

FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Masterarbeit

im Studiengang Physik
vorgelegt von
Christoph Marcus Roick
aus Cottbus

2012

Untersuchungen zur Elektronendetektion in Neutronenzerfallsexperimenten

Die Masterarbeit wurde von Christoph Roick ausgeführt am
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Priv. Doz. Dr. Ulrich Schmidt

Untersuchungen zur Elektronendetektion in Neutronenzerfallsexperimenten

Zusammenfassung

Präzisionsmessungen zur schwachen Wechselwirkung beim Neutronenzerfall mit Instrumenten wie PERC und PERKEO III dienen der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Zur Detektion der Elektronen aus dem Zerfall werden dabei zur Zeit meist Plastiksintillatoren eingesetzt. Diese zeigen im Energiebereich unter 300 keV eine Nichtlinearität. Für ihre Beschreibung wird ein neuer Ansatz vorgestellt.

Ein wichtiger systematischer Effekt in der Spektroskopie von Elektronen ist die Streuung von Elektronen z.B. aus dem Detektor. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur quantitativen Simulation dieser Ereignisse entwickelt und die Ergebnisse mit Messdaten von PERKEO III verglichen.

Um die Effekte der Rückstreuung und der Nichtlinearität der Detektoren quantitativ zu vermessen, wurde ein Elektronenspektrometer geplant und gefertigt. Zur Umsetzung wird ein homogenes Magnetfeld mittels zweier Spulen erzeugt um Elektronen aus einer starken ^{90}Sr -Quelle zu filtern. Jene mit der gewünschten Energie können aus dem Spektrometer geleitet und für Messungen verwendet werden.

Abstract

Precision measurements on the weak interaction in neutron beta decay are performed with the instruments PERC and PERKEO III in search of physics beyond the standard model. Typically plastic scintillators are used to detect decay electrons. These detectors are non-linear in the energy region below 300 keV. A model using a new Ansatz to describe this is presented.

A major source of systematic error in electron spectroscopy is scattering of electrons, e.g. off of the detector. Within this thesis a program to quantitatively simulate these events has been developed. Its results are compared to measurements with PERKEO III.

To measure effects of electron backscattering and non-linearity of detectors, an electron spectrometer has been designed and manufactured. Two coils produce a homogeneous field to filter electrons from a strong ^{90}Sr source to realize a tunable electron source. Electrons with the desired energy are extracted from the spectrometer and can be used for measurements.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	v
Inhaltsverzeichnis	vii
1. Einleitung	1
1.1. PERC und PERKEO	1
1.2. Elektronenquelle	3
1.3. Detektor	5
2. Rückstreuersimulationen	7
2.1. Verifizierung der Energierekonstruktion in PERKEO III	7
2.1.1. Modellerstellung	7
2.1.2. Reproduktion der Messergebnisse	8
2.2. Rückstreuung an Aluminium in PERKEO II	11
2.2.1. Berechnung des systematischen Fehlers der Korrektur	12
2.3. Fehlende Rückstredetektion in PERC	15
2.4. Ein neuer Ansatz für die Nichtlinearität	15
3. Planung des Elektronenspektrometers	19
3.1. Anforderungen	19
3.2. Konzepte	20
3.2.1. Planparallele Platten	21
3.2.2. Helmholtzspulen	22
3.3. Theoretisches Spektrum	24
3.3.1. Zerfallsrate	24
3.3.2. Form des Spektrums	25
3.3.3. Energieauflösung des Spektrometers	27
3.4. Kalibration	28
3.5. Simulation	29
3.6. Fazit zur Umsetzung	30
4. Experimenteller Aufbau	33
4.1. Spulen	33
4.1.1. Kühlung	34
4.1.2. Aufwickeln des Drahts	34
4.1.3. Magnetische Felddichte	36
4.2. Elektronendetektion	37
4.3. Steuerung der Messung	38
4.3.1. Hardware	38
4.3.2. Software	45

5. Messung	47
5.1. Kalibration	47
5.1.1. Test der QDCs	47
5.1.2. Untergrund	47
5.1.3. Bremsstrahlung	49
5.1.4. Ergebnis	50
5.2. Ausblick	51
5.2.1. Nichtlinearität und Triggerfunktion	51
5.2.2. Rückstreuung	52
5.2.3. Eichung anderer Detektoren	53
6. Zusammenfassung	55
A. Programmausschnitt von Elise	57
Literaturverzeichnis	61
Danksagung	63

1. Einleitung

Mit der Untersuchung von Eigenschaften des Neutronenzerfalls, ist ein Gebiet jenseits der Hochenergiephysik für Präzisionsmessungen in der Teilchenphysik zugänglich. Mit Experimenten zu diesem paritätsverletzenden Zerfall, ist unter anderem die Überprüfung der Unitarität der CKM-Matrix, sowie die Suche nach Effekten, die über das Standardmodell der Teilchenphysik hinaus gehen, möglich (Dubbers und Schmidt (2011)).

Hierbei spielt die Detektion von Elektronen eine wichtige Rolle. Besonderes Interesse liegt dabei in der Detektion von Elektronen im Energiebereich 300 bis 782 keV. Die Wahl dieses Bereichs ist vor allem durch systematische Fehler bei der Elektronendetektion im Bereich unter 300 keV bestimmt, da mangels Statistik die Bestimmung der Charakteristika der Detektoren mittels der bisherigen Methoden limitiert ist. Darüber hinaus treten für Elektronen im genannten Energiebereich Rückstreuungseffekte auf, die bisher bei PERKEO-Experimenten durch Messungen mit zwei Detektoren eliminiert werden konnten. Da für PERC eine andere Geometrie vorgesehen ist, die den Einfluss anderer systematischer Fehler bedeutend verringert wird, ist jedoch eine Quantisierung dieses Effekts Voraussetzung (Dubbers u. a. (2008a)).

Um die Genauigkeit in zukünftigen Experimenten mit PERKEO III und PERC zu erhöhen und verbesserte Präzisionsmessungen zu ermöglichen, werden in dieser Arbeit die Eigenschaften der Elektronendetektoren genauer untersucht.

Hierbei ist das Hauptziel der Bau einer Elektronenquelle mit durchstimmbarer kinetischer Energie, die eine Charakterisierung der Detektoren ermöglicht. Mithilfe dieser Quelle, kann die Beziehung zwischen Detektorsignal und tatsächlicher Elektronenenergie exakter bestimmt werden und eine Messung der Rückstreuung an den Detektoren durchgeführt werden.

1.1. PERC und PERKEO

Mit den Experimenten PERC und PERKEO wird nach Eigenschaften des Neutronenzerfalls

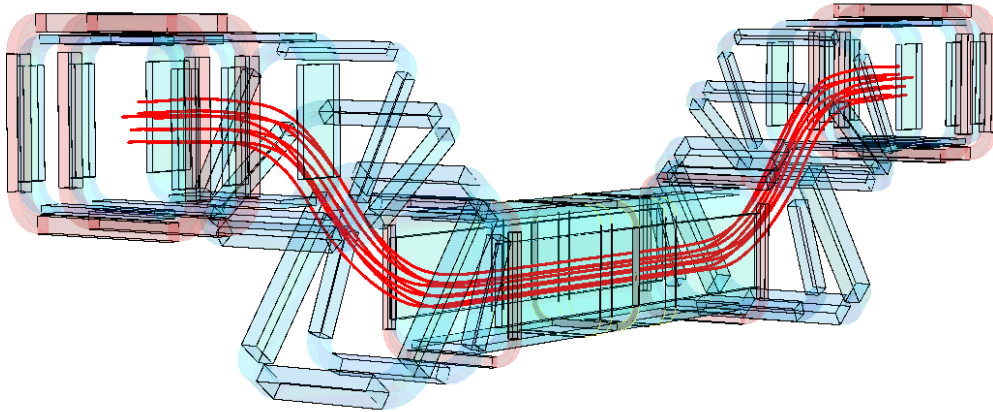
$$n \longrightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e + 782 \text{ keV} \quad (1.1)$$

gesucht. Experimentell direkt zugänglich sind hierbei die Eigenschaften der entstehenden Elektronen und Protonen, da die Detektion von Neutrinos ein Forschungsgebiet für sich darstellt. Mit der Entdeckung der Paritätsverletzung beim Zerfall von ^{60}Co durch Wu u. a. (1957), nach einem Vorschlag von Lee und Yang (1956), eröffnete sich ein neues Feld für die Erforschung des Neutronenzerfalls.

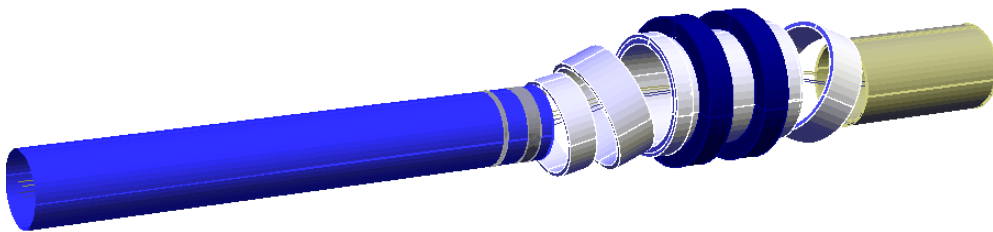
Der Zerfallsprozess, welcher nach heutigem Stand der Kenntnis eine Mischung von Vektor- und Axialvektorkopplung ist, ermöglicht die Messung einer Reihe von Observablen (s. Abbildung 1.2). Die Messgröße

$$A_{\text{exp}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} < 0, \quad (1.2)$$

1 Einleitung



(a) PERKEO III, in rot dargestellt sind die Feldlinien, denen die Zerfallsprodukte folgen. Die Länge des Zerfallsvolumens beträgt etwa 4 m.



(b) Supraleitendes Magnetsystem von PERC, von links sind in blau 3 m der 8 m der den Neutronenleiter enthaltenden Spule dargestellt.

Abbildung 1.1.: Die Experimente PERKEO III und PERC ermöglichen die Messung von Neutronenzerfallsparametern durch Leiten der Zerfallsprodukte entlang eines Magnetfeldes.

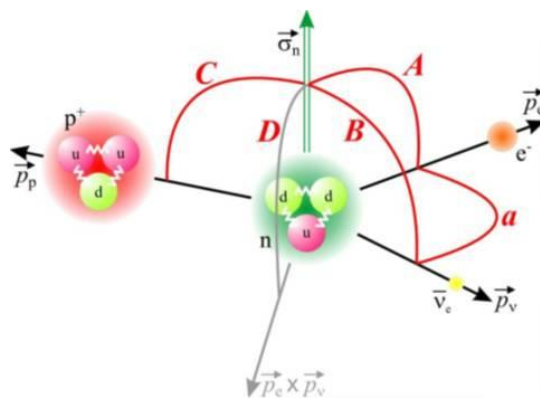


Abbildung 1.2.: Messgrößen des Neutronenzerfalls. Über die Korrelation der Impulse der austretenden Teilchen mit dem Spin des Neutrons, lässt sich der Zerfall charakterisieren.

welche den Impuls des austretenden Elektrons mit dem Spin des Neutrons korreliert – N_{\uparrow} ist die Anzahl der Elektronen die in Spinrichtung emittiert werden, N_{\downarrow} die Anzahl jener, die sich entgegengesetzt bewegen – wurde in der letzten Strahlzeit von PERKEO III neu gemessen und wird den bisherigen Weltmittelwert entscheidend verbessern. Die Anzahl gegen Spinrichtung emittierter Elektronen ist also größer und bricht die räumliche Symmetrie. Zur Ermittlung dieser Daten, wird die Emissionsrichtung der Elektronen in Abhängigkeit des Neutronenspins erfasst, indem die Anzahl der detektierten Elektronen in einem der Detektoren aufgenommen und mit der anderen Spinrichtung verglichen wird. Darüber hinaus können, wie mit PERKEO II geschehen, auch die Protonenasymmetrie C (Schumann u. a. (2007a)) und die Neutrinoasymmetrie B (Schumann u. a. (2007b)) gemessen werden. Der B -Wert wird über die koinzidente Messung von Protonen und Elektronen ermittelt.

Die Neutronen werden in einem Reaktor wie dem ILL in Grenoble oder dem FRM II in München durch Uranspaltung freigesetzt. Über Moderierung mit schwerem Wasser und flüssigem Deuterium werden die Neutronen auf Geschwindigkeiten um 600 m s^{-1} abgebremst und über Neutronenleiter zum Experimentierplatz geleitet. Mit einer Lebensdauer von etwa 15 min und einer Strahlenintensität von 10^{12} Neutronen pro Sekunde, bieten die sogenannten kalten Neutronen damit Zugang zu einer hohen Anzahl von zu untersuchenden Zerfällen.

Gemein haben die Experimente, dass die geladenen Zerfallsprodukte über ein Magnetfeld zu den Detektoren geleitet werden, während die Neutronen das Magnetfeld unbeeinflusst verlassen können. Mit PERC¹, dessen neues Konzept es ist, einen nicht-depolarisierenden Neutronenleiter als aktives Zerfallsvolumen zu nutzen, wird es möglich sein, Zugang zu wesentlich höheren Teilchenraten zu bekommen. Bisherige Techniken ermöglichten nur die Produktion nicht-depolarisierender Neutronenleiter, sodass bei Experimenten mit polarisierten Neutronen das aktive Zerfallsvolumen durch das Aufweiten des Strahls limitiert war².

1.2. Elektronenquelle

Zur Eichung der Detektoren werden radioaktive Quellen (wie z.B. ^{137}Cs und ^{207}Bi) benutzt, die β -Strahlung bekannter Energie aussenden, welche dann direkt auf die zu eichenden Detektoren treffen. Jene Spektren setzen sich zusammen aus diskreten Anteilen, aufgrund von Auger- und Konversionselektronen, und kontinuierlichen Anteilen, aufgrund von Fermiübergängen. Die zu erwartenden Spektren lassen sich theoretisch sehr gut beschreiben (s. Abbildung 1.3, Roick (2010)), allerdings ist die Eichung mittels dieser Methode auf den Energiebereich der gegebenen Spektren beschränkt. Es war bisher nicht möglich, Elektronen einer bestimmten Energie zu erzeugen, um das Verhalten des Detektors genau auf diese Energie hin zu untersuchen. Zur besseren Charakterisierung der Detektoreigenschaften, wird in dieser Arbeit daher der Bau einer Elektronenquelle regulierbarer Energie umgesetzt.

¹Vielen Dank an Carmen Ziener für das Bereitstellen der schematischen Darstellung.

²Die Arbeit von Nataliya Rebrova und Ulrich Schmidt erlaubt es, Superspiegel zu produzieren, die den Spin der Neutronen bei Reflexion am Leiter auf einem Niveau von 10^{-4} nicht ändern werden.

1 Einleitung

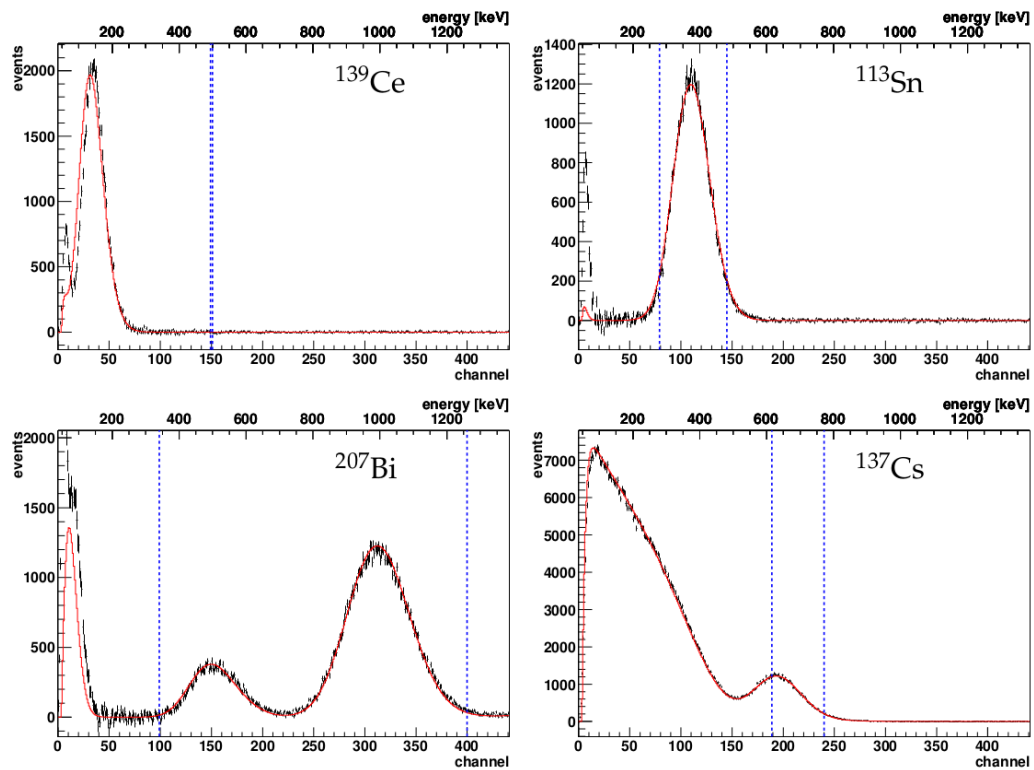


Abbildung 1.3.: Zur Eichung der Detektoren in PERKEO III werden Eichquellen benutzt, deren theoretische Peaks aus Konversions- und Augerelektronen durch eine Poissonverbreiterung zu messbaren Spektren verbreitert werden können. (Mest (2011))

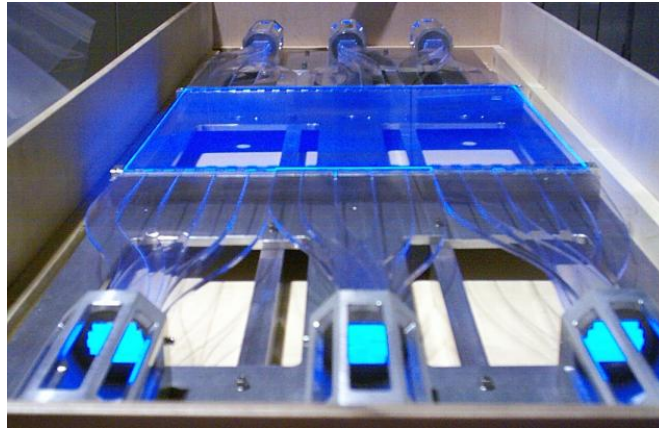


Abbildung 1.4.: Ansicht eines PERKEO III-Detektors. Die hier fehlenden Photomultiplier am Ende der Lichtleiter haben ihre maximale Effizienz für blaues Licht.

1.3. Detektor

Die Elektronen aus dem Neutronenzerfall werden von einem Plastiksintillator absorbiert. Ein Teil der Elektronenenergie wird dabei in Photonen der Wellenlängen 400 bis 500 nm umgewandelt. Die Anzahl der Photonen ist abhängig von der Energie der Elektronen. Durch Zählen der eintreffenden Photonen durch Photomultiplier, lässt sich somit die Energie des Elektrons ermitteln.

Vorteil dieser Methode ist es, dass sich mit relativ geringem technischen Aufwand eine große Detektionsfläche konstruieren lässt, welche auch mit hoher Zählrate eintreffende Elektronen detektiert – es ist theoretisch möglich etwa 10^6 Elektronen pro Sekunde zu detektieren, begrenzt durch die Impulslänge aus den Photomultipliern und die minimale Messdauer der Messelektronik. Ein Nachteil ist allerdings die vergleichsweise geringe Genauigkeit, mit der sich die Energie eines einzelnen Elektrons ermitteln lässt. Zudem wird ein Teil (etwa in 5% der Fälle) der Elektronenenergie nicht vollständig im Plastiksintillator deponiert, sondern vom wieder austretenden Elektron aus dem Detektor mitgenommen. Dieser Effekt wird im folgenden Kapitel näher beleuchtet.

2. Rückstreusimulationen

Die Messungen mit PERKEO III, als auch mit PERKEO II (Schumann und Abele (2008)), haben es ermöglicht, Daten zur Rückstreuung von Elektronen am Plastiksintillator aufzunehmen. Eine Untersuchung dieses eigentlich störenden Phänomens ist notwendig, um das Energiespektrum der gemessenen Elektronen ausreichend genau zu beschreiben. Die Daten können aber auch verwendet werden, um Untersuchungen unabhängig von den eigentlichen Messungen vorzunehmen. Die Elektronen aus PERKEO III werden von zerfallenden Neutronen emittiert. Durch Emission in eine der Richtungen entlang des Magnetfeldes (s. Abbildung 1.1(a)), werden die Elektronen zum linken oder rechten Detektor transportiert. In 5% der Fälle tritt beim Detektionsprozess wieder ein Elektron aus dem Detektor aus und bewegt sich entlang des Magnetfeldes in Richtung des anderen Detektors. Sollte es nicht durch den magnetischen Spiegeleffekt wieder zum ursprünglichen Detektor reflektiert werden, so deponiert es seine Energie im gegenüberliegenden Detektor. Diese Energie kann somit gemessen und zu der deponierten Energie im ersten Detektor addiert werden.

Mittels diverser Simulationsprogramme lässt sich das Auftreten der Rückstreuung auch quantitativ simulieren. Mit Hilfe von Geant4 (Geant4 Collaboration (2011)) und Casino (Drouin u. a. (2007)) wurden Berechnungen zur Auswertung der aufgenommenen Daten aus den PERKEO III-Messungen durchgeführt, sowie die Abschätzung eines auftretenden systematischen Fehlers bei den PERKEO II-Messungen vorgenommen. Im Folgenden wird vor allem auf die Berechnungen mit Geant4 (Version 9.5.1) eingegangen. Dabei handelt es sich um Abschätzungen des Verhaltens nach dem Monte-Carlo-Prinzip, also der Simulation vieler einzelner Ereignisse.

Es wird sich herausstellen, dass das entwickelte Programm erstmals die Anforderungen von Dubbers u. a. (2008a) erfüllt um die quantitative Bestimmung von Rückstreueffekten durchzuführen, was die Größe systematischer Fehler in PERKEO III und PERC erheblich verringert.

2.1. Verifizierung der Energierekonstruktion in PERKEO III

Da in PERKEO III einer der Detektoren als Rückstreudetektor eingesetzt werden kann, bietet das Auftreten von Rückstreueffekten Zugang zu den Detektionseigenschaften für Elektronen im Energiebereich unter 300 keV. Gelingt es, die gemessenen Rückstreuenspektren durch eine unabhängige Simulation zu reproduzieren, so gilt das Verfahren der Energiebestimmung als bestätigt.

2.1.1. Modellerstellung

Prinzipiell ließen sich die kompletten Experimente mit einem Monte-Carlo-Programm simulieren, allerdings interessieren wir uns hier nur für die Rückstreuung am Plastiksintillator. Daher ist es ausreichend, die letzte Strecke des Elektrons vor dem Eindringen

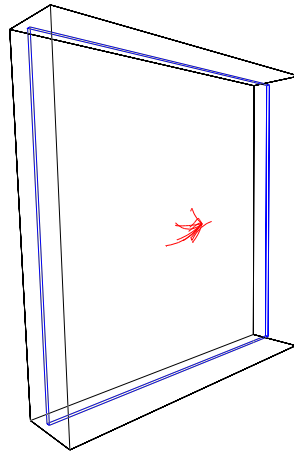


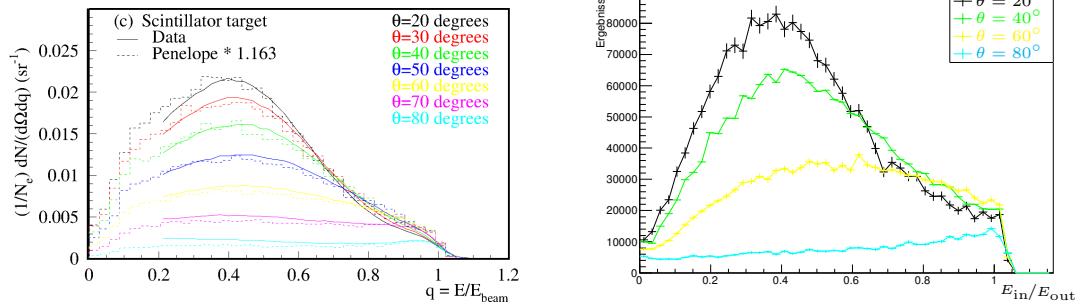
Abbildung 2.1.: Die für die Simulation benötigten Randbedingungen können einfach gehalten werden. Im Bereich des Detektors (—) liegt ein Magnetfeld mit der Stärke von 80 mT an. Außerdem sind 10 (—) simulierte Bahnen dargestellt.

in das Material zu betrachten und auszuwerten, wie es sich in Abhängigkeit der Startparameter – kinetische Energie und Winkel zwischen Impulsvektor und Flächennormale des Materials – verhält. In Abbildung 2.1 ist dieser einfache Aufbau zu sehen.

Normalerweise wird Geant4 zur Simulation von hochenergiephysikalischen Abläufen verwendet. In Verbindung mit dem eingebundenen Penelope 2008-Code, lässt sich aber auch Physik in der Größenordnung von 1 MeV simulieren. Für das Elektron werden dabei Streuprozesse entlang seines Weges durch das Material, als auch die Ionisierung von Atomen des Materials, sowie die Emission von Bremsstrahlung einbezogen. Für entstandene Photonen werden der photoelektrische Effekt, Gammakonversion in Elektron und Positron, Comptonstreuung, sowie die Rayleighstreuung betrachtet. Elektronen die bei diesen Prozessen emittiert werden, geben zum großen Teil ihre gesamte Energie wieder im Material ab. In einigen Fällen treten jedoch auch wieder Elektronen aus dem Material aus. Die Eigenschaften und Anzahl dieser Elektronen gilt es zu bestimmen. Die bei der Simulation einfließenden Parameter wurden so optimiert, dass experimentelle Ergebnisse von Martin u. a. (2006) reproduziert werden können. Hier wurde mit einem 124 keV-Elektronenstrahl senkrecht auf einen Detektor geschossen und die Energie- und Winkelabhängigkeit des Rückstreukoeffizienten aufgenommen. Die Daten aus der Messung und zum Vergleich die Simulationsdaten des entwickelten Programms sind in Abbildung 2.2 aufgeführt.

2.1.2. Reproduktion der Messergebnisse

Um die Funktionsfähigkeit der Simulation zu überprüfen, wird das Rückstreupektrum der PERKEO III-Messung nachgebildet. Die simulierte Elektronen haben dem Experiment entsprechend eine Energieverteilung die dem Fermispektrum des Neutronenzerfalls folgt(s. Abschnitt 3.3). Die isotrope Verteilung der Impulsrichtung wird aufgrund der



(a) Martin u. a. (2006) haben durch Vergleich mit einem Experiment ihre Simulationsdaten überprüft.

(b) Mit dem entwickelten Geant4-Monte-Carlo-Programm lassen sich die experimentellen Ergebnisse ausreichend gut reproduzieren.

Abbildung 2.2.: Die Messdaten von Martin u. a. (2006) ermöglichen einen Test für die Funktionsfähigkeit des Rückstreuungssimulationsprogramms. Es ist zu erkennen, dass die Daten in (b) die Messdaten in (a) reproduzieren.

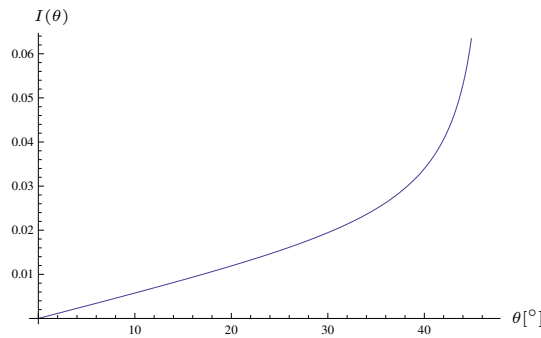


Abbildung 2.3.: Wahrscheinlichkeit des Eintreffens von Elektronen unter einem Azimutwinkel θ am Detektor. 50% der Elektronen treffen den Detektor mit einem Winkel von 39° bis 47° .

Abschwächung des Magnetfeldes von $B_0 = 150$ mT auf $B_1 = 80$ mT zu

$$I(\theta) = \frac{\sin \theta \cos \theta}{\frac{B_1}{B_0} \sqrt{1 - \frac{B_0}{B_1} \sin^2 \theta}} \quad (2.1)$$

abgeändert (s. Abbildung 2.3). θ ist hierbei der Winkel zur Normalen der Detektoroberfläche. Es gibt einen maximalen Grenzwinkel von $\theta_{\max} = \arcsin \sqrt{B_1/B_0}$. Ausgewertet werden nur jene Elektronen, die aus dem Detektor zurückgestreut werden. Es wird dabei in Betracht gezogen, dass Elektronen aufgrund des magnetischen Spiegeleffekts wieder in den gleichen Detektor eintreten könnten oder zu langsam sind, um noch am Detektor auf der anderen Seite registriert zu werden (s. hierzu Roick (2010)). In Abbildung 2.6(a) wird die Nichtlinearität des Detektors zunächst nicht berücksichtigt und es ist zu sehen, dass es eine Diskrepanz zwischen den Simulationsergebnissen und der auf Untergrund korrigierten gemessenen Rohdaten gibt. Um diese Ergebnisse in Einklang zu bringen, wird das Histogramm mit der Verteilung über die QDC-Kanäle über eine nichtlineare

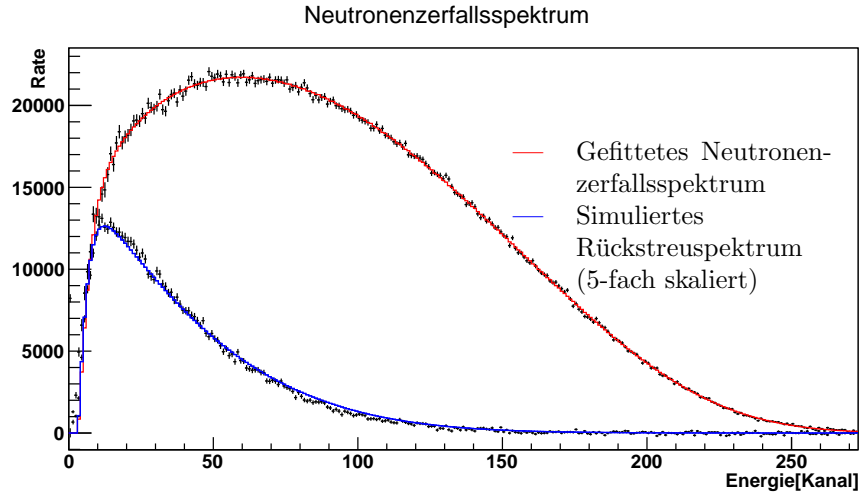


Abbildung 2.4.: Gemessenes Neutronenzerfallsspektrum mit nichtlinearer Energie-Kanal-Beziehung, zusammen mit Rückstreudaten. Das simulierte Rückstreupektrum entspricht sehr gut den gemessenen Daten. Zur besseren Darstellung wurden die experimentellen und simulierten Rückstreudaten um einen Faktor 5 erhöht.

Funktion mit der Energie korreliert. Verschiedene Ansätze dazu sind in Mest (2011) zu finden. Mit einem exponentiellen Ansatz

$$\text{Kanal}(E_{\text{kin}}) = g \times E_{\text{kin}} + E_{\text{nl}}(g_0 - g)(1 - e^{-E_{\text{kin}}/E_{\text{nl}}}) \quad (2.2)$$

ist das in Abbildung 2.4 angepasste gemessene Energiespektrum zusammen mit den Simulationsergebnissen zu sehen¹. Hierbei ist E_{kin} die tatsächliche kinetische Energie des Elektrons, E_{nl} eine Konstante die den nichtlinearen Verlauf beschreibt, g das Verhältnis von Kanal/Energie für $E_{\text{kin}} \gg E_{\text{nl}}$ und g_0 das Kanal/Energie-Verhältnis bei $E_{\text{kin}} = 0$. Die Motivation zur Verwendung dieser Funktion wird mit Abbildung 2.5 verdeutlicht. Ein rein linearer Ansatz erklärt die gemessenen Eichspektren nicht.

Eine weitere mögliche Funktion die die Ergebnisse in Einklang bringt, ist, wie in Abbildung 2.6(b) zu sehen, mit

$$E_{\text{exp}} = E_{\text{sim}} \exp \left[b \left(\frac{1 + a}{1 + E_{\text{sim}}/m_e c^2} - 1 \right) \right] \quad (2.3)$$

gegeben. Grundlage zu dieser Annahme ist die Überlegung, dass ein Teil der Elektronenenergie in einer Totschicht verloren geht, in der keine Photonen emittiert werden. Das sich schnell bewegende Elektron sieht durch Längenkontraktion der speziellen Relativitätstheorie eine im eigenen Bezugssystem dünnere Totschicht und die Abschwächung der kinetischen Energie verringert sich dadurch mit $\exp(C\gamma)$ und wieder austretende Elektronen verlieren einen Teil ihrer Energie undetektiert. In Abschnitt 2.4 wird der Ansatz vertieft und eine neue mögliche Nichtlinearitätsfunktion abgeleitet.

¹Vielen Dank an Heiko Saul für das Bereitstellen der Spektren und das erneute Aufgreifen der Auswertung der Rückstreudaten.

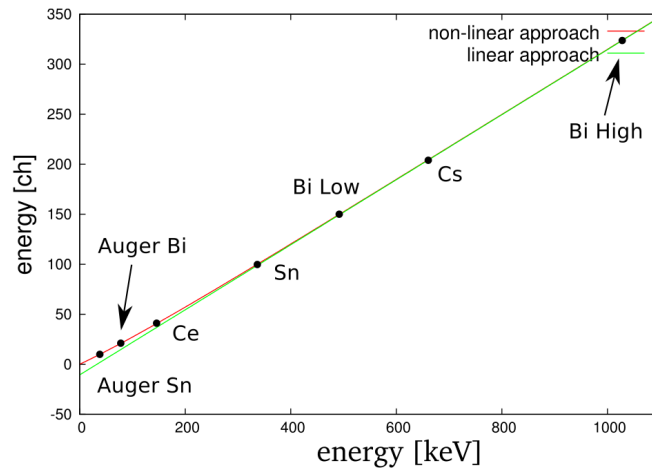


Abbildung 2.5.: Beim Vergleich des exponentiellen Nichtlinearitätsansatzes mit einem linearen Verlauf wird klar, dass für kleine Elektronenenergien ein nicht-lineares Verhalten auftritt (Mest (2011)).

2.2. Rückstreuung an Aluminium in PERKEO II

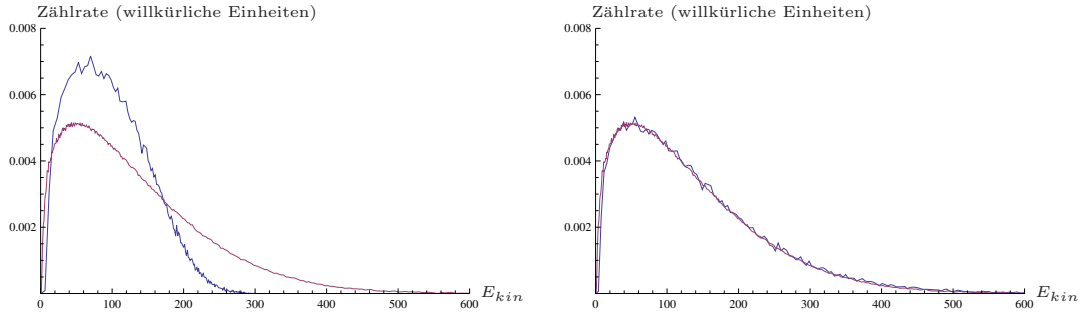
Bei der Auswertung der Messungen mit PERKEO II (Mund u. a. (2012)) hat sich herausgestellt, dass mögliche Ungenauigkeiten im Aufbau eine Rückstreuung von Elektronen an Aluminiumblenden zur Folge hätten. Dies würde zu einer Verschiebung in der Messung der Elektronenasymmetrie A_{exp} führen. Die zur Limitierung des aktiven Zerfallsvolumens eingesetzten Blenden könnten gegeneinander verschoben sein und deshalb zu den in Abbildung 2.7 aufgeführten Rückstreuprozessen führen.

Der erste Fall, welcher am häufigsten auftritt, da $b \ll L$, ist gleichzeitig auch jener der am wenigsten kritisch ist. Elektronen die von einem Detektor zum anderen reflektiert werden – also zunächst in einem, dann im anderen detektiert werden – wurden bereits richtig durch Zeitvergleich beider Ereignisse ihrem ursprünglichen Ankunftsort zugeordnet. Die durch die Reflexion wieder mitgenommene Energie wird im anderen Detektor aufgenommen und es können trotz Reflexion sowohl Energie als auch Emissionsrichtung des Elektrons richtig detektiert werden.

Der zweite Fall hingegen führt zu der angesprochenen Verschiebung in der β -Asymmetrie. Elektronen werden an der Blende reflektiert, ändern somit ihre Richtung und werden folglich der falschen Emissionsrichtung zugeordnet. Dieser Fall wird durch Simulationen im Folgenden quantitativ untersucht.

Im dritten möglichen Fall, wird ein Elektron vom Detektor reflektiert und trifft anschließend auf die Aluminiumblende und wird dort absorbiert oder wieder reflektiert um wieder im ursprünglichen Detektor zu landen. Beide Fälle führen zu einer Unterschätzung der Energie des Elektrons, das Elektron wird aber weiterhin korrekt der richtigen Emissionsrichtung zugeordnet. Dieser Fall ist der seltenste, da die Rückstreuungswahrscheinlichkeit am Plastiksintillator geringer ist, als an Aluminium und zudem durch den magnetischen Spiegeleffekt nicht alle Elektronen tatsächlich zum anderen Detektor gyrieren, sondern wieder umkehren.

2 Rückstreuexperimente



(a) Diskrepanz zwischen Simulation und Messdaten (b) Durch die Korrektur mit Gleichung (2.3), lassen sich die Ergebnisse vereinen.

Abbildung 2.6.: Das Spektrum der rückgestreuten Elektronen aus den simulierten Daten (—) und der Messung (—) stimmen zunächst nicht überein. Durch eine Korrektur lassen sich jedoch beide Spektren vereinen.

2.2.1. Berechnung des systematischen Fehlers der Korrektur

In Anlehnung an zur Berechnung der Rückstreuwahrscheinlichkeit gemachten Annahmen, die von Wietfeldt u. a. (2005) aufgrund von Simulationen mit ETRAN aufgestellt werden, soll eine mögliche Separabilität der einfließenden Parameter zur Rückstreuwahrscheinlichkeit untersucht werden. Bei Anwendung des Modells auf die Rückstreuexperimente der Messung mit PERKEO III, sind Diskrepanzen erkennbar, die eine Überprüfung der Annahmen notwendig machen. Insbesondere soll der Produktansatz $\zeta(E_{out}, \theta_{out}) = \kappa(\theta_{out})\rho(E_{out})$, nach dem Austrittsenergie- und winkel unabhängig voneinander sind, mittels CASINO und dem bereits für die Berechnung der PERKEO III-Rückstreuexperimente benutzten Geant4-Programm überprüft werden. Dafür werden Elektronen verschiedener fester Energien und Einfallswinkel simuliert und in Abhängigkeit davon, die Austrittseigenschaften ermittelt.

Die Verschiebung der Elektronenasymmetrie

$$A_{\text{exp}} = \frac{(N_{\uparrow} + \epsilon N_{\downarrow}) - (N_{\downarrow} + \epsilon N_{\uparrow})}{N_{\uparrow} + \epsilon N_{\downarrow} + N_{\downarrow} + \epsilon N_{\uparrow}} \approx A_{\text{exp}}(1 - 2\epsilon) \quad (2.4)$$

durch die Rückstreuwahrscheinlichkeit ϵ wird in Märkisch und Roick (2012) ermittelt und in die Korrektur des systematischen Fehlers der Asymmetrie einbezogen.

CASINO, welches eigentlich der Simulation von Vorgängen der Elektronenmikroskopie dient, berechnet die Streuvorgänge nur mit nichtrelativistischen Prozessen und ist daher, wie die Auswertung zeigt, auch nur bedingt geeignet für höhere Energiebereiche. Für die gesamte Rückstreuwahrscheinlichkeit ergeben sich unterschiedliche Ergebnisse (s. Abbildung 2.8), während für die Energie- und Winkelverteilung (s. Abbildung 2.9 und Abbildung 2.10) sich die Daten decken.

Am Aluminium reflektierte Elektronen müssen nicht zwangsläufig den gegenüberliegenden Detektor erreichen (s. Dubbers u. a. (2008b)). Einige von ihnen werden unter Umständen auch seitlich von der Aluminiumblende absorbiert. Dies ist der Fall, wenn Gyrationradius und Emissionsrichtung so übereinstimmen, dass das Elektron gegen die

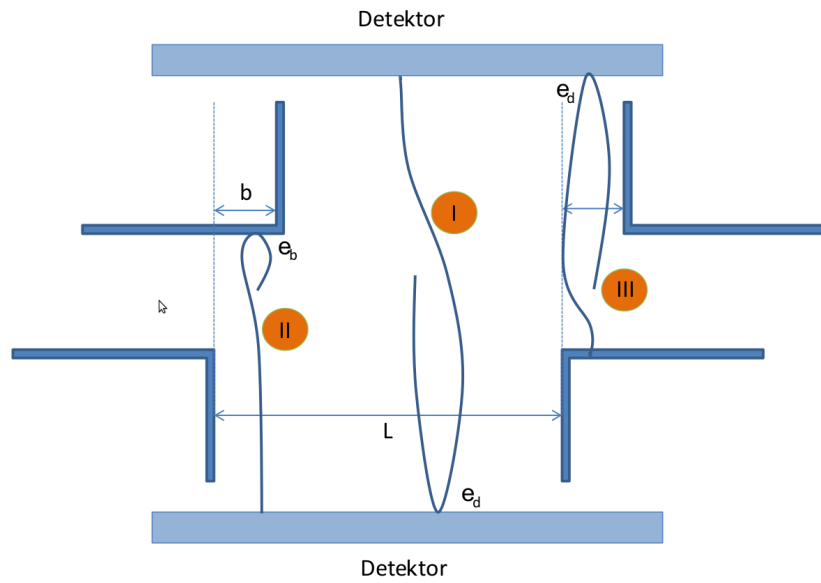
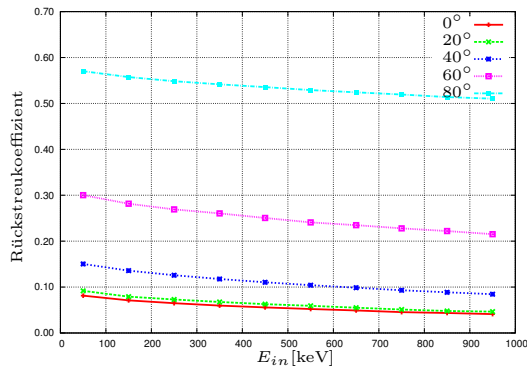
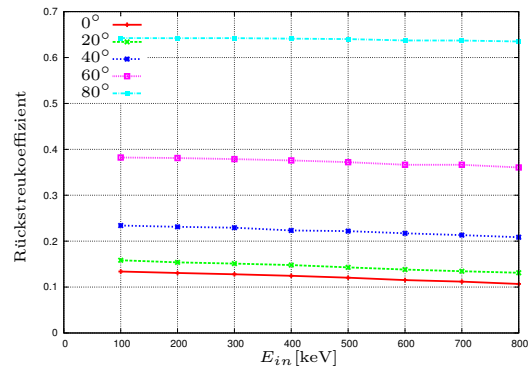


Abbildung 2.7.: Mögliche Rückstreuprozesse in PERKEO II

- I. Rückstreuung am Detektor, Propagation zum anderen Detektor
- II. Rückstreuung an der Blende, Detektion durch den gegenüberliegenden Detektor
- III. Rückstreuung am Detektor, Absorption an der Blende



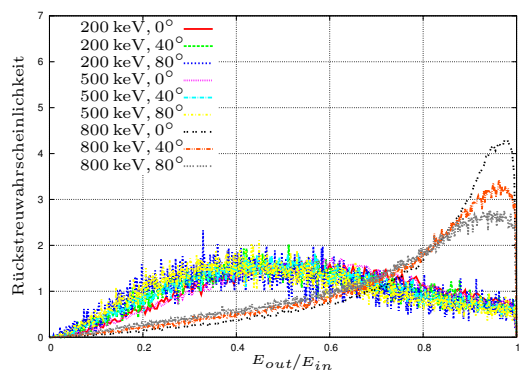
(a) Simulation mit Casino



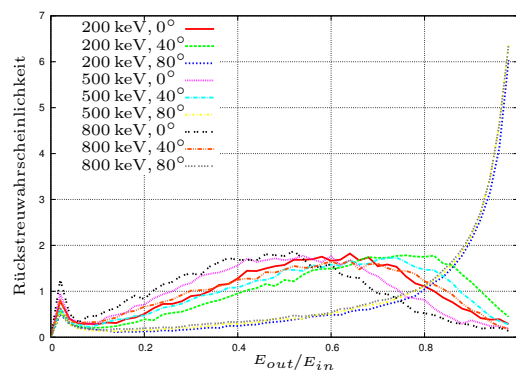
(b) Simulation mit Geant4

Abbildung 2.8.: Ein Vergleich der Rückstreuoeffizienten in Abhängigkeit von Einfallswinkel und Einfallsenergie zeigt, dass mit CASINO kleinere Rückstreuwahrscheinlichkeiten berechnet werden.

2 Rückstreuhsimulationen

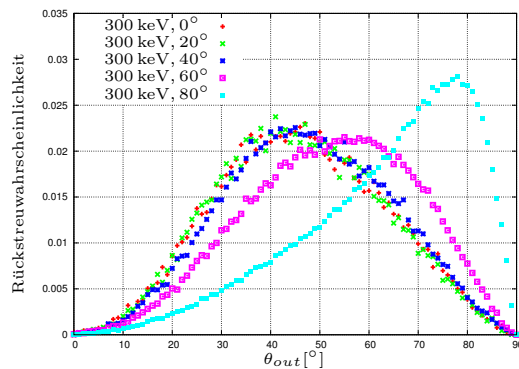


(a) Simulation mit Casino

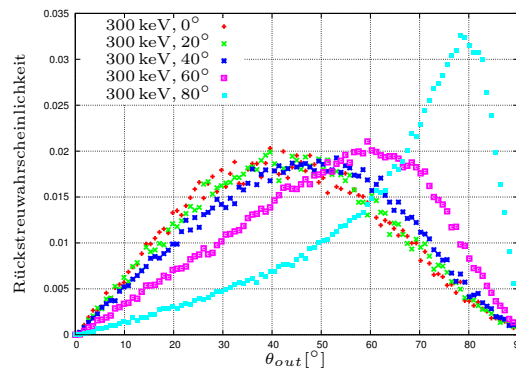


(b) Simulation mit Geant4

Abbildung 2.9.: Für große Eintrittswinkel geben die Elektronen erwartungsgemäß nur wenig Energie an den Detektor ab. Hier stimmen die Simulationen besser überein.



(a) Simulation mit Casino



(b) Simulation mit Geant4

Abbildung 2.10.: Die Verteilungen des Austrittswinkels unterscheiden sich nur wenig voneinander. Hier liefern beide Programme ähnliche Ergebnisse.

Blende gyriert. Damit folgt für das gesamte Spektrum falsch detektierter Elektronen

$$\Sigma(E_{\text{out}}) = \int_{E_{\text{out}}}^{E_0} dE_{\text{in}} \int_0^{\theta_{\text{max}}} d\theta_{\text{in}} \int_0^{\theta_{\text{max}}} d\theta_{\text{out}} F(E_{\text{in}})I(\theta_{\text{in}})\eta(E_{\text{in}}, \theta_{\text{in}})\rho(E_{\text{in}}, E_{\text{out}}, \theta_{\text{in}})\kappa(\theta_{\text{in}}, \theta_{\text{out}})\nu(E_{\text{out}}, \theta_{\text{out}}). \quad (2.5)$$

F beschreibt das Fermispektrum des Neutronenzerfalls, I die Winkelverteilung gemäß Gleichung (2.1), η die Wahrscheinlichkeit, dass ein eintreffendes Elektron reflektiert wird, $\rho \cdot \kappa$ die Verteilung der austretenden Elektronen und ν die angesprochene Wahrscheinlichkeit, dass ein reflektiertes Elektron auf die gegenüberliegende Blende trifft. Auch in PERKEO II ist das Magnetfeld, wie in PERKEO III, zum Detektor hin abfallend. Daher wird nur bis zum Grenzwinkel θ_{max} integriert. Einfallende Elektronen haben eine höhere Energie, als austretende Elektronen, daher beginnt die Integration über die Energie einfallender Elektronen bei E_{out} , bis hin zur Maximalenergie $E_0 = 782 \text{ keV}$.

Abschließend ergibt sich aus den Rechnungen, dass für eine konservativ angenommene maximale Verschiebung von 3 mm der Blenden gegeneinander, ein systematischer Fehler im Bereich von $\Delta A_{\text{exp}}/A_{\text{exp}} \approx 1 \cdot 10^{-3}$ zu berücksichtigen ist. Damit erhöhte sich der gesamte systematische Fehler der Messung von A_{exp} um 5 % von $\Delta A_{\text{exp}}/A_{\text{exp}} = 3,1 \cdot 10^{-3}$ auf $3,2 \cdot 10^{-3}$.

2.3. Fehlende Rückstredetektion in PERC

Für eine in Frage kommende Messung mit einem Plastiksintillator in PERC, wird es keine Möglichkeit geben, rückgestreute Elektronen zu detektieren, während auf die Eichung zweier Detektoren verzichtet werden kann, was effektiv zu einer bedeutenden Verringerung systematischer Fehler führt. Um die aufgenommenen Daten gegen diesen Effekt korrigieren zu können, muss eine zuverlässige Methode vorhanden sein, um den erwarteten Energieverlust zu quantifizieren. Die in dieser Arbeit erlangten Erkenntnisse mit Simulationen zu PERKEO II und III werden dabei eine wichtige Voraussetzung sein, da nun gezeigt ist, dass der Einfluss der Rückstreuung mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden kann.

2.4. Ein neuer Ansatz für die Nichtlinearität

Motiviert vom Erfolg der in Abschnitt 2.1.2 gemachten Überlegungen, wird ein neuer Ansatz für die Nichtlinearitätsfunktion des Detektors entwickelt. Während die Argumentation einer Längenkontraktion der Totschichtdicke im ersten Moment anschaulich erscheint, wird bei weiterer Überlegung klar, dass sich die Anzahl der möglichen Streuzentren dabei nicht ändert. Da die Dicke der Totschicht recht gering ist, kann dennoch davon ausgegangen werden, dass der differentielle Energieverlust nicht linear vom zurückgelegten Weg abhängig ist. Zunächst soll dennoch der Ansatz verfolgt werden, um später ausführlich mit den Theorien von Landau und Symon und Vavilov vergleichen zu können (Leo (1994)).

Der erfolgreiche empirische Ansatz einer exponentiellen Abhängigkeit, welcher dem Verlauf von Gleichung (2.3) ähnelt, soll damit auch physikalisch begründet werden.

2 Rückstreuungssimulationen

Der Energieverlust eines die Totschicht passierenden Elektrons lässt sich durch folgende Differentialgleichung beschreiben:

$$\frac{dE_{\text{kin}}}{dx} = -\frac{E_{\text{kin}}}{\lambda \left(1 + \frac{E_{\text{kin}}}{m_e c^2}\right)}. \quad (2.6)$$

Der Parameter λ beschreibt hierbei eine charakteristische Länge auf der die kinetische Energie auf $1/e$ abgeschwächt wird. Die passierte Strecke dx verringert sich um $1 + E_{\text{kin}}/m_e c^2$ aufgrund der Längenkontraktion. Dies führt zur Gleichung (E_{kin} wird im Folgenden als E bezeichnet)

$$-\int_{E_0}^{E_D} \left(\frac{1}{E} + \frac{1}{m_e c^2}\right) dE = \int_0^{d/\cos\theta} \frac{dx}{\lambda}. \quad (2.7)$$

Die Integrationsgrenze $d/\cos\theta$, d ist die Dicke der Totschicht, entsteht durch die sich vergrößernde Strecke beim Auftreffen unter einem Winkel $\theta > 0^\circ$. Das Auflösen der Integrale und in den Exponenten setzen, ergibt

$$\frac{E_0}{E_D} e^{\frac{E_0 - E_D}{m_e c^2}} = e^{\frac{d}{\lambda \cos\theta}}. \quad (2.8)$$

Gesucht ist eine Beziehung um von der gemessenen Energie E_D auf die ursprüngliche Energie E_0 des Elektrons Rückschluss zu erhalten. Um nach E_0 umzustellen, lässt sich $e^{\frac{E_D - E_0}{m_e c^2}}$ mit $1 + \frac{E_D - E_0}{m_e c^2}$ annähern, wenn $E_0 - E_D \ll m_e c^2$. Die gemessene Energie nach Passieren der Schicht entspricht schließlich einer Einfallsenergie

$$E_0 = E_D \frac{1 + \frac{E_D}{m_e c^2}}{e^{-\frac{d}{\lambda \cos\theta}} + \frac{E_D}{m_e c^2}}. \quad (2.9)$$

Da der Eintrittswinkel θ beim Experiment nicht bestimmt werden kann, muss mit der Verteilung aus Gleichung (2.1) gefaltet werden, um die gemittelte erwartete Energieverteilung am Detektor zu erhalten:

$$E_0 = E_D \int_0^{\theta_{\text{max}}} \frac{1 + \frac{E_D}{m_e c^2}}{e^{-\frac{d}{\lambda \cos\theta}} + \frac{E_D}{m_e c^2}} \frac{\sin\theta \cos\theta}{\frac{B_1}{B_0} \sqrt{1 - \frac{B_0}{B_1} \sin^2\theta}} d\theta. \quad (2.10)$$

Wendet man den neuen Ansatz auch auf die Auswertung von Rückstreuungsprozessen an, so muss bedacht werden, dass rückgestreute Elektronen die Totschicht des ersten Detektors beim Austritt nochmals passieren, als auch, dass deren Winkelverteilung eine andere ist. Die Energie rückgestreuter Elektronen in Abhängigkeit der gemessenen Energie berechnet sich dementsprechend gemäß

$$E_0 = E_D \frac{2}{\sin^2\theta_{\text{max}}} \int_0^{\theta_{\text{max}}} \frac{1 + \frac{E_D}{m_e c^2}}{e^{-\frac{2d}{\lambda \cos\theta}} + \frac{E_D}{m_e c^2}} \sin\theta \cos\theta d\theta. \quad (2.11)$$

Hierbei wird davon ausgegangen, dass sich die rückgestreuten Elektronen entsprechend einer $\sin(2\theta)$ -Verteilung ausbreiten. θ_{max} entspricht dem Winkel, ab dem die Elektronen

am Magnetfeld reflektiert werden und wieder in den gleichen Detektor zurückkehren. Analog ist die mittlere abgegebene Energie von zurückkehrenden Elektronen durch

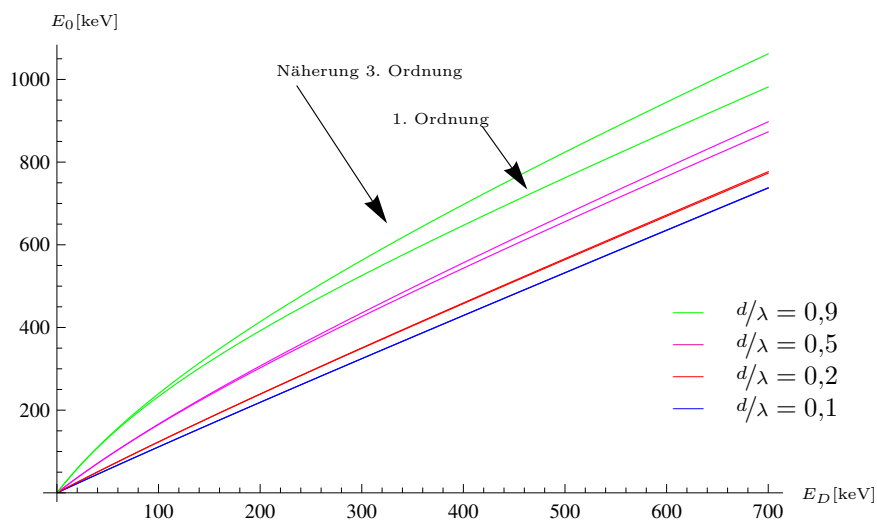
$$E_0 = E_D \frac{2}{1 - \sin^2 \theta_{\max}} \int_{\theta_{\max}}^{\pi/2} \frac{1 + \frac{E_D}{m_e c^2}}{e^{-\frac{2d}{\lambda \cos \theta}} + \frac{E_D}{m_e c^2}} \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (2.12)$$

gegeben. Da nicht nachvollzogen werden kann, ob bei einem Ereignis zurückgestreute Elektronen ein weiteres Mal in den gleichen Detektor eintreten, sie also mehrmals die Totschicht passieren, würde das eine unbemerkte Verschiebung der gemessenen Energie zu kleineren Energien hin bedeuten.

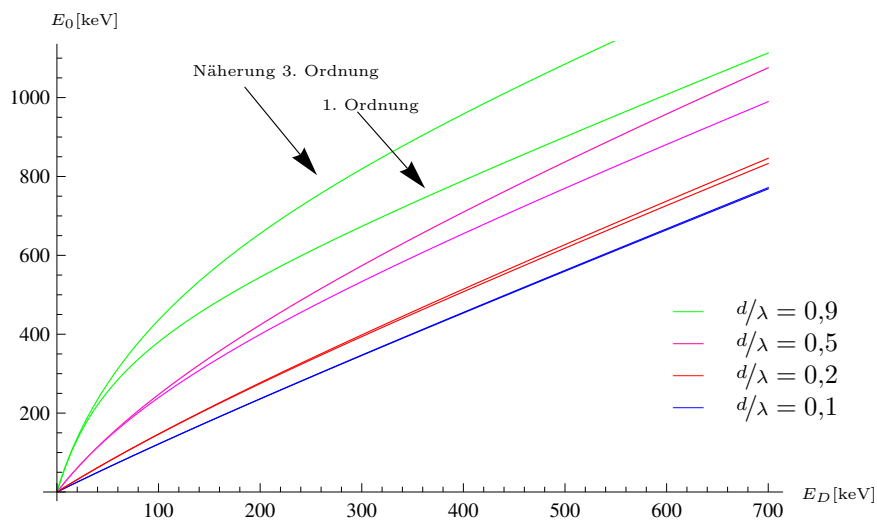
In Abbildung 2.11 ist der Energieverlauf einfach einfallender und rückgestreuter Elektronen für verschiedene Verhältnisse d/λ dargestellt. Dabei wird auch die nach (2.8) gemachte Taylornäherung erster Ordnung mit einer Näherung dritter Ordnung verglichen.

$$e^{\frac{E_D - E_0}{m_e c^2}} \approx 1 + \frac{E_D - E_0}{m_e c^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{E_D - E_0}{m_e c^2} \right)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{E_D - E_0}{m_e c^2} \right)^3 \quad (2.13)$$

Es zeigt sich, dass für größere Energieverluste, also bei Verhältnissen $d/\lambda > 0,2$, eine einfache Näherung nicht ausreichend ist, der Energieverlust in der Schicht wird dabei zu niedrig abgeschätzt. Die Integration über den Einfallswinkel muss numerisch durchgeführt werden. Ob die Nichtlinearität mit diesem Ansatz beschrieben werden kann, kann mithilfe des zu konstruierenden Elektronenspektrometers überprüft werden.



(a) Aus dem Neutronenzerfall den Detektor erreichende Elektronen



(b) Durch Rückstreuung den Detektor erreichende Elektronen

Abbildung 2.11.: Der relative Energieverlust sinkt zunächst recht stark, bis er einem annähernd linearen Verlauf folgt. Die in den Rechnungen gemachte Taylornäherung erster Ordnung ist unzureichend, wenn der Energieverlust größer wird, wie im Vergleich mit einer Näherung dritter Ordnung zu sehen ist.

3. Planung des Elektronenspektrometers

Wie in Kapitel 2 zu sehen ist, lässt sich die Charakterisierung der Szintillationsdetektoren bei der Bestimmung der Energie der Elektronen, insbesondere im Bereich bis 300 keV noch verbessern (s. Mest (2011)). Es gibt diverse Ansätze für nicht erklärte auftretende Effekte, allerdings beschreibt keiner dieser Ansätze das komplette Verhalten. Um für die kommenden Experimente mit PERC systematische Fehler im Vergleich zum heutigen Stand zu verringern, ist es notwendig die Eigenschaften der Elektronendetektion mit Szintillatoren noch besser zu verstehen und beschreiben zu können.

Im Speziellen geht es darum, sowohl die Triggerfunktion zu bestimmen, also die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Elektronenenergie, dass ein eintreffendes Elektron überhaupt detektiert wird, als auch die Nichtlinearität des Ausgangssignals, sowie die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung eines Elektrons vom Detektor.

Mit der Triggerfunktion wird beschrieben, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein eintreffendes Elektron überhaupt detektiert wird. Elektronen mit geringer kinetischer Energie erzeugen nur wenige Photonen im Detektor. Sollte keines dieser Photonen die Photomultiplier erreichen, so kann das Elektron nicht detektiert werden. Der Einfluss der Triggerfunktion ist vor allem im Bereich bis 100 keV relevant.

Die Nichtlinearität des Detektors bezeichnet den Effekt, dass die Energie eines Elektrons nicht direkt proportional mit der Stärke des Ausgangssignals der Photomultiplier verbunden ist. Die möglichen Ursachen können eine Totschicht auf dem Detektor oder nach Birks und Firk (1965) eine geringere Photonenausbeute aufgrund von Molekülanregungen sein.

Aufgrund der Rückstreuung von Elektronen aus dem Detektor, wird ein Teil der Energie eintreffender Elektronen nicht detektiert. Hierbei werden Elektronen im Detektor mehrfach gestreut. Dabei verlieren sie einen Teil ihrer Energie und ändern ihre Richtung. Dabei kann es passieren, dass Elektronen den Detektor wieder verlassen und die restliche Energie mit sich tragen. Um Simulationen zur Rückstreuung bestätigen zu können, sollen, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, Untersuchungen zur Rückstreurrate bei Varyierung der Einfallparameter gemacht werden.

3.1. Anforderungen

Da gerade Fragen im niederen Energiebereich bestehen – beim Neutronenzerfall entstehen Elektronen im Bereich von 0 bis 782 keV – ist es wichtig, dass bis zu einer Energie von 500 keV ausreichend Elektronen zur Verfügung stehen, um ein großes Verhältnis von Signal zu Untergrund und eine ausreichend hohe Statistik zu erlangen. Das bedeutet, dass für Energien von 100 bis 500 keV mindestens 1000 zu detektierende Elektronen pro Sekunde zur Verfügung stehen müssen. Hierbei ist es nicht relevant, die Energie besser als auf 5% Genauigkeit zu kennen, da die Anzahl der erzeugten Photonen mit $\approx 150 \frac{\gamma}{\text{MeV}}$ keine genauere Messung mit dieser Art Detektoren erlaubt.

$E_{\text{kin}}[\text{keV}]$	$B[\text{mT}]$	$E_{\text{kin}}[\text{keV}]$	$B[\text{mT}]$	$E_{\text{kin}}[\text{keV}]$	$B[\text{mT}]$
25	5,40	100	11,17	400	25,16
50	7,72	200	16,49	500	29,10
75	9,57	300	21,01	600	32,91

Tabelle 3.1.: Notwendige Flussdichten für einige Elektronenenergien bei $R = 100$ mm. Da sich die Geschwindigkeiten des Elektrons der Lichtgeschwindigkeit annähern, werden die Unterschiede zwischen den Flussdichten geringer für große Energien. Dies schränkt die Energieauflösung bei hohen Energien ein.

3.2. Konzepte

Die prinzipielle Idee zur Realisierung des Elektronenspektrometers ist es, die austretenden Elektronen eines β -Strahlers (siehe Abschnitt 3.3) zu nutzen und nur jene aus dem Spektrometer austreten zu lassen, welche eine bestimmte kinetische Energie besitzen. Diese Filterung findet durch ein homogenes Magnetfeld statt, welches die Elektronen durchlaufen. Durch dieses werden die Elektronen auf eine Kreisbahn gezwungen deren Radius von der kinetischen Energie, ihrer Richtung und der Feldstärke abhängt. Mit Hilfe zweier Blenden lassen sich dann Elektronen eines bestimmten Radius heraus filtern. Über die Einstellung des Magnetfeldes kann dann die Energie der Elektronen reguliert werden. Die kinetische Energie der austretenden Elektronen

$$E_{\text{kin}} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

in Abhängigkeit von Magnetfeld B und Radius R lässt sich durch Gleichsetzen von Lorentzkraft und Zentripetalkraft

$$\frac{m|\vec{v}|^2}{R} = e\vec{v} \times \vec{B} = e|\vec{v}||\vec{B}|, \quad \vec{v} \perp \vec{B} \quad (3.2)$$

$$\Rightarrow p = e|B|R \quad (3.3)$$

ermitteln:

$$E_{\text{kin}} = m_e c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{eBR}{m_e c} \right)^2} - 1 \right]. \quad (3.4)$$

Die zu erfüllenden Bedingungen für das Spektrometer sind, dass das Magnetfeld im relevanten Flugbereich der Elektronen homogen ist, sowie, dass es reproduzierbar erzeugt werden kann. Um das Spektrometer auch zur Detektoreichung einzusetzen, sollte es in einem Vakuumrohr ($\varnothing 300$ mm) eingesetzt werden können. Daher wird der Radius der Flugbahn auf $R \approx 10$ cm festgelegt. Die hierfür notwendigen magnetischen Flussdichten bei verschiedene Energien sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Zur Filterung der Elektronen werden zwei Blenden eingesetzt, die nur Elektronen austreten lassen, welche sich auf einer Kreisbahn mit festem Radius bewegen. Die erste der zwei Blenden wird nach einem Viertel der zurückgelegten Kreisbahn eingesetzt (s. Abbildung 3.1). Über die Größe der Blendenöffnung wird die Energieauflösung, als auch die Anzahl der letztlich austretenden Elektronen festgelegt. Das Verhältnis E_{kin}/B sinkt mit steigenden Magnetfeldern aufgrund von Korrekturen durch die spezielle Relativitätstheorie. Daher

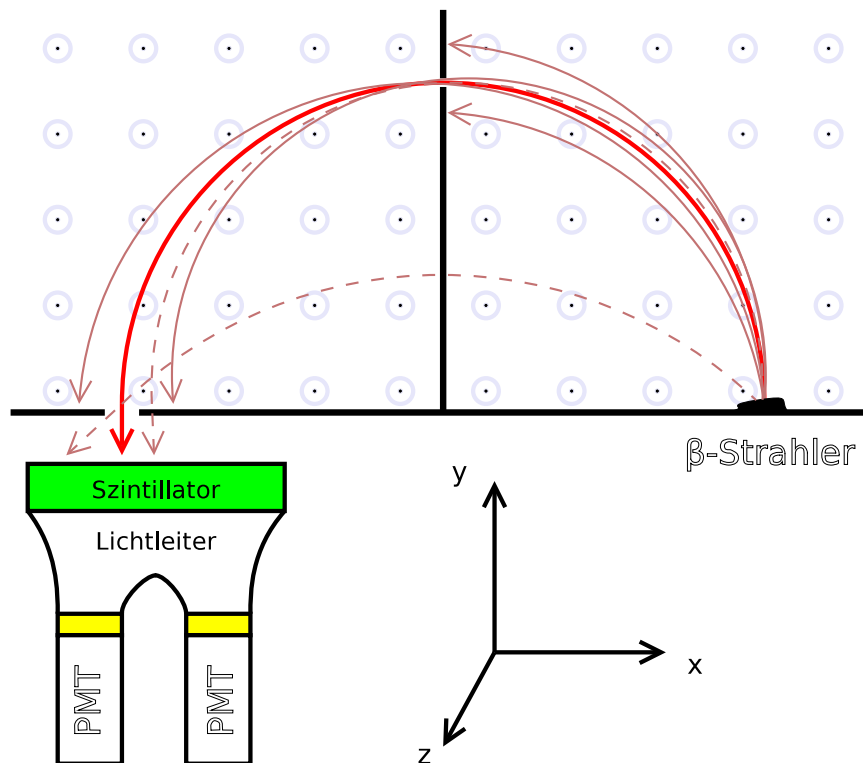


Abbildung 3.1.: Prinzipielle Funktionsweise des Elektronenspektrometers. Elektronen zu hoher oder zu niedriger Energie werden an einer der Blenden absorbiert (braune Pfade, durchgezogen). Nur Elektronen mit der gewählten Energie und der passenden Flugrichtung können das Spektrometer verlassen (roter Pfad). Zwei Blenden sind notwendig um zu verhindern, dass schräg eintreffende Elektronen mit falscher Energie heraus gelassen werden (braune Pfade, gestrichelt). Die austretenden Elektronen werden anschließend von einem Detektor absorbiert und analysiert.

sollte die relative Genauigkeit des eingestellten Magnetfeldes $\Delta B/B$ ansteigen, um für die Energiebestimmung eine konstante relative Genauigkeit zu erhalten.

Die zweite Blende sitzt am Austrittsort der Elektronen, nach einer halben Kreisbahn. Nach dem Strahlensatz muss ihre Öffnung den doppelten Durchmesser besitzen, um die gewünschten Elektronen durchzulassen und die unerwünschten, noch nicht gefilterten, abzublocken. Da die zweite Blende auch gleichzeitig die Grenze des Magnetfeldes darstellt, ist die Flugbahn der Elektronen anschließend geradlinig, abgesehen von Randeffekten durch ausbrechende oder zurückgeführte Felder. Für die Erzeugung des steuerbaren Magnetfeldes wurden die zwei folgenden Konzepte in Betracht gezogen.

3.2.1. Planparallele Platten

Ferromagnetische Materialien wie z.B. Eisen, können als Verstärker für Magnetfelder dienen. Durch ein äußeres angelegtes Magnetfeld, richten sich die Spins der Kerne und Elektronen im Material aus und erhöhen die Flussdichte im Vergleich zum Vakuum. Dadurch folgen die Feldlinien dem Materialverlauf und es ist möglich, an einem Ort

ein Feld zu erzeugen und an einem anderen zu nutzen. Zudem gibt es bei dieser Variante kaum Streufelder, was eine Abschirmung ohne externes Magnetfeld überflüssig macht. In Abbildung 3.2(a) ist zu sehen, wie das für diese Anwendung umgesetzt würde. Eine lange Spule erzeugt das Feld, welches durch ein Eisenjoch zu zwei planparallelen Platten geleitet wird. In diesen breitet sich das Feld aus und wird durch einen Freiraum, in dem dann die Elektronen auf eine Kreisbahn gezwungen würden, zur anderen Platte transportiert. Zur Dimensionierung des Aufbaus ist zu beachten, welche Sättigungsmagnetisierung das magnetisch leitende Material besitzt. Wenn die Spins aller Elementarmagneten im Material ausgerichtet sind, ist die Grenze der Verstärkung erreicht und die Magnetfeldstärke zwischen den Platten kann nicht mehr erhöht werden. Bei Eisen lassen sich Sättigungsflussdichten von 2 T erreichen. Die notwendige Querschnittsfläche des Eisenjochs betrage gemäß Tabelle 3.1 für eine maximale Elektronenenergie von 500 keV:

$$A_{\text{Joch}} = A_{\text{Platte}} \frac{B_{\text{Platte}}^{\text{max}}}{B_{\text{Joch}}^{\text{max}}} = 200 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times \frac{29 \text{ mT}}{2000 \text{ mT}} = 290 \text{ mm}^2 \approx 17 \text{ mm} \times 17 \text{ mm}. \quad (3.5)$$

Für die folgenden Simulationen wird ein Querschnitt von 30 mm × 30 mm angenommen, da die Platten effektiv größer würden, um Randeffekten vorzubeugen und die Permeabilität bereits vor Erreichen der Sättigung abnimmt. Die von der Feldstärke abhängige Permeabilität stellt auch ein Problem für die theoretische Bestimmung des Magnetfelds und dadurch auch für die Eichung des Spektrometers dar. Das letztlich erzeugte Feld hängt nicht nur vom durch die Spule fließenden Strom ab, sondern auch von den Materialeigenschaften des Eisenjochs und der Platten.

3.2.2. Helmholtzspulen

In vielen Experimenten werden Helmholtzspulen verwendet, wenn ein homogenes Magnetfeld benötigt wird. Ihr Vorteil ist, dass der Bereich mit dem homogenen Feld leicht zugänglich ist und bei Bedarf z.B. auch ein Feld mit Gradienten eingestellt werden kann. Außerdem ist die Feldstärke prinzipiell nur über den maximalen Strom begrenzt, der durch die Spulen fließen kann. Da sich die Elektronen auf einem Halbkreis bewegen und leicht aus dem Magnetfeld der Spulen extrahiert werden müssen, werden zwei Rechteckspulen verwendet.

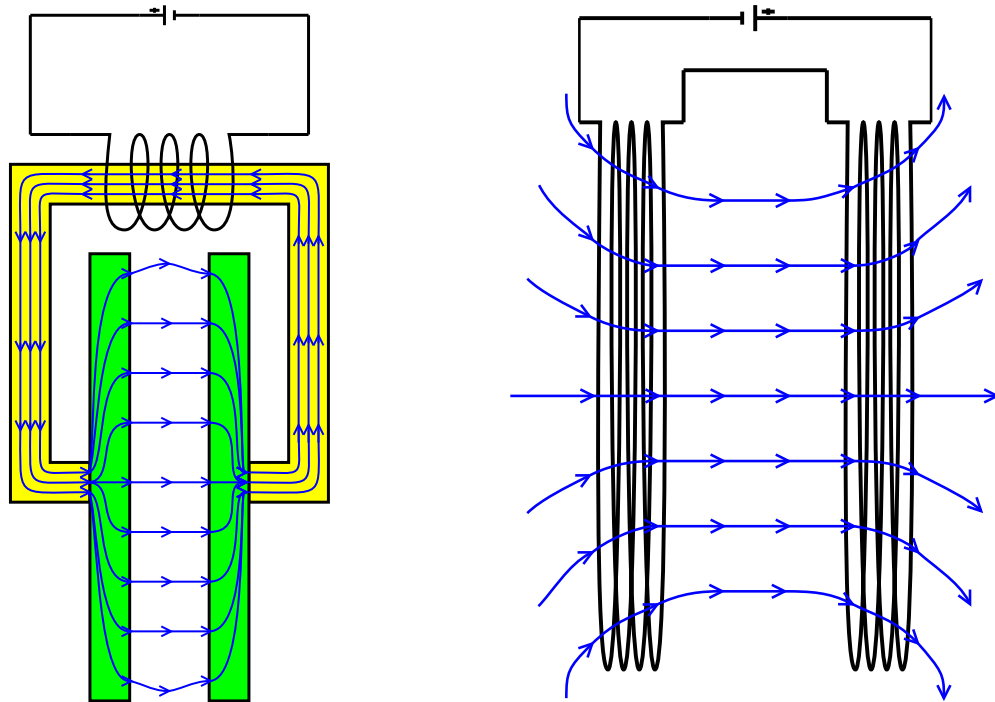
Vereinfachend kann zunächst angenommen werden, dass zwei einfache Rahmenspulen das gesamte Magnetfeld erzeugen. Nach dem Biot-Savart-Gesetz

$$B(\vec{j}, \vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{j}(\vec{x}') \times \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x', \quad (3.6)$$

folgt für die erzeugte Magnetfeldstärke eines geraden Leiters zwischen \vec{r}_{AB} im Abstand \vec{r}_A und \vec{r}_B zu den Endpunkten

$$B(\vec{r}_{AB}, \vec{r}_A, \vec{r}_B, I) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (-\vec{r}_{AB}) \times \int_0^1 \frac{\vec{r}_A + s\vec{r}_{AB}}{|\vec{r}_A + s\vec{r}_{AB}|^3} ds \quad (3.7)$$

$$= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\frac{|\vec{r}_{AB}|}{|\vec{r}_A|} + \frac{\vec{r}_{AB} \cdot \vec{r}_B}{|\vec{r}_{AB}|} \left(\frac{1}{|\vec{r}_B|} - \frac{1}{|\vec{r}_A|} \right)}{\left| \frac{(\vec{r}_B \cdot \vec{r}_{AB})\vec{r}_{AB}}{|\vec{r}_{AB}|^2} - \vec{r}_B \right|} \frac{\vec{r}_A \times \vec{r}_{AB}}{|\vec{r}_A \times \vec{r}_{AB}|}. \quad (3.8)$$



(a) Das Magnetfeld wird durch ein Eisenjoch zu zwei planparallelen Eisenplatten geleitet, von welchen das Feld möglichst homogen durch deren Zwischenraum geleitet wird. Der Aufbau muss so dimensioniert sein, dass für die gewünschten Felder das magnetfeldleitende Material nicht in Sättigung geht. Streufelder können mit diesem Design eliminiert werden.

(b) Zwei Helmholtzspulen erzeugen das zwischen ihnen homogene Magnetfeld. insbesondere an der Austrittsstelle für die Elektronen, wird das Verhalten des Feldes kritisch. Die Flussdichte ist prinzipiell nur durch die mögliche Kühlung der Spulenkörper limitiert.

Abbildung 3.2.: Zwei Konzepte zur Erzeugung eines homogenen Magnetfelds

Hierbei parametrisiert s den Weg zwischen den beiden Endpunkten des Leiters. Durch Aufsummierung verschiedener Leiter zu zwei Rechteckspulen, lässt sich ein analytischer Ausdruck zur Berechnung des Magnetfelds finden. Dabei ist vernachlässigt, dass die Kanten der Spule in Wirklichkeit abgerundet sind. Die berechneten Feldlinien für den realistischen Fall von 6×18 Windungen, sind in Abbildung 3.3 beispielhaft gezeichnet. Mit der Permeabilität $\mu = 1$ des Vakuums, hängt die Feldstärke linear proportional vom durch die Leiter fließenden Strom ab. Dies macht die Reproduzierbarkeit von Einstellungen sehr viel einfacher und nur wenige Messungen sind, verglichen mit der Variante paralleler Platten, zur Kalibration notwendig. Eine Feldrückführung, ein die Spulen umgebender Kasten aus einem ferromagnetischem Material, ermöglicht eine definierte Rückführung der erzeugten Felder, den Einsatz in einem externen Magnetfeld und verringert den Einfluss auf nahe liegende Detektoren durch das Magnetfeld.

Zum Vergleich der beiden Konzepte, werden im Abschnitt 3.5, Simulationen beider Ansätze präsentiert.

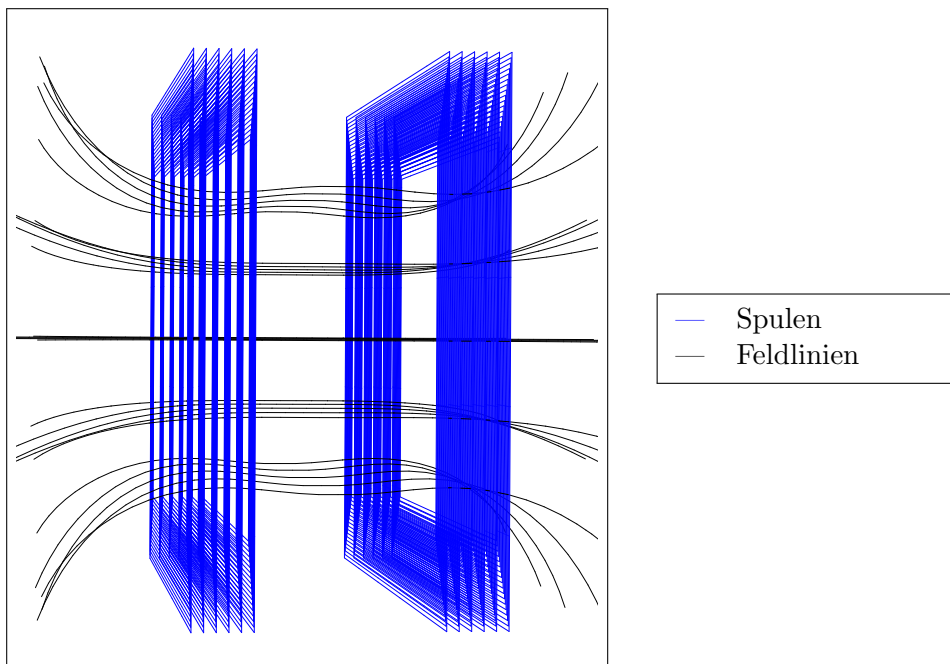
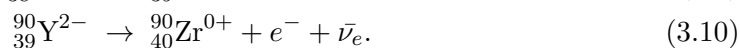


Abbildung 3.3.: Für das erzeugte Magnetfeld zweier Rechteckspulen kann ein analytischer Ausdruck gefunden werden. Die Feldlinien sind parallel in der Mitte der Spule und neigen sich am Rand etwas nach außen.

3.3. Theoretisches Spektrum

3.3.1. Zerfallsrate

Um eine möglichst hohe Ereignisrate zu erreichen und dennoch eine ausreichend große Energieauflösung sicherzustellen, sollte die Elektronenquelle eine möglichst große Aktivität besitzen. Außerdem ist es von großem Vorteil, wenn ein Großteil der Elektronen im gewünschten Energiebereich emittiert wird. Eine solche Quelle ist mit Strontium-90 (^{90}Sr) gegeben. Es ist ein reiner Betastrahler (Browne (1997)):



Die durch die Massenunterschiede gegebenen maximalen kinetischen Energien der emittierten Elektronen und die Halbwertszeiten der Nuklide betragen (Browne (1997)):

$$E_{\max}(e_{90\text{Sr}}^{-}) = 546,0(14) \text{ keV} \quad (3.11)$$

$$E_{\max}(e_{90\text{Y}}^{-}) = 2280,1(16) \text{ keV} \quad (3.12)$$

$$T_{1/2}(^{90}\text{Sr}) = 28,79(6) \text{ yr} \quad (3.13)$$

$$T_{1/2}(^{90}\text{Y}) = 64,10(8) \text{ h.} \quad (3.14)$$

Die Rate mit der sich die Anzahl der noch vorhandenen ^{90}Sr verringert, beträgt

$$\dot{N}_{\text{Sr}}(t) = -\frac{1}{\tau_{\text{Sr}}} N_0 e^{-t/\tau_{\text{Sr}}}. \quad (3.15)$$

Die Lebensdauer τ berechnet sich aus der Halbwertszeit mit

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (3.16)$$

Um die Rate der zerfallenden ^{90}Y zu bestimmen, muss folgende Differentialgleichung gelöst werden:

$$\dot{N}_Y = -\frac{N_Y}{\tau_Y} - \dot{N}_{\text{Sr}} = -\frac{N_Y}{\tau_Y} + \frac{1}{\tau_{\text{Sr}}} N_0 e^{-t/\tau_{\text{Sr}}} \quad (3.17)$$

Aufteilen in einen homogenen und einen inhomogenen Teil, führt zur Lösung

$$N_Y(t) = N_0 \frac{\tau_Y}{\tau_{\text{Sr}} - \tau_Y} \left(e^{-t/\tau_{\text{Sr}}} - e^{-t/\tau_Y} \right). \quad (3.18)$$

Da $\tau_{\text{Sr}} \gg \tau_Y$ und $t \gg \tau_Y$, kann (3.18) vereinfacht werden zu

$$N_Y(t) \approx \frac{\tau_Y}{\tau_{\text{Sr}}} N_{\text{Sr}}(t). \quad (3.19)$$

Bei einer gegebenen Aktivität $a = a_{\text{Sr}} + a_Y$, der Anzahl von Zerfällen pro Sekunde, für ein Präparat, sind also die Anteile der emittierten Elektronen:

$$a_{\text{Sr}} \approx a_Y \approx \frac{a}{2}. \quad (3.20)$$

3.3.2. Form des Spektrums

Um nun das erwartete Spektrum für diese erlaubten Übergänge zu ermitteln, wird von dem in Abbildung 3.4 gezeigten Zerfall ausgegangen. Über die schwache Wechselwirkung wird ein down-Quark in ein up-Quark umgewandelt, wobei das für diesen Fall interessante Elektron und ein nicht detektiertes Antielektronenneutrino entstehen. Der Zerfall über ein virtuelles W^- -Boson kann zu einer 4-Fermion-Wechselwirkung vereinfacht werden, da beim Neutronenzerfall die Energie für eine auftretende Resonanz um Größenordnungen zu klein ist. Für die Berechnung des Spektrums der Elektronenenergie wird somit vom Element $d\rho$ im 12-dimensionalen Phasenraum ausgegangen:

$$d\rho = \frac{1}{(2\pi\hbar)^6} p_e^2 dp_e d\Omega_e d^3x_e p_\nu^2 dp_\nu d\Omega_\nu d^3x_\nu \delta(E_{\text{max}} - E_{\text{kin},e} - E_{\text{kin},\nu}). \quad (3.21)$$

Hierbei ist $E_{\text{max}} = [m_0 - (m_1 + m_e + m_\nu)] c^2$ die überschüssige Energie aus dem Zerfall, die in die kinetische Energie der Zerfallsprodukte umgewandelt wird.

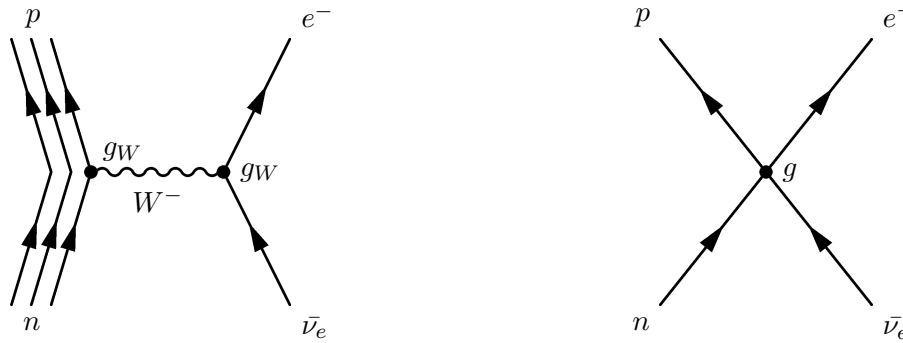
Mit der Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \Rightarrow dp = \frac{1}{c^2} \frac{E}{p} dE, \quad (3.22)$$

lassen sich in Gleichung (3.21) die Impulse durch die Energien von Elektron und Neutrino ersetzen:

$$d\rho = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6 c^8} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} dE_e E_\nu \sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2 c^4} dE_\nu \delta(E_{\text{max}} - E_{\text{kin},e} - E_{\text{kin},\nu}). \quad (3.23)$$

Hierbei wurde eine isotrope Verteilung im Raum angenommen ($\int d\Omega = 4\pi$, $\int d^3x = V$). Da die Energie des Neutrinos unbekannt ist und wir uns nur für die Elektronenenergie



(a) Ein d-Quark wird in ein u-Quark umgewandelt, wobei ein virtuelles W^- -Boson entsteht. Dieses zerfällt in Elektron und Antielektronen-neutrino.

(b) Der Zerfall kann auch zu einer 4-Fermion-Wechselwirkung vereinfacht werden, bei der die Kopplungen an das W^- -Boson und dessen Propagator zusammengefasst werden. Das Verhältnis von Axial- zu Vektorkopplung wird dabei allerdings vernachlässigt.

Abbildung 3.4.: Feynmandiagramme, die den β -Zerfall beschreiben. Dieser gilt für Nukleide, als auch für Neutronen. Unterschiede liegen in der Fermifunktion, die die Anziehung des Elektrons durch den Kern beschreibt.

interessieren, wird über die Energie des Neutrinos integriert. Dadurch wird E_ν aufgrund des aus dem Energieerhaltungssatz folgenden Terms $\delta(E_{\max} - E_{\text{kin},e} - E_{\text{kin},\nu})$ mit $E_{\max} - E_{\text{kin},e}$ ersetzt. Die Neutrinomasse m_ν wird als vernachlässigbar klein angesehen und von hier an mit $m_\nu = 0$ ignoriert:

$$\frac{d\rho}{dE_{\text{kin},e}} = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6 c^6} (E_{\max} - E_{\text{kin},e})^2 (E_{\text{kin},e} + m_e c^2) \sqrt{E_{\text{kin},e}^2 + 2E_{\text{kin},e} m_e c^2} \quad (3.24)$$

Die letztendlich benutzte Formel wird durch Multiplikation mit $F(E_{\text{tot}}, Z, A)$, der Fermifunktion, welche die Anziehung des emittierten Elektrons an den positiv geladenen Kern berücksichtigt, korrigiert (Wilkinson (1970)):

$$F(E_{\text{tot}}, Z, A) = \frac{2(1 + \gamma) \cdot (2pR)^{2(\gamma-1)} \cdot e^{\pi\alpha Z E_{\text{tot}}/p} \cdot |\Gamma(\gamma + i\alpha Z E_{\text{tot}}/p)|^2}{\Gamma(2\gamma + 1)^2} \quad (3.25)$$

$$p = \sqrt{E_{\text{tot}}^2 - 1}$$

$$\alpha = 1/137.036$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$$

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1,25 \text{ fm}$$

E_{tot} ...Gesamtenergie des Elektrons in Einheiten von $m_0 c^2$.

Damit folgt für die differentielle Aktivität eines Kerns:

$$\frac{da(E_{\text{kin}}, E_{\text{max}}, Z, A)}{dE_{\text{kin}}} = a_0 \sqrt{E_{\text{kin}}^2 + 2E_{\text{kin}}} \cdot (E_{\text{max}} - E_{\text{kin}})^2 \cdot (E_{\text{kin}} + 1)^2 \cdot F(E_{\text{kin}} + 1, Z, A) \quad (3.26)$$

a_0 ...Normierungsfaktor

E_{kin} ...kinetische Energie in Einheiten von $m_e c^2$

E_{max} ...maximale kinetische Energie in Einheiten von $m_e c^2$

Z ...Anzahl der Protonen im Tochterkern

A ...Anzahl der Protonen und Neutronen im Tochterkern.

Das normierte theoretische Spektrum kann mit der Zerfallsrate der letztlich verwendeten Quelle multipliziert werden und man erhält das zu erwartende Spektrum. In Abbildung 3.5 ist zu sehen, wie die Aktivität für den Zerfall von ^{90}Sr in Abhängigkeit von der Energie gemäß Gleichung (3.26) zu erwarten ist. Es ist zu erkennen, dass zwei lokale Maxima existieren. Jenes im höheren Energiebereich entsteht durch den Zerfall von ^{90}Y , welches als Zerfallsprodukt von ^{90}Sr ebenfalls in der Quelle enthalten ist.

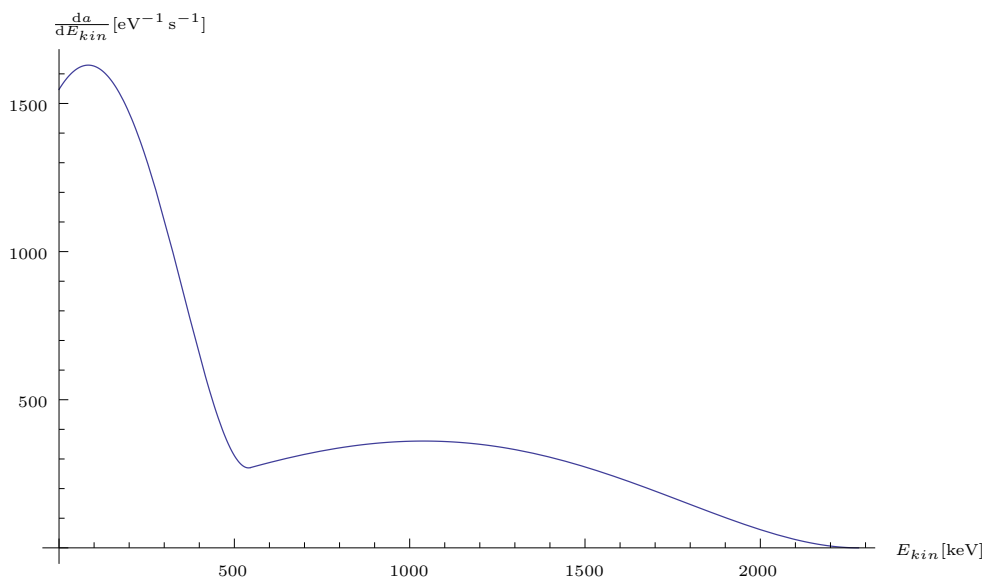


Abbildung 3.5.: Das theoretische Spektrum des ^{90}Sr -Präparats, mit dessen Hilfe die erwartete Ereignisrate (Abbildung 3.6) bestimmt werden kann und welches zur Eichung des Elektronenspektrometers genutzt wird.

3.3.3. Energieauflösung des Spektrometers

Die Breite des Spektrums der letztlich austretenden Elektronen, wird im Wesentlichen von der Größe der Öffnung bestimmt, durch welche die Elektronen gefiltert werden, da mit der Variation des Radius eine Variation der Energie einhergeht. Ausgehend von

3 Planung des Elektronenspektrometers

Gleichung (3.4), berechnet sich jene über

$$\Delta E_{\text{kin}} \approx \frac{dE_{\text{kin}}}{dR} \Delta R = \frac{dE_{\text{kin}}}{dp} \frac{dp}{dR} \Delta R \quad (3.27)$$

$$= \frac{p}{m_e \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_e c}\right)^2}} \cdot p \frac{\Delta R}{R} \quad (3.28)$$

$$= \frac{E_{\text{kin}}^2 + 2E_{\text{kin}} m_e c^2}{E_{\text{kin}} + m_e c^2} \frac{\Delta R}{R} \quad (3.29)$$

$$= E_{\text{kin}} \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{\text{kin}} + m_e c^2} \right) \frac{\Delta R}{R}. \quad (3.30)$$

Mit einer Öffnungsgröße von $\Delta R = 5 \text{ mm}$ an der ersten Blende und einem Radius $R = 90 \text{ mm}$, beträgt die Breite der Linie bei $E_{\text{kin}} = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ etwa 8% der eingestellten kinetischen Energie. Um die erwartete Austrittsrate der Elektronen aus dem Spektrometer zu ermitteln, muss folgendes Integral berechnet werden:

$$\frac{dN(E_{\text{kin}})}{dt} = \int_{E_{\text{kin}} - \Delta E_{\text{kin}}/2}^{E_{\text{kin}} + \Delta E_{\text{kin}}/2} \frac{da}{dE'_{\text{kin}}} dE'_{\text{kin}}. \quad (3.31)$$

Ein numerisches Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

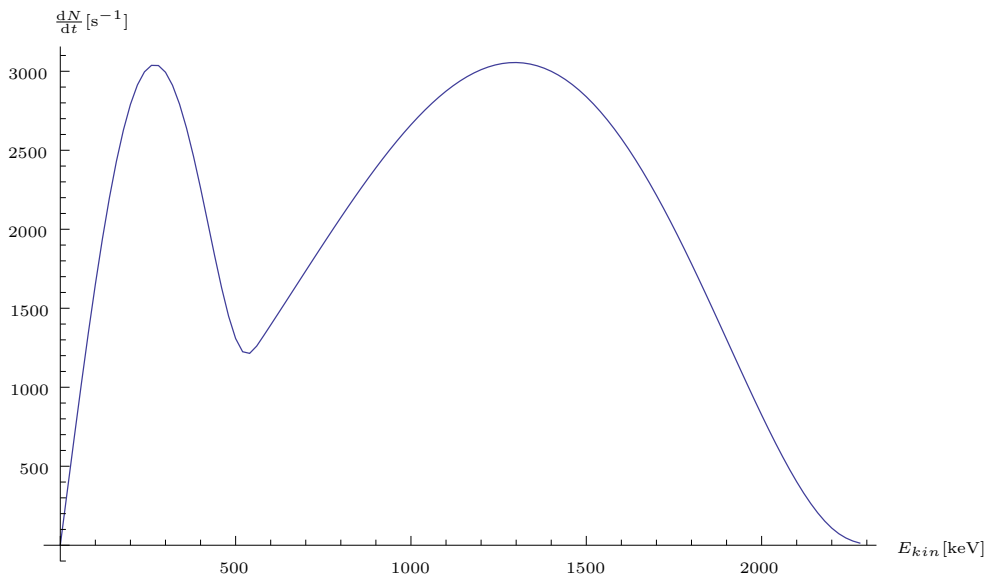


Abbildung 3.6.: Die erwartete Elektronenrate, in Abhängigkeit der Energie, für ein ^{90}Sr -Präparat mit einer Aktivität von 1 GBq. Im Bereich ab 60 keV werden Raten $> 1 \text{ kHz}$ erreicht.

3.4. Kalibration

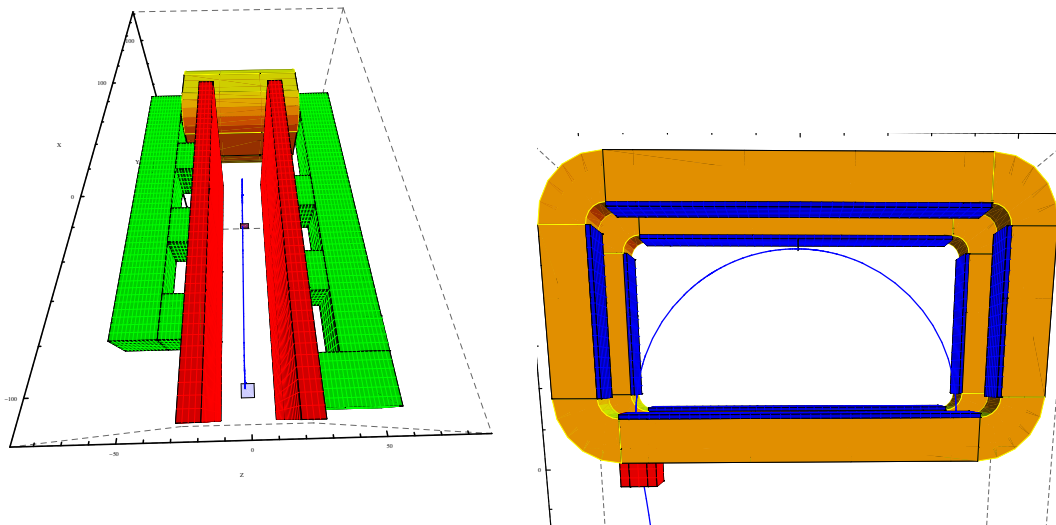
Die zu erwartende Beziehung $E_{\text{kin}}(I)$, also die Abhängigkeit der Energie der austretenden Elektronen vom durch die Helmholtzspulen fließenden Strom, lässt sich zunächst

über das Biot-Savart-Gesetz berechnen, wie es in Abschnitt 3.2.2 gezeigt wird. Des weiteren sind in Abbildung 3.6 sowohl ein lokales Maximum, als auch ein Minimum zu erkennen. Jene kommen zustande, weil die maximalen Elektronenenergien der beiden Zerfälle recht weit auseinander liegen. Der theoretisch erhaltene Wert kann also zusätzlich noch anhand der gemessenen Zählrate $\frac{dN(I)}{dt}$ überprüft werden. Dabei ist es irrelevant, mit welcher Energie die Signale registriert werden, wichtig ist nur die Anzahl der Signale pro Zeiteinheit, da die Triggerfunktion in dem zur Kalibration relevanten Bereich mit 100 % angenommen werden kann (siehe Mest (2011) und Friedl (2008)).

3.5. Simulation

Während der Bachelorarbeit über die Simulation von Elektronenbahnen in PERKEO III (Roick (2010)), ist ein Programm entstanden, mit dessen Hilfe sich Magnetfelder und die Bahnen der Elektronen die sich darin befinden berechnen lassen. Mit der dabei benutzten Radia-Bibliothek (ESRF (2006)) werden Magnetfelder teils analytisch, teils auf Grundlage finiter Elemente, genau berechnet und anschließend für die Simulation der Elektronenbahnen mittels des Runge-Kutta-Verfahrens verwendet. Um die Dauer der Berechnung für Elektronenbahnen zu verkürzen, werden allerdings jetzt die mit Radia berechneten Magnetfelder exportiert und in das Programm magfield3 von Ferenc Glück importiert. Damit werden die Vorteile beider Programme - Berechnung des Einfluss äußerer Felder auf ferromagnetische Stoffe in Radia und schnellere Rechnung in magfield3 - kombiniert.

Die Umsetzung der beiden Konzepte zur Erzeugung des Magnetfeldes ist in Abbildung 3.7 veranschaulicht. Über einen Algorithmus, der überprüft, ob ein Elektron beim



(a) Das Magnetfeld für die planparallelen Platten (b) Um die Elektronen aus dem Magnetfeld der wird durch mehrere Abzweigungen eines Eisenjochs Helmholzspulen zu extrahieren, wird die zweite transportiert. Blende durch Reineisen abgeschirmt.

Abbildung 3.7.: Mit Mathematica veranschaulichte erzeugenden Elemente des Magnetfelds. Zu erkennen sind auch die Blendenöffnungen, die die Elektronen passieren müssen, um aus dem Spektrometer austreten zu können.

Passieren der Blenden die Öffnung trifft, können die Bedingungen gefunden werden, die erforderlich sind, damit ein Elektron aus dem Spektrometer austritt. In einer ausreichend großen Verteilung der Energie und des Austrittswinkels um diese Bedingung herum, werden dann viele Elektronenbahnen simuliert, um zu ermitteln, mit welcher Energieauflösung bei verschiedenen Einstellungen zu rechnen ist. Dabei werden die Parameter jener Elektronen ausgewertet, die beide Blenden passieren. Eine theoretische Berechnung der Anzahl passierender Elektronen in Abhängigkeit der eingestellten mittleren Energie, ist in Gleichung (3.30) zu finden. Des Weiteren kann mit der Simulation überprüft werden, ob die zu erwartende Beziehung

$$E_{\text{kin}} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + (C_1 I)^2} - 1 \right) \quad (3.32)$$

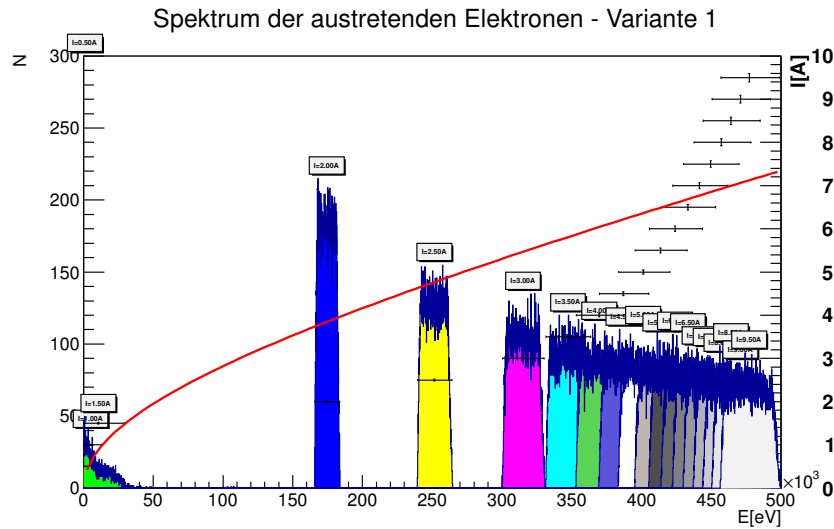
erfüllt wird. Hierbei ist C_1 eine Konstante, die vom Aufbau des Spektrometers abhängig ist und sowohl gemessen, als auch berechnet werden kann. In Abbildung 3.8 sind die Ergebnisse der Simulation aufgeführt. In den beiden Diagrammen sind die erwarteten Ereignisraten, sowie der Energieverlauf in Abhängigkeit des Stroms zur Erzeugung der Magnetfelder aufgeführt. Es ist zu erkennen, dass Inhomogenitäten im Magnetfeld für die planparallelen Platten dazu führen, dass die Energieauflösung der Variante mit den Helmholtzspulen nicht erreicht werden kann. Zudem lässt sich zunächst für die Helmholtzspulen ohne Abschirmung die Energie gemäß Gleichung (3.32) berechnen, während für die planparallelen Platten die Permeabilität des Eisens einen großen Einfluss auf die Erzeugung des Magnetfeldes hat.

3.6. Fazit zur Umsetzung

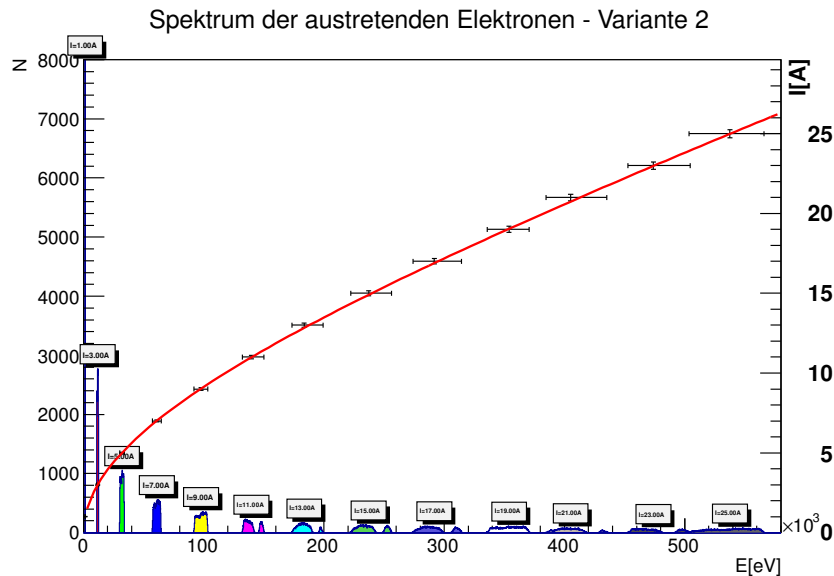
Vorausgegangen in diesem Kapitel sind Überlegungen zur Erfüllung der Bedingungen an das Elektronenspektrometer. Für die Umsetzung müssen die folgenden Anforderungen eingehalten werden:

Magnetische Flussdichte	30	mT
Bahnradius	90	mm
Austrittsrate	1000	s ⁻¹

Mit einer Helmholtzspulengeometrie wie in Abbildung 3.7(b) als Ausgangsdesign, wird ein Spektrometer konstruiert, das diese Anforderungen erfüllt. Darüber hinaus müssen Vorrichtungen zu Steuerung und Überwachungen des Experiments entwickelt werden. Auf die Umsetzung wird im nächsten Kapitel eingegangen.



(a) Die planparallelen Platten gehen für größere Ströme schnell in Sättigung und erlauben keine unbegrenzt hohen Felder. Werden die Platten dicker gewählt, so wird das Feld inhomogen für kleinere Ströme



(b) Der Energieverlauf für die von Helmholtzspulen abgelenkten Elektronen folgt sehr genau den Erwartungen. Es ist erkennbar, dass die Energieauflösung mit steigender Energie abnimmt.

Abbildung 3.8.: Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse für beide Konzepte. Auf der x-Achse ist die kinetische Energie der Elektronen aufgetragen. Die linke y-Achse zeigt die Anzahl der Ereignisse pro Bin des Histogramms, welches die Energieverteilung austretender Elektronen für verschiedene Stromstärken aufzeigt. Die rechte y-Achse ist Skala für die Datenpunkte im Diagramm, welche die mittlere Austrittsenergie für eine bestimmte Stromeinstellung beschreiben. Die rote Linie zeigt den erwarteten Verlauf gemäß Gleichung (3.32).

4. Experimenteller Aufbau

Das Hauptziel der Arbeit war die Konstruktion des Spektrometers und die Überprüfung seiner Funktionstüchtigkeit. Im Folgenden werden einige praktische Aspekte auf dem Weg dort hin beleuchtet. Ein großer Anteil der Arbeit war die Erstellung der Kontrollmechanismen, sowie deren Überprüfung.

4.1. Spulen

Nachdem die vorangegangenen Überlegungen ergeben haben, das Magnetfeld mittels Helmholtzspulen zu erzeugen, wird eine praktische Umsetzung der schematischen Zeichnung in Abbildung 3.2(b) gesucht. Die Form der gebauten Spule ist in Abbildung 3.7(b) gut zu erkennen. Um den Draht in dieser Form aufwickeln zu können, wird ein Spulenkörper, für die Blenden eine Halterung benötigt. Mithilfe der Konstruktionsabteilung¹ des Physikalischen Instituts wurde eine Lösung gefunden, die diese Anforderungen umsetzt. Eine Zeichnung, nach welcher die Spulenkörper gebaut wurden, ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Zudem ist das Instrument vollständig von Blechen umgeben, um das unkontrollierte Austreten von Elektronen zu verhindern.

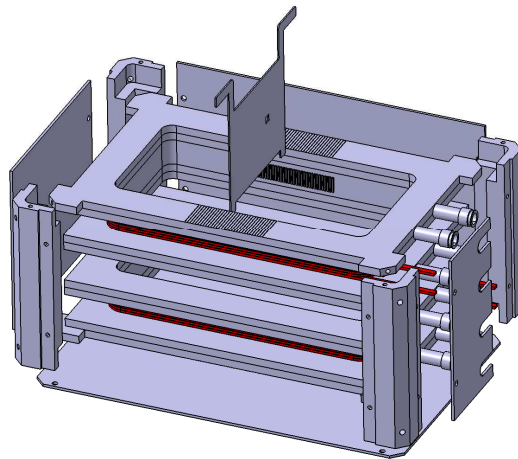


Abbildung 4.1.: In der Konstruktionsabteilung angefertigtes Modell der Spulenkörper und der Verkleidung des Instruments. Auf der rechten Seite sind die Anschlüsse zur Kühlung zu erkennen. Die erste Blende lässt sich entlang der Breite der Spule an verschiedenen Positionen einsetzen.

¹Vielen Dank an Kevin Stumpf, der aus einer schematischen Zeichnung ein nachhaltig nutzbares Instrument entworfen hat.

4.1.1. Kühlung

Bei der Kombination von erforderlicher Stromstärke und Windungszahl, ist eine gewisse Wärmeentwicklung zu erwarten. Da sich die Spulen im Vakuum befinden und somit kaum Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfinden kann, muss die Wärme über ein Kühlsystem abgeführt werden. Die erforderliche Kühlleistung wird im Folgenden abgeschätzt.

Breite der Spule	l	20	cm
Höhe der Spule	h	10	cm
Krümmungsradius der Spulenecken	r	1	cm
Dicke des Drahts	d	1,25	mm
Breite des Drahts	b	3,15	mm
Abstand benachbarter Drähte	Δd	0,5	mm
Spezifischer Widerstand Kupfer (Berber u. a. (1986))	ρ	$1,67 \cdot 10^{-2}$	$\Omega\text{mm}^2/\text{m}$
Temperaturkoeffizient Kupfer (Berber u. a. (1986))	α	$3,9 \cdot 10^{-3}$	
Effektiver Querschnitt des Drahts	A	2,5	mm^2
maximale Temperaturabweichung von 20 °C	ΔT	± 40	K

$$\text{Drahtlänge einer Windung in } i\text{-ter Lage: } u(i) = 2(l + h - 4r) + 2\pi(r + (i - 1/2)(d + \Delta d))$$

$$\text{Länge des Drahts für eine Spule: } L = 6 \sum_{i=1}^{15} u(i) = 59,9 \text{ m}$$

$$\Rightarrow \text{Gesamtwiderstand einer Spule: } R = \rho(1 \pm \alpha\Delta T) \frac{L}{A} = (0,400 \pm 0,062) \Omega$$

$$\Rightarrow \text{Wärmeabgabe (bei 35 A): } P = RI^2 = (490 \pm 76) \text{ W}$$

In den Labors des Physikalischen Instituts sind Anschlüsse vorhanden, um bis zu 3 kW Wärmeleistung abzuführen. Um diese nutzen zu können, wurde die Kühlung in den Spulenkörper so integriert, dass jede der Spulen von beiden Seiten gekühlt wird.

4.1.2. Aufwickeln des Drahts

Zur Wicklung der Spulen wurde mit Kapton[®] ummantelter Kupferdraht (Querschnitt $3,15 \times 1,25 \text{ mm}^2$) verwendet. Damit passen auf den Spulenkörper mit 20 mm Breite 6 Windungen nebeneinander. Auf die Höhe von ebenfalls 20 mm ließen sich 15 Lagen aufbringen, was zu einem Füllfaktor von 0,89 führt. Der Windungswechsel, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, erfolgte dabei so, dass für jede Lage die gleiche Anzahl von Windungen erreicht wurde. Verklebt wurde die fertige Wicklung mit Stycast[®], welches sowohl elektrisch isolierend, als auch sehr gut wärmeleitend ist. Dazu wurde der Spulenkörper abgeklebt und durch Erzeugen eines Vakuums der Kleber durch die Freiräume zwischen die Windungen gesaugt. Damit hat der Kleber guten Kontakt zum Draht und Lufteinschlüsse können vermieden werden. In Abbildung 4.3 sind die Spulen vor dem Verkleben, als auch danach, eingebaut, zu sehen.

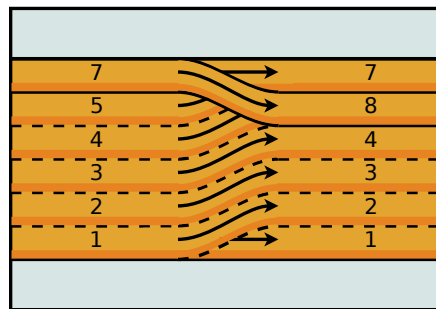
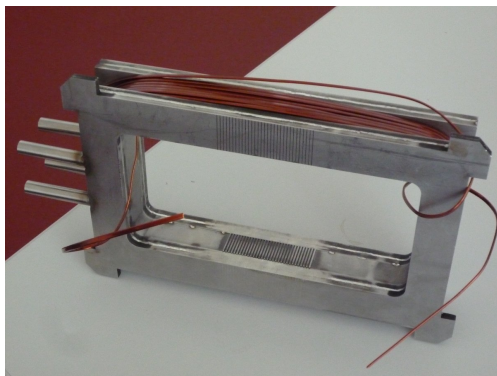
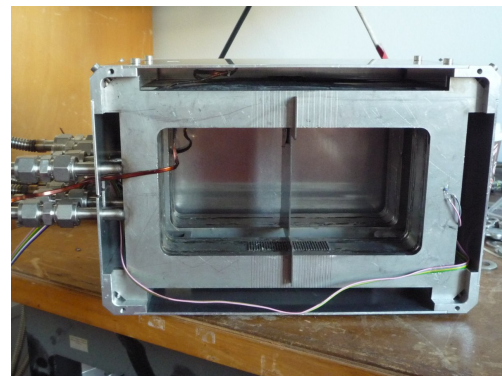


Abbildung 4.2.: Der Draht wird wie hier gezeigt, den aufsteigenden Nummern folgend, gewickelt. Beim Übergang von 0 auf 1, sowie von 6 auf 7 wird dabei in eine neue Lage gewechselt.



(a) Aufgewickelter Kupferdraht. Zum Verkleben werden die Spulenkörper anschließend abgeklebt.



(b) Eingebaute Spulen. Die Kühlschläuche befinden sich bereits an den Anschlüssen. Außerdem ist einer der Temperatursensoren zu erkennen.

Abbildung 4.3.: Spulenkörper mit aufgewickeltem Kupferdraht. Der Kleber wurde nach Abkleben der Spulen mittels Vakuum durch den Spulenkörper gezogen. Er besitzt eine hohe Wärmeleitfähigkeit und ermöglicht damit die Kühlung der Spulen im Vakuum.

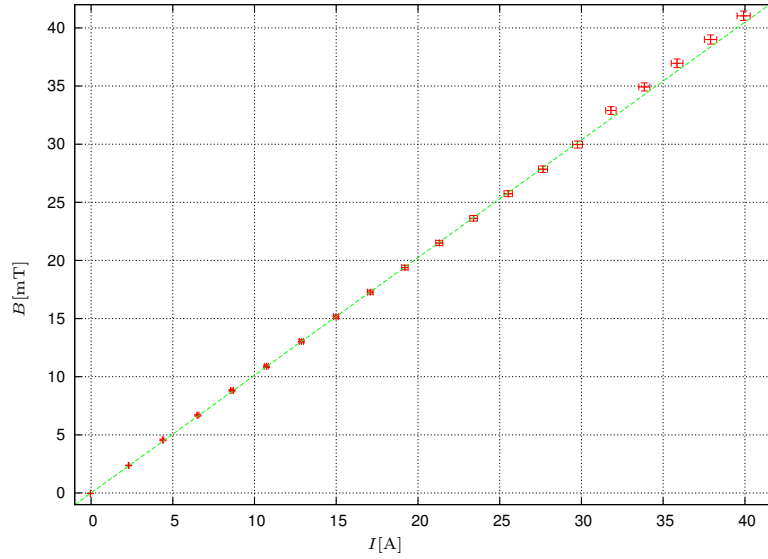


Abbildung 4.4.: Die Messung des magnetischen Feldes in Abhängigkeit vom durch die Spulen fließenden Strom, ergibt den erwarteten linearen Zusammenhang. Mit der einfachen Faustformel $1 \text{ A} \sim 1 \text{ mT}$ lässt sich eine gewünschte Einstellung schnell abschätzen.

4.1.3. Magnetische Felddichte

Bei den vorangegangenen Simulationen wurde von 108 Windungen ausgegangen. Für die letztlich erreichte Windungszahl von 6×15 muss die B/I -Beziehung neu ermittelt werden. Entsprechend der in Abschnitt 3.2.2 gemachten Rechnung, beträgt nun das Verhältnis

$$\text{Magnetfelddichte : Stromstärke} = 1,057 \text{ mT A}^{-1}.$$

Hierbei wurde die Feldstärke beim Durchgang durch die erste Blende als Referenz verwendet. Dementsprechend ergibt sich für die Gleichung (3.32) ein theoretischer Wert

$$C_1^{\text{theo}} = \frac{2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ m/s} \times 9 \text{ cm}}{510,998\,928 \text{ keV}} \times 1,057 \text{ mT A}^{-1} = 0,0558 \text{ A}^{-1}. \quad (4.1)$$

Eine Messung des Feldes in Abhängigkeit des Stroms hat die in Abbildung 4.4 aufgeführten Werte ergeben. Mit einem Fit an die Messdaten findet sich damit für die Gleichung (3.32) das Verhältnis

$$(B/I)_{\text{exp}} = 1,012(30) \text{ mT A}^{-1} \quad (4.2)$$

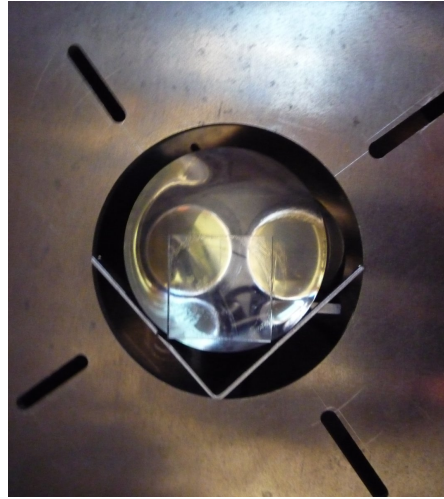
der Parameter

$$C_1^{\text{exp}} = 0,0534(16) \text{ A}^{-1}.$$

Um das gewünschte Feld von 30 mT zu erreichen, wird somit eine Stromstärke von $\approx 30 \text{ A}$ benötigt.



(a) Lichtleiter mit zwei Photomultipliern und Labormaskottchen



(b) Lichtleiter mit Szintillator, eingebaut in die Vakuumentonne

Abbildung 4.5.: Der Lichtleiter transportiert die vom Szintillator kommenden Photonen zu den Photomultipliern. Im Vakuumentonne befindet er sich auf einer eigens dafür konstruierten Halterung.

4.2. Elektronendetektion

Die Elektronen werden mittels eines Plastiksintillators (Bicron BC-400, Bicron (1998)) in Kombination mit zwei Mesh-Photomultipliern R5924 von Hamamatsu (Hamamatsu Photonics K.K. (1995)) detektiert. Ein in den Szintillator eindringendes Elektron verliert dort seine Energie und gibt diese in Form von Photonen ab. Das Szintillatormaterial gibt zunächst UV-Licht ab. Durch ein dem Material zugesetzten fluoreszierenden Stoff wird das UV-Licht in sichtbares Licht umwandelt, welches dann von den Photomultipliern detektiert wird. Die Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Bicron (1998) aufgeführt.

Es werden zwei Photomultiplier in Koinzidenzschialtung benutzt, um Dunkelpulse zu unterdrücken. Damit die Photonen beide Photomultiplier erreichen, befindet sich der $40\text{ mm} \times 40\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ große Szintillator auf einem Lichtleiter (s. Abbildung 4.5), der das austretende Licht adiabatisch weiterleitet und auf die Photomultiplier verteilt. Dort angekommen, erzeugt ein Photon mit einer Quanteneffizienz von $\approx 25\%$ ein Photoelektron, welches über Mesh-Dynoden vervielfacht und somit zu einer Ladung umgewandelt wird. Meshphotomultiplier werden verwendet, um den Einsatz in einem äußeren Magnetfeld zu ermöglichen. Sie weisen überdies ein sehr temperaturstabiles Verhalten auf. Im Abschnitt 4.3.1 wird erklärt, wie das Signal weiter verarbeitet wird.

Die Anzahl der entstehenden Photonen ist abhängig von der Energie des zu detektierenden Elektrons. Im Bereich hoher Energien, ist dieser Zusammenhang linear (s. Bicron (1998)), für kleinere Energien bis 300 keV soll das Verhalten mithilfe des Elektronenspektrometers ermittelt werden.

4.3. Steuerung der Messung

4.3.1. Hardware

Ein Großteil der benötigten Messelektronik entspricht den Anforderungen der PERKEO III-Messungen. Die Elektronik für dieses Experiment wird in (Mest (2011)) vorgestellt. Für PERKEO III wird zum großen Teil NIM-Elektronik benutzt, die flexibel ist, deren Verkabelung allerdings schnell schwer zu überblicken ist. Damit ist die Fehlersuche sehr aufwendig.

In der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts, wurde und wird die sogenannte LogicBox (von Walter (2012)) entwickelt, mithilfe derer die Verdrahtung einzelner logischer Module ebenfalls schnell und flexibel möglich ist. Der Unterschied ist dabei, dass die Module nicht in verschiedenen NIM-Elementen verbaut sind, sondern per FPGA auf einer einzelnen Karte untergebracht werden können. Somit werden die Elemente also nicht tatsächlich mit Kabeln verdrahtet, sondern intern über Multiplexer miteinander verschaltet. Angesteuert wird die LogicBox eigentlich per LabVIEW[®], über eine USB- bzw., wie in diesem Fall, VME-Schnittstelle. Allerdings wurde im Hause für die eigenen Bedürfnisse eine C++-Bibliothek entwickelt, die die Integration in vorhandene Messprogramme einfacher macht. Diese Bibliothek wurde im Rahmen dieser Arbeit angepasst und erweitert und wird mittlerweile auch offiziell als Ansteuerungsschnittstelle angeboten.

Neben der Motivation, die Steuerung der Messungen mit dem Elektronenspektrometer über die LogicBox umzusetzen, wurde auch die Verkabelung für PERKEO III in dessen Messprogramm integriert. Dadurch werden Platz, Kosten und Zeit am Experimentierplatz eingespart².

Steuerungslogik

Das Signal der Photomultiplier wird an einen Linear Fan-Out weitergeleitet, durch welchen es sowohl zu einem Diskriminator, als auch zu QDCs gesendet wird, welche Teil der LogicBox sind. In jenen wird die Ladung gemessen, die sich nach Auslösen eines Triggers während einer bestimmten Zeit (typischerweise 300 ns) in einem Kondensator angesammelt hat. Dieser Trigger wird nur geschaltet, wenn beide Photomultiplier gleichzeitig ein Signal aussenden und der Messvorgang gestartet wurde. In Abbildung 4.6 ist die verwendete Steuerungslogik schematisch aufgeführt, welche in Tabelle 4.1 erklärt wird.

Stromsteuerung

Der Strom zum Betreiben der Spulen wird von einem M14C-Netzgerät der THORN EMI Technology GmbH bezogen. Dieses Gerät besitzt die Möglichkeit der Stromsteuerung über eine Steuerungsspannung von 0 bis 5 V. Die digitalen Ausgänge der LogicBox besitzen hingegen nur die Möglichkeit ein *Low*- bzw. ein *High*-Signal zu erzeugen, also entweder 0 oder 2 bis 5 V. Variabel ist hingegen die Frequenz mit der jene Zustände ausgegeben werden. Daher wird zur Stromsteuerung ein Frequenz-Spannungswandler

²Hier gilt der Dank Venelin Angelov, der bestehende Timing-Probleme mit der LogicBox zu beheben hat. Damit war es möglich die Größe des internen Speichers zu erhöhen, um somit eine höhere Datenrate zu erreichen.

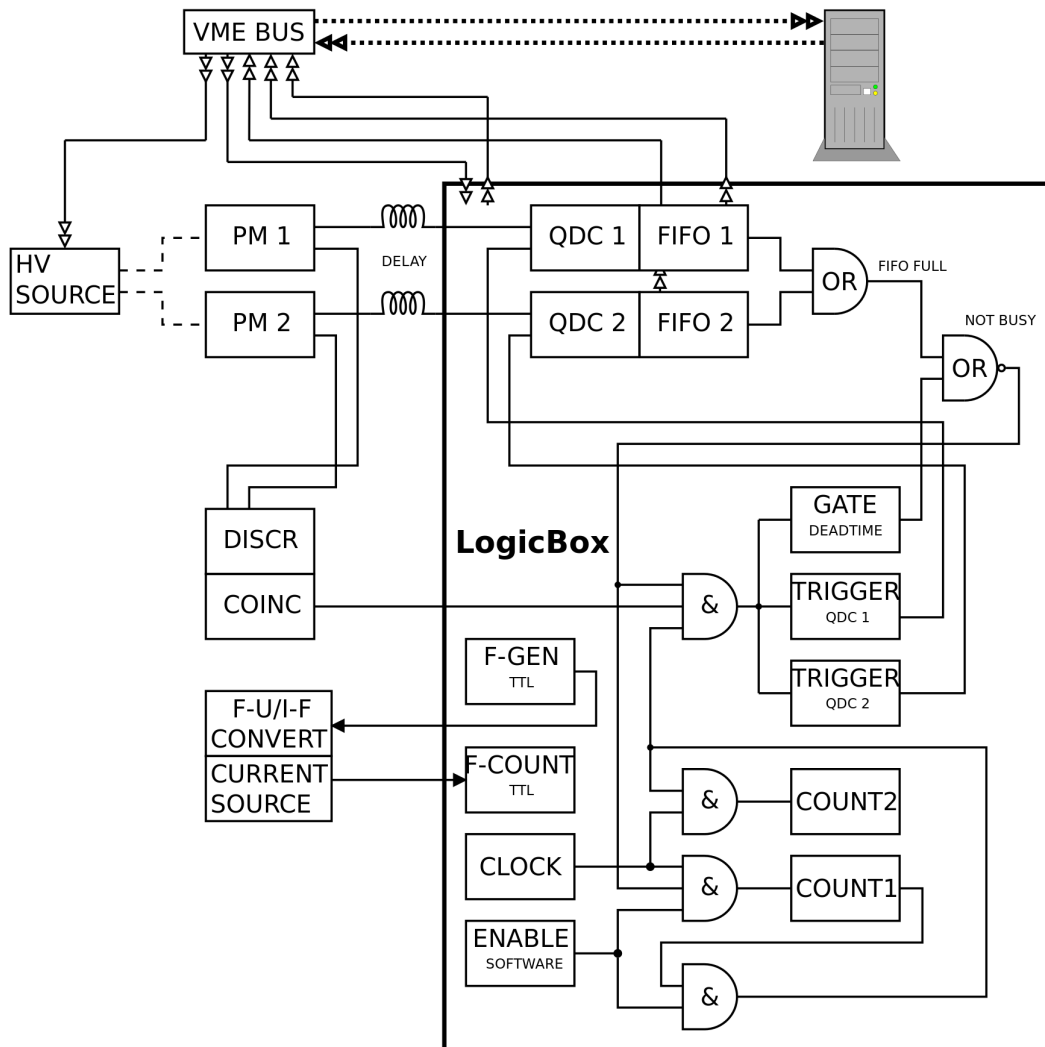


Abbildung 4.6.: Schema des logischen Aufbaus der Messelektronik. Die Bezeichnungen sind in Tabelle 4.1 erklärt. Die Hochspannung zum Betrieb der Photomultiplier wird ebenfalls von einer VME-Karte ausgegeben, diese ist jedoch nicht mit der LogicBox verknüpft.

Bezeichnung	Erklärung
VME BUS	Modul für die Datenübertragung von den VME-Modulen zum Computer
HV SOURCE	Hochspannungsquelle für den Betrieb der Photomultiplier
PM	Photomultiplier die die vom Szintillator kommenden Photonen aufnehmen
DELAY	Verzögerung des Signals, um der Elektronik das Starten der Messung zu gestatten
QDC	Ladungsimpulsmesser, wandelt eine Ladungsmenge in einen 16-bit-Wert um
FIFO	FIFO zur Zwischenspeicherung der Daten aus den QDCs
DISCR	Diskriminator zur Umwandlung eines Analogimpulses in ein digitales Signal
COINC	Koinzidenzeinheit, sendet ein Signal bei mehreren gleichzeitig ansprechenden Photomultipliern
GATE	Digitales Signal für eine Dauer von 1000 ns, das ein erneutes Starten einer QDC-Messung verhindert
F-U/I-F CONVERT	Frequenz-Spannungs-/Strom-Frequenzwandler (s. Abschn. 4.3.1)
CURRENT SOURCE	Stromquelle (s. Abschn. 4.3.1)
F-GEN	Frequenzgenerator
F-COUNT	Frequenzzähler
CLOCK	Taktgeber für die Zähler
COUNT2	Zähler, misst die real vergangene Zeit während eines Messzyklus
COUNT1	Zähler, misst die effektiv genutzte Zeit während eines Messzyklus, stoppt einen Messzyklus
ENABLE	Vom Nutzer generiertes logisches Signal zum Starten und Stoppen eines Messzyklus

Tabelle 4.1.: Erklärungen zu den in Abbildung 4.6 benutzten Bezeichnungen

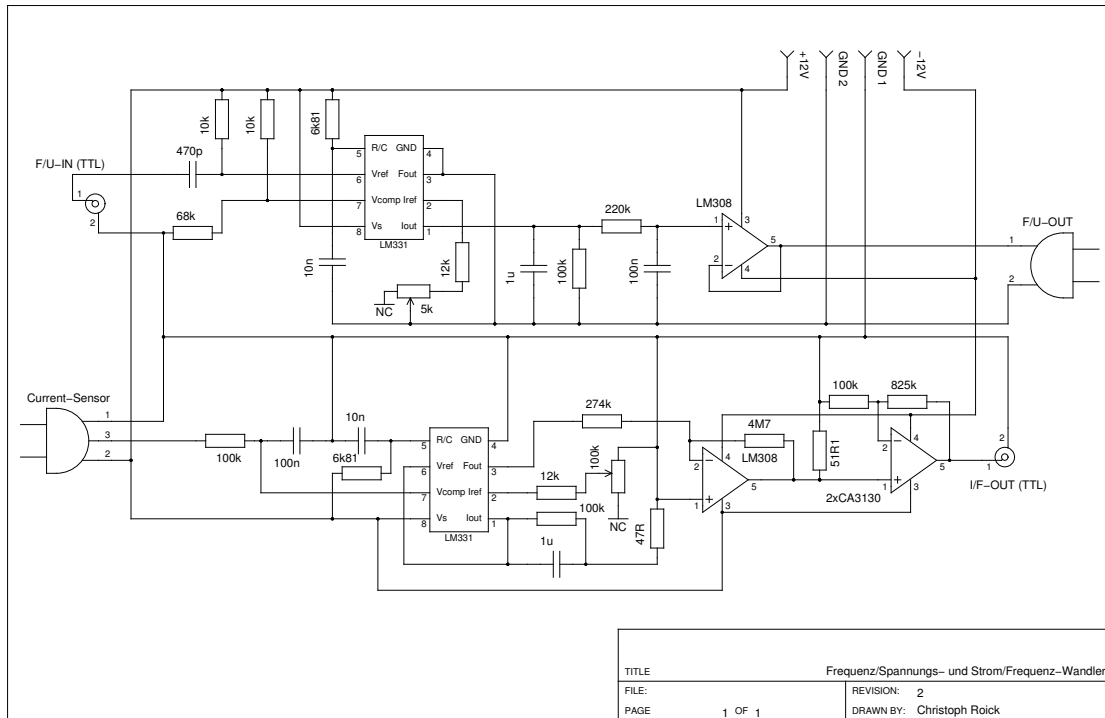


Abbildung 4.7.: Schaltplan des f/U- bzw. I/f-Wandlers. Im oberen Teil ist der f/U-Wandler zu sehen, im unteren der I/f-Wandler. Um eine ausreichend große Ausgangsspannung sicherzustellen, sind Operationsverstärker eingesetzt. Die Frequenzumwandlung geschieht durch einen LM331-IC.

zwischen geschaltet, der im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist. Ein Teil der Schaltung ist dem Datenblatt zum verwendeten Spannungs-Frequenzwandler *LM331* entlehnt (National Semiconductor Corporation (2006)).

Um sicherzustellen, dass der eingestellte Strom auch wirklich erreicht wird, ist im gleichen Modul ein Strom-Frequenzwandler umgesetzt, mit dessen Hilfe und der LogicBox wiederum der tatsächlich fließende Strom, bzw. das zwischen den Spulen erzeugte Magnetfeld, gemessen werden kann. Zur Strommessung induziert der um einen Eisenkern fließende Strom ein Magnetfeld, welches wiederum eine Spannung in einem Hallensensor erzeugt. Diese Spannung wird in eine Frequenz umgewandelt und kann mit einem Frequenzzähler in der LogicBox verarbeitet werden.

In Abbildung 4.7 kann die Funktionsweise anhand des Schaltplans nachvollzogen werden. Die Arbeitsweise des *LM331* kann ebenfalls in (National Semiconductor Corporation (2006)) nachgelesen werden. Zur Eichung des Strommessers wird eine Magnetfeldsonde verwendet, auch um ein direktes Verständnis der physikalischen Vorgänge der einfließenden Parameter bei der Elektronenablenkung zu erhalten. Somit wird die aktuelle Stromeinstellung als magnetische Felddichte in mT angegeben.

Stabilität Die Stabilität des fließenden Stroms und dessen Messung, ist vor allem durch die Stabilität der Versorgungsspannung und den Einfluss durch die Temperatur bedingt. Der Einfluss auf die digitale Elektronik der LogicBox kann, verglichen dazu, als vernachlässigbar angesehen werden.

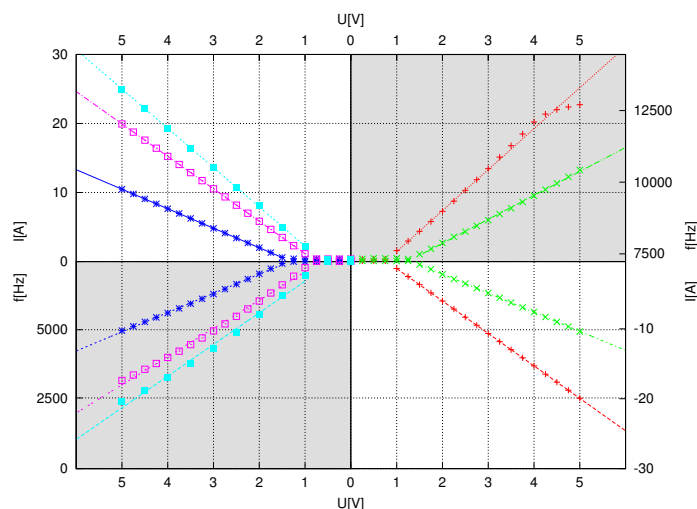


Abbildung 4.8.: Messung des Stroms in Abhängigkeit der Steuerungsspannung (x-Achse). An der y-Achse sind jeweils die gemessene Frequenz am I/f-Wandler (grau hinterlegt), bzw. der mit einem externen Strommesser ermittelte Strom abzulesen. Dem Abknicken der Frequenzmesswerte in höheren Strombereichen wurde später mit einer Verschiebung des Nullpunkts entgegengewirkt.

Mit mehreren Messungen wurde sichergestellt, dass die Abweichung der 0 bis 5 V-Steuerungsspannung vom Sollwert bei $< 0,5\%$ liegt. Somit liegt die Unsicherheit eher bei der Bestimmung des maximalen Ausgangsstroms bei 5 V-Steuerungsspannung. Dazu ist in Abbildung 4.8 der mit einem Multimeter gemessene Strom gegen den in der Software eingetragenen Sollwert der Steuerungsspannung aufgetragen. Um sicherzustellen, dass eine Eichung des Strommessers nicht häufiger wiederholt werden muss, wurde der Frequenzgang bei verschiedenen Strömen im Tagesverlauf gemessen. Die dabei in Abbildung 4.9 zu sehenden auftretenden Schwankungen im $0,1\%$ -Bereich hängen mit der Sonneneinstrahlung ins Labor und Temperaturänderungen durch Messapparaturen zusammen.

Temperaturüberwachung

Um zu überprüfen, dass die Kühlung ausreichend ist, um die Temperatur der Spulen ausreichend klein zu halten, ist an jedem Kühlkörper ein PT100-Widerstand befestigt. Gemäß DIN EN 60751 verhält sich der Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur (in $^{\circ}\text{C}$) folgendermaßen:

$$R_{PT100}(T) = 100 \Omega \times (1 + 3,9083 \cdot 10^{-3} /^{\circ}\text{C} \times T - 5,775 \cdot 10^{-7} /^{\circ}\text{C}^2 \times T^2). \quad (4.3)$$

Für eine Temperatur von 60°C mäße man somit einen Widerstand von $123,6 \Omega$. Um zu überprüfen, dass eine bestimmte Temperatur nicht überschritten wird, wird die in Abbildung 4.10 gezeigte Schaltung verwendet. Die Stromzufuhr zu den Spulen wird nur so lange bereitgestellt, wie am Ausgang der Schaltung genug Strom fließt, um die Bedingung für den NIM-Standard zu erfüllen.

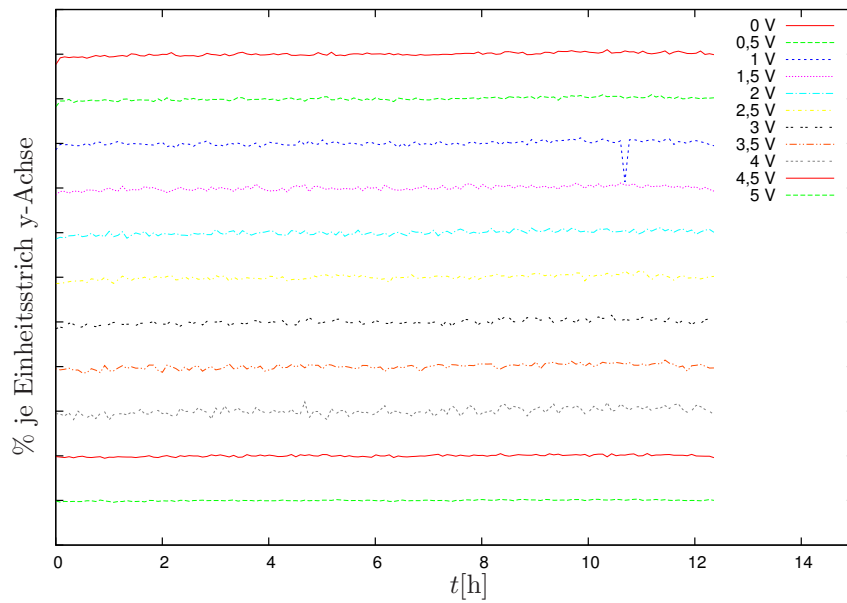


Abbildung 4.9.: Relative Abweichungen der Magnetfeldmessung vom Mittelwert im Verlauf eines halben Tages, mit Eingangsströmen 0 bis 20 A.

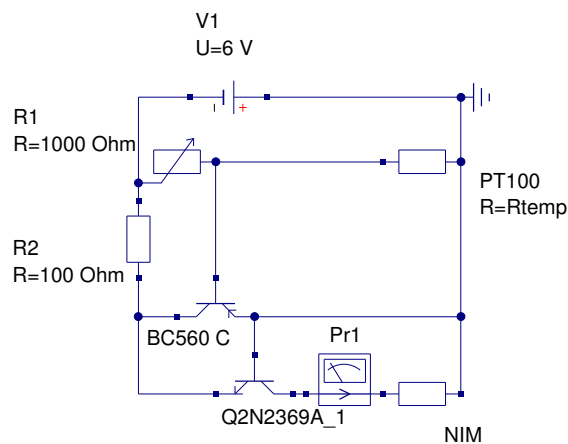


Abbildung 4.10.: Die Temperatur am Spulenkörper wird mit dieser während der Arbeit entwickelten Schaltung überwacht. Steigt der Widerstand über einen kritischen Wert, wird der Transistor so geschaltet, dass über den Ausgang kein Strom mehr fließt. Über die Verschaltung in der LogicBox wird dann die Stromzufuhr zu den Spulen unterbrochen, sodass keine Wärme mehr zugeführt werden kann.

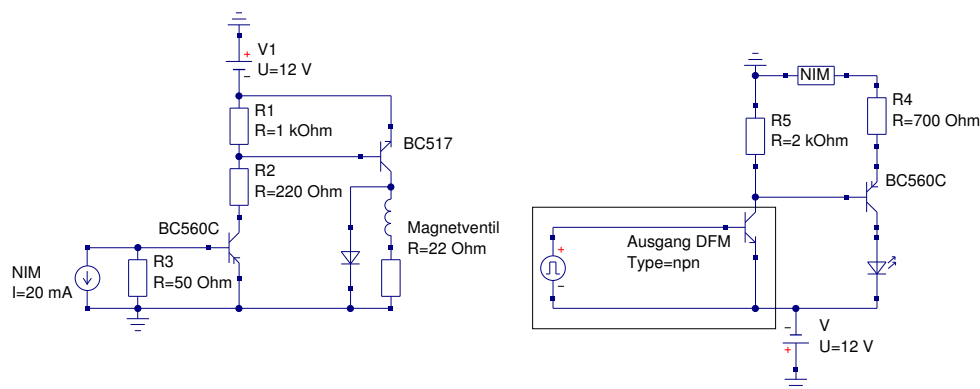


Abbildung 4.11.: Zur Überwachung und Steuerung des Kühlwasserflusses werden zwei Schaltungen verwendet. Fließt am Eingang der Ventilsteuerung ein Strom entsprechend des NIM-Standards, erlaubt der Transistor am Eingang des Ventils den Stromfluss, durch welchen das Ventil geöffnet wird. Es schließt automatisch, sobald der Stromfluss unterbrochen ist. Die gegen Stromrichtung geschaltete Diode dient dem Abfluss von Induktionsströmen, die sonst den Transistor zerstören würden. Der zweite Teil der Schaltung wandelt das Ausgangssignal des Durchflussmessers in ein NIM-Signal um. Durch einen Zähler in der LogicBox, kann die aktuelle Durchflussmenge ermittelt werden.

Kühlwasserüberwachung

Über zwei Durchflusssensoren am Eingang und Ausgang der Kühlung wird überprüft, dass der Kühlwasserdurchfluss ausreichend groß ist und im Kühlkreislauf kein Wasser verloren geht. Die Signalfrequenz der Sensoren ist abhängig von der Durchflussmenge und wird von der LogicBox registriert. Bei Abweichungen vom Sollwert, wird mittels eines Magnetventils der Kühlwasserfluss unterbrochen um dem Eintreten von Kühlwasser ins Labor oder gar das Vakuum vorzubeugen. Das Gleiche geschieht bei einem Druckabfall unter den Sollwert (s. Abschnitt 4.3.1). Die entwickelte Schaltung für die Ansteuerung des Magnetventils und der Treiber zur Umwandlung des Signals der Durchflusssensoren in NIM-Standard ist in Abbildung 4.11 zu sehen.

Drucküberwachung

Die Überwachung des Drucks dient vor allem dem Schutz der Photomultiplier und der Turbopumpe. Das Druckmessgerät ermöglicht das Öffnen und Schließen von Relais in Abhängigkeit eingestellter Druckschwellwerte (Balzers). Sollte der Druck über einen Wert von $3 \cdot 10^{-5}$ mbar steigen, wird sofort die Hochspannung ausgeschaltet, die Stromzufuhr zu den Spulen unterbrochen und der Kühlwasserdurchfluss gesperrt. Zudem wird die Turbopumpe heruntergefahren. Der Hauptgedanke ist hierbei, dass plötzlich auftretende Lecks Wassereintritt in das Vakuum ermöglichen könnten. Bei der Produktion der Kühlkörper und -schläuche kam es zu Problemen, die ein nachträgliches Suchen und Reparieren von Lecks notwendig machten. Dies könnte sowohl die Turbopumpe zerstören, als auch durch Spannungsüberschläge, die Photomultiplier.

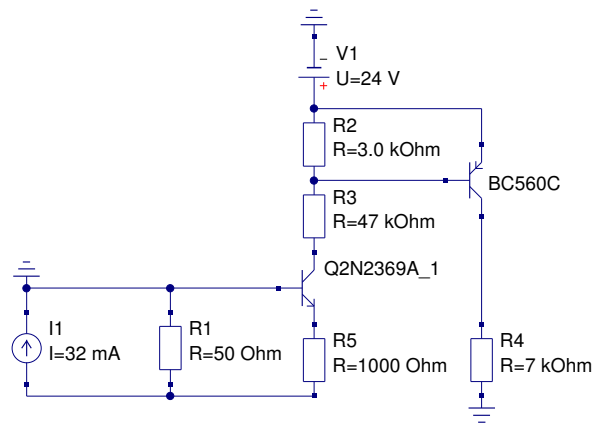


Abbildung 4.12.: Der Motor der Turbopumpe wird angetrieben, wenn ein NIM-Signal den entsprechenden Schalter über den Remote-Stecker der anspricht. Sollte der Druck plötzlich abfallen, was ein Hinweis auf eindringendes Kühlwasser ist, wird die Turbopumpe abgeschaltet.

Hochspannungssteuerung

Die Hochspannung wird von einem VME-Modul bereitgestellt. Dieses befindet sich in einem separaten VME-Crate, um ein Übersprechen mit den QDCs zu vermeiden. Über eine Security-Loop kann die Hochspannung jederzeit sofort abgeschaltet werden, z.B. wenn der die Photomultiplier umgebende Druck zu schlecht wird. Jene werden nur versorgt, wenn die gesamte Zeit über einen 2-poligen-Anschluss ein Strom fließt, welcher von der LogicBox erzeugt wird und durch die Relais am Druckmessgerät unterbrochen werden kann.

4.3.2. Software

Durch die Verwendung von Messsoftware, kann das Experiment vollkommen automatisiert durchgeführt werden. Neben der Steuerung des Stroms (s. Abschnitt 4.3.1), wird die Hochspannung zum Betrieb der Photomultiplier über eine von der QDC-Messung unabhängige VME-Schnittstelle geregelt. Das C++-Interface für diese Ansteuerung entstand während dieser Arbeit.

Das in Anlehnung an Dackel, dem PERKEO III Datenerfassungsprogramm (Kaplan (2007)) entstandene neue Messprogramm Elise (Electron Impact Scintillator Experiment) verbindet die Kontrolle der verschiedenen Klassen zur Hardwareansteuerung und bietet eine einfache Methode zur Messüberwachung und -steuerung. Im Zuge der Entwicklung von Elise wurde auch Dackel überarbeitet, übersichtlicher gestaltet und an die teilweise neue Hardware angepasst. Dackel dient der Aufnahme der Messdaten für PERKEO III, was die Ansteuerung eines TDCs beinhaltet, um unterscheiden zu können, auf welchen der beiden Detektoren ein Elektron zuerst getroffen ist. Ein wesentlicher Unterschied in der Bedienung ist die Möglichkeit, Elise interaktiv zu steuern, da im Zuge einer Messung häufiger Änderungen an den Einstellungen vorgenommen werden müssen. Es bietet außerdem die Möglichkeit, gemessene Daten sofort histogrammiert darzustellen, um den Einfluss von Parameteränderungen einfach überblicken zu können. Ein Auszug des Programmablaufs ist in Abbildung A.1 zu sehen.

5. Messung

In diesem Kapitel werden die bei der ersten Inbetriebnahme aufgenommenen Daten vorgestellt. Mit einer Testquelle einer Aktivität von etwa 100 MBq, werden Daten zur Kalibration des Spektrometers aufgenommen. Für präzise Messungen muss die Erzeugung von Bremsstrahlung durch Einsatz von Plexiglasplatten und einem neuen Kollimator aus Plexiglas vermindert werden.

5.1. Kalibration

Vor Einsatz des Spektrometers zur Untersuchung des Detektors, muss sichergestellt sein, dass sich die Energie der Elektronen gemäß der Erwartungen einstellen lässt. Dafür wird die Anzahl der austretenden Elektronen mit Gleichung (3.32) verglichen und dementsprechend eine Eichung festgestellt.

5.1.1. Test der QDCs

Um die Funktion der QDCs und das Zusammenspiel mit dem Hochspannungsmodul zu überprüfen, wurde ein Testaufbau mit dem Messprogramm Elise betrieben. Dieser besteht aus einem Plastiksziintillator, auf einem Photomultiplier befestigt und einer ^{207}Bi -Quelle, welche Elektronen auf den Plastiksziintillator emittiert. Das gemessene Spektrum ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Messung des Untergrundsignals war in diesem Aufbau nicht vorgesehen.

5.1.2. Untergrund

Vor dem Einsetzen der Quelle in das Spektrometer, wurde zunächst der Aufbau ohne den Elektronenstrahl getestet. Bei der Messung des Untergrundsignals ohne eingesetzte Quelle, konnte eine leichte Druckabhängigkeit festgestellt werden, die allerdings die Erwartung bestätigt, dass der Druck bei der Bestimmung des Untergrunds keinen großen Einfluss hat. Bei einer Rate von weniger als 20 Signalen pro Sekunde, sind diese der kosmischen Hintergrundstrahlung zuzuordnenden Einflüsse zu vernachlässigen (s. Abbildung 5.2).

Wesentlich entscheidender ist die Charakterisierung des Untergrundsignals mit eingesetzter Quelle. Durch abgebremste Elektronen entsteht Röntgenstrahlung, welche im Detektor durch den Comptoneffekt Elektronen beschleunigt, die wiederum im Szintillator detektiert werden und somit Signale im Photomultiplier auslösen. Durch Abschirmen der Quelle mittels Bleifolie ließ sich das Untergrundsignal von 1,5 kHz auf 130 Hz reduzieren. Mit einem erwarteten Verhältnis von Signal zu Untergrund von 1 : 1 im Bereich des Peaks, wird nach jeder Messung der Untergrund ebenso lange gemessen wie das Signal und anschließend histogrammiert vom Signal abgezogen.

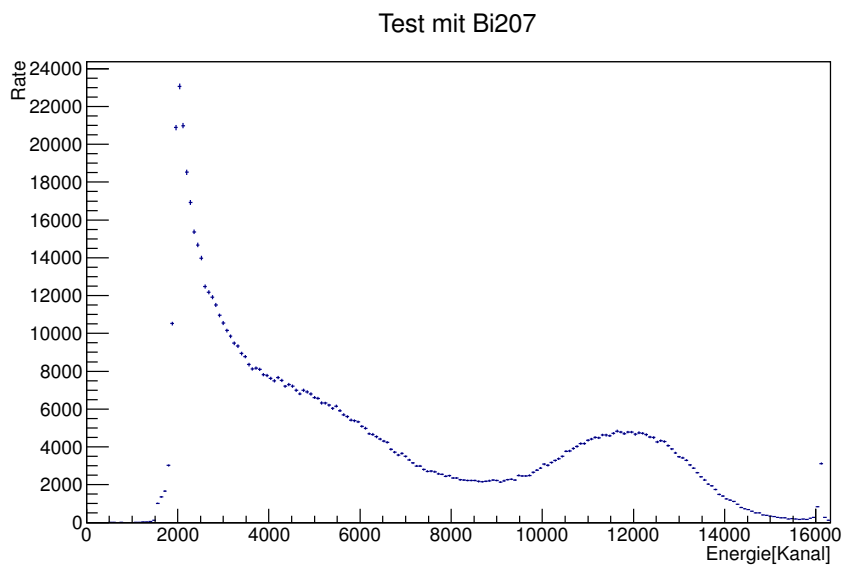


Abbildung 5.1.: Spektrum einer ^{207}Bi -Quelle, aufgenommen, um die Funktionalität der Messelektronik zu verifizieren. Anhand dieser kann auch der Offset der QDCs eingestellt werden. Der Umgebungsuntergrund wurde bei diesem Spektrum nicht abgezogen.

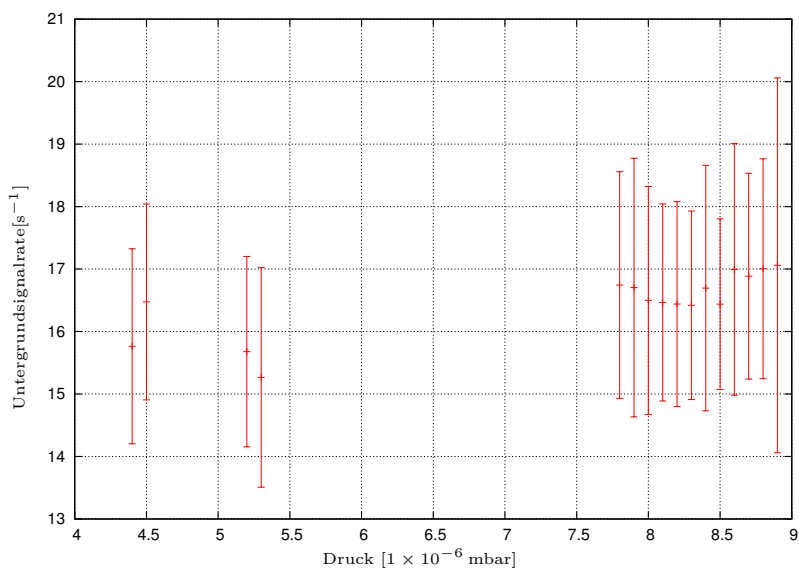


Abbildung 5.2.: Das Untergrundsignal, welches nicht von der Strontiumquelle stammt, hängt kaum vom umgebenden Druck ab.

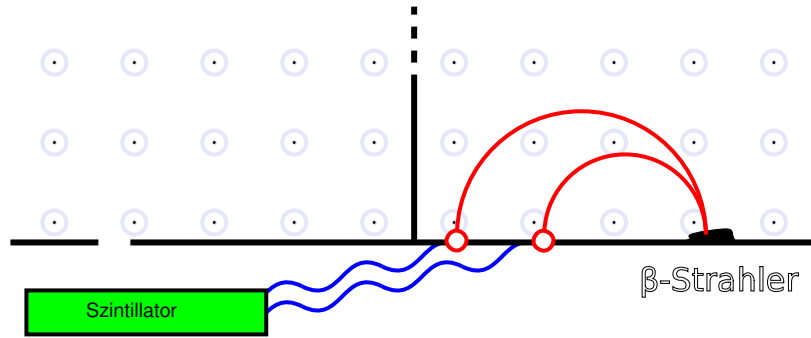


Abbildung 5.3.: Vom Magnetfeld abhängige Untergrundsignale können vor allem an der Grundplatte entstehen, wo Elektronen Bremsstrahlung verursachen. Bremsstrahlung wird überwiegend senkrecht zur Impulsrichtung des Elektrons emittiert, was die möglichen Quellen der Strahlung einschränkt.

5.1.3. Bremsstrahlung

Neben dem vom Magnetfeld unabhängigen Untergrund, entstehen weitere Untergrundsignale in Abhängigkeit vom eingestellten Magnetfeld. Da Elektronen das Spektrometer nur durch die Blenden verlassen können, kommt als Quelle für den Untergrund auch nur Bremsstrahlung in Frage. Da Bremsstrahlung überwiegend senkrecht zur Bewegungsrichtung des abgebremsten Elektrons emittiert wird, muss als Ausgangspunkt vor allem die Grundplatte des Spektrometers in Betracht gezogen werden. Der mögliche Strahlengang ist in Abbildung 5.3 schematisch aufgezeigt. Um die Form des durch Röntgenstrahlung entstehenden Untergrundspektrums abzuschätzen, lassen sich folgende Funktionen einführen:

Die Wahrscheinlichkeit, Röntgenstrahlung der Wellenlänge λ zu emittieren (Kramer'sche Regel):

$$\kappa(\lambda, E_{\text{kin}}) = Z \left(\frac{\lambda E_{\text{kin}}}{hc} - 1 \right) \frac{1}{\lambda^2}, \quad Z \dots \text{Kernladungszahl} \quad (5.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon in Richtung ϕ des Detektors emittiert wird (Lanzl und Hanson (1951)):

$$\varepsilon(E_{\text{kin}}, \phi[^\circ]) \sim \frac{1}{(1 + (E_{\text{kin}}\phi/m_e c^2)^2)^2} \quad (5.2)$$

Klein-Nishina-Streuquerschnitt für die Comptonstreuung unter einem Winkel θ :

$$\sigma_{\text{KN}}(\theta, E_\gamma) \quad (5.3)$$

Durchgangswahrscheinlichkeit beim Passieren des Photons der Bleiabschirmung der Dicke x :

$$\alpha(E_\gamma, x) = \exp \left(\sigma_{\text{Photo}}(E_\gamma) + \int \sigma_{\text{KN}}(\theta, E_\gamma) d\Omega \right) \quad (5.4)$$

Elektronendichte im Detektor und Weglänge durch den Detektor:

$$\rho_{e^-} = 3,37 \cdot 10^{29} / \text{m}^3, \quad l \leq 4 \text{ cm} \quad (5.5)$$

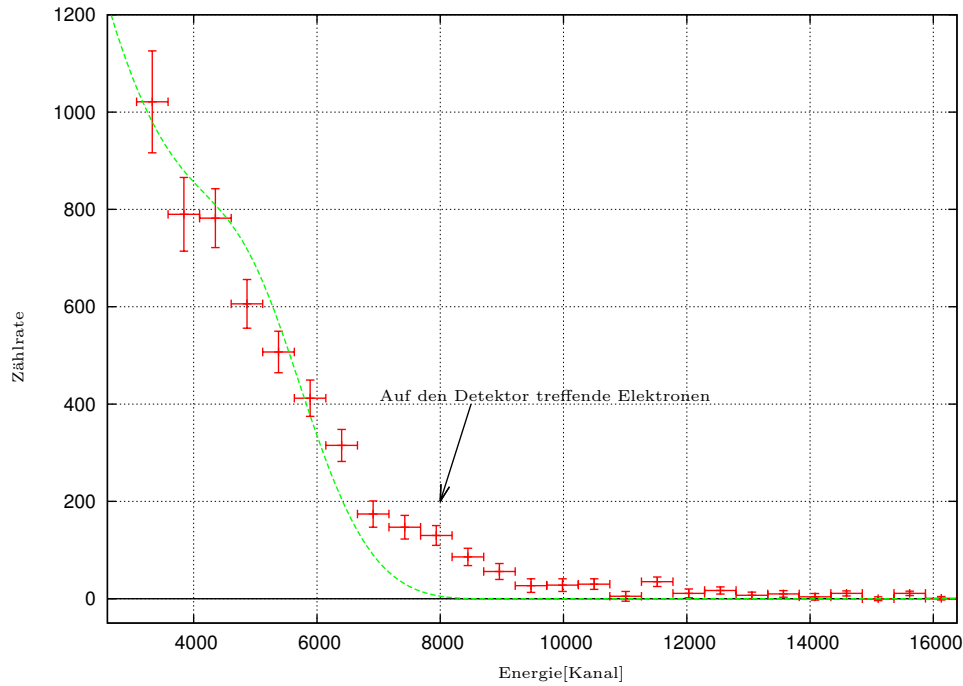


Abbildung 5.4.: Verlauf des Spektrums für 24 mT. Der berechnete Untergrund ist mit einer Linie dargestellt. Die Comptonkante definiert eine untere Grenze für die Position des Peaks der aus dem Spektrometer austretenden Elektronen. Der Vergleich der Daten mit der Rechnung deutet darauf hin, dass der erwartete Peak von auf den Detektor auftreffenden Elektronen im Bereich von Kanal 7500 liegen könnte.

Durch Multiplikation dieser Größen und Faltung mit dem Spektrum $A(E_{\text{kin}})$ der ^{90}Sr -Quelle, ergibt sich das Untergrundspektrum durch den Comptoneffekt

$$I_{\text{BG}}(E_C, B) = I_0^{BG} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} dE_{\text{kin}} \int_0^{E_{\text{kin}}} dE_\gamma A(E_{\text{kin}}) \cdot \kappa(E_\gamma, E_{\text{kin}}) \varepsilon(E_{\text{kin}}, \phi(E_{\text{kin}}, B)) \alpha(E_\gamma, x) \cdot (1 - \exp(-\rho_{e^-} \cdot l \cdot \sigma_{\text{KN}}(\theta(E_\gamma, E_C), E_\gamma))). \quad (5.6)$$

Durch numerische Integration lässt sich das Spektrum für die jeweiligen Feldstärken ermitteln.

5.1.4. Ergebnis

In der ersten und bisher einzigen Messung mit dem Spektrometer, wurden Spektren von 1 bis 34 mT aufgenommen. Die Datenaufnahme erfolgte für jede Feldstärke über einen Zeitraum von 300 s. Ein typisches Spektrum ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Um zu ermitteln, wie viele Elektronen den Ausgang des Spektrometers in Abhängigkeit von der Feldstärke passiert haben, muss zunächst durch Integration über Gleichung (5.6) der Verlauf des vom Magnetfeld abhängigen Untergrunds ermittelt werden. Damit lässt sich

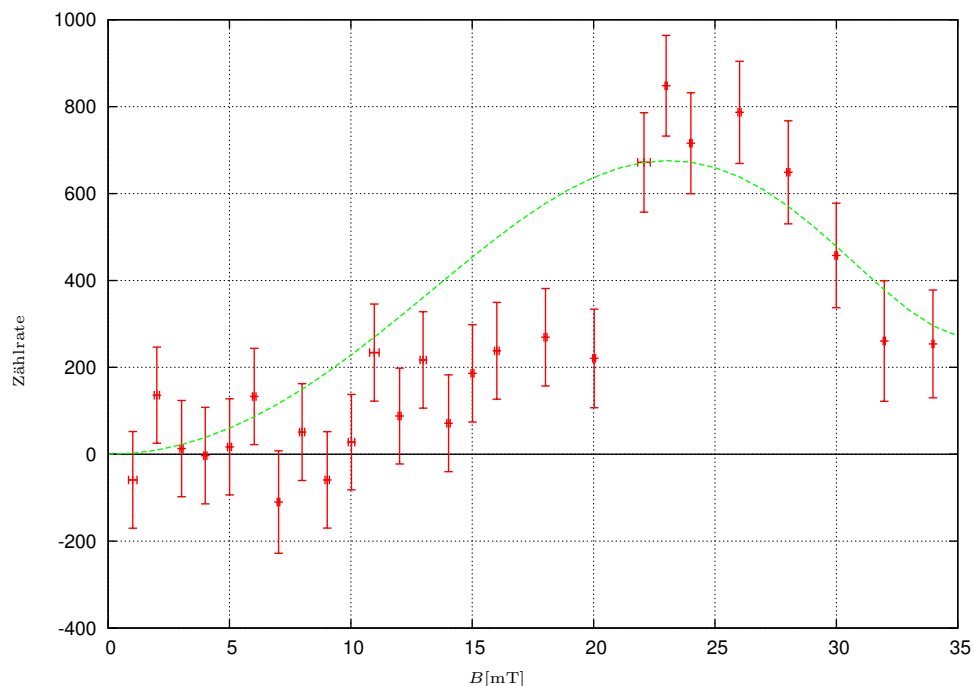


Abbildung 5.5.: Mit Korrektur durch Abzug des vom Magnetfeld abhängigen Untergrunds, erhalten wir aus der ersten Messung das erwartete Spektrum von aus dem Spektrometer austretenden Elektronen.

von der Norm jedes einzelnen Spektrums auch ein vom Magnetfeld abhängiger Untergrund abziehen. Diese Rechnung ergibt in Abbildung 5.5 das mit den Gleichungen (3.4) und (3.31) erwartete Spektrum der aus dem Spektrometer austretenden Elektronen in Abhängigkeit des Magnetfeldes.

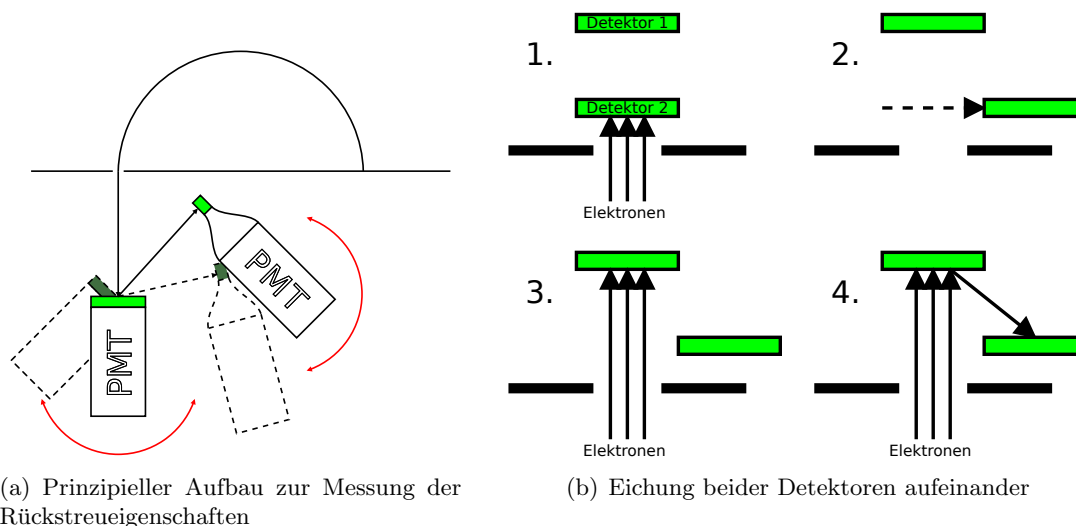
5.2. Ausblick

Da es beim Bau der Spulenkörper durch die mechanische Werkstatt, als auch durch die Lecksuche und anschließenden Reperaturen¹ an den eigentlich fertigen Kühlkörpern und -schläuchen erhebliche Verzögerungen gab, konnten Messungen zur Nichtlinearität und zur Rückstreuung nicht mehr durchgeführt werden. Da die prinzipielle Funktionalität und relativ einfache Anwendung des Spektrometers nun aber nachgewiesen ist, können in kommenden Arbeiten einige der folgenden Ideen umgesetzt werden.

5.2.1. Nichtlinearität und Triggerfunktion

Um die Detektorfunktion zu messen, muss zunächst das Untergrundsignal verringert werden. Dies lässt sich durch den Einsatz von Plexiglas zum Abbremsen ungenutzter Elektronen realisieren. Zudem ließe sich durch die Verwendung der starken Strontiumquelle die Messung erheblich beschleunigen.

¹Vielen Dank an Maximilian von Klot, der sich für die kaum zu rettenden Kühlschläuche noch Lösungen hat einfallen lassen.



(a) Prinzipieller Aufbau zur Messung der Rückstreuungseigenschaften

(b) Eichung beider Detektoren aufeinander

Abbildung 5.6.: Rückstreudetektor gegenüber dem eigentlichen Detektor. Es können Einfalls- und Ausfallswinkel eingestellt, sowie die deponierte Energie der rückgestreuten Elektronen in beiden Detektoren aufgenommen werden. Zur Eichung wird zunächst (1.) der Rückstreudetektor vor den Ausgang des Spektrometers gefahren, nachdem der erste Detektor freie Sicht auf das Spektrometer bekommt (2.), wird jener geeicht (3.). Danach (4.) kann gemessen werden.

Die Energie der austretenden Elektronen kann durch die Zählrate ermittelt werden, die Bestimmung ist somit vom Energieverlauf des Detektors unabhängig. Durch den entstehenden Peak im Spektrum des Photomultiplier signals, lässt sich anschließend auf die Kanal-Energie-Beziehung Rückschluss ziehen, als auch über die Zählrate die Triggerfunktion bestimmen.

5.2.2. Rückstreuung

Eines der Hauptziele zum Bau des Spektrometers war die Messung des Rückstreuungskoeffizienten am Plastikszintillator in Abhängigkeit von Einfallswinkel und -energie, als auch Austrittswinkel und -energie. Eine mögliche Variante wäre es, wie in Abbildung 5.6 zu sehen, zum bestehenden Detektor einen weiteren Szintillationsdetektor hinzuzufügen und jenen so anzuordnen, dass die zu messenden Parameter unabhängig voneinander eingestellt werden können. Da der Szintillator von beiden Seiten Elektronen detektieren kann, wäre es möglich, durch Bewegung des Rückstreudetektors vor den Ausgang des Elektronenspektrometers den Rückstreudetektor auf die Eigenschaften des anderen Detektors hin zu eichen und anschließend die Messungen mit zwei identischen Detektoren durchzuführen. Im Zusammenhang mit dem Spektrometer würde ein solcher Aufbau es auch zum ersten Mal ermöglichen, mögliche undetektierte Energieverluste während des Rückstreuungsprozesses zu erfassen.

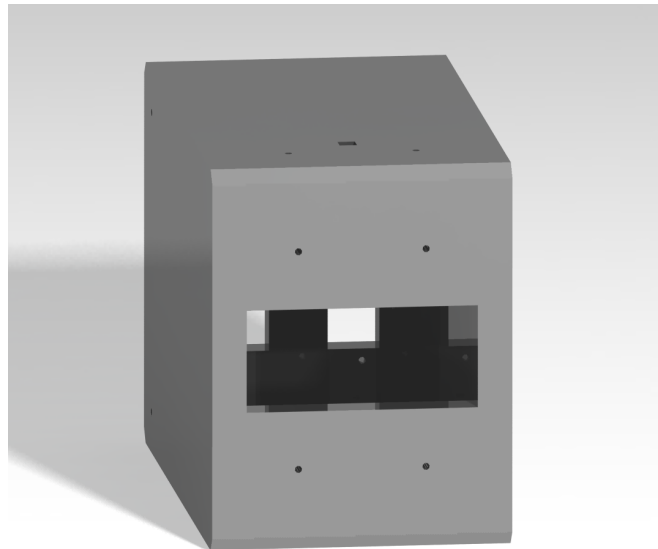


Abbildung 5.7.: Die Abschirmung aus Reineisen für das Spektrometer ermöglicht den Einsatz in einem externen Magnetfeld und somit die Eichung der Detektoren von PERKEO III.

5.2.3. Eichung anderer Detektoren

Eine weitere Einsatzmöglichkeit ist die Nutzung des Spektrometers zur Eichung der Detektoren für eine weitere geplante Messung mit PERKEO III. Durch die Größe dieser Detektoren und den Einsatz mehrerer Photomultiplier sind die Eigenschaften verschieden zu denen, des im Testaufbau verwendeten Detektors. Das Spektrometer kann durch eine bereits geplante Abschirmung (s. Abbildung 5.7) aus Reineisen auch im Magnetfeld eingesetzt werden und ermöglichte somit die präzise Erfassung genereller Eigenschaften der Detektoren. Auch über die aktuellen Detektoren von PERKEO III hinaus, lassen sich damit neue Detektoren für PERC testen und eichen. Im Zusammenhang mit der zur Zeit verwendeten Vakuumtonne ist somit eine leicht zugängliche Testumgebung vorhanden, die es ermöglicht, Aufbauten vor dem Einsatz am Strahlplatz mit wenig Aufwand zu untersuchen.

6. Zusammenfassung

Die behandelten Themengebiete in dieser Arbeit sind recht vielfältig, haben jedoch zum gemeinsamen Ziel, die Charakterisierung der zur Elektronendetektion verwendeten Plastikszintillatoren in kommenden Generationen von Neutronenzerfallsexperimenten zu verbessern.

Zu diesem Zweck wurde zunächst ein Programm zur Simulation von Elektronenrückstreuung aus Detektoren entwickelt. Die dafür verwendete Geant4-Bibliothek stellt sich beim Vergleich mit Daten aus der letzten Messung mit PERKEO III (s. Mest (2011)) als geeignet heraus. Während mit dem neuen Programm das gemessene Rückstreupektrum erstmals fast perfekt reproduziert werden kann (s. Abbildung 2.4), führt eine Simulation mittels CASINO nicht auf zutreffende Ergebnisse. Zur weiteren Verbesserung der Charakterisierung des Detektors, wurde eine neue Funktion für die Beschreibung der Nichtlinearität des Detektors aufgestellt. Die mit Annahme einer Totschicht auf dem Detektor gefundene Funktion geht über den bisher gewählten Ansatz einer exponentiellen Energieabhängigkeit hinaus.

Für die gezielte Überprüfung neuer Ansätze bezüglich der Detektoreigenschaften, wurde außerdem ein Elektronenspektrometer entwickelt, konstruiert und in Betrieb genommen (s. Abbildung 4.3). Über ein Magnetfeld werden darin Elektronen so gefiltert, dass nur jene aus einem gewünschten Energiebereich aus dem Spektrometer austreten. Quelle für die Elektronen ist ein starkes ^{90}Sr -Präparat. Neben der umgesetzten Variante mit Helmholtzspulen, wurde dabei auch die Möglichkeit der Magnetfelderzeugung mittels ferromagnetischer planparalleler Platten in Betracht gezogen. Das Spektrometers ist so ausgelegt, dass für Elektronenenergien von 100 keV bis 600 keV mehr als 1000 Elektronen pro Sekunde auf den Detektor treffen. Damit lässt sich ein Großteil des Energiebereichs von aus dem Neutronenzerfall stammenden Elektronen (0 keV bis 782 keV) für eine Untersuchung abdecken.

Mit der ersten Messung unter Einsatz aller entwickelten Steuer- und Kontrollmechanismen, wurde die Funktionsfähigkeit aller dem Experiment zugehörigen Teile nachgewiesen und die erwartungsgemäße Kalibration des Spektrometers, überprüft durch Messen der Austrittsrate, beobachtet (s. Abbildung 5.5). Für kommende Experimente zur quantitativen Untersuchung von Nichtlinearitäts- und Rückstreueffekten, müssen Verbesserungen vorgenommen werden. Zur Unterdrückung von Röntgenstrahlung ist ein Teil des Spektrometers mit Plexiglas auszukleiden. Zudem kann eine höhere Zählrate zur Verminderung statistischer Fehler durch Einsatz einer stärkeren Quelle erlangt werden.

Somit wurden durch die Verbindung vieler praktischer Elemente, von der Wiederinbetriebnahme eines Vakuumgefäßes von PERKEO I bis zum Entwurf und der Umsetzung elektronischer Schaltungen, die Planung von Experimenten, auch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus, sowie theoretische Überlegungen, die zum Verständnis der auftretenden physikalischen Effekte beigetragen haben, die anfangs gesetzten Ziele dieser Masterarbeit erreicht.

A. Programmausschnitt von Elise

```
Elise: startCooling
Setting up Cooling...
    Switch on water flow...OK!
    Determine flow rate...Counter 1: 3.603l/min, Counter 2: 3.825l/min
    Set buffer to 20000000 counts...OK!
    Connect to safety loop...OK!
Elise: state
Temperature:
    Sensor 0: good
    Sensor 1: good
    Sensor 2: good
    Sensor 3: good
Cooling:
    Counter 1: 3.624 l/min
    Counter 2: 3.828 l/min
Current:
    Magnetic Field: 0.495147 mT
Pressure:
    A1: 4.4e-06 mbar
    B2: 0.02 mbar
High Voltage:
    Channel 6: 2000 V, 0.309571 mA
    Channel 7: 2000 V, 0.309609 mA
=====
Elise: run
Setting up ROOT...OK!
Starting measurements...

Cycle: 0
Set magnetic field to 0 mT...OK!
Measure magnetic field...OK! (0.206789mT)
Measure...
    Additional measurement time: 52.48us
    Events lost: 0
OK!
Measure magnetic field...OK! (0.351843 mT)
Events: 76
Maximum PMT 1: 2328, PMT 2: 2068
```

Abbildung A.1.: Auszug aus dem Programmablauf Elises. Das Messprogramm wird zur Datenerfassung verwendet. Neben der Steuerung der Hochspannung und des Stroms durch die Spulen und dem Auslesen der QDCs ermöglicht es die Steuerung und Überwachung der Kühlung und der Temperatur der Spulen.

Literaturverzeichnis

- [Balzers] Balzers (Veranst.): *Plug-in modules for total pressure gauges and controllers TPG 300 and IMG 300*
- [Berber u. a. 1986] BERBER, Joachim ; KACHER, Heinz ; LANGER, Rudolf: *Physik in Formeln und Tabellen*. 2., überarb. Aufl. Stuttgart : Teubner, 1986. – 144 S. S. – 1. Aufl. im Verl. Voigt, Hamburg. – ISBN 3-519-03211-2 ; 978-3-519-03211-3
- [Bicron 1998] Bicron (Veranst.): *BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Premium Plastic Scintillators*. März 1998
- [Birks und Firk 1965] BIRKS, J. B. ; FIRK, F. W. K.: The Theory and Practice of Scintillation Counting. In: *Physics Today* 18 (1965), Nr. 8
- [Browne 1997] BROWNE, E.: Nuclear Data Sheets for A = 90. In: *Nuclear Data Sheets* 82 (1997), S. 379
- [Drouin u. a. 2007] DROUIN, D. u. a.: CASINO V2.42—A Fast and Easy-to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users. In: *Scanning* 29 (2007), S. 92–101
- [Dubbers u. a. 2008a] DUBBERS, D. ; ABELE, H. ; BAESSLER, S. ; MÄRKISCH, B. ; SCHUMANN, M. ; SOLDNER, T. ; ZIMMER, O.: A clean, bright, and versatile source of neutron decay products. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 596 (2008), Nr. 2, S. 238 – 247
- [Dubbers u. a. 2008b] DUBBERS, D. ; MÄRKISCH, B. ; FRIEDL, F. ; ABELE, H.: *The point spread function of electrons in a magnetic field, and the beta-decay of free neutrons*. 2008
- [Dubbers und Schmidt 2011] DUBBERS, Dirk ; SCHMIDT, Michael G.: *The neutron and its role in cosmology and particle physics*. 2011
- [ESRF 2006] ESRF (Veranst.): *Radia - Documentation*. September 2006. – <http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Documentation/Introduction>
- [Friedl 2008] FRIEDL, Felix: *Einfluss der Detektorfunktion auf die Messung des schwachen Magnetismus im Neutronzerfall*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2008
- [Geant4 Collaboration 2011] Geant4 Collaboration (Veranst.): *Introduction to Geant4*. 9.5.0. dec 2011

- [Hamamatsu Photonics K.K. 1995] Hamamatsu Photonics K.K. (Veranst.): *Photomultiplier Tube R5924*. Oktober 1995
- [Kaplan 2007] KAPLAN, Alexander: *Preparing a weak magnetism measurement in free neutron decay with the new spectrometer PERKEO III*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2007
- [Lanzl und Hanson 1951] LANZL, L. H. ; HANSON, A. O.: *Z Dependence and Angular Distribution of Bremsstrahlung from 17-Mev Electrons*. In: *Phys. Rev.* 83 (1951), Sep, S. 959–974
- [Lee und Yang 1956] LEE, T. D. ; YANG, C. N.: *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. In: *Phys. Rev.* 104 (1956), Oct, S. 254–258. – URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254>
- [Leo 1994] LEO, William R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer, Berlin, Februar 1994
- [Martin u. a. 2006] MARTIN, J. W. ; YUAN, J. ; BETANCOURT, M. J. ; FILIPPONE, B. W. ; HOEDL, S. A. ; ITO, T. M. ; PLASTER, B. ; YOUNG, A. R.: *New measurements and quantitative analysis of electron backscattering in the energy range of neutron β -decay*. Jan 2006
- [Mest 2011] MEST, Holger: *Measurement of the Beta-Asymmetry in the Decay of Free Polarized Neutrons with the Spectrometer Perkeo III*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2011
- [Mund u. a. 2012] MUND, D. ; MÄRKISCH, B. ; DEISSENROTH, M. ; KREMPEL, J. ; SCHUMANN, M. ; ABELE, H. ; PETOUKHOV, A. ; SOLDNER, T.: *Determination of the Weak Axial Vector Coupling from a Measurement of the Beta-Asymmetry Parameter A in Neutron Beta Decay*. (2012)
- [Märkisch und Roick 2012] MÄRKISCH, Bastian ; ROICK, Christoph: In Vorbereitung. (2012)
- [National Semiconductor Corporation 2006] National Semiconductor Corporation (Veranst.): *LM231A/LM231/LM331A/LM331 Precision Voltage-to-Frequency Converters*. April 2006
- [Roick 2010] ROICK, Christoph: *Simulation von Elektronenbahnen in PERKEO III*. 2010. – Bachelorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- [Schumann u. a. 2007a] SCHUMANN, M. ; KREUZ, M. ; DEISSENROTH, M. ; GLÜCK, F. ; KREMPEL, J. ; MÄRKISCH, B. ; MUND, D. ; PETOUKHOV, A. ; SOLDNER, T. ; ABELE, H.: *Measurement of the Proton Asymmetry Parameter C in Neutron Beta Decay*. *Phys.Rev.Lett.*100:151801,2008. 2007
- [Schumann u. a. 2007b] SCHUMANN, M. ; SOLDNER, T. ; DEISSENROTH, M. ; GLÜCK, F. ; KREMPEL, J. ; KREUZ, M. ; MÄRKISCH, B. ; MUND, D. ; PETOUKHOV, A. ; ABELE, H.: *Measurement of the Neutrino Asymmetry Parameter B in Neutron Decay*. *Phys.Rev.Lett.*99:191803,2007. 2007

- [Schumann und Abele 2008] SCHUMANN, Marc ; ABELE, Hartmut: Unrecognized Backscattering in Low Energy Beta Spectroscopy. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 585 (2008), S. 88
- [von Walter 2012] WALTER, Peter von: *LogicBox*. 4.1. Physikalisches Institut, Im Neuenheimer Feld 226, 69120 Heidelberg: Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg (Veranst.), Februar 2012. – http://www.physi.uni-heidelberg.de/Einrichtungen/EW/Geraete/DL700_LogicBox/Docs/
- [Wietfeldt u. a. 2005] WIETFELDT, F. u. a.: A backscatter-suppressed beta spectrometer for neutron decay studies. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 538 (2005), S. 574–591
- [Wilkinson 1970] WILKINSON, D. H.: Evaluation of the Fermi Function; E0 Competition. In: *Nuclear Instruments and Methods* 82 (1970), S. 122
- [Wu u. a. 1957] WU, C. S. ; AMBLER, E. ; HAYWARD, R. W. ; HOPPES, D. D. ; HUDSON, R. P.: Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. In: *Phys. Rev.* 105 (1957), Feb, S. 1413–1415. – URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>

Danksagung

Wenngleich man während einer solchen Arbeit sicher mehr als einmal das Gefühl hat, auf sich allein gestellt zu sein, so sind letztlich doch sehr viele Menschen direkt oder indirekt daran beteiligt, denen der Dank nicht verwehrt bleiben sollte.

In erster Linie danke ich den Mitgliedern der Gruppe ANP, bei denen man immer auf irgendeinem Wege Rat findet und die einem wirklich einen angenehmen Aufenthalt am Physikalischen Institut bescheren.

Darüber hinaus gilt mein Dank natürlich meinen Eltern und Großeltern, die mich moralisch, als auch finanziell unterstützen und sich ganz bestimmt freuen werden, dass ihr Sohn bzw. Enkelsohn auch mal wieder länger als für fünf Minuten erreichbar sein wird.

Namentlich erwähnt seien hier Bastian Märkisch, auf dessen Betreuung und moralischem Beistand man sich verlassen kann, Holger Mest, der sich auch am Ende seiner Doktorarbeit Zeit dafür genommen hat, mir die Elektronik von PERKEO III einige Schritte näher zu bringen, como también Henry Lopéz, que enriqueció mucho mis días en el instituto y me motivó a escribir la única frase en un idioma epextrapanjeperopo.

Erklärung:

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

Heidelberg, 30.10.2012

.....
(Unterschrift)