Fakultät für Physik und Astronomie Universität Heiderlberg

Bachelorarbeit im Studiengang Physik eingereicht von

Jascha Grabowski

aus Coburg

2013

Detektoreichung mithilfe eines Elektronenspektrometers

Diese Bachelorarbeit wurde erstellt von Jascha Grabowski am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg unter der Betreuung von Priv. Doz. Dr. Ulrich Schmidt

Zusammenfassung

Das Neutronenstrahlexperiment PERKEO III benutzt für seine β -Asymmetriemessungen Plastikszintillatoren. Für niedrige Elektronenenergien weisen sie eine Nichtlinearität auf, deren Ursache und Ausmaß noch nicht genau genug bekannt ist. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Inbetriebnahme, Verbesserung und Kalibration eines Elektronenspektrometers. Mit diesem wurde die Nichtlinearität eines Bicron BC400 Szintillators vermessen, der auch in PERKEO III zum Einsatz kommt. Mit den Ergebnissen konnten verschiedene Modelle in einem Energiebereich von 80 bis 1000 keV verglichen werden. Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen helfen, den nutzbaren Energiebereich weiter zu vergrößern. Ein Aufbau zur Vermessung des Strahlprofils des Spektrometers mit und ohne zusätzlichem Magneteld einer externen Spule wurde vorbereitet. Weiterhin wurde ein Experiment zur Energie- und Winkelverteilung von am Szintillator rückgestreuten Elektronen geplant.

Abstract

The in beam neutron experiment PERKEO III uses plastic scintillators for its β -asymmetry measurements, which have a known nonlinearity for electron energies below 300 keV. Its origin and influence is not yet well enough understood. This work deals with commissioning, improving and calibrating the electron spectrometer. With this device the nonlinearity of the Bicron BC400 scintillator, which has been used in PERKEO III beamtimes, was measured. The results were used to compare different models in the range of 80 to 1000 keV. Results should allow for the cut off energy band to be decreased. Furthermore a setup for the measurement of the spectrometer's beam profile with and without the external field of a additional coil was prepared. Further experiments targeting the energy and angle distribution of backscattered electrons from the scintillator were planned.

Inhaltsverzeichnis

1	Einle	Einleitung 1			
2	Gru 2.1	idlagen Neutro	onenzerfall	3 3	
	2.2	PERKEO III und PERC			
	2.3	Elektr	onendetektion	6	
		2.3.1	Szintillator	8	
		2.3.2	Photomultiplier	8	
3	Elektronenspektrometer				
	3.1	Aufba	1	11	
		3.1.1	Quelle	11	
		3.1.2	Spulen	11	
		3.1.3	Kühlung	12	
		3.1.4	Magnetfeldrückführung	12	
		3.1.5	Detektor	13	
		3.1.6	Elektronik	13	
		3.1.7	Messsoftware	15	
	3.2	Unterg	grund	17	
4	Mes	sungen		21	
	4.1	Energi	e-Kalibration des Spektrometers	21	
		4.1.1	Magnetfeldmethode	21	
		4.1.2	Ratenmethode	22	
		4.1.3	Vergleich der Ergebnisse	22	
		4.1.4	Monoenergetische Quelle	24	
	4.2	Magne	tfeldverlaufsmessung	25	
	4.3	Stabili	tätsmessung	27	
	4.4	Nichtli	nearität	28	
		4.4.1	Auswertung	30	
		4.4.2	Aufbau	30	
		4.4.3	Messung	30	
		4.4.4	Ergebnisse Nichtlinearität	32	
	4.5	Strahle	divergenz	36	
	4.6	Punkt	abbildungsfunktion	36	
	4.7	Rückst	reudetektion	38	
5	Zusa	Zusammenfassung und Ausblick 42			
6	Refe	Referenzen 44			

1 Einleitung

Die Überprüfung des Standardmodells und Suche nach neuer Physik wird nicht nur an der Hochenergiegrenze betrieben. Durch Präzisionsmessungen ist es auch im Niederenergiebereich möglich, neue Erkenntnisse über das Standardmodell und potentielle Erweiterungen zu finden.

Die beiden Neutronenstrahlexperimente PERC (**P**roton **E**lectron **R**adiation **C**hannel) und PERKEO III fallen in diesen Bereich der Grundlagenforschung. Durch Präzisionsmessung des Neutronen-Betazerfalls und der dabei auftretenden Winkelkorrelationen zwischen den Zerfallsprodukten, ermöglichen sie die Bestimmung des fundamentalen Verhältnisses zwischen Axial-und Vektorkopplung λ . Dieses spielt unter anderem in der Kosmologie eine wichtige Rolle und wird auch in der Kernphysik zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten benötigt.

Die über 20 Beobachtungsgrößen beim Neutronenzerfall sind teilweise auch sensitiv auf kleinste Abweichungen von der Standardmodellphysik wie skalare und tensorielle Beiträge zur V-A- Struktur des SM sowie etwaige rechtshändige Ströme, die auf neue Physik hindeuten würden (siehe dazu [1]).

Dies gelingt nur durch umfassende Kenntnis der Einzelteile des Aufbaus und deren Zusammenspiel. Das Verhalten des verwendeten Szintillators ist für Elektronenenergien im oberen Energiebereich sehr gut verstanden. Für niedrige Energien tritt eine Abweichung auf, die allerdings für eine Verwendung der Daten aus diesem Energiebereich noch genauer verstanden werden muss. Die vorliegende Arbeit soll hierzu beitragen, indem sie eine alternative Form der Detektoreichung mithilfe eines Elektronenspektrometers untersucht. Das vorhandene Gerät wurde zu diesem Zweck zunächst in Betrieb genommen und durch einige Modifikationen verbessert. Das Gerät wurde charakterisiert, die Messelektronik (die teilweise auch in der nächsten Strahlzeit von PERKEO III Verwendung finden soll) überprüft und Messkampagnen zu Nichtlinearität und Rückstreueigenschaften des Szintillators durchgeführt.

Der erste Abschnitt der Arbeit beschäftigt sich mit den Grundlagen des Neutronenzerfalls, den Experimenten PERKEO III und PERC sowie den unterschiedlichen Arten der Elektronendetektion. Im zweiten Teil werden die Funktionsweise des Elektronenspektrometers und die gemachten Verbesserungen vorgestellt. Der dritte Teil beinhaltet die Messungen und Ergebnisse der mit dem Spektrometer durchgeführten Experimente. Zunächst die Eichmessungen, daraufhin das zeitliche Verhalten des Spektrometers selbst und des verwendeten Elektronendetektors. Anschließend wurde auch eine Messkampagne zur Bestimmung des Niederenergieverhaltens des Szintillators durchgeführt. Die Daten werden in diesem Kapitel mit den bekannten Modellen gefittet, um mehr über die Nichtlinearität des Detektors zu erfahren. Die geplanten Aufbauten zur Strahldivergenz und Rückstreudetektion werden auch in diesem Kapitel vorgestellt.

2 Grundlagen

2.1 Neutronenzerfall

Der β -Zerfall wurde gut 20 Jahre nach der Entdeckung des Neutrons durch James Chadwick 1932 [2] im bekannten Wu-Experiment [3] verwendet, um die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung nachzuweisen, die nur wenige Monate zuvor von Lee und Young in Frage gestellt wurde [4]. Aufgrund der Ladungsneutralität des Edukts und der fehlenden Notwendigket von Kernkorrekturen ist der Zerfall des freien Neutrons weiterhin ein wichtiges Beobachtungsobjekt, dem sich auch heute noch Experimente wie PERKEO III und PERC widmen.

Während die Quark-Zusammensetzung für Neutronen *udd* (Zwei up- und ein downquark) ist, ist sie bei Protonen *uud*. Durch Umwandlung eines der down- in ein up-quark zerfallen freie Neutronen mit einer Lebensdauer von 880 s [5] in ein Proton (siehe auch Abb. 1 links) [1]. Hierbei entsteht zudem ein virtuelles W-Boson, das innerhalb kürzester Zeit in ein e⁻ und ein $\overline{\nu_e}$ zerfällt. Da die Ruheenergie des W⁻ sehr viel größer ist als die Energien der bei diesem Prozess beteiligten Teilchen, kann der Prozess vereinfacht als 4-Punkt-Wechselwirkung beschrieben werden (siehe Abb. 1 rechts).

$$n \to p^+ + e^- + \overline{\nu_e} + 782 \text{keV} \tag{1}$$

Die frei gewordene Energie teilt sich auf die 3 Produkte auf, wodurch sich für die Elektronenenergie das bekannte β -Spektrum ergibt (siehe Abb. 2).

Der Zerfall erfolgt durch die schwache Wechselwirkung, die nach dem Standardmodell maximal paritätsverletzend ist und 2 Kopplungen besitzt: Vektoriell und Axialvektoriell. Deren Verhältnis $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$ ist relevant für Kosmologie und Astrophysik, aber auch zur Berechnung von Neutrino-Wirkungsquerschnitten [1]. Mathematisch gibt es aber noch 3 weitere Kopplungsmöglichkeiten, die lorentzinvariant sind und damit in Frage kommen: Skalar, pseudoskalar und tensoriell. Das Standardmodell liefert keine Begründung dafür, dass diese Kopplungen nicht realisiert sind. Es könnte daher sein, dass sie zwar verwirklicht, die respektiven Kopplungskonstanten aber so klein sind, dass sie bisher experimentell nicht zugänglich waren.

Der Zerfall polarisierter Neutronen lässt sich mit der Jackson Formel beschreiben [7]:

$$\mathrm{d}\Gamma = \frac{G_\mathrm{F}^2 |V_\mathrm{ud}|^2}{(2\pi)^5} F(E) \, |M_\mathrm{fi}|^2 \, \mathrm{d}E \, \mathrm{d}\Omega_\mathrm{e} \, \mathrm{d}\Omega_\nu$$

$$\times \left(1 + a \frac{\vec{p_e} \cdot \vec{p_\nu}}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \langle \sigma_n \rangle \cdot \left(A \frac{\vec{p_e}}{E_e} + B \frac{\vec{p_\nu}}{E_\nu} + D \frac{\vec{p_e} \times \vec{p_\nu}}{E_e E_\nu}\right)$$
(2)

Hierbei stehen $p_{\rm e}$, p_{ν} , $E_{\rm e}$ und E_{ν} für Impulse und Gesamtenergien von Elektron und Neutrino. G_F ist die Fermi-Kopplungskonstante, V_{ud} ist der Eintrag der CKM-Matrix, der den Anteil der 1. Generation am up-quark beschreibt, F(E) beschreibt den Phasenraumfaktor, $|M_{\rm fi}|$ ist das Übergangsmatrixelement für den Zerfall, das sich aus dem Lagrangian ergibt. Der Parameter *a* korreliert den Neutrino- mit dem Elektronenimpuls, *b* ist der



Abbildung 1: links Der Zerfall des freien Neutrons wird in der Theorie der schwachen Wechselwirkung durch den Übergang eines up- in ein down-quark beschrieben. Hierbei wird ein W-Boson ausgesendet, das spontan in ein Elektron und ein Antielektronneutrino zerfällt. rechts Da die Energie bei diesem Zerfall sehr klein im Vergleich zur Ruhemasse des W-Bosons ist, kann der Zerfall als Vier-Punkt-Wechselwirkung genähert werden.



Abbildung 2: Das Energiespektrum der beim Neutronenzerfall erzeugten Elektronen. Die Endpunktsenergie beträgt ca. 782 keV [6]

sogenannte Fierz-Term, der auf Physik jenseits des Standardmodells hinweisen würde, sollte herausgefunden werden, dass er nicht 0 ist. Die Koeffizienten A, B und D korrelieren den Erwartungswert der Neutronenspinrichtung mit den Impulsen von Neutrino und Elektron. All diese Vorfaktoren hängen auf unterschiedliche Weise von λ ab und sind daher unterschiedlich gut geeignet, diesen Wert zu bestimmen. Gleichzeitig hängen sie aber –falls realisiert– auch von anderen Kopplungskonstanten ab, deren Existenz dadurch indirekt nachgewiesen werden könnte.

2.2 Perkeo III und PERC

Das Experiment PERKEO III untersucht den β -Zerfall des freien Neutrons mithilfe eines Neutronenstrahls des Forschungsreaktors des ILL (Institut Laue Langevin) in Grenoble. Der Strahl wird durch Kernspaltung von Uran erzeugt, wobei schnelle freie Neutronen erzeugt werden. Sie werden zunächst in einem Moderator auf Geschwindigkeiten von unter 1000 m/s abgebremst und mithilfe spezieller Neutronenleiter zu einer Halle geleitet, in der sie für verschiedene Experimente genutzt werden. Für PERKEO III wird der Strahl in Flugrichtung polarisiert und gelangt in das ca. 4 m lange Zerfallsvolumen. Mit ca. 10^{12} Neutronen pro Sekunde und einer Neutronenlebensdauer von ca. 15 min ergeben sich Zerfallsraten von $5 \cdot 10^4 s^{-1}$ [8]. Der Aufbau wird auch für gepulste Messungen verwendet, bei denen immer nur für einige Millisekunden Neutronen in das Zerfallsvolumen geschickt werden. Hierdurch sind in den Messdaten die Signale aus Neutronenzerfällen zeitlich von den Absorptionssignalen aus dem Beamstop getrennt, was die notwendigen systematischen Korrekturen verringert. Bei dieser Messvariante sinkt die mittlere Zerfallsrate dementsprechend.

Mithilfe von Kupferspulen wird im Spektrometer ein Magnetfeld erzeugt, das longitudinal zur Flug- und Spinrichtung der Neutronen ausgerichtet ist (siehe Abb. 3). Je nach Zerfallsrichtung bezüglich des Feldes, fliegen Elektronen respektive Protonen in Richtung des einen beziehungsweise des anderen Detektors. Die normalisierte Differenz aus den in Flugrichtung und gegen Flugrichtung emittierten Zerfallsprodukten wird verwendet, um die Beobachtungsgrößen der Jackson Formel zu bestimmen (siehe Formel 2).

Die bei diesem Experiment verwendeten Detektoren auf Basis von Plastikszintillatoren weisen für niederenergetische Elektronen eine Nichtlinearität auf, die es in bisherigen Auswertungen verhinderte, den Fitbereich auf diese Energien auszudehnen. Durch genauere Kenntnis der Nichtlinearität könnte diese Beschränkung für die Daten der nächsten Strahlzeit nicht mehr nötig sein, was die Genauigkeit des Ergebnisses weiter erhöhen würde [9].

PERC ist der geplante Nachfolger von PERKEO III (Abb. 4). Da es im Gegensatz zu Vorgängeerexperimenten mit nicht-depolarisierenden Superspiegeln zur Führung der Neutronen arbeitet, ist die Länge des Zerfallsraums nicht mehr durch die Strahldivergenz festgelegt, weshalb hier eine weitaus größere Rate von bis zu $10^5 s^{-1}$ realisiert werden kann [10]. Durch die Verwendung nur eines Detektors können systematische Effekte durch die Eichung vermieden werden, jedoch besitzt das Experiment hierdurch keine integrierte Rückstreukorrektur mehr. Eine genaue Kenntnis der Rückstreueigenschaften des verwendeten Szintillators sowie seiner Nichtlinearität im Niederenergiebereich ist



Abbildung 3: Magnetfeldverlauf in PERKEO III. Das durch die blauen Linien skizzierte Feld ist longitudinal zur Neutronenflugrichtung orientiert und lenkt geladene Zerfallsprodukte je nach Zerfallsrichtung auf einen der beiden Detektoren ab. [9]



Abbildung 4: Schema des geplanten Neutronenstrahlexperiments PERC [11].

daher nötig, um die systematischen Fehler unter die geplante Schwelle von 10^{-4} zu senken [10]. Das Experiment verwendet den magnetischen Spiegeleffekt, um Verluste durch am Detektor zurückgestreute Elektronen zu minimieren: Das Magnetfeld nimmt zum Detektor hin stark ab, sodass geladene Teilchen, die den Detektor verlassen und einen kritischen Winkel bezüglich der Magnetfeldrichtung unterschreiten, abgebremst und zurück in den Detektor reflektiert werden. Dieser Effekt ist daher abhängig von der Energie und dem Winkel unter dem sie den Detektor verlassen

2.3 Elektronendetektion

Zur Elektronendetektion stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung:

EMTs (Electron Multiplier Tubes) stellen die konzeptionell einfachste Variante dar: Sie vervielfältigen einzelne Elektronen (bzw. Ionen), die nach Durchlaufen eines Massenspektrometers zur Trennung von anderen geladenen Teilchen auf eine Dynodenstruktur treffen (siehe Abb. 5(a)). Hierbei handelt es sich um eine Reihe von beschichteten Metallplatten, die unter Hochspannung stehen. Die Spannung nimmt von Platte zu Platte zu, sodass jede Platte als Anode für den einen und als Kathode für den anderen Nachbarn wirkt. Je mehr Energie das einfallende Elektron hat, desto mehr Elektronen werden aus dieser ersten Schicht ausgeschlagen. Durch die Hochspannung werden die ausgeschlagenen Elektronen in Richtung der nächsten Dynode beschleunigt, wodurch jedes Elektron beim Eintreffen wiederum mehrere Sekundärelektronen ausschlagen kann. Die hierdurch erzeugte Lawine wird nach typischerweise 10 bis 15 Schritten mithilfe eines Verstärkers auf ein durch Analog-Digital-Wandler lesbares Niveau gebracht. Die erzeugte Ladung kann umgerechnet werden in die Energie des Primärelektrons. Leider sind die aktiven Flächen der EMTs verhältnismäßig klein (und die Kosten pro Fläche dementsprechend hoch).



Abbildung 5: (a) Elektronentrajektorien in einer EMT [12] (b) Schematischer Aufbau einer MCP

MCPs (Micro Channel Plates) sind Platten aus Fiberglasröhrchen, zwischen deren Enden Hochspannung anliegt(siehe Abb 5(b)). Diese können alle unabhängig voneinander ausgelesen werden und bieten damit neben der Energieauflösung der EMT auch eine zweidimensionale Ortsauflösung.

APDs (Avalanche Photo Diodes) werden seit Ende der 60er Jahre zur Detektion von γ -Strahlung verwendet. Prinzipiell eignen sie sich aber auch zur Detektion von Elektronen und anderen Ionen [13]. Hier wird nicht der äußere, sondern der innere Photoeffekt genutzt, indem das einfallende Elektron Elektron-Loch-Paare erzeugt und diese in einem elektrischen Feld im inneren der sogenannten Avalanche Schicht einer Halbleiterdiode beschleunigt. Auch hierbei kommt es zu einer kaskadenartigen Erhöhung der Zahl der beschleunigten Elektronen, wodurch an der Diode eine Spannung abgegriffen werden kann, die für Elektronenenergien von 3-100 keV annähernd linear von der Energie des Primärelektrons abhängt. Für Energien jenseits dieser Schwelle sind die verfügbaren APDs nicht geeignet, da dann Elektronen die Energieabgabeschicht durchdringen und einen Teil ihrer Energie erst in der Avalancheschicht abgeben [14]. Dieser Effekt ist umso stärker, je größer die Elektronenergie ist. Da diese beim Neutronenzerfall bis 780 keV reicht, sind APDs für PERC und PERKEO III zur direkten Elektronendetektion nicht zweckmäßig, solange keine mit dickerer Verarmungsschicht erhältlich sind als bei Modell 6098 von Hamamatsu [15]. Als Ersatz für PMTs (Photo Multiplier Tube) kommen sie aber durchaus in Frage, da ihre Quanteneffizienz höher ist als die bei PERKEO bisher verwendeten Mesh-PMTs und sie von Magnetfeldern kaum beeinflusst werden.

Bei PERKEO und PERC werden zur Elektronendetektion **Szintillatoren** in Verbindung mit **Photomultiplier Tubes** verwendet. Diese zeichnen sich durch ihre dem Experiment anpassbare Fläche aus (die Szintillatorfläche bei PERKEO III betrug bei der letzten Messung $2008/09 40 \times 40 \text{ cm}^2$). Dieses Detektorkonzept wurde mit dem Spektrometer-Messaufbau untersucht, weshalb sich die folgenden Abschnitte genauer mit ihnen beschäftigen.



Abbildung 6: Gemessenes Spektrum einer der monoenergetischen Eichquellen bei der letzten Messung 2008/09 mit PERKEO III. Durch die Poissonverbreiterung aufgrund des Photonenzählprozesses im PMT wird aus dem Linienspektrum des electron-capture-Zerfalls eine breitere Kurve [17].

2.3.1 Szintillator

In PERKEO und PERC werden Plastikszintillatoren des Typs Bicron 400 verbaut.[16][17] In der Plastikmasse ist ein Fluoreszenzstoff gelöst, der die Bremsstrahlung des im Material abgebremsten Elektrons in den Bereich des Spektrums verschiebt, den ein nachgeschalteter PMT detektieren kann. Beim verwendeten Szintillator sind das ca. 420 nm. Die Anzahl der Photonen, die dabei entstehen, kann im Allgemeinen durch einen linearen Ansatz sehr gut beschrieben werden, was dort eine Energieauflösung von einigen Prozent ermöglicht (siehe Abb. 6). Für kleinere Energien scheint es zu einem Energieverlust zu kommen für den unterschiedliche Ursachen diskutiert werden [18] [17]. Hierauf wird in Kapitel 4.4 genauer eingegangen.

2.3.2 Photomultiplier

Pro MeV Elektronenenergie werden im Plastikszintillator bis zu 9100 Photonen erzeugt.[17] Diese müssen durch Lichtleiter auf einen Detektor geleitet werden, was mit Intensitätsverlusten verbunden ist. Das sehr schwache Signal wird dann verstärkt und in eine von einem Computer lesbare Information umgewandelt. Hierfür werden bei PERKEO III PMTs verwendet, in denen durch den äußeren Photelektrischen Effekt die Photonen Elektronen in einer Metallschicht lösen, die dann wie bei EMTs zwischen Dynoden beschleunigt werden (siehe Abb.7(a)).

Das Signal kann dann durch einen QDC (Charge to Digital Converter $\hat{=}$ ADC (Analog



Abbildung 7: (a) Schema der Elektronentrajektorien in einem Photomultiplier [12] (b) Aufbau eines Mesh-PMTs [12]

Digital Converter) mit vorgeschaltetem Integrator) ausgelesen und einem Kanal zugeordnet werden. Das Verhältnis zwischen Energie und Kanal ist für große Energien linear und wird mit der Formel

$$CH(E) = g \cdot E + O$$

beschrieben, wobei üblicherweise die Steigung g als gain und O als Offset bezeichnet werden.

Photomultiplier reagieren im Allgemeinen auf die Anwesenheit von Magnetfeldern mit einer starken Verringerung des Gains, da ein Teil der Elektronen durch die Lorentzkraft abgelenkt wird und die jeweils nächste Dynode verfehlt. Bei Standard-PMTs wie in Abb. 7(a) reichen bereits Felder von unter 1 mT, um die Elektronentrajektorien so zu krümmen, dass die Elektronen nicht mehr auf eine Dynode treffen und kein Signal gemessen werden kann. Da bei PERKEO und PERC die PMTs in der Nähe starker Felder eingebaut werden müssen, werden dort sogenannte Mesh-Photomultiplier Modell Hamamatsu RS5924 verwendet. Durch ihre netzartige Dynodenstruktur gelangen Elektronen trotz Ablenkung durch das Magnetfeld auf die jeweils nächste Dynode (siehe Abb. 7(b)). Der Gain ist bei diesen Geräten zwar geringer, dafür sind sie aber auch bei hohen Magnetfeldern von teilweise über 1 T verwendbar und reagieren nicht so stark auf Magnetfeldschwankungen [12].

3 Elektronenspektrometer

In seiner Masterarbeit konzipierte Christoph Roick ein Elektronenspektrometer, um die Nichtlinearität und Rückstreueigenschaften der verwendeten Elektronendetektoren genauer untersuchen zu können [18]. Diese machte es bei der letzten PERKEO III Strahlzeit nötig, die Zerfälle mit weniger als 300 keV Elektronenenergie aus der Analyse auszuschließen, um systematische Fehler durch das verzerrte Spektrum im niederenergetischen Bereich zu vermeiden. Das ist ein nicht unerheblicher Teil des Gesamtdatensatzes. Es existieren physikalische und heuristische Ansätze zur Beschreibung der Nichtlinearität. Ohne genaue Messung mit Elektronen im kritischen Energiebereich unter 300 keV ist es aber nicht möglich, diese zu vergleichen.[17] Mit dem Elektronenspektrometer ist man hierzu in der Lage. Auch können genaue Tests zu den Rückstreueigenschaften neuer Detektoren mithilfe dieser durchstimmbaren Elektronenquelle gemacht werden. Gerade in Hinblick auf PERC, das mit einem statt zwei Detektoren arbeiten wird und daher nur eingeschränkte Möglichkeit zur Rückstreudetektion hat, liefert es ein nützliches Werkzeug zur Bestimmung von Energiekorrekturen in den Messdaten (siehe dazu auch Abschnitt 2.2).

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Funktionsweise des Spektrometers und den Modifikationen, die gemacht wurden, um die Messgenauigkeit zu erhöhen und den Untergrund der Messung zu verringern

3.1 Aufbau

3.1.1 Quelle

Kernstück des Spektrometers ist eine $\frac{99}{38}$ Sr-Quelle. Dieses Element hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2}(\frac{99}{38}Sr) = 28.79(6)$ a und ist genau wie sein Tochternuklid $\frac{90}{39}$ Y ($T_{1/2}(\frac{99}{39}Y) =$ 64.10(8) h) ein reiner Betastrahler. Der Tochterkern zerfällt in das stabile $\frac{90}{40}$ Zr, weshalb (von Bremsstrahlung abgesehen) nur Elektronen das Präparat verlassen. Da dessen Halbwertszeit sehr viel kleiner ist als die von $\frac{98}{38}$ Sr, kann davon ausgegangen werden, dass die Zerfallsraten von $\frac{98}{38}$ Sr und $\frac{99}{39}$ Y gleich sind. Hiermit –und mit den Endpunktsenergien der beiden Zerfälle ($\frac{99}{38}$ Sr: 546.0(14) keV, $\frac{99}{39}$ Y: 2280.1(16) keV)– lässt sich das Energiespektrum der aus dem Präparat austretenden Elektronen berechnen (Abb. 8) Die Herleitung findet sich in [18]. Die Halbwertszeiten und Energien stammen aus [19]. Das theoretische Spektrum findet Verwendung bei der Energiekalibration des Spektrometers (siehe Abschnitt 4.1.2)

3.1.2 Spulen

Wie in Abb. 9 zu sehen, fliegen die Elektronen durch eine Blendenöffnung im Probenbehälter in die Spiegelebene zweier stromdurchflossener Rechteckspulen, in der die magnetische Flussdichte annähernd homogen ist (Abb. 9, siehe auch Abschnitt 4.1.2). Dort werden sie senkrecht zum Magnetfeld auf einer Kreisbahn abgelenkt und treffen nach einer halben Umdrehung auf eine weitere Blende. Nur Elektronen, deren Bahnradius in einem Intervall



Abbildung 8: Das Energiespektrum der in der Quelle erzeugten Elektronen [18]

von $90 \pm 5 \text{ mm}$ liegt, werden durch die Öffnung gelassen. Die restlichen Elektronen werden an den Wänden eines im Rahmen des Projektpraktikums entstandenen Plexiglaskastens absorbiert, der zwischen den Spulen eingebaut ist. Plexiglas zeichnet sich durch seine geringe durchschnittliche Kernladungszahl aus, was die Intensität der Bremsstrahlung, die durch die Absorption von Elektronen entsteht, verringert (siehe hierfür Abschnitt 3.2).

3.1.3 Kühlung

Der Widerstand der beiden Spulen zusammen beträgt ca. 1 Ω und die typischerweise fließenden Ströme bewegen sich zwischen 4 und 35 A. Die Verlustleistung in den Spulen berechnet sich über $P = UI = RI^2$ und erreicht somit Werte von über 1.2 kW. Da sich das Spektrometer für Messungen im Vakuum (p < 10⁻⁵mbar) befinden muss und damit passive Kühlung durch Luftkonvektion zur Abwärmeabfuhr nicht möglich ist, wird es aktiv mit Wasser gekühlt. Das Kühlwasser wird durch einen vakuumtauglichen Schlauch zum Spektrometer gebracht und dort durch jeweils zwei Hohlräume pro Spulenkörper gepumpt (Abb. 10).

3.1.4 Magnetfeldrückführung

Die Verstärkung von PMTs ist stark magnetfeldabhängig (siehe auch 2.3.2). Um zu vermeiden, dass Streufelder aus dem Spektrometer die Energiemessung beeinflussen, muss das Magnetfeld der Spulen entweder konstant gehalten oder zurückgeführt werden. Ersteres ist keine Option, da die Elektronenenergie durch das Magnetfeld eingestellt wird. Die Rückführung geschieht mithilfe eines Kastens aus 2 cm dickem Reineisen, der das Spektrometer umschließt (Abb. 10). Reineisen hat als Ferromagnet eine sehr hohe magnetische Permittivität, weshalb ein Großteil des austretenden magnetischen Flusses direkt innerhalb der Eisenplatten zurück auf die andere Seite des Spektrometers geführt wird. Hierdurch weicht das Feld im Außenbereich des Spektrometers nur wenig vom Erdfeld ab (siehe auch Abschnitt 4.2).



Abbildung 9: Zwischen den beiden Rechteckspulen befindet sich ein annähernd homogenes Magnetfeld. Die Elektronen mit der durch das Magnetfeld festgelegten Energie bewegen sich auf der eingezeichneten Kreisbahn und verlassen das Spektrometer durch die hier in rot dargestellte Blende [18].

3.1.5 Detektor

Die Elektronen werden durch den Plastikszintillator Bicron BC-400 [16] absorbiert, der entsprechend ihrer kinetischen Energie Photonen abgibt (Funktionsweise in 2.3.1). Mithilfe eines Lichtleiters werden diese zu zwei Mesh-PMTs (R5924 von Hamamatsu) weitergeleitet und dort zu einer Ladung umgewandelt. Diese wird mithilfe eines QDC ausgelesen und digitalisiert.

3.1.6 Elektronik

Die Elektronik zur Überwachung und Steuerung des Spektrometers mitsamt Detektor entstand zum größten Teil während der Masterarbeit von Christoph Roick [18] und wird dort detailliert erklärt. An dieser Stelle gibt es lediglich eine Auflistung der einzelnen Bestandteile:

- Sicherheitsstromkreis zur Abschaltung der Stromversorgung von PMTs und Turbopumpe bei zu hohem Druck in der Vakuumtonne
- Sicherheitsstromkreis zur Abschaltung der Stromversorgung der Spulen bei zu hoher Temperatur im Spektrometer (siehe Abschnitt 3.1.6)
- Schaltung zum Auslesen des Spulenstromes über einen Spannungs-Frequenzwandler
- Schaltung zur Steuerung der Stromversorgung mithilfe eines Frequenz Spannungswandlers



Abbildung 10: Bild des eingebauten Spektrometers. Die Kühlwasserzuführung erfolgt über die beiden langen Wellschläuche rechts, das Wasser wird dann über die kurzen Schläuche von Kammer zu Kammer transportiert. Die Kapton[®]-Umwicklung sorgt dafür, dass die Geräuschentwicklung durch ein Schwingen der Schläuche bei Betrieb des Kühlwassers gedämpft wird. Die beiden Drähte versorgen die Spulen mit Strom. Sie sind so gebogen, damit sie bei Betrieb der Spulen keinen Kontakt mit ungekühlten Bauteilen haben. Die kleine Öffnung in der Magnetfelrückführung ist der Auslass für die Elektronen, darunter befindet sich Bleifolie und ein Bleiblock zur Abschirmung der γ -Strahlung aus der Abschirmung des Präparats, das im unteren Teil des Spektrometers sitzt.

- Schaltung zur Überwachung der Temperatur der Spulen mittels Pt100-Widerstände (während des Projektpraktikums geändert, siehe Abschnitt 3.1.6)
- Schaltung zur Überwachung des Kühlwasserflusses in den Spulen zur Feststellung eventueller Lecks
- Schaltung zur Steuerung des Kühlwasserflusses für den Fall eines Lecks
- Schaltung zur Steuerung der Turbopumpe

Temperaturmessung: Der Kleber, der zur Dichtung der Spulen verwendet wurde, verliert seine Festigkeit bei Temperaturen über 130° C. Daher muss die Temperatur der Spulen während der Messung überwacht werden, um die Stromversorgung falls nötig zu unterbrechen, um eine Überhitzung zu vermeiden. Die bisher verwendete Schaltung hierfür war störanfällig, weswegen im Rahmen des Projektpraktikums eine neue entwickelt wurde: An den Spulenaußenseiten befinden sich nun neben zwei Pt100-Widerständen mit denen die genaue Temperatur per Multimeter ausgelesen werden kann, auch 4 Bimetallschalter, die in den Sicherheitsstromkreis des Spektrometers eingebaut sind (Abb. 11(a)). In diesem fließt ein logisches High an einen NIM-Eingang (-20 mA über 50 Ω), bis die Schalter ihn bei Temperaturen von über 80° C unterbrechen. Die Stromversorgung für die Spulen wird dann sowohl hardware- als auch softwareseitig so lange unterbrochen, bis der Stromkreis wieder geschlossen ist. Das passiert, wenn die Temperatur der Schalter unter ca. 70° C fällt.

Magnetfeldmessung: Das Magnetfeld im Spektrometer konnte bisher nur indirekt über den elektrischen Strom aus dem Netzgerät berechnet werden. Für eine direkte Messung des Feldes wurden 2 Hallsonden (Honeywell 91SS12-2) auf die Plastikabschirmung im Inneren des Spektrometers geklebt, weniger als 1.5 cm von der Elektronenflugbahn entfernt. Mithilfe einer einfachen Schaltung und eines Multimeters (Abb. 11(b)) lassen sich diese auslesen und bieten damit eine unabhängige Methode zur Bestimmung der Elektronenergie (Siehe dazu Abschnitt 4.1).

3.1.7 Messsoftware

Zur automatischen Überwachung und Steuerung der Messung existiert eine C++-basierte DAQ Software namens Elise (**EL**ectron Impact Scintillator Experiment). Diese wurde an den veränderten Aufbau angepasst.



(a) Aufbau der Schaltung zur Temperaturüberwachung. Ist der Bimetallschalter geschlossen, fließt durch den Transistor ein Strom, der einem "True" im NIM-Standard entspricht. Dieses Signal wird von einer LogicBox im NIM-Crate ausgelesen. Ist der Schalter offen, fließt auch kein Strom mehr in die LogicBox und die Mess-Software stellt die Stromversorgung für die Spulen aus.



(b) Aufbau der Schaltung zur Magnetfeldüberwachung. Die Hallsonde liefert eine magnetfeldabhängige Spannung. Liegt kein Feld an und beträgt die Betriebsspannung der Hallsonde 12V, beträgt diese 6V. Um die Messgenauigkeit zu erhöhen wird daher die Spannung relativ zu 6V gemessen, die mit einem Spannungsteiler aus der Betriebsspannung erzeugt werden. Hierdurch werden Schwankungen bei der Betriebsspannung korrigiert.

Abbildung 11: Die beiden neuen Schaltkreise.

3.2 Untergrund

Um die hohe Untergrundrate im alten Aufbau (ca. $130 \, \text{s}^{-1}$) zu verringern, wurden verschiedene Maßnahmen unternommen: Bisher wurden alle Elektronen, die nicht durch die Blendenkonstruktion kamen, entweder im Aluminium-Probenbehälter oder in der Stahlwand des Spektrometers gestoppt. Diese sind aufgrund der hierbei entstehenden Bremsstrahlung allerdings für eine genaue Messung mit dem Spektrometer nicht besonders geeignet. Näherungsweise lässt sich das durch Absorption von Elektronen erzeugte Bremsstrahlungsspektrum mit Kramers Regel beschreiben [20]:

$$J(\lambda) = \mathbf{K} \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{Z} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{min}} - 1\right) \frac{1}{\lambda}$$

Hierbei ist J die Intensität der emittierten Bremsstrahlung in Photonen pro Zeit, λ die Wellenlänge, λ_{\min} die Minimalwellenlänge, die einem Photon der höchstmöglichen Energie (ca. die gesamte kinetische Energie des Elektrons) entspricht, K die Kramersche Konstante, I die Anzahl der eintreffenden Elektronen pro Zeit und Z die Ordnungszahl des Absorbers.

Die Intensität der dabei abgegebenen Bremsstrahlung steigt also linear mit der Ordnugnszahl, durch Wahl eines Materials mit niedrigerem Z kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert werden: Vom Probenbehälter wurde eine neue Version aus Plexiglas gefertigt (Abb. 12(a)). Dieses hat die Summenformel C₅H₈O₂ und damit eine durchschnittlich weitaus kleinere Ordnungszahl (Z_C = 6, Z_O = 8, Z_H = 1) als Stahl und Alumium (Z_{Al} = 13, Z_{Fe} = 26). Da der Druck während der Messung nicht größer als ca. $3 \cdot 10^{-5}$ mbar sein darf, um die Funktion der PMTs nicht zu beeinträchtigen und die Kollision von Elektronen mit Restgasmolekülen zu minimieren, ist es notwendig, die Wahl der verwendeten Materialien auch hinsichtlich ihres Ausgasverhaltens im Vakuum zu treffen. Plexiglas gast im Vergleich zu anderen Kunststoffen nur wenig aus.

Im Rahmen des Projektpraktikums wurde zusätzlich ein Plexiglaskasten gefertigt (Abb. 12(b)). Dieser kann einfach in das Spektrometer eingesetzt werden und beeinflusst nicht die Elektronen, die sich auf der "richtigen" Flugbahn befinden und die Blenden passieren. Die übrigen Elektronen, die früher auf die Edelstahlplatten trafen, werden von ihm absorbiert.

Vormals wurde der Szintillator von hinten ausgelesen und die Photonen durch einen Lichtleiter auf die PMTs geführt, der ein wenig zu groß war für ihre aktiven Flächen. Hierdurch ging viel Licht verloren, was die Energieauflösung verschlechterte (siehe Abschnitt 2.3.1). Weiterhin waren die optischen Flächen der PMTs damit direkt auf das Spektrometer gerichtet, wodurch sie viel Bremsstrahlung aus der Abschirmung der Probe detektierten. Für den Grundaufbau wird nun ein anderes Design verwendet: Die PMTs sitzen seitlich direkt am Szintillator. Hierdurch wurde die Lichtausbeute stark erhöht auf fast 400 Photonen/MeV und der Raumwinkel, unter dem die Bremsstrahlung die PMTs treffen kann, stark reduziert. Die Untergrundrate beim neuen Aufbau liegt für jeden PMT bei ca. $1000 \, {\rm s}^{-1}$, was durch die Koinzidenzmessung auf ca. $50 \, {\rm s}^{-1}$ verringert wird. Da der Großteil der Elektronen bereits im Probenbehälter gestoppt wird, ist der Untergrund fast völlig unabhängig von der eingestellten Elektronenenergie, weshalb für Messungen

abwechselnd $20\,\mathrm{s}$ bei angeschaltetem Magnetfeld und $20\,\mathrm{s}$ bei abgeschaltetem Magnetfeld die PMTs ausgelesen werden.

Diese Maßnahmen führten dazu, dass sich die Untergrundrate von $130 \, s^{-1}$ auf $50 \, s^{-1}$ verbessert hat [18]. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liegt damit bei ca. 30:1 für 600 keV und auch für sehr niedrige Energien von 80 keV ist es noch 0.8:1. Durch Abzug des Spektrums ohne Strom bleibt nur noch der magnetfeldabhängige Untergrund übrig, der wiederum nur einen Bruchteil des gesamten Untergrunds ausmacht (siehe dazu Abb. 14).



(a) Der neue Probenbehälter aus Plexiglas. An der Seite ist der Erdungsdraht zu erkennen, der an die Tonne angelegt wird.



(b) Der fertige Plexiglaskasten. An der Seite ist die angeklebte Hallsonde zu sehen, links ist die Ausgangsblende für die Elektronen, die direkt auf die Magnetfeldrückführung gesetzt wird. Die beiden Bolzen dienen der exakten Positionierung des Kastens zwischen den Spulen. Die Mittelblende wurde mittlerweile entfernt, um den Untergrund zu verbessern und ihren Einfluss auf die Rate austretender Elektronen zu untersuchen (siehe dazu Abschnitt 4.1.3).

Abbildung 12: Die beiden neuen Abschirmungen



(a) Der alte Aufbau. Die quadratische Platte auf der Vorderseite des Lichtleiters ist der Szintillator. Durch den Lichtleiter hindurch sind die aktiven Flächen der zwei PMTs zu sehen [18].



(b) Der neue Aufbau. Der Szintillator sitzt direkt zwischen den beiden PMTs, wodurch die Verluste durch einen Lichtleiter wegfallen und sich die Zahl der ^{Photonen}/MeV erhöht. Die aktiven Flächen der PMTs sind nun auch nicht mehr auf das Präparat gerichtet, was den Untergrund verringert.

Abbildung 13: Vergleich der Aufbauten



(a) Spektrum bei ca. $70\,{\rm keV}$ ohne Abzug des Untergrunds



(c) Spektrum bei ca. 1000 keV ohne Abzug des Untergrunds



(b) Spektrum bei ca. 70 keV nach Abzug des Untergrunds



(d) Spektrum bei ca. 1000 keV nach Abzug des Untergrunds

Abbildung 14: Vergleich des Einflusses des Untergrunds auf 2 Spektren unterschiedlicher Elektronenenergie.

4 Messungen

Das folgende Kapitel widmet sich den Messungen, die mit dem Spektrometer durchgeführt wurden. Eine neue Eichung des Spektrometers mithilfe einer Messung des Magnetfeldes im Spektrometerinneren wurde angewandt und mit der Kalibration über das Ratenspektrum verglichen. Weiterhin wurden die Homogenität des Magnetfeldes im Spektrometer bestimmt und die zeitliche Stabilität des Gerätes ermittelt. Die Nichtlinearität des verwendeten Detektors wurde untersucht und die vorhandenen Modelle zur Beschreibung verglichen. In diesem Zusammenhang wurde eine erste Analyse zu den Rückstreukoeffizienten des Detektors durchgeführt. Ein weiterer Aufbau zur Untersuchung der Strahldivergenz wurde vorbereitet und ein Konzept zur präzisen Messung der Rückstreueigenschaften des Detektors erstellt.

4.1 Energie-Kalibration des Spektrometers

Bevor eine aussagekräftige Messung mit dem Spektrometer durchgeführt werden kann, muss es zunächst geeicht werden. Hierfür stehen 2 unabhängige Methoden zur Verfügung, die -zusammen mit ihrem Ergebnis- im folgenden Kapitel näher beschrieben werden sollen.

4.1.1 Magnetfeldmethode

Auf den Plexiglaskasten im Spektrometer sind 2 Hallsonden aufgeklebt, um das Magnetfeld im Inneren der Spule zu messen (siehe Abschnitt 3.1.6). Die Sonden befinden sich auf 2 verschiedenen Seiten des Kastens, um ein Maß für die Abweichungen im Magnetfeld innerhalb des Bereichs, den die Elektronen durchlaufen, zu erhalten. Wie Messungen in Abschnit 4.2zeigen, sind diese Abweichungen kleiner als 5%, weshalb die Näherung eines homogenen Feldes, das die Elektronen senkrecht zu den Feldlinien durchlaufen, gerechtfertigt ist. Dieses klassische Problem wird zum Beispiel in [21] behandelt. Die kinetische Energie der Elektronen wird beschrieben durch:

$$E_{kin} = m_{\rm e}c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{p^2}{m_{\rm e}^2c^2}} - 1\right)$$

Dabei ist m_e die Elektronenmasse, p der relativistische Impuls und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Kräfte auf das Elektron heben sich auf, namentlich Lorentz- und Zentripetalkraft:

$$F_{pet} = F_{Lorentz}$$
$$\Rightarrow \frac{m|\vec{v}|^2}{R} = e\vec{v} \times \vec{B}$$

 \vec{v} ist der Geschwindigkeitsvektor, R der Radius der Elektronenbahn und \vec{B} die magnetische Flussdichte. Da $\vec{B} \perp \vec{v}$, löst sich die Gleichung auf zu:

$$p = \mathbf{e}|\vec{B}|\mathbf{R}$$



Abbildung 15: Das erwartete Ratenspektrum aus der Faltung des theoretischen Spektrums mit der Spektrometerfunktion bereitgestellt von Christoph Roick.

Eingesetzt in die Formel für die kinetische Energie:

$$E_{kin}\left(B\right) = m_{\rm e}c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{{\rm eR}B}{m_{\rm e}c}\right)^2} - 1\right)$$
(3)

Da R durch die Position von Probenbehälter und Blende festgelegt ist, genügt eine Messung von B, um die Energie der austretenden Elektronen zu berechnen.

4.1.2 Ratenmethode

Das Energiespektrum der Quelle besteht aus 2 überlagerten Betaspektren und kann aus deren Endpunktsenergien berechnet werden [18]. Die Rate der Elektronen, die das Spektrometer verlassen, ist daher je nach Energie unterschiedlich. Durch Messung der Rate in Abhängigkeit vom angelegten Strom kann damit theoretisch eine Energie-Strom-Eichung durchgeführt werden. Das Theorie-Ratenspektrum wird dazu an die Zählraten bei unterschiedlich hohen Stromstärken angepasst, wofür es aber erst mit der Spektrometerfunktion (Blendenöffnung usw.) gefaltet werden muss (Abb. 15). Da sich die absolute Energieauflösung des Spektrometers aufgrund relativistischer Effekte mit steigender Energie verringert, ändert sich die hierdurch die Breite und relative Höhe der Peaks (vgl. Abb. 8). Die Rate wurde bei 11 Einstellungen zwischen 4 und 38 A gemessen (Abb. 16)

4.1.3 Vergleich der Ergebnisse

Bei der Auswertung der Magnetfeldmethode ergab sich ein reproduzierbarer, linearer Zusammenhang zwischen Feld- und Stromstärke. Dieser wurde auch mit einem Präzisionsteslameter unter Normalbedingungen überprüft. Die Abweichungen betrugen im Bereich von 10 mT bis 50 mT unter 5%. In Abb. 16 ist die gemessene Rate in Abhängigkeit des gemessenen Magnetfeldes aufgetragen (grüne Punkte). Die gemessenen Felder wurden außerdem mit Formel 3 in die hierzu erwartete Elektronenenergie umgerechnet und mit



Abbildung 16: Vergleich zwischen dem aus der Magnetfeldmessung erwarteten (blaue Punkte) und dem gemessenen Ratenspektrum (grüne Punkte).

dem theoretischen Spektrum die hierfür erwartete Rate berechnet (blaue Punkte). Für die Grafik wurde die Energie, die in die Theorierate einging, um 20% erhöht. Die beiden Spektren unterscheiden sich deutlich: Der Niederenergiepeak, der aus dem Zerfall von ³⁰/₃₈Sr berechnet wurde (siehe Abschnitt 3.1.1) ist hier nicht zu erkennen. Dass der beobachtete Ratenpeak der von ³⁰/₃₈Sr ist, kann mit der Magnetfeldmessung ausgeschlossen werden. Bei niedrigen Energien scheinen Elektronen zu fehlen, was bedeutet, dass das Energiespektrum der aus der Quelle emittierten Elektronen noch nicht verstanden ist und derzeit zur Kalibration des Spektrometers die Magnetfeldmethode verwendet werden sollte. Diese ist auf wenige Prozent genau, wie die Messungen in Abschnitt 4.2 zeigen. Die ist für für die Messungen zu Rückstreuung und Nichtlinearität ausreichend, da die Energieauflösung der als Detektor verwendeten Plastikszintillatoren schlechter ist.

Stromanpassung Bei ersten Messungen mit dem Spektrometer war eine zusätzliche Blende im Plexiglaskasten angebracht, die solche Elektronen absorbierte, die unter zu großem Winkel den Probenbehälter verlassen haben. Gäbe es einen Gradienten senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen durch Remanenz, würde er niederenergetische Elektronen stärker ablenken, wodurch dort ein größerer Anteil die Blende verfehlt. Um den Einfluss dieser Blende auf das Fehlen der niederenergetischen Elektronen im Ratenspektrum zu überprüfen, wurde sie entfernt. Das Ratenspektrum änderte dabei nicht die Form, jedoch stieg die gemessene Rate über das gesamte Spektrum an. Als mögliche Ursache wurde ein schlecht justierter Probenbehälter ausgemacht. Sollte er Elektronen nicht bevorzugt in die Mittelebene des Spektrometers emittieren, sondern leicht schräg dazu, würde ein Teil der Elektronen die Mittelblende nicht passieren können. Gleiches gilt für die Austrittsöffnung des Spektrometers. Um die Justage zu testen, wurde ein zusätzlicher Strom durch eine der Spulen geschickt, was dem Magnetfeld einen horizontalen Gradienten hinzufügte. der die Elektronenflugbahn um den passenden Winkel korrigieren sollte. Bei festem Strom am Primärnetzgerät wurde der Zusatzstrom variiert und hierzu die gemessene untergrundbereinigte Elektronenzählrate protokolliert (siehe Abb. 17). Bei maximaler



Abbildung 17: (a) Schaltkreis der Stromänderung zur Kompensation eines schrägen Elektroneneinfalls (b) Messung der Rate der detektierten Elektronen bei 20 A Primärstrom in Abhängigkeit des eingestellten Korrekturstromes. Das Maximimum liegt bei ca. 0.7 A und ist sehr flach.

Rate sollte die Korrektur optimal sein, da dann die Mitte des Elektronenstrahls auf der Blendenöffnung liegt. Durch einen quadratischen Fit wurde dieser Wert bestimmt, er ist jedoch abhängig von der Elektronenenergie und muss daher bei der Aufnahme eines Spektrums für jede Energie nachgeregelt werden. Der notwendige Korrekturstrom ist proportional zum Strom am Primärnetzteil. Die Einstellung des Korrekturstroms könnte in Zukunft durch computergesteuerte Ansteuerung des zweiten Netzgerätes automatisiert oder durch verbesserte Justage des Probenbehälters unnötig gemacht werden. Letztere müsste auf weniger als 1.5°genau sein, da bei diesem Winkel bereits alle senkrecht aus dem Probenbehälter emittierten Elektronen die Spektrometeröffnung verfehlen. Der Strom durch die Spulen wird momentan um ca. 3% korrigiert, was einem Winkel von 1.7° entspricht.

4.1.4 Monoenergetische Quelle

Eine weitere mögliche Verbesserung der Kalibration ist die Verwendung zweier Linienquellen erreichbar. Diese müssten die für den Aufbau passende Rate erzeugen und möglichst wenig Untergrund produzieren, um das Singal-zu-Untergrund-Verhältnis zu maximieren. Durch Messung des Signals der beiden Quellen bei fester Spannung an den PMTs kann dann die Energie-Kanal-Beziehung bestimmt werden. Die Energien der beiden Quellen müssten oberhalb von 300 keV liegen, da sonst die Nichtlinearität die Eichgerade beeinflusst, was diese Kalibration für eine Messung unbrauchbar machen würde. Ein geeignetes Präparat wäre ²⁰⁷/₈₃Bi, das zwei ec-Zerfallsvarianten hat, die bei 503 keV und 849 keV liegen [22].

Auch mit nur einer Quelle ließe sich eine akzeptable Kalibration durchführen. Hierzu müsste vor den Detektor zunächst das monoenergetische Präparat gebracht werden und

danach mit dem Spektrometer der Strom angefahren werden, bei dem die Peakpositionen der beiden Messungen übereinstimmen. Über Formel 3 ließe sich dann für alle Elektronenenergien das entsprechende Magnetfeld berechnen.

4.2 Magnetfeldverlaufsmessung

Diese Messung dient der Abschätzung des Fehlers der Kalibration mithilfe des Magnetfeldes. Zunächst wurde das Spektrometer bei einer typischen Stromstärke von 8 A betrieben und mithilfe einer Hand-Hallsonde der Innenbereich stichprobenartig entlang zweier Achsen in der Mittelebene des Spektrometers durchmessen (siehe Abb. 18 Achsen 5 und 6).

Außerhalb dieses Bereichs sind keine quantitativen Messungen des Magnetfeldes möglich, da hierfür ein Teil der Magnetfeldrückführung abgebaut werden müsste, was die Messung stark beeinflussen würde.

Die Sonde wurde zunächst auf der einen, dann auf der anderen Innenseite des Plexiglaskastens entlanggefahren. Der Abstand der beiden Messachsen betrug ca. 1 cm. Für Abbildung 19(a) wurde für jede Höhe der Mittelwert der beiden gegenüberliegenden Messpunkte berechnet und die relative Abweichung zum Feld in der Spulenmitte bestimmt. Diese beträgt im Bereich der Elektronenflugbahn unter 5%. Durch die Symmetrie bezüglich der Spulenmitte ist es allerdings nicht ohne andere Annahmen möglich, hiermit das Fehlen niederenergetischer Elektronen zu erklären. Das Magnetfeld ist auf dieser Achse zwar global inhomogen, aber genauso wie die berechnete Elektronenflugbahn symmetrisch zur Spulenmitte.

Für Abb. 19(b) wurde die relative Abweichung zwischen den zwei gegenüberliegenden Messpunkten bestimmt, um damit ein Maß für den Feldgradienten durch die unterschiedliche Spulenquerschnittsfläche zu erhalten. Die Punkte schwanken im Bereich der Elektronenflugbahn zwischen -1 bis 1%, was wahrscheinlich lediglich die Genauigkeitsgrenzen des Messaufbaus darstellt und zeigt, dass der Einfluss der unterschiedlichen Querschnittsflächen auf das Magnetfeld durch die magnetische Rückführung stark verringert wird. Das Fehlen niederenergetischer Elektronen im Ratenspektrum kann allein durch die Annahme eines inhomogenen Magnetfeldes nicht erklärt werden.

Eine inhomogene Remanenz (Restmagnetisierung) in der Abschirmung des Spektrometers (bspw. durch eine vorausgegangene Messung mit hohen Strömen) könnte das Magnetfeld bei einer nachfolgenden Messung mit niedrigen Strömen so stark verzerren, dass die niederenergetischen Elektronen dann verstärkt an die Wände abgelenkt werden. Testweise wurde daher das Spektrometer zunächst einige Zeit bei hohen Strömen ($\approx 30A$) betrieben, um die Remanenz zu maximieren. Im Anschluss wurde an 6 parallelen Achsen im Innenbereich das Restfeld gemessen (siehe Abb. 18 und Abb. 20). Die Restfelder sind allerdings klein (<0.14 mT im Vergleich zu 6-50 mT im Betrieb) und auch sehr homogen im Bereich der Elektronenflugbahn, was auch diese Möglichkeit praktisch ausschließt.



Abbildung 18: Aufsicht auf das Spektrometer. An den eingezeichneten Punkten wurden jeweils Magnetfeldmessungen durchgeführt, indem an dieser Stelle von oben nach unten ein Hand-Teslameter durch den Innenraum des Spektrometers geführt wurde. Die weißen Kreise stellen die Kühlwasserzuführungen dar, die an den Spulen befestigt sind.



Abbildung 19: (a) Relative Abweichung des Mittelwerts der beiden Magnetfeldmesswerte (Achse 5 und 6 in Abbildung 18) vom Maximalwert des Magnetfeldes. Die Elektronenflugbahn schneidet die Messachsen auf Höhe der grauen Linien. (b) Relative Abweichung der beiden Magnetfeldmesswerte zueinander. Eine systematische Abweichung von 0 durch die unterschiedliche Querschnittsflächen der Spulen ist nicht zu erkennen. Die Abweichungen liegen im Bereich der Elektronenflugbahn auf den beiden grauen Linien unter 1%.



Abbildung 20: 2D Heatmaps der Remanenz in der Spule. Das Restfeld im Spektrometerinneren wurde auf 6 Achsen durchmessen (siehe Abb. 18). Die Messpunkte liegen vertikal jeweils 4 cm auseinander. Der horizontale Abstand beträgt ca 1 cm zwischen einem Punkt im linken und dem jeweiligen im rechten Plot. Die gemessenen Remanenzen sind mit einer Flussdichte von weniger als 120μ T sehr gering. Sie sind auch nur leicht ortsabhängig.

4.3 Stabilitätsmessung

Um ein Maß für die zeitliche Stabilität des Spektrometers und des Detektors zu erhalten, wurde eine 36-Stunden-Messung durchgeführt, bei der automatisiert alle 5 min die Stromstärkeam Primärnetzgerät auf 20 A hochgefahren und ein Energiespektrum aufgenommen wurde. Die Elektronenenergie liegt bei diesem Strom um 600 keV. Abbildung 21 zeigt den zeitlichen Verlauf einiger Messgrößen des Spektrometers.

Abbildung 21(a) zeigt den Mittelwert der Peakposition, der zeitlich sehr konstant ist, solange keine Änderungen am Setup durchgeführt werden. Um 21:30 wurde der Korrekturstrom nachjustiert, was als sichtbarer Anstieg in der Position zu erkennen ist. Die automatische Abschaltung der Lüftung im Labor um 0 Uhr ist auch sichtbar. Kurzfristige Schwankungen erzeugen eine Abweichung von ca. 1%.

Das Verhältnis von gemessenem Magnetfeld zum gemessenen Strom am Primärnetzgerät ist im 3%-Bereich stabil (Abb. 21(b)). Die Änderung des Korrekturstroms (graue Linie) führt naturgemäß zu einem Anstieg des Feldes in der Spule bei gleichem eingestellten Strom am Primärnetzgerät und auch der Einfluss des ausgeschalteten Lüftung ist zu erkennen.

Der Drift der Peakposition wird als Indikator für den Drift von Gain und Offset verwendet, die in diesem Aufbau nicht unabhängig voneinander bestimmt werden konnten, da der Korrekturstrom nicht automatisch nachgeregelt werden konnte und deshalb nur eine einzige Elektronenenergie angefahren werden konnte. Der zeitliche Mittelwert bleibt während der ungestörten ersten 24 h auf wenige Promille stabil, aber die kurzfristigen Fluktuationen zwischen den Einzelmessungen liegen bei ca. 1% (Abb. 21(c)). Für genaue Messungen muss daher entweder dieses Rauschen verringert werden oder die Messdauer ausreichend erhöht werden, um durch kurzfristige Schwankungen nicht beeinflusst zu werden. Die ungewöhnlich hohe Streuung der Messwerte um den Mittelwert, die sehr viel größer ist als durch die Fehlerabschätzung zu erwarten ist, lässt darauf schließen, dass es sich hierbei um einen Effekt der Messelektronik handelt. Genauere Analysen, beispielsweise des Einflusses von Lese- und Schreibzugriffen auf die Spannungsversorgung der PMTs könnten seine Herkunft bestimmen und damit einen alternativen Lösungsansatz liefern.

Eine weitere Größe, die bei dieser Messung betrachtet wurde, ist das sogenannte Pedestal. Die Messung der Kanalnummer eines Events erfolgt im QDC aus einer Differenzmessung zwischen der Spannung des Ladungsintegrators vor und nach dem Aufladen durch ein Signal. Auch ohne eine Ladungsübertragung vom PMT ergibt sich üblicherweise eine Differenz von einigen Kanälen, die als Pedestal bezeichnet wird. Durch Rauschen und Auf- und Entladung aufgrund von Leckströmen kann eine deutliche zeitliche Abhängigkeit zwischen Messzeitpunkt und Spannung vorliegen, die auf ein Signal zusätzlich aufgeprägt werden und so die Messung systematisch verfälschen würde. Durch Einstellung einer Korrekturspannung wird das Pedestal auf einen zeitlich konstanten Wert gebracht. Das Pedestal ist also ein rein elektronisches Signal und seine Driftgeschwindigkeit gibt eine Abschätzung für die Stabilität der gesamten Messelektronik. In der Langzeitmessung zeigen sich deutliche Fluktuationen von einigen Kanälen (Abb. 21(c)), die mit Temperaturschwankungen durch die Abschaltung der Lüftung um 0 Uhr korrelieren, aber auch zusätzliche Strukturen aufweisen. Das Pedestal wird von der gemessenen Kanalnummer abgezogen, eine Schwankung um 5 Känale in 36 h erscheint daher gering. Da die verwendete Elektronik aber auch für die nächste Strahlzeit verwendet werden soll, bei der die Messung in einer Halle mit viel größeren täglichen Temperaturschwankungen stattfindet, ist eine Temperaturstabilisierung des Elektronikschrankes vorgesehen.

4.4 Nichtlinearität

Während der letzten PERKEO III-Strahlzeit wurden alle Elektronenereignisse mit Energien unter 300 keV aus dem Fitbereich entfernt, da sich die Energie-zu-Kanal-Beziehung dort nicht mehr mit dem üblichen linearen Ansatz beschreiben lässt. Gelingt es, den Detektor auch für Energien bis 100 keV zu charakterisieren, könnte die Qualität der Analyse systematisch verbessert werden. Dieser Versuch wurde in der Arbeit von Mest bereits unternommen, indem einige heuristische und empirische Modelle vorgeschlagen und an die Daten der Eichquellenmessung von PERKEO III angepasst wurden [17]. Diese Ansätze werden im Abschnitt 4.4.1 kurz vorgestellt. Der Messaufbau wurde modifiziert, um mithilfe des Spektrometers eine genauere Untersuchung der Anwendbarkeit der Ansätze zu ermöglichen. Durch eine Messung unter verschiedenen Winkeln ist zugleich eine rudimentäre Bestimmung der Rückstreuverluste möglich.



Abbildung 21: (a) Der zeitliche Drift der gemessenen Rate bei festem Strom. (b) Der zeitliche Drift des Verhältnisse von Magnetfeld zu Strom. (c) Der zeitliche Drift der Peakposition und des Pedestals.

4.4.1 Auswertung

Exponentielles Modell: Dieses Modell war zunächst heuristisch: Die Residuen der Eichgeraden im linearen Ansatz ähneln im Energiebereich unter 300 keV einem exponentiellen Abfall, daher wurde getestet, wie gut sich die Kurve beschreiben lässt, wenn ein zusätzlicher Exponentialterm in die Energie-Kanal-Relation eingeht [17]:

$$\operatorname{gain}_{\exp}(E) = g_0 + (g - g_0)(1 - e^{-\frac{E}{E_{th}}})$$

Hierbei ist g_0 der Gain bei E=0 und E_{th} eine Zerfallskonstante, die die Energieschwelle, ab der die Nichtlinearität sichtbar wird, beschreibt. In der Arbeit von Roick [18] wurde dieser Effekt physikalisch mit einer Totschicht auf dem Szintillator, in der Elektronen Energie abgeben, aber nicht detektiert werden, motiviert und ein Modell entwickelt, das diesen winkelabhängigen Effekt beschreibt.

Birks Modell: Hierbei handelt es sich um ein semiempirisches Modell, das von J.B. Birks 1951 vorgeschlagen wurde [23]. Die Herleitung beruht auf Rekombinations- und Quenching-Effekten innerhalb des Szintillators durch das Abbremsen der Elektronen.

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}x} = \mathrm{L}_0 \frac{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}}{1 + \mathrm{k}_\mathrm{B} \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}}$$

Aus dieser Formel wurden in Mests Arbeit mithilfe weiterer Annahmen und zusätzlicher Parameter aus einer Monte-Carlo-Simulation der Bewegung von Elektronen im Szintillator zwei weitere Fitfunktionen erstellt und in das Analyseprogramm p3fit implementiert ([17]).

4.4.2 Aufbau

Für die Messung wurde der Detektor auf einen computergesteuert verstellbaren Drehtisch gestellt, mit deren Hilfe es vom PC aus möglich ist, den Szintillator in der Vakuumtonne relativ zur Strahlachse zu drehen (siehe Abb. 22). Die Energiedeposition ist winkelabhängig da durch Rückstreuung und eventuelle Totschichteffekte beeinflusst (siehe Abschnitt 4.4.1).

4.4.3 Messung

Alle Daten für diese Messung wurden an einem Tag aufgenommen, um Drifteffekte der PMTs zu minimieren. Es wurden Messreihen für Winkel zwischen -20° und 20° aufgenommen, die annähernd symmetrisch verteilt wurden, um eine Fehleinstellung des Szintillators relativ zum Strahl zu erkennen und korrigieren zu können. Zur genauen Bestimmung der Nichtlinearität wurde bei 0° in 1 A-Schritten zwischen 2 und 12 A gemessen, was Elektronenenergien von 15 keV bis 290 keV entspricht. Für die Bestimmung von Offset und Gain im linearen Bereich wurden Messungen bei 600, 800 und 1000 keV vorgenommen.

Bei der Betrachtung der Spektren der 0°-Messung in Abbildung 23 fällt zunächst auf, dass für hohe Energien der Peak in PMT1 zwar ähnlich steil ansteigt wie bei PMT2,



Abbildung 22: Messaufbau für die Nichtlinearitätsmessung. Der Szintillator befindet sich in einer Öffnung in der Mitte des Rohres auf Strahlhöhe (vgl. Abb. 10), während die PMTs ihn seitlich auslesen und vollständig von der Magnetfeldabschirmung durch das Eisenrohr profitieren. Das Rohr kann um seine Achse gedreht werden, um winkelabhängige Effekte beobachten zu können.



Abbildung 23: Die PMTs wurden bei diesem Aufbau oben und unten am Szintillator angebracht (vgl. Abb. 22), wodurch sich vertikale Inhomogenitäten im Strahlprofil nachweisen lassen. Links ist das Spektrum des Elektronenstrahls mit 30 A gemessen mit PMT1 (oberhalb des Szintillators angebracht) und rechts das mit PMT2 gemessene (unterhalb des Szintillators angebracht).

dafür aber sehr flach abfällt. In einem anderen Aufbau, bei dem die PMTs horizontal eingesetzt wurden (vgl. Abb. 13(b) und Abb. 22), war dieser Unterschied nicht zu sehen. Die Form lässt darauf schließen, dass die Energie für Elektronen, die näher am oberen oder unteren Blendenrand emittiert wurden, höher liegt. Diese treffen näher an einem der beiden PMTs auf und deponieren daher im einen PMT mehr Photonen als im anderen. Es wird daher getestet, ob sich das Spektrum der emittierten Elektronen durch ein neues Modell beschreiben lässt: Nicht alle Elektronen, die das Spektrometer verlassen, bewegen sich wie in Abb. 9 auf einer Halbkreisbahn durch das Spektrometer. Elektronen, deren Energie eigentlich zu hoch ist, können auch die Blende erreichen und treffen dort unter flachem Winkel auf die Wand der Öffnung. Die Rückstreuwahrscheinlichkeit sowie der Streuwinkel wurden von Christoph Roick mit dem Programm Geant 4 simuliert. Die Ergebnisse zeigen, dass ca. 50% der auftreffenden höherenergetischen Elektronen das Spektrometer trotz "falscher" Energie fast ohne Impulsübertrag verlassen und detektiert werden können. Dies wurde in die Berechnung der Theoriespektren für das verwendete Analyseprogramm p3fit implementiert (vgl. Abb. 24). Die neuen Spektren besitzen einen weiteren höherenergetischen Peak, der direkt an den erwarteten Peak angrenzt. Aufgrund der Poissonverbreiterung lassen sie sich im gemessenen Spektrum nicht unterscheiden.

4.4.4 Ergebnisse Nichtlinearität

Für den Vergleich der Nichtlinearitätsansätze wurden mit dem Analyseprogramm p3fit die korrigierten theoretischen Spektren der Elektronenenergiepeaks an die gemessenen Spektren angepasst (siehe Abb. 25). Die Daten lassen sich für große Bereiche der Peaks korrekt beschreiben. Ein Vergleich der Nichtlinearitätsmodelle ist daher möglich. Durch die hohe Lichtausbeute in diesem Aufbau, die bei allen Anpassungen bei ca. 495 ^{Photonen}/MeV lag, ist eine Anpassung auch für Elektronenenergien von nur 30 keV möglich. In diesem Energiebereich wird die Genauigkeit des Aufbaus durch die Triggerschwelle der Messelektronik begrenzt, die die Anzahl der gemessenen Elektronen verringert. Dies lässt sich in Abbildung 26 sehen, in der zwei Anpassungen des Messspektrums von 6 A einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung der Triggerfunktion gezeigt sind.

In Abbildung 27 ist das Ergebnis der Analyse der Daten aus der Nichtlinearitätsmessung grafisch aufgetragen. Aufgetragen ist die Abweichung des Gains (g/g_0) vom konstanten Wert bei großen Energien. Bei der Analyse findet zunächst eine Optimierung des Gains und der Photonenzahl pro MeV statt, um anschließend durch zusätzliche Variation der Nichtlinearitätsparameter die Qualität des entsprechenden Modells zu testen. Zur Einordnung der Messpunkte ist die Triggerfunktion mit eingezeichnet. Im Niederenergiebereich hat sie bereits einen starken Einfluss auf die Messung. Die Werte für χ^2_{red} , die sich aus den Anpassungen ergeben sind in Tabelle 1 aufgelistet. Der exponentielle Ansatz beschreibt die Daten am besten. Für eine weitere Verringerung der betrachteten Elektronenenergie müsste die Triggerschwelle gesenkt werden, um genügend Statistik zu erhalten.

Mit Ausnahme des Totschichtansatzes unterscheiden sich die Modelle bis hinunter zu einer Energie von 150 keV nur minimal. Eine Ausweitung des Fitbereichs zur Analyse der Daten künftiger und vergangener Strahlzeiten zu dieser Schwelle ist daher möglich. Ob hierfür das Birksmodell oder der exponentielle Ansatz verwendet werden sollte, kann mit



Abbildung 24: (a) Theoriespektrum des Elektronenstrahls ohne Korrektur. (b) Theoriespektrum des Elektronenstrahls unter Berücksichtigung von Rückstreueffekten an der Wand der Austrittsblende.



Abbildung 25: (a) Theoretisches Spektrum des Elektronenstrahls angepasst an den gemessenen Peak bei 7 A Spulenestrom. (b) Theoretisches Spektrum des Elektronenstrahls angepasst an den gemessenen Peak bei 25 A Spulenstrom.



Abbildung 26: (a) Anpassung des theoretischen Spektrums an 6 A-Messspektrum ohne Berücksichtigung der Triggerfunktion. (b) Anpassung des theoretischen Spektrums unter Berücksichtigung der Triggerfunktion.



Abbildung 27: Die Fits der unterschiedlichen Nichtlinearitätsmodelle an die Messdaten. Die Fehlerbalken kommen aus der Messung der zeitlichen Stabilität des Spektrometers (siehe Abschnitt 4.3). Die Triggerfunktion hat bei niedrigen Elektronenenergien einen deutlichen Einfluss auf die Messung.

den bisherigen Messdaten noch nicht entschieden werden, auf das Ergebnis der Analyse sollte es aber bei dieser konservativ gesetzten Grenze keinen messbaren Einfluss haben.

Ansatz	$\chi^2_{\rm red}$
Exponentiell	1.4
Birks 5/3	2.1
Birks ³ /2	1.8
Birks 4/3	1.8
Totschicht	3.0

Tabelle 1: Fitergebnisse der Nichtlinearitätsmessung.

Rückstreukoeffizienten Die aufgenommenen Spektren unter -25°, 0° und 25° Szintillatorwinkeln wurden für eine erste Analyse der Rückstreueigenschaften des Bicron-400 verwendet. In Abbildung 28 sind die Spektren zu sehen. Der Unterschied im Niederenergiebereich entsteht durch Elektronen, die zurückgestreut werden und daher nur einen Teil ihrer Energie im Szintillator deponieren. Durch Vergleich der Peakhöhen ergibt sich ein Unterschied von etwa 12% in der Rückstreuwahrscheinlichkeit. Monte Carlo Simulationen ergeben



Abbildung 28: (a) gemessenens Spektrum bei 20 A und 0° Auftreffwinkel. (b) gemessenes Spektrum bei 20 A und 25° Auftreffwinkel.

einen Wert von 9 bis 15%. Der Messaufbau eignet sich also zur benötigten Validierung der Monte-Carlo-Simulationen der Rückstreuung in PERC.

4.5 Strahldivergenz

Die Strahldivergenz des Spektrometers beschreibt die Auffächerung des Elektronenstrahls nach Verlassen des Gerätes. Durch die Geometrie der Öffnung in der Rückführung sollte der Strahl eine quadratische Fläche durchlaufen, die maximal mit einer Divergenz von ca. 17° größer wird. Da höherenergetische Elektronen auf weiter außen liegenden Bahnen durch das Magnetfeld des Spektrometers laufen, ist ein vertikaler Energiegradient im Strahlprofil zu erwarten. Dies sollte mit einem für diesen Zweck entwickelten Aufbau überprüft werden. Aus Zeitgründen konnte er aber nicht mehr eingesetzt werden.

Vorgesehen ist die Durchmessung des Strahles im Abstand von ca. 10 cm zur Blendenöffnung. Hier sollte er maximal 5 cm breit sein. In Verbindung mit einer neuen Spule kann mit diesem Aufbau zusätzlich die Ablenkung von Elektronen in longitudinalen Feldern studiert werden (siehe Abschnitt 4.6). Um die Rate und Energie im Inneren der Spule durchmessen zu können wurde ein 20 cm langer Lichtleiter entworfen, der das Licht eines 1 cm² großen Szintillators auf die 2 beweglich hinter der Spule angebrachten PMTs überträgt. Um die Streuung von Elektronen zu minimieren, wurde eine Plexiglasblende konstruiert, die die Elektronen absorbiert, die nicht auf den Szintillator treffen.

4.6 Punktabbildungsfunktion

Das geplante Experiment PERC wird einen Neutronenstrahl verwenden, dessen Divergenz ähnlich groß ist wie die des Elektronenstrahls aus dem Spektrometer (ca. 17°). Daher eignet sich das Gerät zum Test der Punktabbildungsfunktion, die die Auffächerung des Zerfallselektronenstrahls in einem longitudinalen Magnetfeld beschreibt.[1] Eine Schematik von PERC ist in Abb. 4 zu sehen. Eigens für diese Messung wurde eine Spule gebaut, die vor den Ausgang des Spektrometers gesetzt werden kann und ein longitudinales Magnetfeld erzeugt(Abb. 29).

Einige technische Daten:



Abbildung 29: Die Spule für die Punktabbildungsmessung beim Wickeln. Durch die beiden Anschlüsse kann Wasser durch den Kühlkörper gepumpt werden.

- Länge: 20 cm
- Durchmesser: 18 cm
- Öffnungsdurchmesser: 9 cm
- Anzahl Draht-Lagen: 12
- elektrischer Widerstand: $2.2\,\Omega$
- Verhältnis Magnetfeld in Spulenmitte zu angelegter Spannung: 2.1 $\frac{\text{mT}}{\text{V}}$
- Leistungsaufnahme bei Magnetfeld von 15 mT: $P=U^2/R=23{\rm W}$

Die Leistungsaufnahme bei dieser typischen Feldstärke scheint nicht allzu hoch zu sein. Da sich die Spule während der Messung aber im Vakuum befindet, kann sie keine Wärme durch Konvektion abgeben. Damit sie sich während der teilweise mehrstündigen Messung nicht zu stark erhitzt, ist eine Wasserkühlung eingebaut (Abb. 29).

Das Magnetfeld der Spule wurde mit und ohne Einfluss der Rückführung des Spektrometers durchmessen, um Effekte durch die Spule selbst von solchen durch die Rückführung trennen zu können (siehe Abb. 30(a), 30(b)). Beide Messungen wurden bei der gleichen Stromstärke durchgeführt. Durch die Rückführung erhöhte sich das gemessene Feld um ca. 20%. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Magnetfeld nach Anbau an das Spektrometer inhomogener geworden ist. Bei dieser Messung war die Spule nicht plan an das Spektrometer angelegt, da eine zusätzliche Bleifolie vor dem Spektrometer lag. Diese war nicht



Abbildung 30: (a) 2D Heatmap der relativen Abweichung vom Maximalfeld in der Mittelebene der Spule. Die Feldlinien laufen senkrecht zur Ebene. (a) Bei dieser Messung lag die Spule nicht an der Rückführung des Spektrometers an. Der parabelförmige Verlauf des Magnetfeldes zur Mitte hin ist zu erkennen. An den beiden schwarzen Punkten innerhalb des Rohres wurde keine Messung vorgenommen. (b) Bei dieser Messung lag die Spule ca 2 cm von der Rückführung des Spektrometers entfernt. Das Magnetfeld ist inhomogener als zuvor.

exakt parallel zur Eisenplatte ausgerichtet und kann für die Punktabbildungsmessung ausgebaut werden, wodurch das Magnetfeld homogener werden sollte.

In einer weiteren Messung wurde die Spule in der Strahlachse durchfahren (siehe Abb. 31). Das Feld nimmt zwischen Spektrometerausgang und Mittelebene quadratisch um ca. 15% zu. Dieser Effekt ist bei einer Auswertung zu berücksichtigen oder muss durch weitere Rückführungen verringert werden.

4.7 Rückstreudetektion

Die Rückstreuverluste des verwendeten Detektors bei PERC können nur eingeschränkt im Rahmen des Experimentes selbst bestimmt werden, da dieses Experiment nicht mit zwei Detektoren arbeitet. Die energie- und winkelabhängigen Rückstreukoeffizienten müssen also entweder aus einer Simulation oder einer Messung kommen. Der Elektronenstrahl des Spektrometers ist für eine Messung geeignet, da seine Energie durchstimmbar ist. Lediglich der Auftreffwinkel der Elektronen auf den Detektor muss variiert werden, um die Winkelabhängikgkeit zu messen.

Um die Rate der rückgestreuten Elektronen bestimmen zu können, ist ein weiterer Detektor geplant, der um den drehbaren Detektor herumgefahren werden kann. Hierdurch kann zusätzlich Winkel und Energie der rückgestreuten Elektronen gemessen werden, was für die Korrektur der PERC-Messung auf die Verluste durch Rückstreuung zusätzlich nötig ist. PERC verwendet den magnetischen Spiegeleffekt, um die Rückstreuverluste zu minimieren: Das Magnetfeld nimmt zum Detektor hin stark ab, sodass geladene Teilchen, die den Detektor verlassen und einen kritischen Winkel bezüglich der Magnetfeldrichtung unterschreiten, abgebremst und zurück in den Detektor reflektiert werden. Dieser Effekt ist daher abhängig vom Winkel, unter dem sie den Detektor verlassen (siehe Abschnitt 2.2).



Abbildung 31: Feldverlauf auf der Elektronenstrahlachse, die mit der Mittelachse der Spule zusammenfällt. Diese Messung wurde ohne Bleifolie und mit Rückführung durchgeführt. Auf Höhe der beiden äußeren grauen Linien befinden sich die Ränder der Spule, die mittlere Linie ist auf Höhe der Mittelebene, in der das Feldprofil gemessen wurde und eine Elektronenstrahlprofilmessung geplant ist.

Das hierfür entwickelte Schema eines geeigneten Aufbaus ist in Abbildung 32 zu sehen. Der Primärdetektor in der Mitte der Platte kann um 2 Achsen gedreht werden, weshalb es ausreicht, dass der Sekundärdetektor sich nur auf einer Kreisbahn um ihn herumbewegt, um alle Kombinationen aus Einfalls- und Ausfallswinkel abdecken zu können. Durch die direkte Korrektur auf Energieverluste durch Rückstreuereignisse kann dieser Aufbau außerdem unabhängig von Rückstreuungssimulationen zur Messung der Nichtlinearität verwendet werden und ist damit deutlich weniger abhängig von systematischen Korrekturen. Da Detektor 2 in den Strahl des Spektrometers gefahren werden kann, ist es möglich, ihn unabhängig von Detektor 1 zu kalibrieren. Abbildung 33 zeigt einen Entwurf.



Abbildung 32: Schema des Rückstreuaufbaus. Detektor 1 lässt sich um 2 senkrecht zur Strahlrichtung liegende Achsen drehen, Detektor 2 misst die Rate und Energie der zurückgestreuten Elektronen. Er kann um Detektor 1 herumgefahren werden und kann in den Elektronenstrahl fahren, um kalibriert zu werden.



Abbildung 33: Entwurf des Rückstreuaufbaus. Die beiden PMTs sitzen seitlich am Szintillator in der dreh- und schwenkbaren Halterung. Der zweite Szintillator kann mitsamt PMT um den ersten herumfahren, wodurch er auch durch den Elektronenstrahl geeicht werden kann, wenn er zwischen Spekrometeröffnung und Szintillator eins gefahren wird.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Experiment PERKEO und das derzeit im Aufbau befindliche Experiment PERC führen Präzissionsmessungen zum Beta-Zerfall des freien Neutrons durch. Ziel ist dabei eine Suche nach Physik jenseits des Standardmodells, wie z.B. skalaren und tensoriellen Beiträgen zur schwachen Wechselwirkung oder rechtshändige Ströme. Hierzu werden die Spektren und Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte Elektronen und Protonen gemessen.

Für die präzise Elektronspektroskopie ist eine genaue Kenntniss der Linearität der Energiekalibration und ein quantitatives Verständnis von Streueffekten nötig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein Elektronenspektrometer verbessert und erste Messungen zur Detektorkalibration und zu winkelabhängigen Streueffekten durchgeführt.

Als erster Schritt wurde im Rahmen eines vorbereitenden Projektpraktikums der Probenhalter aus Aluminium durch Plexiglas ersetzt. Durch die Konstruktion und Einbau eines Elektronabsorbers aus mit Graphit beschichtetem Plexiglas in das Spektrometer wurde der Untergrund durch Bremsstrahlung entscheidend reduziert.

Mithilfe im Spektrometer angebrachter Hallsonden wurde eine Energiekalibration des Spektrometers ermöglicht und diese konnte mit der Kalibration über die Intensität des Spektrums verglichen werden. Die Ergebnisse beider Methoden unterscheiden sich derzeit. Als Ursache für die Abweichung wird die Abdeckung des verwendeten Strontium-Präparats vermutet.

Eine Vermessung des Magnetfeldes des Spektrometers ergibt, dass sich die Energie der emittierten Elektronen auf wenige Prozent genau über das Magnetfeld bestimmen lässt. Diese Genauigkeit ist für die Untersuchung der in PERKEO als Detektoren verwendeten Plastikszintillatoren ausreichend.

Mithilfe einer Driftmessung wurde der Aufbau auf zeitliche Stabilität untersucht. Hierbei zeigte sich, dass es keine große Langzeitdrift gibt, jedoch kurzfristige Schwankungen auftreten, die ihren Ursprung wahrscheinlich in der Messelektronik haben. Schwankungen, die offensichtlich durch Temperaturänderungen hervorgerufen wurden, werden in Zukunft durch Temperaturstabilisierung der PMTs und der Elektronik vermieden werden.

Zur weiteren Charakterisierung der Quelle wurde eine Messung der Strahldivergenz, die das Spektrometer verlassen, und der Punktabbildungsfunktion der Elektronen in einem Magnetfeld vorbereitet, aber aus Zeitgründen nicht mehr durchgeführt. Diese wird es ermöglichen die Energie- und Winkelverteilung im Strahl zu überprüfen und die Einsatzfähigkeit des Spektrometers in externen Magnetfeldern unter Beweis zu stellen.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen eine Messung zur Nichtlinearität von Plastikszintillator-Detektoren durchzuführen. Aufgrund der Energieauflössung der Quelle sind diese Ergebnisse unabhängig von eventuell unverstandenen Rückstreueffekten. Aus dieser Messung lässt sich schließen, dass die Nichtlinearität bis hinunter zu Energien von 150 keV gut mit einem Birks-Modell und einem exponentiellen Ansatz beschrieben werden kann. Dies ermöglicht eine deutliche Ausweitung des Fitbereichs für Analysen der Daten von PERKEO III und PERC, die bisher auf eine Minimalenergie von 300 keV beschränkt waren.

Ein drehbarer Aufbau wurde verwendet, um mit dem Spektrometer eine erste Be-

stimmung der Rückstreukoeffizienten durchzuführen. Die Werte, die sich ergeben sind verträglich mit dem Ergerbnis einer Monte Carlo Simulation mit GEANT 4. Mit Hilfe einer zweiten im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Vorrichtung wird es nun möglich sein, die winkel- und energieabhängige Rückstreuung von Elektronen quantitativ zu vermessen. Somit können die für PERC und PERKEO verwendeten Monte Carlo Codes unabhängig überprüft werden.

6 Referenzen

- Dirk Dubbers and Michael G. Schmidt. The neutron and its role in cosmology and particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, 83:1111–1171, Oct 2011. doi: 10.1103/RevModPhys. 83.1111. URL http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1111.
- [2] J. Chadwick. Ges. 16. Verh. d. deutschen Phys., 1914.
- [3] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Physical Review*, 1957.
- [4] C. N. Lee, T. D. und Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Physical Review*, 1956.
- [5] J. Beringer et al. (Particle Data Group). 2013 review of particle physics. *Phys. Rev.*, (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [6] Marc Schumann. Measurement of Neutrino and Proton Asymmetry in the Decay of polarized Neutrons. *Dissertation, Universität Heidelberg*, 2007.
- [7] J. D. Jackson, S. B. Treiman, and H. W. Wyld. Possible tests of time reversal invariance in beta decay. *Phys. Rev.*, 106:517–521, May 1957. doi: 10.1103/PhysRev. 106.517.
- [8] B. Märkisch, H. Abele, D. Dubbers, F. Friedl, A. Kaplan, H. Mest, M. Schumann, T. Soldner, and D. Wilkin. The new neutron decay spectrometer Perkeo {III}. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 611(2–3):216 – 218, 2009. doi: http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.07.066. <ce:title>Particle Physics with Slow Neutrons</ce:title>.
- [9] Bastian Märkisch. Das Spektrometer PERKEO III und der Zerfall des freien Neutrons. *Dissertation, Universität Heidelberg*, 2006.
- [10] D. Dubbers, H. Abele, S. Baeßler, B. Märkisch, M. Schumann, T. Soldner, and O. Zimmer. A clean, bright, and versatile source of neutron decay products. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 596(2):238 – 247, 2008. doi: http://dx.doi.org/ 10.1016/j.nima.2008.07.157.
- [11] G Konrad, H Abele, M Beck, C Drescher, D Dubbers, J Erhart, H Fillunger, C Gösselsberger, W Heil, M Horvath, E Jericha, C Klauser, J Klenke, B Märkisch, R K Maix, H Mest, S Nowak, N Rebrova, C Roick, C Sauerzopf, U Schmidt, T Soldner, X Wang, O Zimmer, and The Perc collaboration. Neutron decay with perc: a progress report. *Journal of Physics: Conference Series*, 340(1):012048, 2012. URL http://stacks.iop.org/1742-6596/340/i=1/a=012048.

- [12] Hamamatsu Photonics. PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Applications THIRD EDITION (Edition 3a). hamamatsu.com, 2007.
- [13] K. Ogasawara, K. Asamura, T. Mukai und Y. Saito. Avalanche photodiode for measurement of low-energy electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 545:S. 744–752, 2005.
- [14] S. Kasahara, T. Takashima, K. Asamura, and T. Mitani. Development of an apd with large area and thick depletion layer for energetic electron measurements in space. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 57(3):1549–1555, 2010. ISSN 0018-9499. doi: 10.1109/TNS.2010.2047752.
- [15] K. Ogasawara, M. Hirahara, W. Miyake, S. Kasahara, T. Takashima, K. Asamura, Y. Saito, and T. Mukai. High-resolution detection of 100keV electrons using avalanche photodiodes. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 594(1):50 – 55, 2008. doi: http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.056.
- Bicron. BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Premium Plastic Scintillators. Datasheet, 1998.
- [17] Holger Frank Mest. Measurement of the β-Asymmetry in the Decay of Free Polarized Neutrons with the Spectrometer PERKEO III. Dissertation. Universität Heidelberg, 2011.
- [18] Christoph Roick. Untersuchungen zur Elektronendetektion in Neutronenzerfallsexperimenten. Masterarbeit. Universtiät Heidelberg, 2012.
- [19] E. Browne. Nuclear Data Sheets for A=90. Nuclear Data Sheets, 1997.
- H. A. Kramers. XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. *Philosophical Magazine Series 6*, 46(275):836-871, 1923. doi: 10. 1080/14786442308565244. URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/ 14786442308565244.
- [21] John David Jackson. Klassische Elektrodynamik. Gruyter, 1981/2002.
- [22] F.G. Kondev and S. Lalkovski. Nuclear Data Sheets for A = 207 . Nuclear Data Sheets, 112(3):707 - 853, 2011. ISSN 0090-3752. doi: http://dx.doi.org/10.1016/ j.nds.2011.02.002. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ S0090375211000111.
- [23] J. B. Birks. Scintillations from organic crystals: Specific fluorescence and relative response to different radiations. Proc. Phys. Soc. A, 64:874, 1951.

Danksagung

Dank geht an die Mitglieder der ANP-Gruppe, die immer gerne bei Problemen und Fragen geholfen haben.

Besonders hervorzuheben sind dabei Bastian Märkisch und Christoph Roick, die mich bei dieser Arbeit großartig betreut haben.

Ich danke auch meiner Familie und meinen Freunden für ihren moralischen Beistand und ein FP-Skript.

Erklärung

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

Heidelberg, den 19. September 2013,