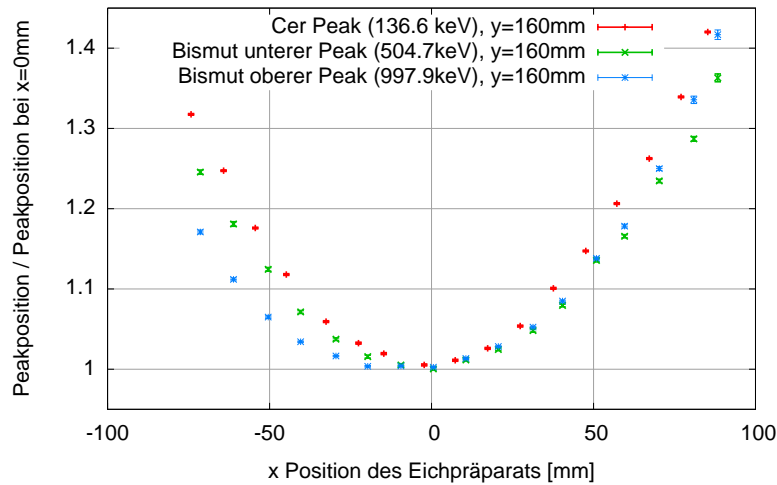


Abbildung 4.19: Detektorfunktionen in Abhängigkeit der x -Position der Eichpräparate ^{139}Ce und ^{207}Bi . Aufgetragen sind die Peakpositionen, normiert auf die Peakposition im Zentrum des Detektors. (Daten für Detektor 2 vom 11.04.2007, rekali­briert und auf zeitliche Schwankungen korrigiert).

Aus diesem Grund und da die Schwächungskonstante k eine leichte Abhängigkeit von der y -Position zeigt, kann die Schwächungskonstante k_0 nicht genauer als auf 5% bestimmt werden.

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass $k_{\text{Bi}(\text{untererPeak})}$ die reale Schwächungskonstante k_0 am besten beschreibt. Somit folgt aus (4.31) für die reale Schwächungslänge:

$$k_0^{-1} = 105 \pm 5 \text{ mm}. \quad (4.30)$$

Durch Anpassen der Funktion (4.27) an die Daten, die in Abb. 4.19 zu sehen sind, erhält man die zentralen x -Positionen x_{OS} der Präparate ^{139}Ce und ^{207}Bi . Aus den Peakpositionen von ^{139}Ce und ^{207}Bi (unterer Peak) folgt eine Abweichung der zentralen x -Positionen x_{OS} von etwa 4 mm. Dies kann durch den Herstellungsprozess der Quellen (siehe Kapitel 3.2.2) erklärt werden.

In Abb. 4.19 wurden die unterschiedlichen x -Positionen der Präparate bereits korrigiert. Die x -Positionen des oberen ^{207}Bi Peaks wurden mit demselben x_{OS} wie die unteren ^{207}Bi Peaks korrigiert. Die Daten der beiden ^{207}Bi Scans stammen aus der gleichen Messung und können daher keinen unterschiedlichen Versatz aufweisen. In Abb. 4.19 ist jedoch eine Verschiebung in der x -Position zwischen den Detektorfunktionen der beiden ^{207}Bi Peaks zu erkennen. Dafür konnte bisher noch keine Erklärung gefunden werden. Aufgrund dieser Unsicherheit in der zentralen x -Position des Präparats kann der Wert für x_{OS} nicht genauer als auf etwa 5 mm bestimmt werden. Für die zentralen x -Positionen der Präparate ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} ^{139}\text{Ce} : x_{OS} &= 94 \pm 5 \text{ mm} , \\ ^{207}\text{Bi} : x_{OS} &= 90 \pm 5 \text{ mm} . \end{aligned} \quad (4.31)$$

4.5.3 x-Scans

In Kapitel 4.4 wurden die theoretischen Spektren für verschiedene x -Positionen einer Emissionsquelle, die monoenergetische Elektronen emittiert, gezeigt. Anhand von gemessenen ^{207}Bi Spektren aus unterschiedlichen x -Positionen soll die berechnete Positionsabhängigkeit der Spektren verifiziert werden (siehe Abb. 4.20). In Abb. 4.20a sind theoretische

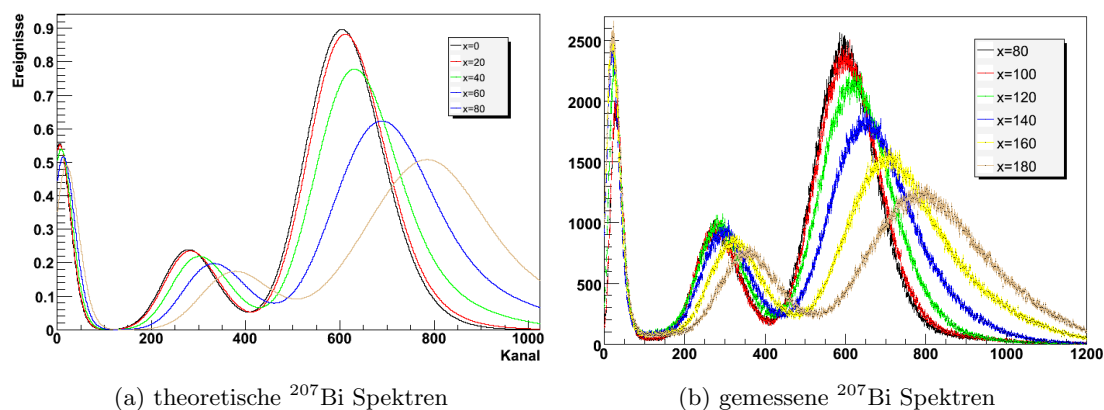


Abbildung 4.20: Vergleich von theoretischen und gemessenen Spektren des ^{207}Bi Präparats aus unterschiedlichen x -Positionen. Die x -Koordinaten der Messung sind Scannerkoordinaten; eine Position von 90 mm entspricht $x = 0$ mm in Abb. 4.20a

sche Spektren von ^{207}Bi für unterschiedliche Positionen des Präparats zu sehen. Abb. 4.20b zeigt ^{207}Bi Spektren, die aus Messungen von verschiedenen x -Positionen des Eichpräparats stammen.

Die Graphen zeigen eine gute Übereinstimmung der theoretischen und gemessenen Spektren. Dieser Test bestätigt die Richtigkeit der Berechnungen des Effekts in Kapitel 4.3.1. Zudem ist die korrekte Implementierung des berechneten Effekts in das Fitprogramm zu erkennen.

4.6 Die Triggerfunktion

Die Triggerfunktion gibt die Wahrscheinlichkeit an, ob ein Ereignis mit einer bestimmten Energie den Trigger der Elektronik auslöst und somit registriert wird. Für große Energien nimmt die Triggerfunktion den Wert eins an. Im Bereich unter 100 keV fällt die Triggerfunktion stark ab, sodass für Ereignisse im niederenergetischen Bereich eine geringe Triggerwahrscheinlichkeit besteht. Um Aussagen im niederenergetischen Bereich treffen zu können, muss somit die Triggerfunktion exakt bekannt sein. Im ersten Teil dieses Kapitels wird beschrieben, wie die Triggerfunktion experimentell ermittelt werden kann, und wie sie für die beiden Detektoren von PERKEO III verläuft. Im Verlauf dieser Arbeit ist es gelungen, die Triggerfunktion theoretisch zu beschreiben. Die theoretische Beschreibung der Triggerfunktion folgt im zweiten Teil dieses Kapitels.

4.6.1 Messung der Triggerfunktion

Um den Trigger eines Detektors auszulösen, muss die Bedingung erfüllt sein, dass mindestens zwei aus den sechs Photomultipliern eines Detektors einen Puls im Diskriminator auslösen. Für niedrige Energien beträgt die Triggerwahrscheinlichkeit null, da die wenigen im Szintillator erzeugten Photonen nicht ausreichen, um in zwei oder mehr Photomultipliern ein Signal zu erzeugen. Ab einer gewissen Energie, die in diesem Kapitel bestimmt wird, ist die Anzahl der im Szintillator erzeugten Photonen so groß, dass die Triggerfunktion stark ansteigt und den Wert eins erreicht. Mithilfe von Rückstreueignissen kann die Triggerfunktion exakt bestimmt werden. Für jedes Ereignis gibt es drei Möglichkeiten: nur Detektor 1 hat getriggert, nur Detektor 2, oder beide.

	T_a	T_b	T_c
Detektor 1 getriggert?	ja	nein	ja
Detektor 2 getriggert?	nein	ja	ja

Will man die Triggerfunktion von Detektor 1 ermitteln, so ist die Anzahl aller und der detektierten Rückstreueignisse von Detektor 1 zu bestimmen. Die Anzahl aller Rückstreueignisse ist durch die Summe der Ereignisse in Detektor 1 mit Triggerbedingung T_b und T_c gegeben. Die Anzahl der detektierten Rückstreueignisse ist durch alle Ereignisse mit Triggerbedingung T_c gegeben. Die Triggerwahrscheinlichkeit berechnet sich aus dem Quotienten der detektierten und aller Rückstreueignisse. Somit folgt für die Triggerwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Kanals K die Beziehung

$$T(K) = \frac{T_c(K)}{T_b(K) + T_c(K)}. \quad (4.32)$$

Eine auf diese Weise ermittelte Triggerfunktion ist in Abb. 4.21 für beide Detektoren zu sehen. Beide Funktionen wurden mit den Daten aus einem β -Spektrum ermittelt, das am 11.04.2007 aufgenommen wurde. Da Photomultiplier 3 von Detektor 1 keine zuverlässigen Daten liefert, wurde dieser zur Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeit von Detektor 1 völlig weggelassen. Die Funktion wird in Abhängigkeit von der Kanalnummer angegeben. Im Bereich unter 100 keV weicht die Energie-Kanal-Beziehung möglicherweise vom linearen Verhalten ab. Dies wird im Detail in Kapitel 4.7 besprochen. Dadurch ist eine Umrechnung der Kanalnummern in eine Energie in diesem Fall nicht möglich.

Aufgrund der starken Ortsabhängigkeit der Detektoren wäre eine Ortsabhängigkeit der Triggerfunktion denkbar. Für ein zentral auftreffendes Elektron entstehen mehr Verluste der Photonen im Szintillator. Somit ist die Statistik an jedem einzelnen Photomultiplier schlechter. Allerdings werden die Photonen für ein zentral auftreffendes Elektron annähernd gleichmäßig auf die sechs Photomultiplier eines Detektors verteilt. Trifft ein Elektron dezentral auf den Szintillator, so entstehen weniger Verluste der Photonen, jedoch sind die Photonen nicht mehr gleichmäßig auf die sechs Photomultiplier verteilt. Durch Eichmessungen mit dem Präparat ^{207}Bi und ^{139}Ce wurde bestätigt, dass die Triggerfunktion keine Ortsabhängigkeit aufweist.

Im Energiebereich unter Kanal 30 unterscheiden sich die Triggerfunktionen beider Detektoren. Ein unterschiedlicher Verlauf ist nicht überraschend, da bei Detektor 1 nur 5 Photomultiplier verwendet wurden. Jedoch liegt die Triggerwahrscheinlichkeit von Detektor 2 im niederenergetischen Bereich unter der von Detektor 1. Dies lässt sich durch eine bessere

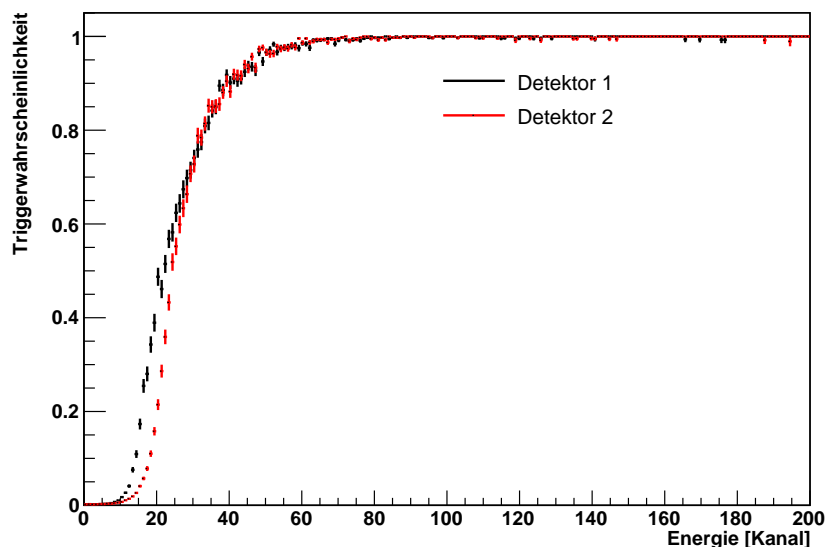


Abbildung 4.21: Die Triggerfunktionen der beiden Detektoren, ermittelt mit einem β -Spektrum vom 11.04.2007. Bei Detektor 1 wurde Photomultiplier 3 nicht berücksichtigt. Beide Detektoren erreichen eine 90 %ige Triggerwahrscheinlichkeit bei Kanal 40.

Quanteneffizienz von Detektor 1 oder eine unterschiedliche Energie-Kanal-Beziehung im Bereich unter Kanal 30 erklären.

Beide Detektoren erreichen eine Triggerwahrscheinlichkeit von 90 % bei Kanal 40, 95 % werden ab Kanal 49 erreicht. Ab Kanal 90 beträgt die Triggerwahrscheinlichkeit 100%.

4.6.2 Theoretische Beschreibung der Triggerfunktion

Um ein Modell für die Triggerwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Kanalnummer zu entwickeln, geht man zunächst von $6N$ Photonen aus, die im Szintillator erzeugt werden. Unter der Annahme, dass sich die Photonen gleichmäßig auf die sechs Photomultiplier eines Szintillators verteilen, treffen jeden Photomultiplier N Photonen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon ein Photoelektron in einem Photomultiplier auslöst, entspricht der Quanteneffizienz p . Ist N die Anzahl der auf einen Photomultiplier fallenden Photonen und k die Anzahl der an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen, so gilt für die mittlere Anzahl der ausgelösten Photoelektronen

$$\bar{k} = p \cdot N. \quad (4.33)$$

Wird die Photokathode von N Photonen getroffen, so entspricht die Wahrscheinlichkeit P , dass k Photoelektronen an der Photokathode ausgelöst werden, einer Binomialverteilung.

$$P(N, k, p) = \binom{N}{k} \cdot p^k \cdot (1 - p)^{N-k}.$$

Ein Photomultiplier löst ab einer bestimmten Anzahl von Photoelektronen einen Puls im Diskriminator aus. Wieviele Photoelektronen dazu notwendig sind, ist von der Einstellung des Diskriminators abhängig. $W(N)$ steht im Folgenden für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photomultiplier einen Puls im Diskriminator bei N einfallenden Photonen auslöst. Genügt bereits ein Photoelektron, um einen Puls im Diskriminator auszulösen, so berechnet sich die Wahrscheinlichkeit W_1 aus 100 % minus der Wahrscheinlichkeit, dass überhaupt kein Photoelektron im Photomultiplier erzeugt wird. Somit gilt für W_1

$$W_1(N, p) = 1 - P(N, 0, p) = 1 - (1 - p)^N. \quad (4.34)$$

Löst jedoch der Diskriminator erst ab 2 Photoelektronen einen Puls aus, so berechnet sich W_2 aus 100 % abzüglich der Wahrscheinlichkeit, dass kein oder ein Photoelektron erzeugt wird. W_2 hat also die Form

$$\begin{aligned} W_2(N, p) &= 1 - P(N, 0, p) - p(N, 1, p) = 1 - (1 - p)^N - N \cdot p \cdot (1 - p)^{N-1} \\ &= 1 - (1 - p)^N \cdot \left(1 + \frac{N \cdot p}{1 - p} \right) \end{aligned} \quad (4.35)$$

Damit ein Detektor triggert, wird von der Koinzidenzeinheit gefordert, dass mindestens zwei aus den sechs Photomultipliern eines Detektors einen Puls im Diskriminator auslösen. Die Wahrscheinlichkeit P , dass l der sechs Photomultiplier triggern, wird wieder durch eine Binomialverteilung beschrieben:

$$P(W) = \binom{6}{l} \cdot W^l \cdot (1 - W)^{6-l}, \quad (4.36)$$

wobei W die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Photomultiplier triggert. Für Detektor 1 ist die 6 in Gl. (4.36) durch eine 5 zu ersetzen, da von diesem Detektor nur 5 Photomultiplier verwendet wurden. Somit berechnet sich die Triggerwahrscheinlichkeit T aus 100 % abzüglich der Wahrscheinlichkeit, dass keiner oder nur ein Photomultiplier triggert.

$$T(W) = 1 - P(0) - P(1) = 1 - (1 - W)^6 \cdot \left(1 + \frac{6 \cdot W}{1 - W} \right) \quad (4.37)$$

Stimmt die Annahme, dass bereits ein Photoelektron ausreicht, um einen Puls im Diskriminator zu erzeugen, so ist W durch W_1 gegeben. Da die gemessene Triggerfunktion nur in Abhängigkeit der Kanalnummer bekannt ist, muss ein zusätzlicher Parameter a eingefügt werden, um die Kanalnummer CH in eine Anzahl an Photonen umzurechnen. Dies wird durch die Beziehung

$$N = a \cdot CH \quad (4.38)$$

erreicht. Dabei steht N für die Anzahl der Photonen, die auf einen Photomultiplier treffen. Somit erhält man für die Triggerwahrscheinlichkeit $T(CH)$ die Beziehung

$$T_1(CH) = 1 - (1 - p)^{6 \cdot CH \cdot a} \cdot \left(\frac{6}{(1 - p)^{CH \cdot a}} - 5 \right), \quad (4.39)$$

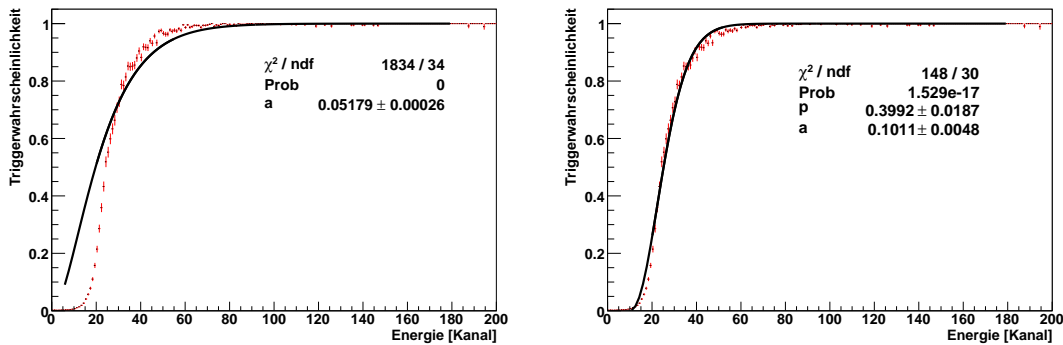
mit den zwei freien Parametern p und a .

Wird ein Puls im Diskriminator erst ab 2 Photoelektronen ausgelöst, so wird zur Berechnung der Triggerwahrscheinlichkeit der Ausdruck für W_2 in Gl. (4.37) eingesetzt, und man

erhält

$$T_2(CH) = 1 - \left[(1-p)^{CH \cdot a} \cdot \left(1 + \frac{CH \cdot a \cdot p}{1-p} \right) \right]^6 \cdot \left(\frac{6}{(1-p)^{CH \cdot a} \cdot \left(1 + \frac{CH \cdot a \cdot p}{1-p} \right)} - 5 \right). \quad (4.40)$$

Durch einen Fit der Funktionen $T_1(CH)$ und $T_2(CH)$ an die Triggerfunktionen aus Abb. 4.21 wird überprüft, ob eines der vorgestellten Modelle die Triggerfunktion beschreiben kann. Im linken Teil der Abb. 4.22 ist leicht zu erkennen, dass die Funktion T_1 die Trig-



(a) Fit von T_1 mit a als freien Parameter; Parameter $p = 0.26$; Fitbereich: Kanal 20 bis 55.

(b) Fit von T_2 mit a und p als freie Parameter; Fitbereich: Kanal 20 bis 52.

Abbildung 4.22: Fits der Funktionen $T_1(CH)$ und $T_2(CH)$ an die Triggerfunktion von Detektor 2. (Daten aus einem β -Spektrum vom 11.04.2007).

gerfunktion nicht korrekt beschreiben kann. Für den Fit mit der Funktion T_1 wurde die Quanteneffizienz auf den typischen Wert einer Bialkali Kathode von $p = 0.26$ fest gewählt. Für den einzigen freien Parameter a ergab sich der Wert 0.052. Eine Abschätzung soll zeigen, dass die Größenordnung von a sinnvoll ist. Der Parameter a steht für die Anzahl der Photonen, die einem QDC-Kanal entsprechen. Wie sich in Kapitel 4.7 zeigen wird, entspricht Kanalnummer 600 einer Energie von etwa 1 MeV. Für ein 1 MeV Elektron werden auf der Photokathode etwa 80 Photoelektronen ausgelöst. Mit einer Quanteneffizienz von 26 % entspricht dies 307 Photonen, die auf alle sechs Photomultiplier verteilt werden. Somit fallen auf jeden Photomultiplier etwa 50 Photonen, womit sich ein a von 0.085 ergibt. Somit liegt a in einem realistischen Bereich.

Im rechten Teil der Abbildung 4.22 ist zu erkennen, dass die Funktion T_2 die Triggerfunktion besser beschreibt. Lässt man den Parameter p frei, so ergibt sich ein etwas hoher Wert von 40 %. Nach der vorigen Abschätzung entspräche dies $a = 0.054$. Der Fehler von einem Faktor 2 gegenüber dem Fitergebnis kann durch die Nichtlinearität der Energie-Kanal-Beziehung im niederenergetischen Bereich erklärt werden.

Die unbekannte Energie-Kanal-Beziehung im Bereich unter 100 keV ist ein prinzipielles Problem des Modells für die Triggerfunktion. Um einen QDC-Kanal in eine Anzahl an Photonen umzurechnen, wird eine lineare Beziehung vorausgesetzt. Ist dieser Zusammenhang kein linearer, so versagt das Modell.

Der Ansatz, dass der Diskriminator erst einen Puls ab drei Photonen auslöst, führt beim

Fit an die Triggerdaten zu keinem besseren Ergebnis als die Funktionen T_1 und T_2 . Somit scheint es, dass die Diskriminatoren bereits ab 2 Photoelektronen triggern.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass die Triggerfunktion durch den durchgeführten Ansatz nicht hinreichend beschrieben wird. Der Trend wird jedoch mit physikalisch sinnvollen Parametern a und p beschrieben. Im Gegensatz zu bisher bestehenden Ansätzen beschreibt die Funktion T_2 die Triggerfunktion bis zum QDC-Kanal Null. Die Parametrisierung der Triggerfunktion mit 2 Parametern ist jedoch auch mit der deutlich einfacheren Funktion (4.35) möglich. Diese liefert eine gute Beschreibung der Triggerfunktion oberhalb von

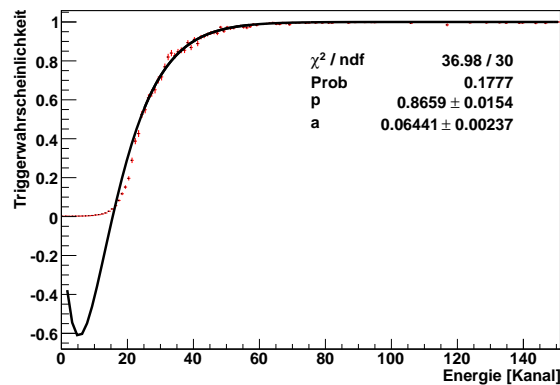


Abbildung 4.23: Fit der Funktion $W_1(a \cdot CH, p)$ an die Triggerfunktion von Detektor 2; Fitbereich: Kanal 25 bis Kanal 57; (Daten aus einem β -Spektrum vom 11.04.2007).

Kanal 25, jedoch mit physikalisch nicht sinnvollen Parametern a und p und nicht im niederenergetischen Bereich (siehe Abb. 4.23). Im Fitprogramm wird die Funktion W_2 zur Parametrisierung der Triggerfunktion gewählt, da der Fit von W_2 an die gemessene Triggerfunktion oberhalb von Kanal 25 ein deutlich besseres reduziertes χ^2 ergibt als der Fit von T_2 (siehe Abb. 4.23 und Abb. 4.22b). Für die Parameter a und p ergeben sich für die beiden Detektoren die Werte der folgenden Tabelle.

	p	a
Detektor 1	0.78 ± 0.03	0.079 ± 0.03
Detektor 2	0.87 ± 0.02	0.064 ± 0.002

Unterhalb von Kanal 25 kann keine Aussage über den Verlauf von Spektren getroffen werden, da die Funktion W_2 in diesem Bereich die gemessene Triggerfunktion nicht beschreibt. Im Bereich unterhalb von Kanal 25 können ohnehin keine Aussagen getroffen werden, da die Energie-Kanal-Beziehung in diesem Bereich nichtlinear verläuft, wie sich in Kapitel 4.7 zeigen wird.

4.7 Die Energie-Kanal-Beziehung

In diesem Kapitel soll die Energie-Kanal-Beziehung (4.26) ermittelt werden. Um die Parameter $gain$ und OS der Energie-Kanal-Beziehung zu bestimmen, wurden die Detektoren

mit den Elektron-Konversions-Präparaten geeicht (siehe Kapitel 3.2.2).

Durch die drei verwendeten Eichpräparate stehen uns zwei Peaks von ^{207}Bi und jeweils ein Peak von ^{139}Ce und ^{113}Sn mit bekannten Energien zur Verfügung. Zwei Augerpeaks der Präparate ^{207}Bi und ^{113}Sn sind ebenfalls zu beobachten. Diese monoenergetischen Linienspektren der Präparate werden durch die in Kapitel 4.3 beschriebenen Effekte verbreitert, sodass in den gemessenen Spektren die Linien als „Peaks“ erscheinen.

4.7.1 Fits der Spektren

Mit dem in Kapitel 4.4 beschriebenen Fitprogramm wird das theoretische Spektrum der Eichpräparate berechnet. Durch Variation der Fitparameter (siehe dazu Kapitel 4.4) wird das theoretische Spektrum an das gemessene angepasst. Mit dieser Methode erhält man für jeden Peak eine Kanalposition, wodurch die Energie-Kanal-Beziehung (4.26) bestimmt wird. Die Energie-Kanal-Beziehung von Detektor 2 ist in Abb. 4.24 dargestellt. Diese kann

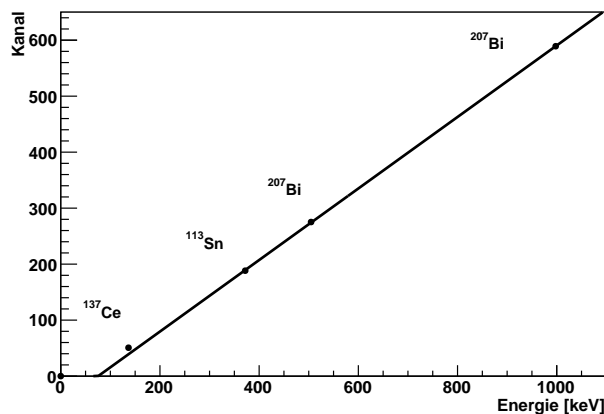


Abbildung 4.24: Energie-Kanal-Beziehung von Detektor 2. Um die lineare Beziehung zu erhalten, wurden die folgenden Peaks verwendet: ^{139}Ce , ^{113}Sn , ^{207}Bi unterer und oberer Peak.

durch zwei Verfahren erstellt werden:

- (1) Iteratives Verfahren: Diese Methode wurde bisher für die Erstellung der Energie-Kanal-Beziehung von PERKEO II verwendet.
- (2) Simultanes Fitverfahren: Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein neues Verfahren angewendet. Dabei werden die Spektren der Eichpräparate simultan gefittet.

In den folgenden zwei Abschnitten wird die Energie-Kanal-Beziehung mit beiden Verfahren erstellt.

Iteratives Verfahren

Im Folgenden werden zunächst die Schritte des iterativen Verfahrens beschrieben:

- Bei dem Fitten der Spektren stellt sich das Problem, dass die freien Fitparameter (siehe dazu Kapitel 4.4) stark korreliert sind. Aus diesem Grund wird einer der Parameter (typischerweise der Offset OS der Energie-Kanal-Beziehung) fest gewählt und auf einen realistischen Wert gesetzt.
- Mit diesem fest vorgegebenen Parameter kann nun das Spektrum jedes Peaks gefittet werden. Als Ergebnis erhält man für jeden Peak die Steigung $gain$ der Energie-Kanal-Beziehung und den in Kapitel 4.4 beschriebenen Parameter $\frac{PE}{MeV}$. Mit den Werten für $gain$ und OS kann über Gl. (4.26) der Energie jedes Peaks ein Kanalwert zugeordnet werden.
- Damit ergibt sich eine vorläufige Energie-Kanal-Beziehung und ein Wert für den Offset OS . Mit diesem ermittelten Offset wird erneut jeder Peak gefittet. Die Iteration wird solange wiederholt, bis das Verfahren konvergiert.

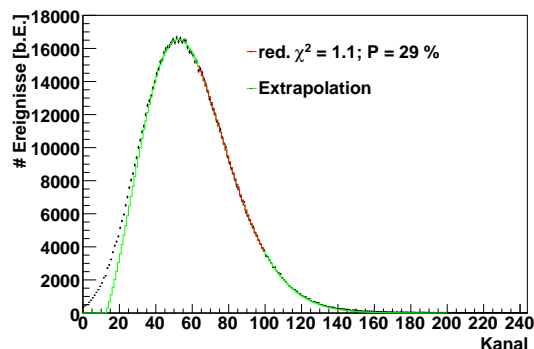
Bei der Anwendung des iterativen Verfahrens auf die vier Peaks von ^{139}Ce , ^{113}Sn und ^{207}Bi wird die Konvergenz bei sinnvollen Startwerten für den Parameter OS nach zwei Iterationen erreicht. Die Fits, die sich nach der Konvergenz ergeben, sind in Abb. 4.25 eingezeichnet. Daraus folgt die Energie-Kanal-Beziehung, die in Abb. 4.24 zu sehen ist. Das iterative Verfahren ergibt:

$$\begin{aligned} gain &= 0.6391 \pm 0.0003, \\ OS &= -48.4 \pm 0.3. \end{aligned} \tag{4.41}$$

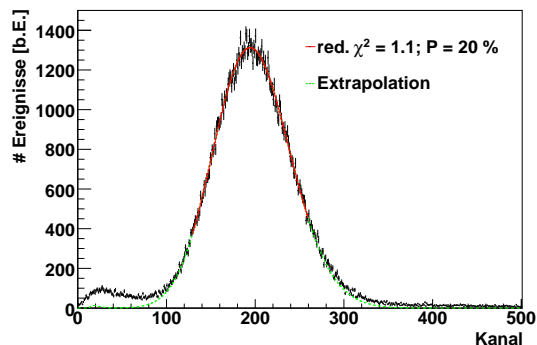
Die angegebenen Fehler sind rein statistisch. Der Nullpunkt der Energie-Kanal-Beziehung ist durch den Abzug des Pedestals bekannt (siehe dazu Kapitel 4.3.3). Mit der Energie-Kanal-Beziehung, die durch die Werte in (4.41) gegeben ist, wird einem Elektron mit einer kinetischen Energie von 76 keV der Kanal Null zugeordnet. Bei einem linearen Verlauf der Eichgeraden werden demnach Elektronen mit einer Energie unterhalb 76 keV nicht detektiert. In Abb. 4.25 sind jedoch die Augerpeaks von ^{113}Sn und ^{207}Bi mit Energien von 25.4 keV und 71.3 keV zu sehen. Im niederenergetischen Bereich ist somit von einem nicht-linearen Verlauf der Energie-Kanal-Beziehung auszugehen. Aus diesem Grund werden die beiden Augerpeaks nicht zur Bestimmung der linearen Energie-Kanal-Beziehung verwendet. Es ist möglich, dass der nichtlineare Bereich bereits den ^{139}Ce Peak betrifft, da sich dieser in Abb. 4.24 leicht oberhalb der Eichgeraden befindet.

Simultanfits

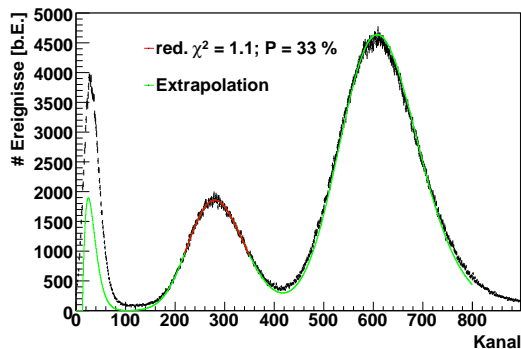
Die Erstellung der Energie-Kanal-Beziehung kann durch das in diesem Abschnitt vorgestellte Verfahren deutlich vereinfacht werden. Das in Kapitel 4.4 beschriebene Fitprogramm wurde erweitert, um das simultane Fitten von mehreren Spektren zu ermöglichen. Dabei wird eine lineare Energie-Kanal-Beziehung vorausgesetzt und die in Kapitel 4.4 eingeführten Parameter $gain$, OS und $\frac{PE}{MeV}$ ergeben für jeden Peak den gleichen Wert. Somit ist keine Iteration nötig. Diese Vorgehensweise wird durch die Tatsache ermöglicht, dass die Eichspektren weitgehend frei von Untergrund sind, der durch die γ -Strahlung der Eichpräparate entsteht. In PERKEO III haben die Eichquellen keine direkte Sicht auf die



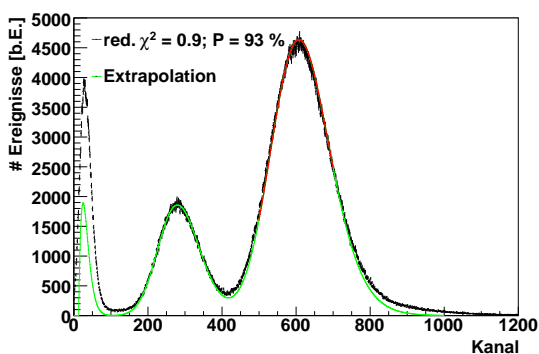
(a) Fit an den ^{139}Ce Peak mit einer Energie von 136.6 keV. Es wurde nur die abfallende Flanke des Peaks gefittet, um nicht in den nichtlinearen Bereich zu gelangen. (Fit über 37 bins).



(b) Fit an den ^{113}Sn Peak bei 371.9 keV. Der Augerpeak liegt mit einer Energie von 25.4 keV im nichtlinearen Bereich. (Fit über 131 bins).



(c) Fits an den unteren ^{207}Bi Peak mit einer Energie von 504.7 keV. (Fit über 131 bins).



(d) Fits an den unteren ^{207}Bi Peak mit einer Energie von 997.9 keV. (Fit über 201 bins).

Abbildung 4.25: Fits an die Spektren der Eichpräparate. (Daten vom 11.04.2007; Detektor 2).

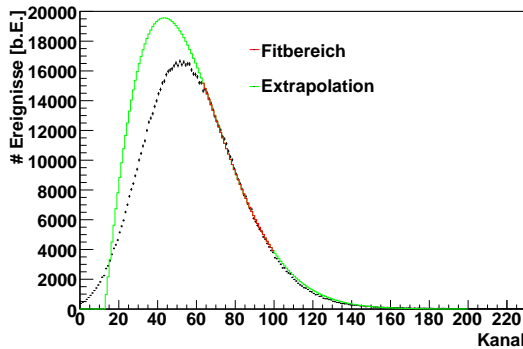
Detektoren.

Die Fits, die sich durch das simultane Verfahren ergeben, sind in Abb. 4.26 zu sehen. Durch das simultane Fitverfahren ergeben sich die folgenden Werte für die Energie-Kanal-Beziehung:

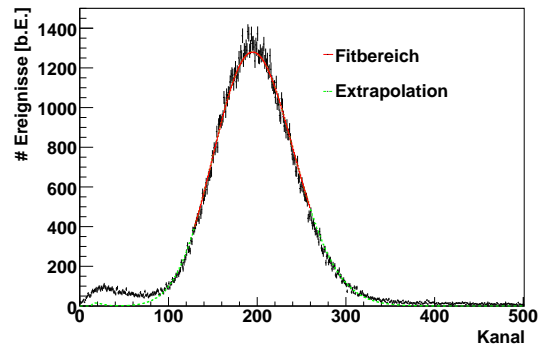
$$\begin{aligned} \text{gain} &= 0.6409 \pm 0.0003, \\ OS &= -49.5 \pm 0.2, \\ \frac{PE}{MeV} &= 83.0 \pm 0.2. \end{aligned} \tag{4.42}$$

Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.

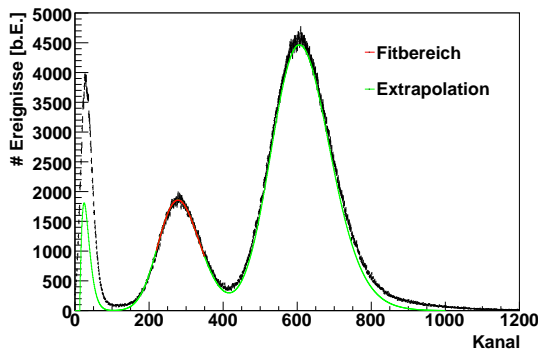
Man erwartet, dass sich bei beiden Verfahren dieselben Werte für die Energie-Kanal-Beziehung ergeben. Jedoch zeigen die Werte aus dem Simultanfit für *gain* und *OS* eine



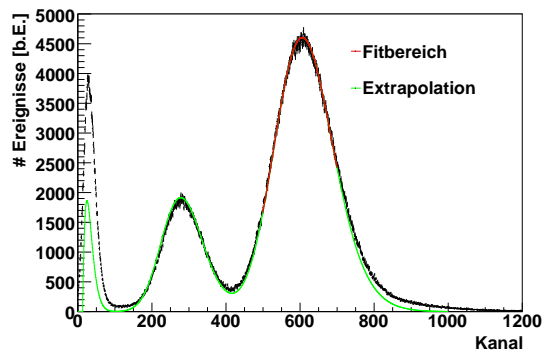
(a) Fit an den ^{139}Ce Peak mit einer Energie von 136.6 keV. Es wurde nur die abfallende Flanke des Peaks gefittet, um nicht in den nichtlinearen Bereich zu gelangen. (Fit über 37 bins).



(b) Fit an den ^{113}Sn Peak bei 371.9 keV. Der Augerpeak liegt mit einer Energie von 25.4 keV im nichtlinearen Bereich. (Fit über 131 bins).



(c) Fits an den unteren ^{207}Bi Peak mit einer Energie von 504.7 keV. (Fit über 131 bins).



(d) Fits an den unteren ^{207}Bi Peak mit einer Energie von 997.9 keV. (Fit über 201 bins).

Abbildung 4.26: Simultaner Fit an die Spektren der Eichpräparate. Der Fitbereich ist derselbe wie in Abb. 4.25. Es ergibt sich ein reduziertes χ^2 von $\frac{795}{493} = 1.6$. (Daten vom 11.04.2007; Detektor 2).

geringe Abweichung von denen des iterativen Verfahrens. Dies ist dadurch zu erklären, dass sich für den Parameter $\frac{PE}{MeV}$ bei dem simultanen Fitverfahren für alle Peaks derselbe Wert ergibt. Beim iterativen Verfahren hingegen ergibt sich für jeden Peak ein leicht unterschiedlicher Wert für den Parameter $\frac{PE}{MeV}$.

4.7.2 Ergebnisse

Die in (4.41) und (4.42) angegebenen Fehler der Energie-Kanal-Beziehung für die Parameter $gain$ und OS sind rein statistisch bedingt. In die Fits geht die Schwächungskonstante k des Szintillators, die x -Position x_0 der Präparate und das Magnetfeld B in der Zentralspule ein. In den gezeigten Fits der Spektren der Eichpräparate wurden die folgenden

Werte verwendet:

$$\begin{aligned} k^{-1} &= 105 \text{ mm} , \\ x_0 &= 9 \text{ mm} , \\ B &= 140 \text{ mT} . \end{aligned} \tag{4.43}$$

Der Parameter k wurde in Kapitel 4.5.2 mit einer Genauigkeit von 5 mm bestimmt. Aus dem ebenfalls in Kapitel 4.5.2 ermittelten Parameter x_{OS} und der x -Position des Eichpräparats folgt $x_0 = 9 \pm 5$ mm.

Um die Präzision der Eichung zu ermitteln, wird die Sensitivität der Parameter $gain$ und OS auf eine Änderung von k und x_0 bestimmt. Führt man den in Abb. 4.26 gezeigten Simultanfit für die Werte $x_0 = 4, 9, 14$ mm und $k^{-1} = 100, 105, 110$ mm durch, so erhält man den Einfluss der Parameter k und x_0 auf die Energie-Kanal-Beziehung. Für die Änderung der Parameter $gain$ und OS ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta gain}{gain} &= 0.9 \% , \\ \frac{\Delta OS}{OS} &= 2.4 \% . \end{aligned} \tag{4.44}$$

Für die Steigung und den Offset der Energie-Kanal-Beziehung ergeben sich somit die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} gain &= 0.641 \pm 0.006 , \\ OS &= -49.5 \pm 1.2 . \end{aligned} \tag{4.45}$$

4.8 Zeitlicher Drift des Detektors

Um Spektren, die zu verschiedenen Zeitpunkten gemessen wurden vergleichen und zusammenfassen zu können, müssen zeitliche Schwankungen des Detektors genau bekannt sein. Um diese zu ermitteln, wurde etwa stündlich das ^{207}Bi Präparat mit dem Eichscanner in das Zentrum des Zentralrohrs gefahren und der Neutronenstrahl mit dem Hauptshutter gestoppt. Der zeitlich Drift beider Detektoren ist in Abb. 4.27 zu sehen. Auffällig sind die tageszeitlichen Schwankungen der Peakposition, die ihr Maximum jeweils gegen 0 Uhr erreicht. Im Messzeitraum zwischen dem 30. März und dem 4. April driftet der Peakwert zwischen Tag und Nacht um etwa 1.5 %. Für die letzten drei Meßtage sind die Tag-Nacht Schwankungen mit 3 % etwa doppelt so groß. Der Ausreißer am 4. April könnte mit den Änderungen der Elektronik zusammenhängen, die an Detektor 2 vorgenommen wurden. Am 5. April wurde gegen 11 Uhr die Messung gestoppt, um Änderungen an der Elektronik vorzunehmen und eine neue Dackel-⁵Version zur Messdaten-Erfassung zu installieren. Am 7. April gegen 18 Uhr wurde das Vakuum gebrochen.

Um die zeitlichen Schwankungen zu korrigieren, muss bekannt sein, ob die Steigung (der „gain“) oder der Offset der Energie-Kanal-Beziehung driftet. Durch einen Vergleich der Änderungen der Peakposition beider ^{207}Bi Peaks wurde dies überprüft. In Abb. 4.28 wurden die Peakposition des oberen ^{207}Bi Peaks um einen konstanten Wert nach unten skaliert. Man erkennt, dass der Quotient der beiden Peakpositionen einen konstanten Wert ergibt. Dies ist nur für eine Änderung des gains möglich.

⁵Akronym für: Data Acquisition and Control of Electronics

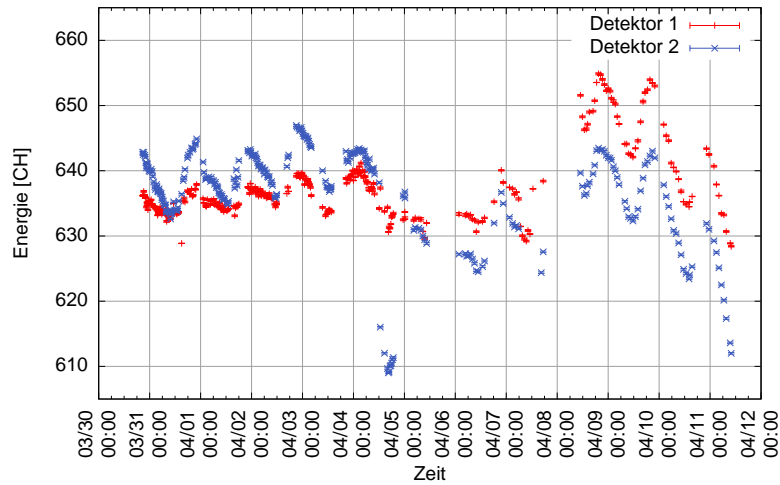


Abbildung 4.27: Zeitlicher Drift beider Detektoren, ermittelt mit einem ^{207}Bi Präparat. Aufgetragen ist die Peakposition, ermittelt durch einen Fit an den oberen ^{207}Bi Peak bei 997.0 keV.

Als Fazit ist festzustellen, dass die zeitlichen Drifts sich stark bemerkbar machen und korrigiert werden müssen. Aus bisherigen Messungen ist bekannt, dass diese Drifts vor allem auf Temperaturschwankungen der Elektronik und nicht auf Drifts der Photomultiplier zurückzuführen sind. Für die folgende Messung wäre eine Temperaturstabilisierung wünschenswert, die für diese Messung nicht zur Verfügung stand.

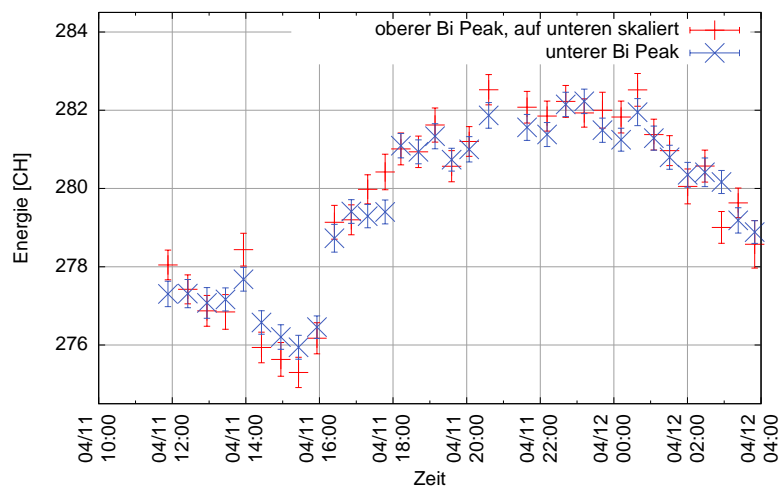


Abbildung 4.28: Vergleich des zeitlichen Drifts beider Peaks, gemessen mit Detektor 2. Die Daten stammen aus einer Kalibrationsmessung während einem Detektorscan am 11.04.2007.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Das Neutron stellt ein optimales Objekt zur Untersuchung der Struktur der schwachen Wechselwirkung dar. Durch die Untersuchung des Zerfalls freier, polarisierter Neutronen kann auf die Stärke des Übergangs von einem d-Quark in ein u-Quark geschlossen werden. Aufgrund der Struktur des Neutrons gibt es einen schwachen Magnetismus Formfaktor, der einen Beitrag zum Vektoranteil des Übergangs darstellt.

Ziel der Messung mit dem Spektrometer PERKEO III, die von Oktober 2006 bis April 2007 durchgeführt wurde, war die erste experimentelle Bestimmung des schwachen Magnetismus aus dem Neutronenzerfall. Aufgrund des geringen Impulsübertrags ist der Beitrag des schwachen Magnetismus klein, und eine Bestimmung ist nur durch eine hohe Statistik zugänglich. Während den Messungen am Institut Laue-Langevin (ILL) konnten etwa $5 \cdot 10^9$ Ereignisse von Elektronen aus dem Neutronenzerfall aufgenommen werden.

Bei der Bestimmung des schwachen Magnetismus aus der Elektronenasymmetrie stellen die Detektorfunktion und der Untergrund die größten systematischen Effekte dar. Aus diesem Grund wurde der Detektor und die durch ihn hervorgerufenen Effekte im Rahmen dieser Diplomarbeit untersucht.

Bei der Datenauswertung zeigte sich die Abhängigkeit des Signals eines auf den Detektor auftreffenden Elektrons vom Auftreffpunkt. Der Einfluss dieser Inhomogenität auf die Form der Spektren wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit erstmals berechnet. Bei der analytischen Berechnung des Effekts wird eine genaue Kenntnis der Detektorfunktion vorausgesetzt, welche die Ortsabhängigkeit des Detektors beschreibt.

Durch die Anwendung eines Rekalibrationsverfahrens gelang die Optimierung der Inhomogenität des Detektors. Es wurde gezeigt, dass der Detektor durch eine cosh-Form beschrieben werden kann.

Die durch die Detektorfunktion entstehenden Effekte wurden anhand der Form von Spektren verifiziert, bei denen der Auftreffpunkt der Elektronen auf dem Detektor variiert wurde.

Die Effekte des Detektors, die durch die Inhomogenität entstehen, wurden in ein bestehendes Fitprogramm implementiert und durch Simulationen überprüft. Dadurch wurde ein besseres Verständnis der Spektren der Eichpräparate erreicht. Zusätzlich wurde das Programm erweitert, um das simultane Fitten von Spektren zu ermöglichen.

Für die Triggerfunktion, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein Ereignis registriert wird, konnte ein Modell entwickelt werden. Im Gegensatz zu bestehenden Ansätzen

liefert dieses Modell eine Beschreibung des Verlaufs der Triggerfunktion bis zum Energienullpunkt. Abweichungen des Modells von der gemessenen Triggerfunktion können durch den nichtlinearen Verlauf der Energie-Kanal-Beziehung bei Energien unterhalb von 100 keV erklärt werden. Diese Nichtlinearitäten werden weiter untersucht.

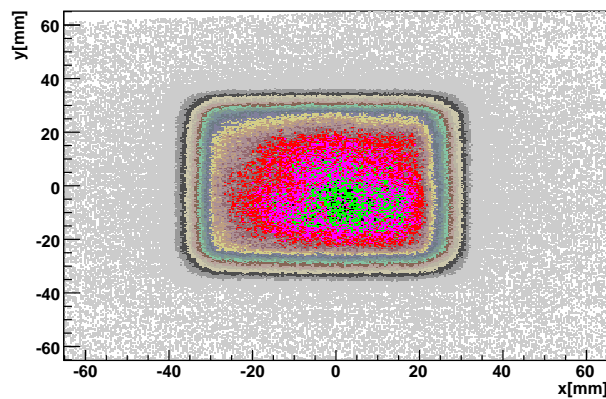
Bei der Eichung des Detektors (siehe Kapitel 4.7.2) konnte gezeigt werden, dass die Steigung der Energie-Kanal-Beziehung auf etwa 1 % genau bekannt ist. Dies ist nicht ausreichend, um den schwachen Magnetismus κ aus der Differenzmessung N_{diff} zu bestimmen. Wie in Kapitel 2.3 gezeigt wurde, müsste dazu die Steigung der Energie-Kanal-Beziehung auf 1 ‰ genau bekannt sein.

Mit der hohen Statistik, die bei der Messung mit PERKEO III erreicht wurde, ist die Präzision, mit der die Energie-Kanal-Beziehung bekannt ist, ausreichend, um den schwachen Magnetismus κ aus der experimentellen Asymmetrie A_{exp} zu bestimmen. Dafür ist zum jetzigen Zeitpunkt der Untergrund nicht ausreichend bekannt.

Anhang A

Strahlprofile

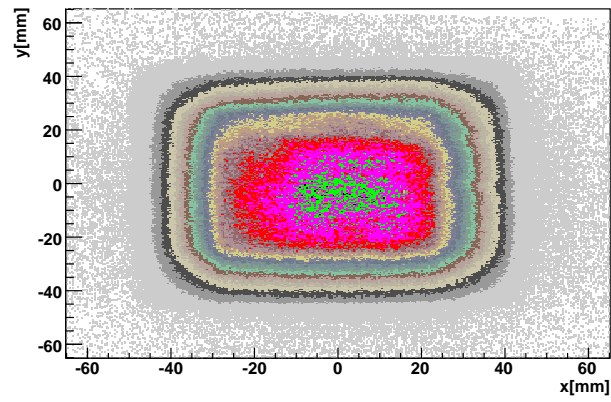
In Kapitel 3.4 wurde die Methode zur Ermittlung des Neutronenstrahls in PERKEO III erläutert. Dabei wurde exemplarisch eines der vier gemessenen Strahlprofile gezeigt. Die Strahlprofile für alle gemessenen z -Positionen sind in den Abbildungen A.1 und A.2 zu sehen. Die x - und y -Koordinaten sind relativ zu einem Laser gewählt, der zur Justierung



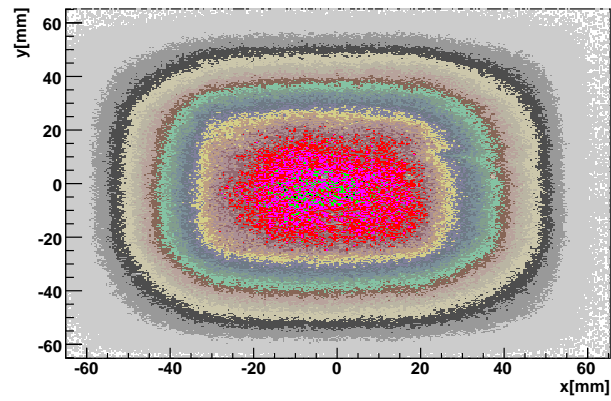
(a) Strahlprofil an der Position $z = 0$ cm

Abbildung A.1: Profil des Neutronenstrahls im Zerfallsvolumen von PERKEO III. (Der Nullpunkt befindet sich am Beginn des Zentrallrohrs von PERKEO III).

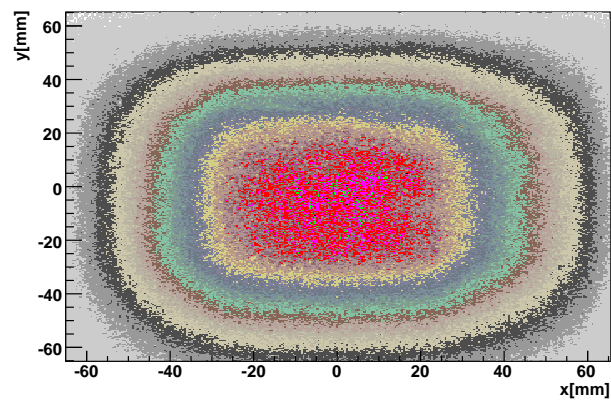
der Kupferfolien verwendet wurde. An den drei Profilen in Abb. A.2 ist die Divergenz des Neutronenstrahls im Zerfallsvolumen von PERKEO III zu erkennen.



(a) Strahlprofil an der Position $z = 70$ cm



(b) Strahlprofil an der Position $z = 200$ cm



(c) Strahlprofil an der Position $z = 270$ cm

Abbildung A.2: Profile des Neutronenstrahls.

Literaturverzeichnis

- [Abe06] H. Abele. Characterisation of a ballistic supermirror neutron guide. *Nucl. Instr. Meth. A*, pages 407–417, 2006.
- [Bae96] S. Baessler. *Die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons*. PhD thesis, Universität Heidelberg, 1996.
- [BI89] *Photomultiplier Handbook*. Burle Industries, 1989.
- [Bic] Bicron. *BC-400/BC-404 Premium Plastic Scintillators*.
- [CSW03] N. Cabibbo, E. C. Swallow, and R. Winston. Semileptonic hyperon decays. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 53:39–75, 2003.
- [DGH92] J. F. Donoghue, E. Golowich, and B. R. Holstein. *Dynamics of the Standard Model*. Cambridge, 1992.
- [Gro06] Particle Data Group. *Journal of Physics G 33, 1*. W.-M. Yao, 2006.
- [JTW57] J. D. Jackson, S. B. Treiman, and H. W. Wyld. Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 106:517–521, 1957.
- [Kap07] A. Kaplan. Preparing a weak magnetism measurement in free neutron decay with the new spectrometer PERKEO III. Master’s thesis, University of Heidelberg, 2007.
- [Kre99] M. B. Kreuz. Test und Einbau eines Presampler-Kalorimeters für das Kleinwinkel-Neutronenkalorimeter FNC des H1-Experiments. Master’s thesis, Universität Heidelberg, 1999.
- [Kre04] J. Krempel. Optimierung und Durchführung einer β -Asymmetriemessung im Zerfall polarisierter Neutronen. Master’s thesis, Universität Heidelberg, 2004.
- [Leo94] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [Mär06] B. Märkisch. *Das Spektrometer PERKEO III und der Zerfall des freien Neutrons*. PhD thesis, Universität Heidelberg, 2006.
- [Mun06] D. Mund. *Messung der Betaasymmetrie A im Neutronenzerfall*. PhD thesis, Universität Heidelberg, 2006.
- [Pl00] C. Plonka. Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II. Master’s thesis, Universität Heidelberg, 2000.

- [PRSZ06] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer-Verlag, 2006.
- [Sch07] M. Schumann. *Measurement of Neutrino and Proton Asymmetry in the Decay of polarized Neutrons*. PhD thesis, University of Heidelberg, 2007.
- [SPP02] T. Soldner, A. Petoukhov, and C. Plonka. Installation and first tests of the PF1b polariser. Technical report, ILL, 2002.
- [Wil82] D. H. Wilkinson. Analysis of neutron beta-decay. *Nuclear Physics*, 337:474–504, 1982.
- [Wil07] D. Wilkin. Aufbau eines Kollimationssystems und Entwicklung eines Scanners für das Spektrometer PERKEO III. Master's thesis, Universität Heidelberg, 2007.

Erklärung

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

Heidelberg, den