

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg



vorgelegt von
Dipl.-Phys. Daniela Mund
aus Mannheim

Tag der mündlichen Prüfung: 24.05.2006

Messung der Betaasymmetrie A im Neutronenzerfall

Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Abele
Prof. Dr. Ulrich Uwer

Messung der Betaasymmetrie A im Neutronenzerfall

Diese Arbeit präsentiert die neueste Messung der Elektron-Asymmetrie A , die Elektronenimpuls mit Neutronenspin korreliert, im Beta-Zerfall freier polarisierter Neutronen mit dem Spektrometer PERKEO II. In vorherigen Messungen mit PERKEO II waren die Hauptfehlerquellen die Neutronenpolarisation und unerkannter Untergrund. Die Neutronenpolarisation konnte auf 99.7(1) % verbessert werden. Im Fitbereich der Asymmetrie beträgt das Verhältnis von Signal zu strahlbehafteten Untergrund 1700:1, die Korrektur durch nicht erkannten Untergrund sank von 0.5(25) % auf 0.1(1) %. Insgesamt konnten die Korrekturen von 1.6 % auf 0.4 % reduziert werden, Messungen des gleichen Parameters durch andere Gruppen enthalten Korrekturen von 15 bis 30 %. Sowohl systematische als auch statistischer Fehler wurden halbiert, um den bisher präzisesten Wert für die Elektron-Asymmetrie $A = -0.11948(40)$ zu erhalten.

Mit diesem A -Wert kann λ , das Verhältnis zwischen Axial- und Vektorkopplung in der schwachen Wechselwirkung, zu $\lambda = -1.2754(11)$ bestimmt werden. λ ist eine der wichtigsten Konstanten in Kosmologie und Astrophysik. Insbesondere kann über λ und die Lebensdauer τ des Neutrons auf V_{ud} , das erste Matrixelement der CKM-Matrix zugegriffen werden. Mit Kenntnis von V_{ud} und V_{us} kann die CKM-Matrix auf Unitarität überprüft werden.

Measurement of the Beta Asymmetry A in Neutron Decay

This thesis presents the latest measurement of the electron asymmetry A , correlation electron momentum with neutron spin, in the decay of free polarized neutrons with the spectrometer PERKEO II. In former measurements with PERKEO II, the main sources of uncertainty were neutron polarization and unrecognized background. Neutron polarization was enhanced to 99.7(1) %. In the fitting region the beam-dependent signal-to-noise-ratio was 1700:1, the correction due to unrecognized background subsided from 0.5(25) % to 0.1(1) %. Altogether the corrections were reduced from 1.6 % to 0.4 %, whereas other groups measuring the same parameter claim a correction of 15 to 30 %. Statistic and systematic uncertainty were halved, so we yield with $A = -0.11948(40)$ the most precise A value at this time.

With this value of A one can determine $\lambda = -1.2754(11)$, the ratio between axial and vector couplings in weak interaction. λ is one of the most important constants in astrophysics and cosmology. Especially one can use λ and the neutron lifetime τ to calculate V_{ud} , the first element of quark mixing CKM-matrix. Knowing V_{ud} and V_{us} , CKM-matrix can be checked to be unitary.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Der Neutronenzerfall im Standardmodell | 3 |
| 2.1 | Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung | 4 |
| 2.2 | Bestimmung von V_{ud} im Neutronenzerfall | 7 |
| 2.3 | λ aus Zerfalls-Asymmetrien | 9 |
| 2.3.1 | Korrelationskoeffizienten | 9 |
| 3 | Aufbau von PERKEO II | 14 |
| 3.1 | Strahlaufbau | 14 |
| 3.1.1 | Erzeugung polarisierter Neutronen | 18 |
| 3.1.2 | Radio-Frequency-Spinflipper | 21 |
| 3.1.3 | Messung von Polarisation und Spinflippeffizienz | 22 |
| 3.2 | Das PERKEO II-Prinzip | 23 |
| 3.2.1 | Positionierung des Neutronenstrahls | 27 |
| 3.2.2 | Randeffekt | 30 |
| 4 | Detektionsprinzip | 31 |
| 4.1 | Energieabhängigkeit des Systems | 33 |
| 4.1.1 | Ortsabhängigkeit des Detektors | 35 |
| 4.2 | Elektronik und Datenverarbeitung | 39 |
| 4.2.1 | Datenraten und Totzeiten | 42 |
| 4.3 | Die experimentelle Detektorfunktion | 43 |
| 4.3.1 | Pedestal und GlobalTime | 43 |
| 4.3.2 | Triggerfunktion | 44 |
| 4.3.3 | Detektoreichung | 46 |
| 4.3.4 | Detektorscan | 50 |
| 4.4 | Rückstreuung | 53 |
| 5 | Untergrund in A-Messungen | 60 |
| 5.1 | Zeitabhängiger Hallenuntergrund | 65 |
| 5.2 | Strahlabhängiger Untergrund | 67 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5.2.1 | Beamstop- und Kollimations-Untergrund | 68 |
| 5.2.2 | Resultierende Untergrundkorrektur | 74 |
| 6 | Ermittlung der Asymmetrie | 76 |
| 6.1 | Einordnung des Ergebnisses | 78 |
| 6.2 | Auswirkungen auf V_{ud} | 80 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 82 |
| | Literaturverzeichnis | 85 |

1 Einleitung

Seit dem Experiment von Wu [Wu57] in den fünfziger Jahren ist bekannt, dass in der schwachen Wechselwirkung die Parität verletzt ist. Wu stellte im Beta-Zerfall polarisierter ^{60}Co -Atome fest, dass die Elektronen eine Vorzugsemissionsrichtung haben, im Gegensatz zu der bei Paritätsinvarianz erwarteten Gleichverteilung der Flugrichtungen. Später wurde festgestellt, dass Neutrinos nur in einer Chiralität vorkommen: Neutrinos sind immer linkshändig, Antineutrinos rechtshändig. All dies wird im Standardmodell der Elementarteilchen beschrieben, das seit 30 Jahren die beste Beschreibung der elektroschwachen und starken Wechselwirkung liefert. Neue experimentelle Ergebnisse wie die Entdeckung der dritten Quark-Generation oder Neutrino-Oszillationen wurden einfach ins Standard-Modell „eingebaut“. Diese Erweiterungen haben jedoch zur Folge, dass die Anzahl der freien Parameter steigt. Dies lässt Physiker nach einer einfacheren Theorie suchen, die alle Wechselwirkungen vereinheitlicht.

Der Zerfall des freien Neutrons

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

ist eines der bekanntesten Beispiele für einen semileptonischen Zerfall über die schwache Wechselwirkung. Anhand dieses Zerfalls kann das Standardmodell sehr genauen Tests unterzogen werden. Auch in diesem Zerfall tritt Paritätsverletzung auf. PERKEO II wiederholt das Wu-Experiment mit freien polarisierten Neutronen. Die Korrelation zwischen Elektronenimpuls und Neutronenspin, die Elektronen-Asymmetrie A , ist unsere Messgröße.

Über eine Präzisionsmessung von A lässt sich λ , das Verhältnis aus Axial- und Vektorkopplung in der schwachen Wechselwirkung, am genauesten bestimmen. Die Kenntnis von λ ist für viele Bereiche der Physik von der Kosmologie bis hin zur quark-mischenden CKM-Matrix wichtig. Zusammen mit der Neutronenlebensdauer τ kann aus λ das erste Element der CKM-Matrix, V_{ud} , bestimmt werden. Ein Test des Standardmodells ist die Überprüfung der Unitarität der CKM-Matrix über

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1.$$

Letzte Messungen von A [Abe02, Rei99] und damit λ ergaben mit der damaligen Lebensdauer τ für V_{ud} eine Abweichung von 3σ von der Unitarität der CKM-Matrix. Dieses Ergebnis war eine weitere Motivation die Werte von V_{us} und der Lebensdauer τ des Neutrons zu überprüfen. .

1 Einleitung

Ziel dieser Arbeit war eine weiter verbesserte Präzisionsmessung der Elektron-Asymmetrie A und damit ein Test des Standardmodells. Kapitel 2 beschreibt die elektroschwache Eichtheorie und ordnet den Neutronenzerfall in diese Theorie ein. In Kapitel 3 wird das Spektrometer PERKEO II vorgestellt, und sein Aufbau am Institut Laue-Langevin beschrieben. Der Elektronendetektor von PERKEO II wird in Kapitel 4 behandelt. Die Verbesserung der Untergrundbedingungen, eines der Hauptprobleme früherer Messungen, ist Inhalt von Kapitel 5. In Kapitel 6 wird das Ergebnis der Messung präsentiert.

2 Der Neutronenzerfall im Standardmodell

Eichtheorien sind bisher die beste Beschreibung von schwacher, elektromagnetischer und starker Wechselwirkungen. Sie folgen aus Symmetrieüberlegungen und assoziieren mit jeder Wechselwirkung verschiedene Austauschteilchen, die Eichbosonen. Erste Anwendung fanden Eichtheorien in der Elektrodynamik [Pau41], in der die Wirkung von elektromagnetischen Feldern durch den Austausch virtueller Photonen erklärt wurde. Diese Theorie war jedoch nicht direkt auf die schwache Wechselwirkung übertragbar, da die schwache Wechselwirkung die Identität der Teilchen ändert: So geht in dem von uns untersuchten Betazerfall ein Neutron in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino über. Dies kann mit rein abelschen Eichtheorien nicht beschrieben werden.

Erste Arbeiten zum Übertragen von Eichtheorien auf die schwache Wechselwirkung wurden von Yang und Mills in den 50er-Jahren geleistet [Yan54], die mit der Einführung nicht-abelscher Eichtheorien das Problem der Teilchentransformation lösten. Diese Theorien gehen davon aus, dass Elektron und Neutrino zu einem Teilchendoublet gehören, in dem die Teilchen durch einfache Phasentransformation ihre Plätze tauschen können. Jedoch waren auch in dieser Theorie die Eichbosonen weiterhin masselos.

Auf den Arbeiten von Goldstone, Weinberg und Salam [Gla62] über gebrochene Symmetrien aufbauend, entwickelte Higgs 1964 eine Theorie der spontanen Symmetriebrechung [Hig64], in der die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung und alle anderen Teilchen ihre Masse durch Kopplung an das Higgs-Boson erhalten.

Die elektroschwache Vereinheitlichung, in der elektromagnetische Wechselwirkung und schwache Wechselwirkung in einer einheitlichen Theorie zusammengefasst werden, in der Glashow-Weinberg-Salam-Theorie, für die 1979 der Nobelpreis vergeben wurde, bildet heute das Standardmodell der Elementarteilchen. Sie sagte die Existenz und Masse der W^\pm - und Z^0 -Bosonen erfolgreich voraus und ist bisher das beste Instrument zur Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung.

2.1 Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung werden Leptonen und Quarks in linkshändige Fermionen-Doublets $\psi_i = (\nu_i, l_i^-)$ und (u_i, d_i') der $SU(2)$ -Gruppe eingeordnet, wobei der Index i die jeweils drei Leptonen- und Quark-Familien bezeichnet. Die $SU(2) \times U(1)$ -Eichgruppe enthält die vier Eichbosonen $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$ und B_μ und entspricht der elektroschwachen Vereinheitlichung. Zu den drei Fermionen-Familien kommt noch das skalare Higgs-Doublet $\phi = (\phi^+, \phi^0)^1$. Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung schreibt sich als [Par04]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \underbrace{\sum_i \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i) \psi_i}_{\mathcal{L}_{\text{Dirac}}} \\
 & - \underbrace{\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i}_{\mathcal{L}_{\text{schwach, geladen}}} \\
 & - \underbrace{e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu}_{\mathcal{L}_{\text{em}}} \\
 & - \underbrace{\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma_5) \psi_i Z_\mu}_{\mathcal{L}_{\text{schwach, ungeladen}}} \\
 & - \underbrace{\sum_i \bar{\psi}_i \frac{gm_i H}{2m_W} \psi_i}_{\mathcal{L}_{\text{Higgs}}}. \tag{2.1}
 \end{aligned}$$

$\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ beschreibt die Wechselwirkung mit dem Higgs-Teilchen, das zur Zeit am Tevatron (USA) und ab 2007 am LHC (Schweiz) gesucht wird. Andere Modelle sagen zusätzliche geladene und neutrale skalare Higgs-Teilchen voraus. Sowohl für das Higgs-Teilchen des Standardmodells als auch für Higgs-Bosonen anderer Theorien liegen zur Zeit nur theoretische und experimentelle Grenzen vor [Par04, S. 364 ff].

Die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{schwach, geladen}}$ beschreibt die Ströme der geladenen Bosonen $W^\pm = (W^1 \pm W^2) / \sqrt{2}$. Durch die Auf- und Absteigeoperatoren T^\pm wird der schwache Isospin geändert, so dass es zu Teilchenübergängen innerhalb der Isospindoublets kommt. Die geladenen Ströme weisen durch den $(1 - \gamma_5)$ -Term eine

¹ In ϕ taucht das masselose Goldstone-Boson auf, das jedoch durch lokale Eichtransformationen von den Eichbosonen *aufgefressen* wird.

2.1 Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung

Vektor-Minus-Axialvektor(V-A)-Struktur auf. Diese ist verantwortlich für die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung, die sich z. B. in einer definierten Chiralität der Neutrinos zeigt: Neutrinos sind nur linkshändig, Antineutrinos rechtehändig. Das Standardmodell liefert an dieser Stelle nur eine Beschreibung, aber keine Erklärung für diese Anomalie.

In \mathcal{L}_{em} steht die elektromagnetische Wechselwirkung mit der Positronenladung $e = g \sin \theta_W$ und dem Photonenfeld $A = B \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W$, wobei $\theta_W = \arctan(g'/g)$ der Weinbergwinkel mit den Kopplungskonstanten g und g' für SU(2)- und U(1)-Kopplung ist.

$\mathcal{L}_{\text{schwach, ungeladen}}$ ist für ungeladene Ströme der Z^0 -Bosonen $Z^0 = -B \sin \theta_W - W^3 \cos \theta_W$ zuständig, wie sie zum Beispiel in der Elektron-Neutrino-Streuung vorkommen. Die hier vorkommenden Vektor- und Axialvektorkopplungen

$$\begin{aligned} g_V^i &= t_{3L}(i) - 2q_i \sin^2 \theta_W \\ g_A^i &= t_{3L}(i) \end{aligned}$$

mit dem schwachen Isospin $t_{3L}(i)$ des Fermions i sind *nicht* mit den Kopplungen der geladenen Ströme im Neutronenzerfall identisch.

Mit dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung lassen sich Zerfalls- und Fusionsprozesse sehr gut beschreiben, aber einige Fragen werden nur unbefriedigend beantwortet:

- Die Massen der Fermionen müssen zusätzlich mit Yukawa-Kopplung an das Higgsfeld erzeugt werden und ergeben weitere Parameter im Standardmodell. Insgesamt gibt es im Standardmodell 18 freie Parameter, die an die Daten angepasst werden müssen. Diese große Anzahl freier Parameter ist unbefriedigend.
- Die Chiralität der Neutrinos, d. h. die Paritätsverletzung, wird mit dem Standardmodell nicht erklärt, sondern nur beschrieben.
- Neutrinos sind im Standardmodell masselos. Die Hinweise auf Neutrino-Oszillationen, die z. B. im SNO-Experiment [Ahm04] gefundenen worden, bedingen massebehaftete Neutrinos. Das Standardmodell ließe sich dahingehend erweitern, dies würde jedoch zur Einführung von weiteren rein phänomenologischen Parametern führen.
- Das Standardmodell kann nicht erklären, warum es je drei Quark- und Leptongenerationen gibt, und gibt auch keine Hinweise auf etwaige Zusammenhänge zwischen diesen beiden Teilchengruppen.
- Die effektiven Kopplungstärken der einzelnen Wechselwirkungen hängen vom in der Wechselwirkung übertragenen Impuls ab. Extrapoliert man die Kopplungsstärken der einzelnen Wechselwirkungen zu hohen Energien, so werden

2 Der Neutronenzerfall im Standardmodell

sie alle ungefähr gleich groß, treffen sich aber nicht in einem Punkt (siehe Abb. 2.1). Dies wäre das Kriterium für eine Grand Unified Theory (GUT).

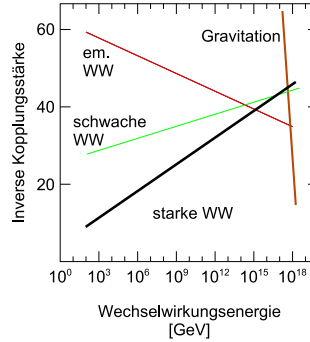


Abbildung 2.1: Im Standardmodell werden die Kräfte bei großen Impulsüberträgen nicht vereinheitlicht (nach [Baa05]).

- Bei Energien, die mit der Planckmasse $\sqrt{\hbar c/G_N} = 1.22090(9) \cdot 10^{-19} \text{ GeV}/c^2$ vergleichbar sind, wird die Stärke der Gravitationswechselwirkung vergleichbar mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zweier geladener Teilchen, es wird also nach einer Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen, der *Theory Of Everything (TOE)*, gesucht. Das Standardmodell enthält keine Beschreibung der Gravitation, fällt also als TOE aus.

Zur Lösung dieser Probleme des Standardmodells gibt es verschiedene konkurrierende Ansätze wie supersymmetrische SUSY- oder String-Theorien. Deren Vorhersagekraft ist zur Zeit aber noch beschränkt, und somit ist das Standardmodell immer noch die beste Beschreibung für die Wechselwirkung der Teilchen, von der bisher keine Abweichungen gefunden wurden. Daher wird das Standardmodell weiterhin experimentell untersucht, um es zu erweitern und Hinweise auf neue Physik zu liefern.

In dieser Arbeit wird das Standardmodell im Neutronenzerfall getestet, für den nur der schwache geladene Strom $\mathcal{L}_{\text{schwach, geladen}}$ relevant ist. Das freie Neutron zerfällt mit einer Lebensdauer von $\tau = 885.7(8)\text{s}$ [Par04] in Proton, Elektron und Elektron-Antineutrino (siehe Abb. 2.2), wobei ein down-Quark in ein up-Quark übergeht



Die schwachen Eigenzustände der Quarks sind nicht identisch mit den Masseneigenzuständen. Die schwachen Eigenzustände lassen sich aus den Masseneigenzuständen über einer Drehung mit der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-(CKM)-Matrix erzeugen:

2.2 Bestimmung von V_{ud} im Neutronenzerfall

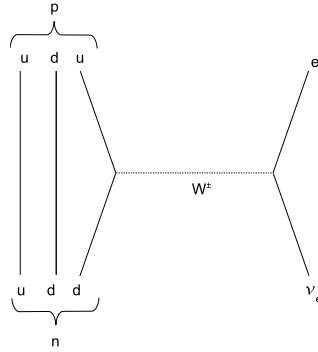


Abbildung 2.2: Feynman-Graph des Neutronen-Zerfalls

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Mit dieser Übergangsmatrix lassen sich sowohl Übergänge von up- in down-Quarks als auch die eingangs erwähnten strangeness-verletzenden Zerfälle beschreiben. Die Einträge dieser Matrix sind nur experimentell zugänglich und bilden weitere Parameter des Standardmodells. Die CKM-Matrix sollte als Drehmatrix definitionsgemäß unitär sein, es sollte also z. B. gelten, dass

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \quad (2.4)$$

Durch den Übergang eines down-Quarks in ein up-Quark im Neutronenzerfall haben wir Zugriff auf V_{ud} , das erste Element der CKM-Matrix (siehe Abschnitt 2.2). Die Bestimmung von V_{ud} aus Messungen des Neutronenzerfalls von Reich ([Rei99], [Abe02]) ergaben 1997 zusammen mit den damaligen Werten von V_{us} und V_{ub} eine Abweichung von 2.7σ von der Unitarität. Diese Abweichung und neue experimentelle Techniken, die den Fehler dieser Messungen weiter verringern konnten, waren Motivation dafür, V_{ud} im Rahmen dieser Arbeit erneut zu bestimmen.

2.2 Bestimmung von V_{ud} im Neutronenzerfall

Der schwache geladene Anteil $\mathcal{L}_{\text{schwach, geladen}}$ der Lagrangedichte (2.1) lässt sich im Neutronenzerfall auf Wechselwirkungen innerhalb der ersten Teilchenfamilie reduzieren. Die aus dem Feynman-Graphen 2.2 aufgestellte Übergangsmatrix T_{fi} lautet

2 Der Neutronenzerfall im Standardmodell

$$T_{fi} = \frac{g^2}{8} V_{ud} \overline{\psi}_u \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_d \cdot \underbrace{\frac{\delta_{ij} + \frac{k_i k_j}{m_W^2}}{k^2 + m_W^2}}_{\text{Propagator}} \overline{\psi}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu. \quad (2.5)$$

Da die frei werdende Energie $E_0 = 782.32$ keV im Neutronenzerfall klein gegenüber der W^\pm -Bosonenmasse $m_W = 80.425(38)$ GeV/c² ist, ist der Impulsübertrag k vernachlässigbar und der Propagator wird mit der Kopplungsstärke g zur Fermikonstante $G_F = \sqrt{2}g^2/(8m_W^2) = 1.16637(1) \cdot 10^{-5}$ GeV⁻² [Par04] zusammengefasst. So reduziert sich T_{fi} zu

$$T_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \underbrace{\overline{\psi}_u \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_d}_{J^{h\mu}} \cdot \underbrace{\overline{\psi}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu}_{J_\mu^l}, \quad (2.6)$$

wobei die Hadronen- und Leptonenströme $J^{h\mu}$ und J_μ^l eingeführt werden. Der Hadronenstrom $J^{h\mu}$ lässt sich unter Berücksichtigung der inneren Struktur des Neutrons in einzelne lorentzinvariante Wechselwirkungsterme aufteilen. Relevant sind dabei vektorielle und axialvektorielle Terme mit Stärken g_A und g_V und einen zusätzlichen Faktor der Stärke $g_{WM} = \frac{\mu_p - \mu_n}{2m_p}$, der in Analogie zum Elektromagnetismus schwacher Magnetismus genannt wird. Die induzierten Skalar- und Tensorkopplungen sind im Standardmodell verboten, die Größe der induzierten pseudoskalaren Anteile sind im Neutronenzerfall weit unter den experimentellen Nachweisschwellen. Somit lautet die Lagrangedichte des Neutronenzerfalls

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{V_{ud} g_V G_F}{\sqrt{2}} \cdot \overline{\psi}_p \gamma^\mu ((1 - \lambda \gamma_5 + i g_{WM} \sigma_{\mu\eta} k^\eta)) \psi_n \cdot \overline{\psi}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu. \quad (2.7)$$

$\lambda = g_A/g_V$ beschreibt dabei das Verhältnis der Kopplungsstärken von Axialvektor- und Vektor-Kopplung. Da das Standardmodell von V-A-Kopplung ausgeht, ist es wichtig, dieses Verhältnis zu bestimmen. λ ist aber auch Bestandteil der Fermi-Theorie des Neutronenzerfalls und verbindet diese Theorie der Punktwechselwirkung mit der Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung. Zur Bestimmung von V_{ud} aus λ wird die Zerfallsrate im Neutronenzerfall genutzt, die sich nach der goldener Regel zu

$$\frac{d\omega}{dt dE_e} \propto (G_F |g_V V_{ud}|)^2 f^*(E_e) (1 + 3\lambda^2) \quad (2.8)$$

ergibt, wobei $f^*(E_e)$ die Phasenraumdichte der Elektronen beschreibt. Integration von (2.8) über die Elektronenergie E_e ergibt die Lebensdauer τ des Neutrons

$$\tau = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{f^R m_e^5 c^4 (|V_{ud}| G_F g_V)^2 (1 + 3\lambda^2)} \quad (2.9)$$

$$\Rightarrow |V_{ud}| = \sqrt{\frac{4908.7(1.9) \text{ sec}}{\tau (1 + 3\lambda^2)}} \quad [\text{Abe04, Mar06}] \quad (2.10)$$

Um V_{ud} aus Neutronenzerfallsexperimenten zu bestimmen wird also außer der Lebensdauer τ des Neutrons eine zweite Messgröße gebraucht, die λ enthält.

2.3 λ aus Zerfalls-Asymmetrien

Außer der Lebensdauer lassen sich im Neutronenzerfall auch noch die Energien und Flugrichtungen der Zerfallsteilchen messen. Durch die Helizität der Leptonen von $H = -v/c$ beim Elektron und $H = 1$ beim Antineutrino sind Flugrichtung und Spin $s_{e/\nu}$ dieser Teilchen miteinander korreliert. Um diese Eigenschaft der zerfallsteilchen in Verbindung mit Drehimpuls- und Impulserhaltung auszunutzen betrachten wir im Folgenden Neutronen mit einem festen Spin $s_n = 1/2$, auf die Vektor- und Axialvektor-Operatoren wirken.

Beim Vektor- oder Fermi-Übergang gilt die Auswahlregel $\Delta s_z = 0$, die $|z|$ -Komponente des Nukleonenspins bleibt erhalten und Elektron und Neutrino koppeln zu $|S| = 0$. Beim Axialvektor- oder Gamov-Teller-Übergang hingegen koppeln die Leptonenspins zu $|S| = 1$, es gilt die Auswahlregel $\Delta s_z = 0, 1$ und der Nukleonenspin kann sich bei $\Delta s_z = 1$ umdrehen (siehe Abb. 2.3).

Aus den möglichen Spinstellungen und Helizitäten der Zerfallsteilchen ergibt sich für die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit $d\omega$ [Jac57]

$$d\omega \propto G_F^2 |V_{ud}|^2 f(E_e) (1 + 3\lambda^2) dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \left[1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \langle \sigma_n \rangle \cdot \left(A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right], \quad (2.11)$$

mit dem Phasenraumfaktor $f(E_e)$ und der Gesamtenergie E_e des Elektrons, den Elektron- und Neutrinoimpulsen \mathbf{p}_e und \mathbf{p}_ν und dem Neutronenspin $\langle \sigma_n \rangle$.

2.3.1 Korrelationskoeffizienten

Die in (2.11) beschriebene Korrelationskoeffizienten (a, b, A, B und D) sind zusätzliche Meßgrößen im Neutronenzerfall, sie können nicht aus der Theorie vorhergesagt werden. A, B und D werden im Zerfall polarisierter Neutronen gemessen.

2 Der Neutronenzerfall im Standardmodell

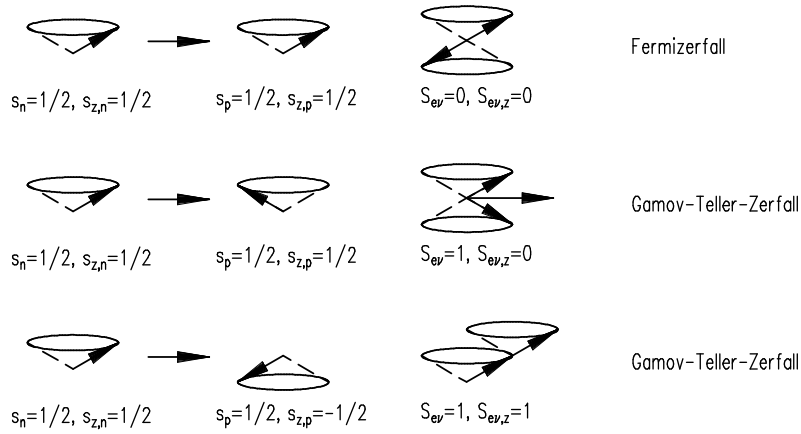


Abbildung 2.3: Mögliche Spinrichtungen beim Zerfall polarisierter Neutronen. Durch die negative Helizität $H = -v/c$ des Elektrons und die positive Helizität $H = 1$ des Antineutrinos sind beim Gamov-Teller-Zerfall die Flugrichtungen der Zerfallsteilchen nicht isotrop verteilt, was in der im Neutronenzerfall beobachteten Paritätsverletzung resultiert. (Abb. aus [Bra00])

- a:* Durch a werden Elektron- und Neutrinoimpuls miteinander korreliert. a wird entweder über Verformungen des Protonenspektrum gemessen (siehe z. B. [Bae02]) oder in Koinzidenz-Messungen von Elektronen und Protonen [Yer02]. Der derzeitige Weltmittelwert von $a = -0.103(4)$ wurde nur über Protonenspektren bestimmt.
- b:* Ein von Null verschiedener Fierz-Term b würde auf skalare und tensorielle Wechselwirkung hindeuten. Er verformt das Energiespektrum der Elektronen und wurde bisher nur in Kernzerfällen, jedoch nicht im Neutronenzerfall gemessen. Das abBA-Experiment [Wil05] plant eine Messung dieses Parameters.
- A:* Die Elektronenasymmetrie A ist Gegenstand dieser Arbeit und verknüpft Elektronenimpuls mit dem Neutronenspin. A kann aus der Winkelverteilung der Zerfalls-Elektronen bestimmt werden und ist zur Zeit der Wert des Neutronenzerfalls, aus dem sich V_{ud} bei gegebener Neutronenlebensdauer τ am genauesten bestimmen lässt. Genauere Werte für V_{ud} liefern nur noch übererlaubte Kernzerfälle. Aus dem derzeitigen Weltmittelwert von $A = -0.1173(13)$ der Particle Data Group [Par04] folgt ein λ -Wert von $-1.2695(29)$
- B:* Die Neutrino-Asymmetrie B verbindet Neutronenspin und Neutrinoimpuls. Da die Neutrinos nicht mit hinreichend großer Statistik detektierbar sind, wird ihr

2.3 λ aus Zerfalls-Asymmetrien

Impuls aus Proton- und Elektronimpuls rekonstruiert (siehe z. B. [Sch, Kre04b, Kre05b]). B ist sensitiv auf rechtshändige W^\pm -Bosonen, die in über das Standardmodell hinausgehenden Theorien beschrieben werden. Bisher konnten mit dem Wert $B = 0.983(4)$ nur untere Grenzen für ihre Masse gefunden werden [Par04].

D : D ist die Tripelkorrelation zwischen Neutronen-Spin und Elektron- und Neutrinoimpuls. Um D zu erhalten, werden die Winkelverteilungen zwischen Proton und Elektron gemessen. Ein von 0 verschiedener D -Wert würde ein komplexes λ und damit Zeitumkehrverletzung bedeuten. Auch hier sieht man die Grenzen des Standardmodells, das für λ keinen komplexen Anteil vorsieht. Bisher wurden nur obere Grenzen gefunden [Sol00, Sol04].

In Gleichung (2.11) wird der Spin der Zerfallsteilchen nicht berücksichtigt. In Verbindung mit dem Spin der Neutronen wird das durch Korrelationen $R \frac{\langle \sigma_n \rangle \sigma_e \times \mathbf{P}_e}{E_e}$ und $N \cdot \langle \sigma_n \rangle \sigma_e$ beschrieben. Eine Gruppe um Bodek [Bod02, Bod05] plant, diese Korrelationen, die zur Suche nach Zeitumkehr geeignet sind, über die Polarisation der Elektronen zu vermessen.

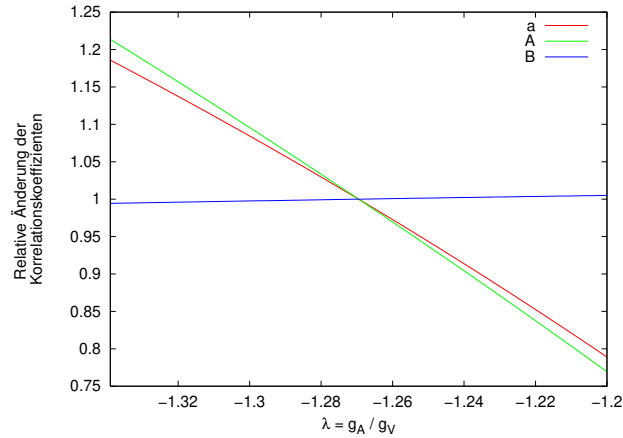


Abbildung 2.4: Sensitivität der Korrelationskoeffizienten a , A und B für λ . Referenzpunkt ist der Weltmittelwert von $\lambda = -1.2695(29)$.

2 Der Neutronenzerfall im Standardmodell

Die Korrelationskoeffizienten hängen in der V-A-Theorie nur von λ ab:

$$a = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.12)$$

$$A = -2 \frac{|\lambda|^2 + \operatorname{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.13)$$

$$B = 2 \frac{|\lambda|^2 - \operatorname{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.14)$$

$$D = \frac{2\operatorname{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad (2.15)$$

Die Empfindlichkeit der Korrelationskoeffizienten auf λ variiert jedoch: a und A zeigen, wie in Abbildung 2.4 illustriert, die größte Abhängigkeit von λ und sind daher gut geeignet, λ zu bestimmen. Die Messung des Protonenspektrums des Neutronenzerfalls mit Energien unter 1 keV, die zur Bestimmung von a durchgeführt werden muss, ist sehr schwierig, und die derzeitigen experimentellen Fehler für $\lambda(a)$ sind um einen Faktor 10 größer als die Fehler auf $\lambda(A)$.

In Gleichung (2.11) ist auch Phasenraumfaktor $f(E_e)$ enthalten, der die Energieverteilung der Zerfallselektronen beschreibt und zu einer von der Elektronenenergie abhängigen Elektron-Asymmetrie A führt:

$$f(E_e) = \frac{E_e}{4\pi^4 (\hbar c)^6} p_e (E_0 - E_e)^2. \quad (2.16)$$

Dieses Spektrum muss aufgrund der Anziehung zwischen Elektron und Proton noch mit der Coulomb-Korrektur $F(E_e)$ korrigiert werden. Außerdem kommen äußere Strahlungskorrekturen $\delta_R(E_e)$ und der Protonen-Rückstoß $R_0(E_e)$ hinzu (siehe Abb. 2.5), so dass sich der korrigierte Phasenraum-Faktor $f^*(E_e)$ nun wie folgt schreibt:

$$f^*(E_e) = F(E_e) (1 + \delta_R(E_e)) (1 + R_0(E_e)) f(E_e). \quad (2.17)$$

Diese Korrekturen haben eine Größe von ca. 1 %. Rückstoß- und Strahlungskorrekturen [Wil82] . müssen auch bei der Analyse von A berücksichtigt werden.

Die aus dem Rückstoß des Protons resultierenden Korrekturen auf die Asymmetrie A sind energieabhängig und müssen in der Fitfunktion berücksichtigt werden (Werte aus [Rei99]):

$$A(E) = A' \left\{ 1 + A_{\mu M} \left[A_1 \frac{E_0 + m_e}{m_e} + A_2 \frac{E + m_e}{m_e} + A_3 \frac{m_e}{E + m_e} \right] \right\} \quad (2.18)$$

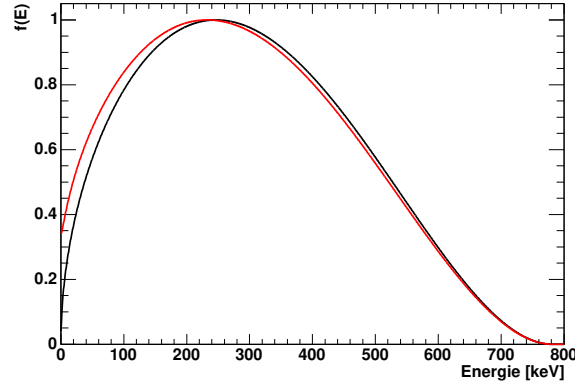


Abbildung 2.5: Theoretischer Phasenraumfaktor ohne (schwarz) und mit (rot) Korrekturen

mit

$$\begin{aligned}
 A_{\mu M} &= \frac{-\lambda + 2\kappa + 1}{-\lambda(1 + \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{m_e}{m_n} && \sim -1.7 \cdot 10^{-3} \\
 A_1 &= \lambda^2 - \frac{2}{3}\lambda - \frac{1}{3} && \sim 2.1 \\
 A_2 &= \lambda^3 - 3\lambda^2 + \frac{5}{3}\lambda + \frac{1}{3} && \sim -8.7 \\
 A_3 &= 2\lambda^2(1 + \lambda) && \sim -0.87.
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

Dabei ist $\kappa = g_{\text{WM}}/2$ mit dem schwachen Magnetismus verknüpft, einer Größe im Neutronenzerfall, die bisher noch nicht vermessen worden ist. A wäre somit auch eine geeignete Messgröße, um den schwachen Magnetismus zu bestimmen.

Im Gegensatz zu den Rückstoßkorrekturen sind die externen Strahlungskorrekturen δA_{R} nahezu energieunabhängig und können an den endgültigen A -Wert angebracht werden, es gilt

$$A' = A \cdot (1 - \delta A_{\text{R}}/A) \tag{2.20}$$

mit $\delta A_{\text{R}}/A = 9 \cdot 10^{-4}$ [Glü92].

3 Aufbau von PERKEO II

Die Elektron-Asymmetrie A wurde in dieser Arbeit mit dem Spektrometer PERKEO II, einem supraleitenden Magneten, am Zerfall kalter polarisierter Neutronen vermessen. Dieses Kapitel beschreibt die in PERKEO II benutzten Messprinzipien. Es wird detailliert auf die Elektronendetektion und den Strahlaufbau eingegangen und auf Verbesserungen zu vorherigen Messungen hingewiesen.

3.1 Strahlaufbau

Zu Asymmetrie-Messungen werden im allgemeinen kalte Neutronenstrahlen genutzt, da sich diese sehr gut polarisieren lassen und in großer Anzahl produziert werden können. Im Prinzip kann auch in Speicherexperimenten mit ultrakalten Neutronen gemessen werden [You00], dabei ist es jedoch wesentlich schwieriger, genügend Statistik zu sammeln.

Um freie Neutronen zu erzeugen werden zum Teil Forschungsreaktoren wie der *FRM2* in München oder der Reaktor des *Instituts Laue-Langevin (ILL)* in Grenoble, Frankreich genutzt. Eine weitere Möglichkeit sind Spallationsquellen, in der ein Protonenstrahl in einem Target die Emission von Neutronen triggert (Beispiele hierfür sind die *SINQ*-Quelle im Paul-Scherrer-Institut, Schweiz, oder die im Bau befindliche *Spallation Neutron Source* in Oak Ridge, USA).

Die Messungen mit PERKEO II wurden von Oktober 2003 bis Juni 2004 am Strahlplatz PF1B des Institut Laue-Langevin durchgeführt, einem kalten Neutronenstrahl mit einem Capture Flux¹ von $1.3 \cdot 10^{10}$ Neutronen/(cm²s) und einem Querschnitt von 12×20 cm² [Häs02, Abe05]. Von der kalten Quelle, einem Moderator aus 25 K kaltem Deuterium, werden die Neutronen mit einem Supermirror-Leiter zum Experiment geführt. Der Neutronenleiter ist so gekrümmt, dass der Strahlplatz keine direkte Sicht auf den Reaktorkern hat und somit Gammastrahlung aus dem Reaktorkern nur nach mehreren Reflexionen das Experiment erreichen kann. Der

¹Der Absorptionsquerschnitt von Neutronen und auch die Zerfallswahrscheinlichkeit sind proportional zur Aufenthaltszeit der Neutronen in Kernnähe, also zum Reziproken der Neutronengeschwindigkeit. Der Capture Flux ϕ_c ist ein mit einem $1/v$ -Detektor gemessenen Neutronenfluss, der auf eine Neutronenwellenlänge von 1.8 \AA normiert ist. Dieser wird im Normalfall über die Aktivierung einer Goldfolie durch Neutronenabsorption ermittelt. Um den realen Teilchenfluss zu erhalten, muss der Capture Flux mit Detektoreffizienz und Strahlspektrum korrigiert werden.

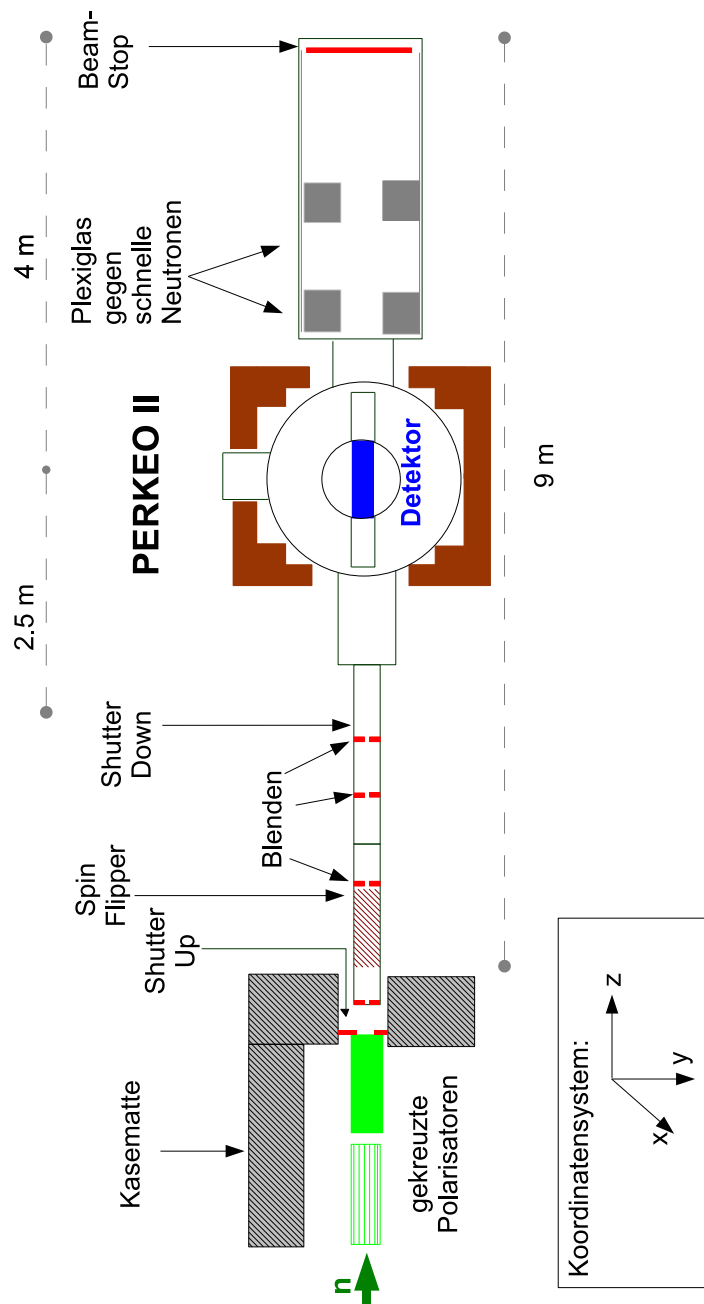


Abbildung 3.1: Seitenansicht des PERKEO II-Aufbaus (nicht maßstäblich). Der Hauptschutter befindet sich 7 m vor der Kasematte (in der Abbildung links).

3 Aufbau von PERKEO II

Neutronenstrahl kann durch einen Hauptshutter vollständig verschlossen werden. Zirka 7 m hinter dem Hauptshutter mündet der Neutronenleiter in einem Betonbunker, der sogenannten Kasematte. In dieser werden der Leiteraustang und die bei PERKEO II benutzten Polarisatoren durch Blei abgeschirmt. Hinter dem Leiteraustang ist der Strahlplatz PF1B vollkommen variabel, und Kollimation und Abschirmungen können den experimentellen Bedürfnissen angepasst werden. Der von PERKEO II benutzte Aufbau ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

A ist durch die Formel (2.11) als Korrelation zwischen Elektronenimpuls und Neutronenspinrichtung definiert und zur Messung der Elektronasymmetrie werden die Neutronen polarisiert. A -Messungen sind besonders empfindlich auf den Absolutbetrag der Polarisation. Um eine möglichst hohe Polarisation mit hoher Präzision zu erhalten werden deswegen zwei gekreuzte Supermirror-Polarisatoren genutzt (siehe z. B. [Kre05a, Bre03] und Abschnitt 3.1.3), die eine Neutronenpolarisation von fast 100 % bewirken. Die Polarisatoren werden mit Heliumgas gespült, um die Streuung der Neutronen an Wasserstoffteilchen in der Luft zu reduzieren. Zur Abschirmung der in den Polarisatoren entstehende Gammastrahlung befinden sich diese in der Kasematte innerhalb einer 10 cm dicken Bleiabschirmung.

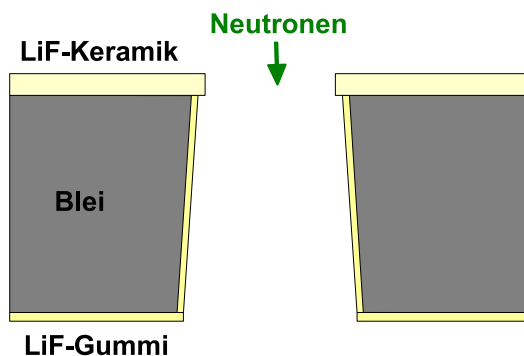


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer Kollimationsblende. Auf der Eintrittsseite ragt die LiF-Keramik über das Blei hinaus, um zu verhindern, dass die Neutronen vom Blei absorbiert werden. Die Bleiblende öffnet sich in Flugrichtung, um die Divergenz der Neutronen zu berücksichtigen.

In den Polarisatoren wird der Neutronenfluß durch Absorption auf $\phi_c = 1.6 \cdot 10^9$ Neutronen/(cm²s) reduziert, die vernichteten Neutronen erzeugen Untergrund. Um diesen messen zu können, befindet sich direkt hinter den Polarisatoren, noch vor Eintritt in das Vakuumsystem, der aus ⁶LiF-Keramik bestehende Stahlverschluss *Shutter Up(stream)*. ⁶Li absorbiert Neutronen mit einem Wirkungsquerschnitt von 940.3 b [Nuc00] in 99.9 % aller Fälle über die Reaktion



Sowohl die Alpha-Teilchen als auch die Tritium-Ionen erzeugen aufgrund ihrer geringen Reichweite keinen Untergrund im Detektor. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 10^{-4} werden jedoch auch sowohl Gammas als auch schnelle Neutronen (aus einer Reaktion der Tritium-Ionen mit Li und F, siehe auch [Lon80, Kre04a]) erzeugt. Schnelle Neutronen haben mit Energien im Bereich zwischen 10 keV und 20 MeV eine wesentlich höhere Geschwindigkeit und deswegen einen um einen Faktor 10000 kleineren Absorptionsquerschnitt als kalte Neutronen, deren Energien im meV-Bereich liegen. . Schnelle Neutronen müssen über Stöße moderiert werden, am effizientesten sind dabei Stöße an Protonen, also Wasserstoff. Ohne auf Wasserstoff zu treffen erzeugen schnelle Neutronen also keinen Untergrund, sie durchfliegen einfach jegliche Materie. Die Plastik-Szintillatoren der Detektoren sind jedoch gute Moderatoren. Auch werden bei einem Stoß mit einem Neutron Protonen beschleunigt, diese werden im Szintillator nachgewiesen. Aus diesen Gründen sollten die Detektoren nicht von schnellen Neutronen getroffen werden. Deswegen werden sämtliche in PERKEO II auftauchenden Quellen schneller Neutronen wie Blenden und Beamstop mit Polyethylen oder Plexiglas abgeschirmt. Die moderierten Neutronen werden danach in Bor in der Reaktion



absorbiert. Zur Abschirmung der hierdurch entstehenden Gammastrahlung und der Gammastrahlung von Reaktor, Polarisatoren, Vakuumeintrittsfenster und andere Experimente wurden insgesamt 10 t Blei verwendet.

Nach dem Eintritt des Neutronenstrahls ins Vakuumsystem links in Abbildung 3.1 folgt ein Radio-Frequency-Spinflipper, mit dem der Neutronenspin mit der Spinflip-Effizienz f gedreht (*geflippt*) werden kann, um systematische Effekte zu eliminieren. Gleichzeitig tritt der Neutronenstrahl ins Kollimationssystem ein [Sch04, Kre04a], das mit vier Blenden auf einer Länge von knapp 4 m den Neutronenstrahl kollimiert. Im Spektrometer hat der Neutronenstrahl einen Querschnitt von $11 \times 8 \text{ cm}^2$. Die Blenden bestehen ebenfalls aus LiF-Keramik, die auf 5 cm dicke Bleiblenen geklebt wurde (Abb. 3.2). Zur Absorption gestreuter Neutronen sind diese Bleiblenen innen mit LiF-Gummi ausgekleidet. Da an den Innenkanten gerade der letzten Blenden Neutronen in Richtung des Detektors gestreut werden können, wurden Haloblenden aus LiF so platziert, dass sie die direkte Sicht vom Detektor auf die letzte Kollimationsblende verwehren, aber den Strahl nicht berühren. *Shutter Down(stream)* ermöglicht es, das Kollimationssystem mit diesem zweiten Strahlverschluss direkt hinter der vierten Blende abzuschließen.

Ein Vergleich des Untergrunds im Spektrometer bei geschlossenem Shutter Up, bei dem nur der Untergrund durch die Polarisatoren zum Tragen kommt, und bei offenem Shutter Up und geschlossenem Shutter Down, bei dem auch das Kollimationssystem von Neutronen beleuchtet wird, liefert ein Maß für den Untergrund, der während des Experiments im Kollimationssystem erzeugt wird. Die Positionie-

3 Aufbau von PERKEO II

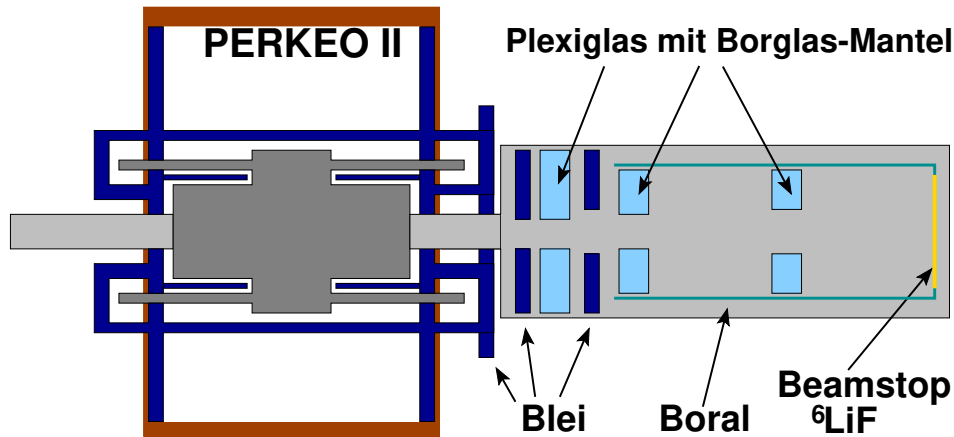


Abbildung 3.3: Beamstoprohr mit Abschirmungen (aus [Kre04a])

Die Ausrichtung der Blenden und der beiden Shutter wurde mittels Monte-Carlo-Simulationen [Sch04] so optimiert, dass der entstehende Untergrund in einem möglichst kleinen Raumwinkel auf die Detektoren trifft.

Durch Polarisatoren und Kollimation ist der Capture Flux von $1.3 \cdot 10^{10}$ Neutronen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) am Leiterausgang auf $4.4 \cdot 10^8$ Neutronen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) an der letzten Blende reduziert worden². Mit der Größe der letzten Blende von 6.1 cm^2 und einer Länge des Zerfallsvolumens von 27 cm ergibt sich eine Zerfallsrate von ca. 400 Zerfällen/s.

Hinter PERKEO II schließt sich das Beamstoprohr an (rechts in Abbildung 3.1), das mit einem Durchmesser von knapp 80 cm groß genug ist, um den Neutronenstrahl nicht zu berühren. Dieser trifft ca. 4 m hinter dem Zerfallsvolumen mit einem Querschnitt von etwa $20 \times 15 \text{ cm}$ auf den ebenfalls aus LiF-Keramik bestehenden Beamstop auf. Innerhalb des Beamstoprohres befinden sich mehrere Abschirmungen aus mit boriiertem Glas beklebtem Plexiglas zur Moderation schneller Neutronen. Das Strahlrohr ist durch Platten aus boriiertem Aluminium (Boral) vor am Beamstop gestreuten Neutronen geschützt (vergleiche Abb. 3.3).

3.1.1 Erzeugung polarisierter Neutronen

Da die Elektronasymmetrie A den Erwartungswert $\langle \sigma_n \rangle$ des Neutronenspins mit dem Elektronenimpuls korreliert, ist es wichtig, dass der Polarisationsgrad P der Neutronen möglichst nahe bei 100 % liegt, und noch wichtiger, dass dieser genau bekannt ist. Zur Verbesserung der Systematik wird der Neutronenspin in regelmäßigen Abständen geflippt (siehe genauer in Abschnitt 3.2), der experimentelle A -Wert

²Dieser Fluss wurde bei unevakuiertem Strahlrohr gemessen, so dass er durch Streuung an Luft ca. 10 % kleiner ist als der während des Experiments erreichte Fluss. Diese Korrektur wurde in die Berechnung der Elektronenzählrate einbezogen

hängt also auch von der Spinfliepeffizienz f ab:

$$A_{\text{exp}} = A \cdot P \cdot f \quad (3.3)$$

Zur Polarisation von Neutronenstrahlen mit kontinuierlicher Wellenlänge³ werden im allgemeinen zwei verschiedene Methoden genutzt:

Polarisation mit ³He-Spinfiltern

³He-Spinfilter bestehen aus Zellen mit polarisiertem ³He-Gas. Bei ³He ist der Absorptionsquerschnitt für Neutronen mit Spin antiparallel zum Kernspin um einen Faktor 1200 größer als im parallelen Fall. Dies kann zur Polarisation von Neutronen genutzt werden [Cou88, Sur97]. Durch Relaxationsprozesse im ³He-Gas ist der Polarisationsgrad des Gases und somit die Polarisations-effizienz P jedoch zeitabhängig. Dadurch ist diese Methode zur Zeit für Langzeitexperimente ungebräuchlich. Auch ist eine ³He-Zelle je nach dem eingestellten Gasdruck nur für bestimmte Neutronenwellenlängen durchlässig, was die Zählrate reduzieren würde. Sie ist jedoch sehr gut zur Polarisationsanalyse geeignet [Zim99b, Zim99a], da ihre Analysatorstärke winkelunabhängig ist und sich ihre Polarisations-effizienz P in einem festen Wellenlängenbereich auf 100 % einstellen lässt (Messungen sind z. B. beschrieben in [Bre03, Kre05a, Sch04]). Polarisationsmessungen mit ³He-Spinfiltern sind im Gegensatz zu Messungen mit Supermirror-Polarisatoren eine von der Polarisatorgeometrie unabhängige Methode, die absolute Polarisation des Neutronenstrahls zu bestimmen.

Reflexion an Oberflächen

Kalte Neutronen erfahren an bestimmten Materialien (wie z. B. Nickel) Totalreflexion in Abhängigkeit von Auftreffwinkel θ und Wellenlänge λ der Neutronen. Durch Reflexion an dünnen Schichten kann der kritische Winkel $\theta_{\text{krit}}(\lambda)$ durch Braggreflexionen erhöht werden. Solche Spiegel werden als *Supermirror* bezeichnet [Sch89].

Neutronen werden am Oberflächenpotential des Materials reflektiert, das bei einigen magnetischen Materialien wie Kobalt stark von der relativen Stellung des Neutronenspins zur Magnetisierung des Materials abhängt: Neutronen mit z. B. Spin Up (\uparrow) werden reflektiert, solche mit Spin Down (\downarrow) werden transmittiert (vgl. Abb. 3.4). Besteht die unterste Schicht bei einem Supermirror aus einem Neutronen-Absorber wie Gadolinium, so werden die Neutronen mit Spin Down absorbiert.

Ein kompletter Polarisator besteht aus mehreren langen Spiegeln nebeneinander, die längs der Flugbahn der Neutronen gekrümmt sind, so dass die Neutronen mindestens einmal reflektiert werden (siehe Abb. 3.5). Diese Spiegel befinden sich in

³Braggreflexionen an Kristallen werden zur Polarisation und Wellenlängenselektion genutzt

3 Aufbau von PERKEO II

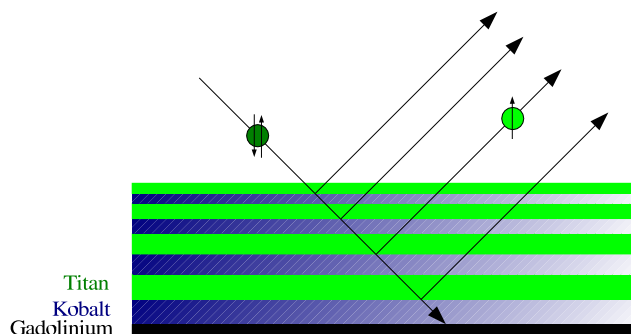


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Wirkungsweise eines Supermirror-Polarisators

einem starken homogenen Magnetfeld, das die Kobalt-Schichten gleichmäßig aufmagnetisiert. In diesem Experiment wurden zwei Polarisatoren genutzt, die in einer Kooperation zwischen der Technischen Universität München, dem ILL, und der Universität Heidelberg entwickelt worden sind.

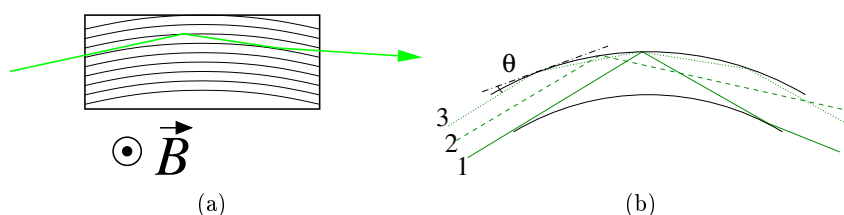


Abbildung 3.5: (a) Supermirror-Polarisator (schematisch), (b) Neutronenreflexion in einem Polarisator-Kanal, Bahn 2 und 3 zeigen Girlandenreflexionen [Kre05a]

Die Polarisation solcher Spiegel ist stark winkelabhängig: Neutronen mit einem Winkel $\theta_{\text{krit}}^{\perp} < \theta < \theta_{\text{krit}}^{\perp}$ werden fast vollständig polarisiert, ist der Winkel $\theta < \theta_{\text{krit}}^{\perp}$, so werden diese Neutronen praktisch nicht polarisiert. Neutronen mit kleinen Winkeln θ werden an den Aussenbahnen der Polarisatoren in Girlandenreflexionen transportiert (siehe Neutronen-Bahnen 2 und 3 in Abb. 3.5(b)). Diese Reflexionen werden durch einfaches Verlängern der Polarisationsstrecke nicht beseitigt, da sich der Winkel θ_x zur Oberfläche nicht ändert.

Wenn nun jedoch zwei Polarisatoren um 90° verdreht hintereinander aufgestellt werden (Abbildung 3.6), ist der Winkel θ_y zum zweiten Polarisator unabhängig vom Winkel θ_x (Bild 3.7). Der Anteil der Neutronen, die durch streifenden Einfall nicht polarisiert werden, verringert sich. Diese gekreuzte Geometrie liefert eine Neutronenpolarisation nahe 100 %.

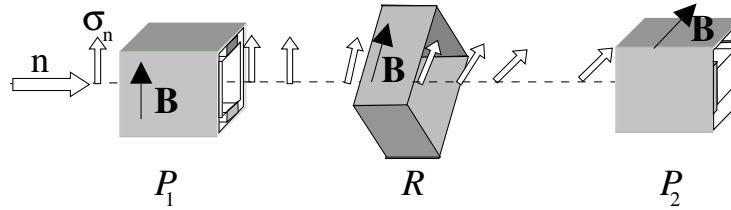


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung von Polarisatoren in gekreuzter Geometrie. Das Drehfeld R zwischen den beiden Polarisatoren P_1 und P_2 dreht den Spin der Neutronen adiabatisch in die richtige Richtung für P_2 .

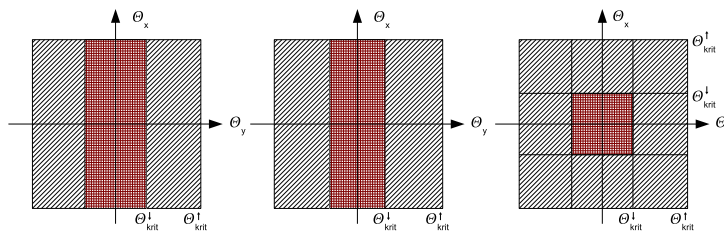


Abbildung 3.7: Anteil der Girlandenreflexionen im Strahl bei fester Wellenlänge. Das Verhältnis von schwarz schraffierten Flächen (richtige Spinrichtung) zu rot schraffierten Flächen (unpolarisiert) ist ein Maß für den Anteil an Girlanden-Reflexionen am reflektierten Neutronenstrahl. (a) Verwendung nur eines Polarisators, Neutronen mit einem Winkel $\theta < \theta_{\text{krit}}^{\uparrow}$ werden totalreflektiert, ohne polarisiert zu werden. (b) Zwei Polarisatoren in gleicher Spiegelstellung hintereinander ändern θ_{krit} kaum. (c) Um 90° gegeneinander verdrehte Polarisatoren, θ wird nun in x- und y-Richtung geschnitten [Bre03].

Bei der Verwendung nur eines Polarisators ist die Polarisation abhängig von Wellenlänge und Winkel der Neutronen, da diese in den Bragg-Winkeln reflektiert werden. In der gekreuzten Geometrie wird die Neutronenpolarisation nahezu unabhängig von Winkel und Wellenlänge, da sich die Inperfektionen der Polarisatoren gegenseitig unterdrücken. Mit zwei aufeinander senkrecht stehenden Polarisatoren sind die Freiheitsgrade der Winkel ausgeschöpft, ein weiterer Supermirror-Polarisator kann also die Girlanden-Reflexionen nicht weiter eindämmen.

3.1.2 Radio-Frequency-Spinflipper

In einem Magnetfeld präzediert der Spin des Neutrons mit der Larmorfrequenz $\omega_l = 29.16 \text{ MHz/T}$. Diese Eigenschaft wird in einem Radio-Frequency (RF)-Spinflipper ausgenutzt, um den Neutronenspin zu drehen:

3 Aufbau von PERKEO II

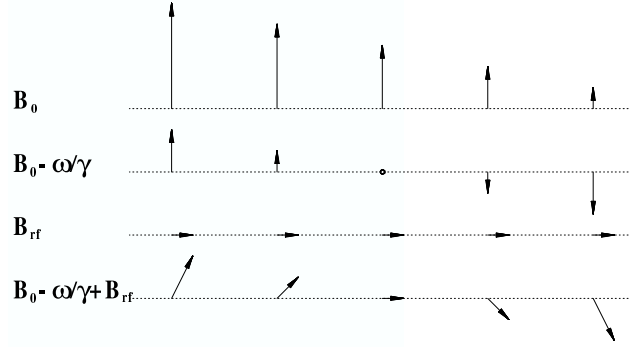


Abbildung 3.8: Magnetfelder des Resonanz-Spinflippers. Aufgrund des effektiven Felds $B_0 - \frac{\omega}{\gamma} + B_{rf}$ rotiert der Spin. (Bild aus [Bre03].)

Ein RF-Spinflipper (siehe z. B. [Baz93]) besteht aus einem statischen Magnetfeld $\vec{B}_0(z)$ parallel zum Neutronenspin und einem dazu senkrecht stehendem Magnetfeld \vec{B}_{rf} einer RF-Spule mit der Frequenz $\omega = \omega_l$. Wird ein Bezugssystem gewählt, das sich mit der Larmorfrequenz ω_l dreht, erscheint das RF-Feld als statisches Magnetfeld und das Neutron sieht ein effektives Magnetfeld $\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{rf} - \vec{\omega}/\gamma$. Wie in Abb. 3.8 ersichtlich ist, dreht sich dieses Feld um 180° , da durch den Gradienten im statischen Magnetfeld $\vec{B}_0(z)$ das äußere Feld zunächst größer als ω/γ ist und sich dann verringert. Erfolgt diese Drehung adiabatisch, kann der Spin des Neutrons dem effektiven Feld folgen. Da sich das effektive Magnetfeld nur im rotierenden Bezugssystem bewegt, ist hinter dem Spinflipper der Spin im Laborsystem antiparallel zu seiner vorherigen Ausrichtung.

Bei dieser Methode befindet sich im Gegensatz zu anderen Methoden wie dem Current-Sheet-Spinflipper (siehe z. B. [Mun00]) kein zusätzliches Material im Strahl. Für schnelle Neutronen ist die Adiabaticität der Drehung nicht mehr gegeben, dort verschlechtert sich die Effizienz.

3.1.3 Messung von Polarisation und Spinflippeffizienz

Zur Analyse der Effizienzen des gekreuzten Polarisators P und des Spinflipper f_1 benutzt man einen Aufbau aus Analysationsflipper f_2 und Analysator A . Als Analysator wurden sowohl ^3He -Zellen als auch gekreuzte Polarisatoren verwendet, der Analysationsflipper f_2 war wie f_1 ein RF-Spinflipper.

Bei einer Messung mit Supermirror-Analysatoren muss jedoch darauf geachtet werden, dass durch die Geometrie der Spiegelreflexionen bei diesem Aufbau Analysationsgrad A und Polarisationsgrad P nicht voneinander entkoppelt sind. Aus diesem Grund kann man in dieser Konfiguration nur das Produkt $P \cdot A$ messen. Wenn $P \approx A$ gilt, so gilt als Abschätzung $P \gtrsim \sqrt{PA}$. Mit dieser Messung kann jedoch

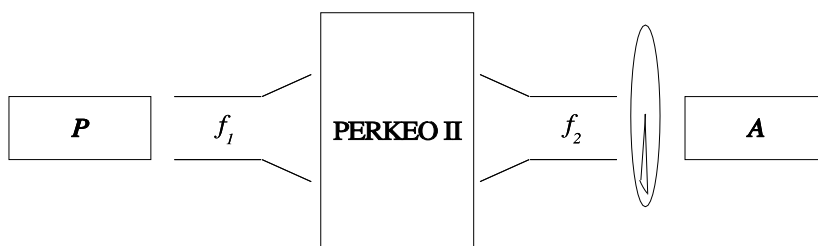


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Polarisationsanalyse.

die Wellenlängen- und Ortsabhängigkeit der Polarisation bestimmt werden. Die absolute Polarisation des Strahls wird dann an einem Ort mittels ^3He -Zellen [Kre05a] bestimmt und das Ergebnis zur Normierung von $P \cdot A$ genutzt und dieses Ergebnis auf den ganzen Strahl zu übertragen.

In der Vorbereitungsstrahlzeit 2003 wurden nur drei Punkte in horizontaler Richtung vermessen, um eine genügend hohe Polarisation der Neutronen sicherzustellen, 2004 wurde dann 40 Tage lang die Polarisation ausführlich gemessen und systematische Checks durchgeführt. Um etwaige Depolarisation durch den starken Magnetfeldanstieg in PERKEO II auszuschließen, wurde die Polarisation in der Strahlmitte vor und hinter dem Spektrometer PERKEO II gemessen (Abb. 3.9). Sowohl Polarisation als auch Spinflippeffizienz sind homogen in Wellenlänge und Ort.

In einer vorläufigen Analyse ergibt sich ein Polarisationsgrad von $P = 99.7(1)\%$ und eine Spinflippeffizienz von $f = 100.0(1)\%$ [Sch04]. Damit wurde die weltbeste Neutronenstrahlpolarisation erreicht. Die Korrektur durch Polarisation und Flippeffizienz $f \cdot P$ ist gegenüber der Messung von Reich [Rei99] um einen Faktor 4.7 kleiner, der Fehler um einen Faktor 2.2. Die Genauigkeit der vorläufigen Analyse ist bei der statistischen Genauigkeit der A -Messung ausreichend.

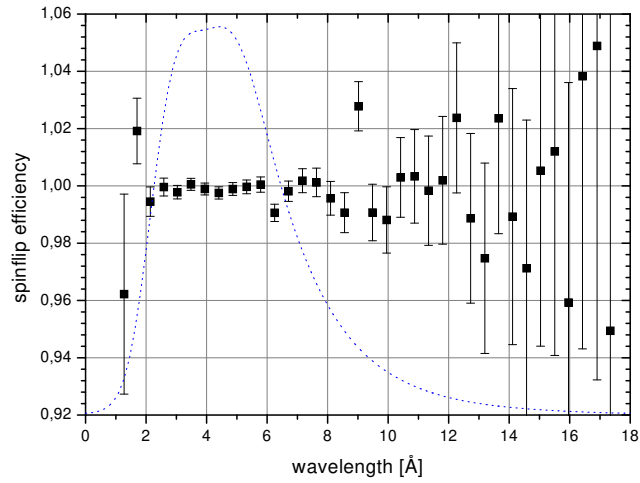
3.2 Das PERKEO II-Prinzip

Da zur Bestimmung der Elektron-Asymmetrie A nur das Elektron nachgewiesen werden muss, wird Gleichung (2.11) über den Neutrinowinkel $d\Omega_\nu$ integriert, um die Elektronenrichtung und -verteilung relativ zum Neutronenspin zu erhalten

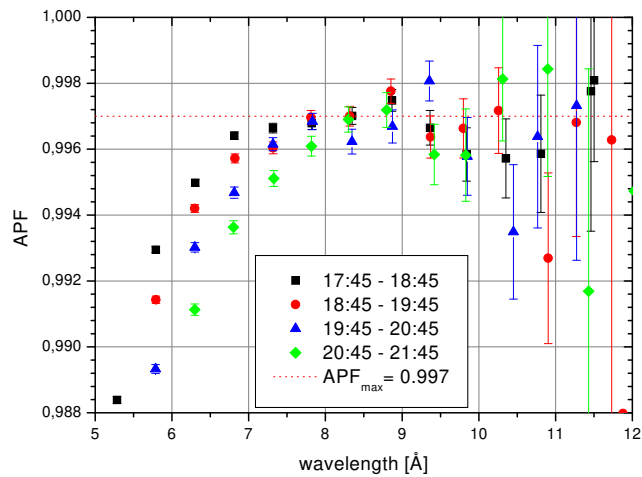
$$d\omega \propto f^*(E_{kin,e}) dE_{kin,e} d\Omega_e (1 + A\beta \cos \theta). \quad (3.4)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen Elektronenimpuls und Neutronenspin (siehe auch Abb. 3.11), und β die Geschwindigkeit des Elektrons im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit. Der Raumwinkel, der vom Elektron-Detektor abgedeckt wird, ist ein

3 Aufbau von PERKEO II



(a) Spinflip-effizienz



(b) ^3He -Analyse

Abbildung 3.10: Messung der Polarisation und Spinflip-effizienz im Zentrum des Neutronenstrahls. (a) Spinflip-effizienz $f = 100.0(1)\%$ mit dazugehörigen Neutronenspektrum. (b) PAf -Analyse mit ^3He -Zellen: Die einzelnen Kurven wurden zu verschiedenen Zeiten gemessen, um Relaxationsprozesse berücksichtigen zu können. Die Zelle wurde so gewählt, dass bei Wellenlängen zwischen 7.5 und 9 \AA die Analysatorstärke $A=1$ gilt. Die gemessene Polarisation von $P = 99.7(1)\%$ kann auf das gesamte Spektrum übertragen werden [Sch04].

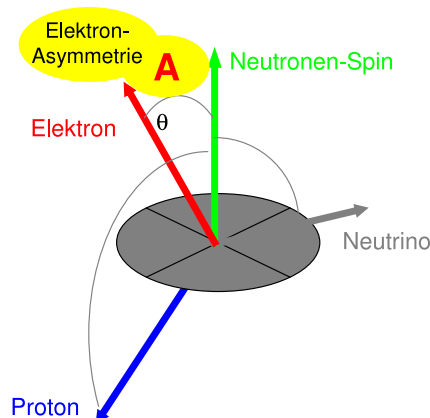


Abbildung 3.11: Im Rahmen dieser Arbeit gemessene Winkelkorrelation A

Korrekturfaktor von A -Messungen, die keine 4π -Detektion aller Elektronen durchführen. Dieses Problem lösen die PERKEO-Experimente durch den Einsatz eines Magnetfeldes, das mehrere Funktionen erfüllt:

- Alle im Zerfallsvolumen entstehenden Elektronen werden durch das Magnetfeld auf die Detektoren zu beiden Seiten des Strahls geführt, unabhängig von ihrer Energie. Somit werden alle Elektronen in $2 \cdot 2\pi$ detektiert, ohne dass eine schwer zu bestimmende Raumwinkelkorrektur angewendet werden muss.
- Der Spin der polarisierten Neutronen ist immer exakt parallel oder antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtet. So teilt dieses Magnetfeld den Raum in zwei Halbräume relativ zum Neutronenspin. Elektronen, die parallel zum Neutronenspin emittiert werden, fliegen auch zum in Neutronenspinrichtung stehenden Detektor, während Elektronen mit einem Anfangsimpuls antiparallel zum Neutronenspin vom anderen Detektor nachgewiesen werden. Bei Integration von Gleichung (3.4) über den Raumwinkel ergibt sich für die in Spinrichtung emittierten Elektronen der Energie E die Zählrate

$$N^\uparrow(E) = f^*(E) \cdot \int_0^{\pi/2} (1 + A\beta \cos \theta) \sin \theta d\theta = f^*(E) \cdot \left(1 + \frac{1}{2}A\beta\right). \quad (3.5)$$

- Elektronen, die aus dem einem Detektor zurückgestreut werden, werden entweder durch das zur Mitte hin ansteigende Magnetfeld wieder zum selben Detektor gespiegelt oder fliegen entlang der Magnetfeldlinien zum gegenüberliegenden Detektor. Mit Hilfe der Flugzeitinformation und der in beiden Detektoren deponierten Energie lassen sich diese Ereignisse rekonstruieren.

PERKEO II ist ein supraleitender Magnet mit einer Feldstärke von 1 T im Zentrum, die zu den Detektoren hin auf die Hälfte abfällt (siehe Abb. 3.12). Die parallel zum

3 Aufbau von PERKEO II

Magnetfeld polarisierten Neutronen fliegen durch das Zentrum des Magnetfelds. Gemessen werden alle Zerfälle innerhalb des schraffierten Zerfallsvolumens, das durch Metallblenden definiert wird, die außerhalb dieses Volumens entstehende Elektronen absorbieren (siehe Abschnitt 3.2.2). Zur Abschirmung des Magnetfelds befindet sich PERKEO II in einer 17 t schweren Magnetfeldrückführung aus Stahl.

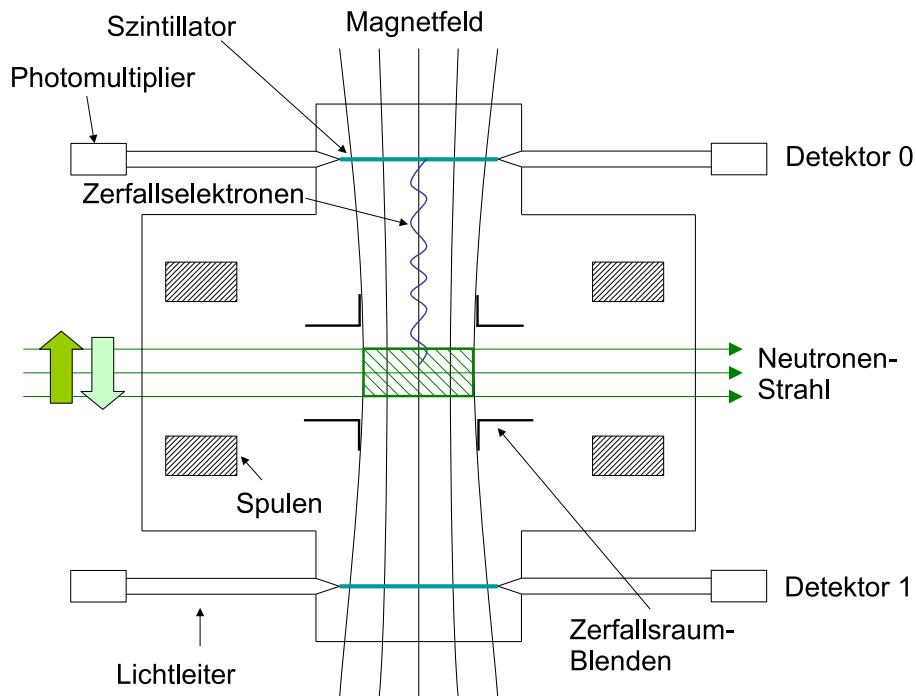


Abbildung 3.12: Das Elektron-Spektrometer PERKEO II mit Neutronenstrahl und Spinrichtung.

Um systematische Effekte durch eine unterschiedliche Kalibration der beiden Detektoren zu vermeiden, wird in regelmäßigen Abständen der Spin der Neutronen geflippt und die Zählraten $N^{\uparrow/\downarrow}$ für Zeiten mit an- und abgeschalteten Spinflipper für jeden Detektor einzeln miteinander verglichen, was in zwei voneinander unabhängige Asymmetrien resultiert. Die experimentelle Asymmetrie A_{exp} für einen Detektor wird definiert als

$$A_{\text{exp}}(E) = Pf \frac{N^{\uparrow}(E) - N^{\downarrow}(E)}{N^{\uparrow}(E) + N^{\downarrow}(E)} = \frac{1}{2} Pf \beta A. \quad (3.6)$$

Der Spinzustand der Neutronen wurde alle 8 s geflippt, um systematische Effekte durch Detektorkalibration und nicht konstanten Untergrund zu minimieren. Es wurde ein Flipper-Schalt-Schema genutzt, dass unempfindlich gegen lineare Drifts in z. B. Untergrund oder Neutronenfluss ist (siehe Abb. 3.13).

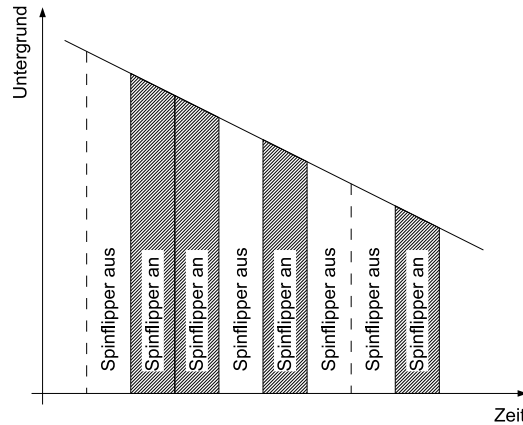


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des Spinflipperschaltschemas. Bei einer linearen Untergrunddrift sind die Flächen beider Schaltzustände gleich groß.

In einem inhomogenen Magnetfeld bleibt das Verhältnis von Transversalimpuls des Elektrons zu Magnetfeld konstant :

$$p_{\perp}^2/B = const. \quad (3.7)$$

Dies hat einerseits den Vorteil, dass in einem abfallenden Magnetfeld die Elektronenimpulse in Richtung des Magnetfelds geklappt werden und somit mit einem Einfallswinkel von maximal 45° auf den Detektor aufkommen, so dass die Rückstreuungswahrscheinlichkeit bei den benutzten Szintillationsdetektoren von 22 % auf 9 % reduziert wird [Wie05].

Durch die Breite des Neutronenstrahls kommt es jedoch auch vor, dass Zerfallselektronen, die an einem Ort x außerhalb des Magnetfeldzentrums in Richtung des Magnetfeldmaximums emittiert werden und somit gegen das Magnetfeld laufen müssen (siehe Abb. 3.14). Bei einem kritischen Winkel $\theta_{\text{krit}} = \arcsin \sqrt{B(x)/B_{\text{max}}}$ zwischen Elektronen und Magnetfeld werden die Elektronen am ansteigenden Magnetfeld in Richtung des falschen Detektors gespiegelt (*magnetischer Spiegeleffekt*). Durch diese falsche Zuordnung verringert sich die Asymmetrie A . Der Spiegeleffekt begrenzt die mögliche Breite des Neutronenstrahls, sein Einfluss auf A wurde in Monte-Carlo-Simulationen ermittelt (siehe dazu Abschnitt 3.2.1), und bestätigten analytische Rechnungen von Raven [Rav95].

3.2.1 Positionierung des Neutronenstrahls

Um die Korrekturen durch den magnetischen Spiegeleffekt so klein wie möglich zu halten, muss der Schwerpunkt des Neutronenstrahls mit dem Maximum des Ma-

3 Aufbau von PERKEO II

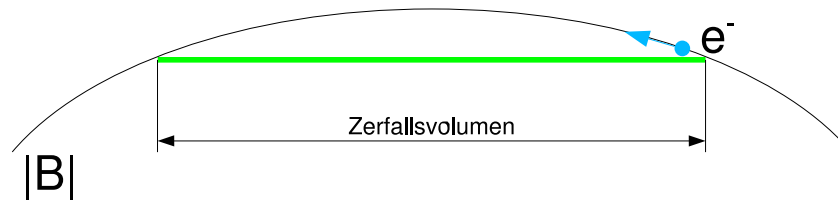


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des Spiegeffekts.

gnetfelds übereinstimmen. Das gesamte Ensemble aus Magnetfeldrückführung und Spektrometer wird mithilfe von Pressluftkissen auf die richtige Position zum Strahl verschoben.

Die Position und das Profil des Strahls wurde mittels Kupferfolien-Aktivierung gemessen [Kre04a]: ^{63}Cu geht bei Neutroneneinfang in $^{64}\text{Cu}^*$ mit einer Lebensdauer von 18,4 h über, ^{65}Cu in $^{66}\text{Cu}^*$ mit einer Lebensdauer von 7,39 min. Die dabei entstehende Strahlung wird mit einem Image-Plate gemessen. Image-Plates sind positionssensitive Strahlungsdetektoren, in denen ionisierende Strahlung Elektronen in metastabile Zustände hebt, die mit einem He-Ne-Laser in einem Scanner wieder ausgelesen werden können. Mit sichtbarem Licht können Image-Plates nach dem Auslesen wieder gelöscht werden, sie können als wiederverwertbare Photoplatten betrachtet werden.

Es wurden immer drei Kupferfolien hintereinander in PERKEO II aktiviert, um den Verlauf des Strahls zu bestimmen. Zur Ausrichtung der Kupferfolien wurde ein Laserstrahl genutzt, der entgegen der Neutronenflugrichtung vom Ende der Experimentierzone auf die erste Blende gerichtet wurde. Die Folien wurden vor der Aktivierung an den Auftreffpunkten des Lasers mit einem kleinen Loch versehen, um ihre Position später rekonstruieren zu können (siehe Abb. 3.15). Zur Parametrisierung des Neutronenstrahls für die Simulation des Spiegeffekts wurden die Projektionen des Strahls auf die x- und y-Richtung betrachtet.

Das Magnetfeld wurde mit einer Hallsonde abgerastert. Der Laser diente dabei ebenfalls als Bezugspunkt. Da Hallsonden nur die Projektion des Magnetfelds messen, aber zur Positionierung des Strahls der Betrag des Magnetfelds im Maximum benötigt wird, wurde ein dreidimensionales System (*Gaussmeter 9900 Series* der Firma Bell) zur Messung des Magnetfelds genutzt, um Fehlpositionierungen durch einen Winkel zwischen Hallsonde und Magnetfeld zu vermeiden (vgl. Abb. 3.16).

Ein Vergleich von Kupferaktivierung und Magnetfeldmessung zeigt, dass der Neutronenstrahlschwerpunkt gegenüber dem Magnetfeldmaximum um $(+2.5 \pm 1.5)$ mm in Richtung Detektor 0 verschoben ist (vgl. Abb. 3.17). Um die resultierende Korrektur durch den magnetischen Spiegeffekt zu bestimmen, wurden Monte-Carlo-Simulationen des Neutronenzerfalls durchgeführt.

Zur Simulation wurde das gemessene Strahlprofil parametrisiert. Das Magnetfeld

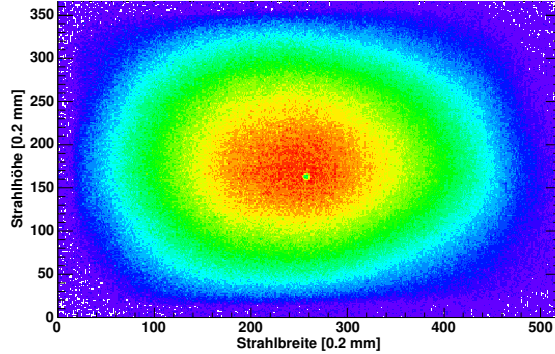


Abbildung 3.15: Zweidimensionales Bild des Strahlprofils. Die Markierung der Auftreffstelle des Lasers in der Mitte der Folie ist deutlich zu erkennen.

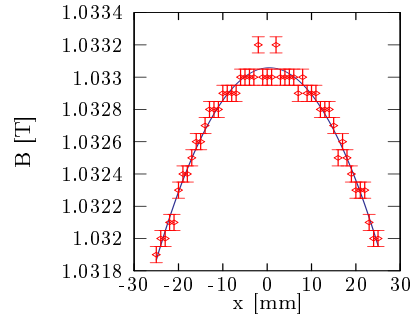


Abbildung 3.16: Das Magnetfeld bei $y=0$ und $z=0$ mit Parabelfit. Die Hallsonde wurde über einen 5-Bit-ADC ausgelesen, daher die grobe Auflösung.

entlang der Elektronenflugbahn lässt sich als Parabel

$$B(x) = B_{\max} \left(1 - \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right) \quad (3.8)$$

mit einem Krümmungsradius $74 \text{ cm} \leq l \leq 80 \text{ cm}$ beschreiben [Rei99], wobei der Krümmungsradius in der Mitte von PERKEO II ansteigt. Mit einer Krümmung von 74 cm ergeben Monte-Carlo-Simulationen [Dei05] eine Korrektur von $1.1(1) \cdot 10^{-3}$ auf den experimentell ermittelten A -Wert. Der Fehler wurde durch Variation des Neutronenstrahlschwerpunkts innerhalb seiner Fehlergrenzen bestimmt.

Der verschobene Strahlschwerpunkt resultiert ebenfalls in einer unterschiedlichen Asymmetrie auf beiden Detektoren. Aus den Monte-Carlo-Simulationen folgt ein Unterschied von

$$\delta = \frac{A_0 - A_1}{\bar{A}} = -0.6(4)\% \quad (3.9)$$

3 Aufbau von PERKEO II

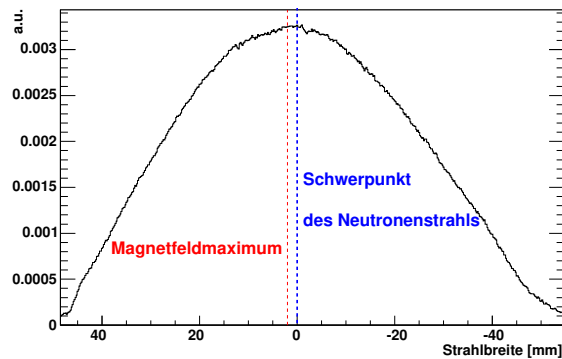


Abbildung 3.17: Projektion des Strahlprofils aus Abb. 3.15 auf die x-Achse. Rechts befindet sich Detektor 0, links Detektor 1 [Kre04a].

zwischen den Asymmetrien der beiden Detektoren.

3.2.2 Randeffekt

Die Länge des Zerfallsvolumens ist durch Aluminiumblenden definiert, an denen Elektronen absorbiert werden. Je größer die Elektronenenergie und somit der Gyrationradius ist, desto kürzer ist die effektive Länge des Zerfallsvolumens. Dies führt zu einer energieabhängigen Änderung von A . Auch werden Elektronen, die in einem steilen Winkel zum Magnetfeld emittiert werden, eher absorbiert als solche mit flachen Winkeln. Dieser Randeffekt führt zu einer Erhöhung der experimentellen Asymmetrie A .

Der Randeffekt kann entweder in der Fitfunktion der Asymmetrie berücksichtigt werden [Rei99, Bae96] oder über Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde über die Simulationen eine Korrektur von $-0.22(5) \%$ ermittelt, was mit dem von Reich [Rei99] über die Fitfunktion bestimmten Wert von $-0.24(10) \%$ übereinstimmt. Der Fehler wurde über unterschiedliche Krümmungen des Magnetfelds bestimmt.

4 Detektionsprinzip

In PERKEO II müssen Zerfallselektronen mit Energien unterhalb 1 MeV energieaufgelöst und mit hoher Effizienz nachgewiesen werden. Die Zerfallselektronen werden mit Plastiksintillatoren detektiert, da diese den speziellen Ansprüchen von Asymmetrieexperimenten im Neutronenzerfall am besten genügen:

- Der Detektor sollte eine geringe Rückstreuwahrscheinlichkeit (siehe Kap. 4.4) haben, um zu verhindern, dass Elektronen der falschen Spektrometerseite zugeordnet werden und so die Asymmetrie verfälschen. Materialien mit kleinem Z sind dazu am besten geeignet. Bei den für PERKEO II relevanten Auftreffwinkeln haben Plastiksintillatoren eine Rückstreuwahrscheinlichkeit von unter 12 % [Wie05].
- Erreichen die zurückgestreuten Elektronen den gegenüberliegenden Detektor, so kann durch Messung der Flugzeit unterschieden werden, welcher Detektor zuerst angesprochen hat und diese Ereignisse können somit richtig zugeordnet werden. Bei einer Flugzeit von 4 ns zwischen den beiden Detektoren werden Detektoren mit guter Zeitauflösung benötigt. Der in diesem Experiment genutzte Plastiksintillator Bicron 404 ist mit einer Pulsbreite von 2.2 ns (FWHM) für schnelles Zählen geeignet.
- Plastiksintillatoren reagieren durch das kleine Z auf Gammastrahlung sehr viel unempfindlicher als auf Elektronen (siehe Kap. 5) und
- sind mit relativ geringen Kosten großflächig einsetzbar. Dies ist wichtig, da das Zerfallsvolumen mit einer Höhe von 80 mm und einer Länge von 270 mm durch die Aufweitung des Magnetfelds auf eine Fläche von ca. 140 mm \times 410 mm abgebildet wird. Die Szintillatoren haben Maße von 160 mm \times 440 mm. Bei einer Dicke von 5 mm werden alle Elektronen im Szintillator gestoppt.

Jeder Plastiksintillator wurde seitlich mit Plexiglas-Lichtleitern adiabatisch an je zwei Photomultiplier links und rechts angekoppelt. Die Seitenflächen werden vollständig auf den Photomultipliern abgebildet.

Die Hamamatsu-Photomultiplier R5504 sind sogenannte Mesh-Photomultiplier, die im Gegensatz zu herkömmlichen Photomultipliern auch in starken Magnetfeldern funktionieren [Plo00]. Bei normalen Photomultipliern werden die Elektronen auf dem Weg zwischen zwei Dynoden durch Magnetfelder so abgelenkt, dass sie die

4 Detektionsprinzip

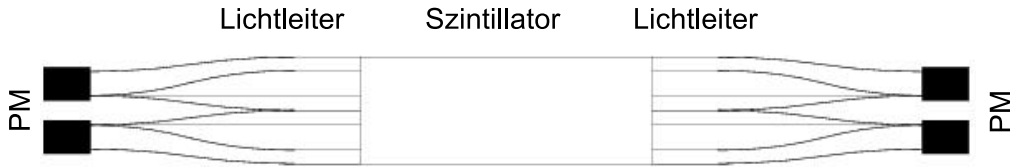


Abbildung 4.1: Konstruktionszeichnung des PERKEO II-Elektronendetektors. Die Lichtleiter zu den Photomultipliern sind in drei Streifen segmentiert.

zweite Dynode nicht erreichen, das Signal geht verloren. Bei Mesh-Photomultipliern bestehen die Dynoden aus hintereinanderliegenden feinen Gittern (Abb. 4.2(a)). Diese Geometrie gewährleistet, dass die Elektronen trotz der Ablenkung im Magnetfeld das nächste Gitter erreichen und verstärkt werden¹.

Diese Magnetfeldtauglichkeit hat den Vorteil, dass die Photomultiplier innerhalb der Magnetfeldrückführung positioniert werden können, so dass die Lichtleiter kürzer werden können als in früheren Experimenten [Rei99]. In diesen befanden sich die Photomultiplier außerhalb des Vakuums und wurden über mehrere Lichtleiter und Vakuumfenster an den Szintillator gekoppelt. Dabei geht an jeder Naht, die die Photonen passieren müssen, Licht verloren, was dazu führt, dass niederenergetische Ereignisse nicht registriert werden und die Energieauflösung verschlechtert wird.

Wird das PERKEO II-Magnetfeld ausgeschaltet, so erreicht nur noch ein Bruchteil der Elektronen die Detektoren, die Zählrate des ungeladenen Untergrunds aus Gammastrahlung und Neutronen bleibt aber gleich. Dies wird genutzt, um zu einer besseren Eichung zu kommen (siehe Abschnitte 4.1 und 4.3.3 zur Detektoreichung), kann aber auch verwendet werden, um systematische Tests des Untergrunds durchzuführen (siehe Kap. 5). Da auch die Verstärkung der Mesh-Photomultiplier vom Magnetfeld abhängt und nur in einem Bereich bis maximal 250 mT konstant ist (siehe Abb. 4.2(b)), dürfen sich die Photomultiplier nicht an Orten mit zu hohem Magnetfeld befinden. Dazu wurde das Magnetfeld von PERKEO II mit dem POISSON-Paket des Los Alamos National Laboratory berechnet, da sich durch die Magnetfeldrückführung das Problem nicht mehr analytisch als einfaches Spulenpaar berechnen lässt. Der POISSON-Code löst nur zweidimensionale oder axialsymmetrische Probleme. Da PERKEO II jedoch annähernd rotationssymmetrisch ist, ist dieses Programm für die grobe Bestimmung der Feldstärken ausreichend. In Abbildung 4.3 sind die Ergebnisse dieser Rechnung für Feldlinienrichtung und Magnetfeldstärke dargestellt. Aus diesen folgt, dass die Photomultiplier über 400 mm lange Lichtleiter an den Detektor angekoppelt werden müssen, um ein Magnetfeld von 250 mT am Ort der Photomultiplier zu erreichen.

¹Die Magnetfeldtauglichkeit hängt von dem Winkel zwischen Magnetfeld und Gitter ab. Liegt das Magnetfeld parallel zum Gitter, bricht die Verstärkung zusammen.

4.1 Energieabhängigkeit des Systems

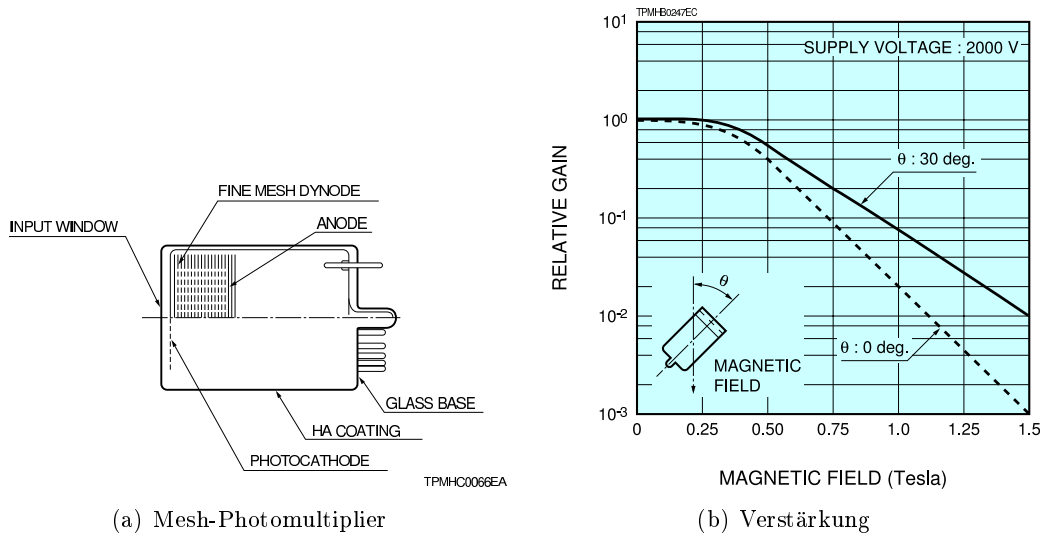


Abbildung 4.2: (a) Schema eines Mesh-Photomultipliers, aus [Ham99]. (b) Magnetfeldabhängigkeit des Photomultipliers R5504 von Hamamatsu (aus dem Datenblatt [Ham00])

4.1 Energieabhängigkeit des Systems

Das Licht der Szintillatoren wird in den Photomultipliern in Elektronen umgewandelt. Sowohl die Anzahl der erzeugten Photonen als auch die Anzahl der Photoelektronen, die diese Photonen dann im Photomultiplier auslösen, sind proportional zur eingestrahelten Energie. Der Puls je eines Photomultipliers wird in einem qADC² aufintegriert und digitalisiert. Da jeder der einzelnen Prozesse vom Szintillationsprozess über die Umwandlung des Szintillationslichts in Photomultiplierpulse bis zur Digitalisierung linear ist, ergibt sich eine lineare Energie-Kanal-Beziehung:

$$\text{Kanal}(E) = \text{Kanäle/keV} \cdot E [\text{keV}] + \text{Offset} \quad (4.1)$$

Da $A_{\text{exp}} \propto A \cdot \frac{v}{c} \propto \sqrt{E}$ ist, ist eine genaue Kenntnis der Energie-Kanal-Beziehung der Detektoren notwendig. Bei Variation der Steigung der Energie-Kanal-Beziehung um 1 % ändert sich A_{exp} um 0.17 %. Da die Signalhöhe vor allem durch Temperaturschwankungen driftet, wird in halbstündigen Abständen mit Hilfe eines Eichkarussells ein radioaktives Präparat zwischen die Detektoren gefahren (siehe Abb. 4.4(b)), das über Elektronenkonversion monoenergetische Elektronen emittiert. Von diesen

²Ein qADC integriert die in einem Signal enthaltene Ladungsmenge innerhalb eines extern zugeschalteten Gates. PERKEO II nutzt die DL642A-qADCs der Elektronik-Werkstatt des physikalischen Institutes.

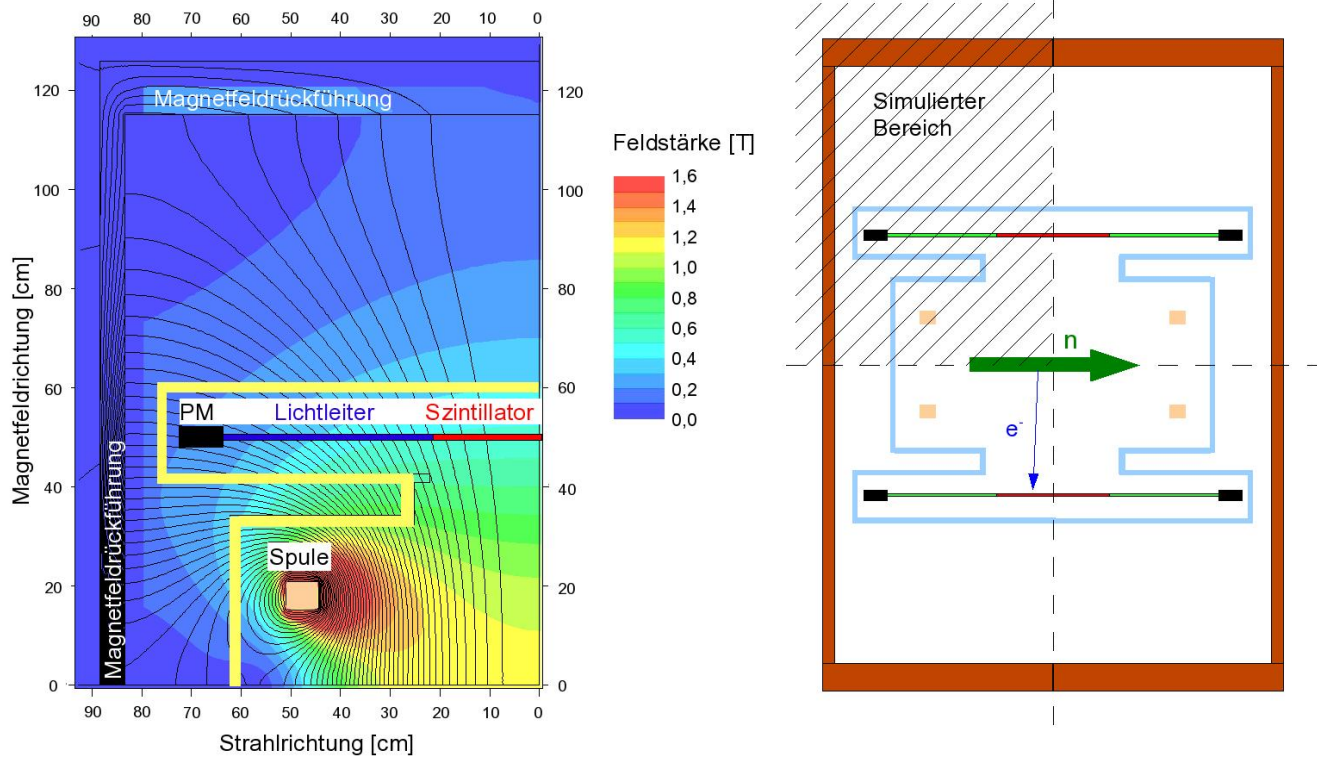


Abbildung 4.3: Mit POISSON berechnetes Magnetfeld von PERKEO II mit Magnetfeldlinien und -stärken. Es wurde die Drehsymmetrie durch die Spulennachse (hier horizontal) und die Spiegelsymmetrie zur Detektormitte ausgenutzt, so dass nur ein Viertel der Geometrie berechnet werden musste. Man sieht sehr gut, wie innerhalb der Magnetfeldrückführung die Dichte der Magnetfeldlinien zunimmt.

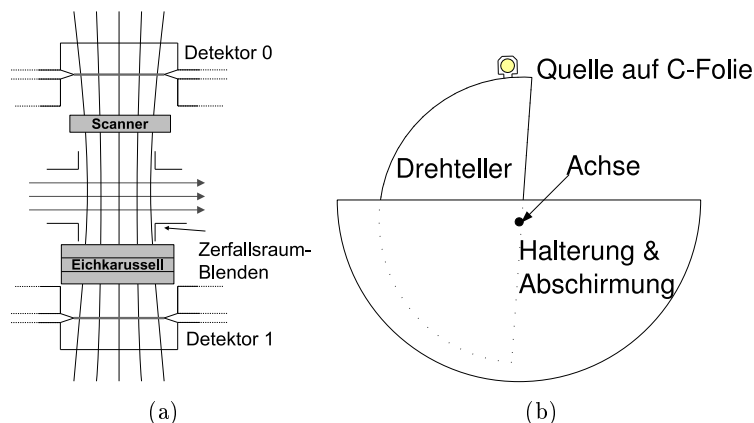


Abbildung 4.4: (a) Positionierung von Eichkarussell und Scanner in PERKEO II. Mit dem Eichkarussell werden Präparate zur Eichung in die Detektormitte gedreht, der Scanner ermöglicht eine zweidimensionale Abrasterung der Detektoren. (b) Untere Hälfte des Eichkarussells mit einem ausgefahrenen Präparat. In jeder Hälfte des Eichkarussells befinden sich drei Präparate, die durch 5 cm Blei abgeschirmt werden.

Spektren $S_{Q,B}$ wurde noch der Hallenuntergrund $S_{H,B}$ abgezogen, dies ergibt die sogenannte Zweierdifferenz $S_B = S_{Q,B} - S_{H,B}$.

Die Konversionspräparate emittieren aber auch Gammastrahlung, die die Peak-Position der Eichlinie verändern kann. Um eine genauere Eichmessung zu bekommen, wurde in regelmäßigen Abständen das Magnetfeld von PERKEO II ausgeschaltet. Dies führt dazu, dass nur noch 5 % der Elektronen einen der beiden Detektoren treffen, während der Anteil der Gammastrahlung gleich bleibt. Magnetfeldfrei werden $S_{Q,0}$ und $S_{H,0}$ gemessen und hieraus die Zweierdifferenz $S_0 = S_{Q,0} - S_{H,0}$ erstellt. Die Zweierdifferenz einer magnetfeldfreien Messung wird von der Zweierdifferenz mit Magnetfeld abgezogen, die Viererdifferenz $S = S_B - S_0$ ist quasi untergrundfrei.

4.1.1 Ortsabhängigkeit des Detektors

Die regelmäßigen Eichmessungen werden in der Mitte des Szintillators durchgeführt, von der aus das Licht zu allen Photomultipliern den selben Weg hat. Bei seitlicher Auslese wird das Licht über Reflexionen an den Szintillatortoberflächen zu den Photomultipliern transportiert. Durch z. B. Mikrorisse in der Szintillatortoberfläche geht bei jeder Reflexion ein Teil des Lichts verloren, so dass die Reflexionswahrscheinlichkeit nicht mehr 100 % beträgt. Da Licht aus der Mitte des Szintillators häufiger reflektiert wird als Licht am Rand des Szintillators, ist bei seitlicher Auslese die an den Photomultipliern ankommende Lichtmenge abhängig vom Auftreffort der Elektronen auf den Szintillator. Dies führt im Endeffekt zu einer geringeren Puls-

4 Detektionsprinzip

höhe bzw. Verstärkung: In der Mitte auftreffende Elektronen erzeugen durch die häufigeren Reflexionen des Lichtes ein kleineres Signal als am Rand auftreffende Elektronen. Die im Zentrum gemessene Energie-Kanal-Beziehung muss also auf die unterschiedliche Verstärkung des Gesamtdetektors korrigiert werden, damit sie der mittleren Energie-Kanal-Beziehung im ganzen Zerfallsvolumen entspricht, die für die Messung der Asymmetrie relevant ist.

Den Szintillator von der Rückseite der Detektionsfläche anstatt seitlich auszu-lesen würde die Detektoreffizienz homogener machen, aber wesentlich mehr Photomultiplier erfordern, um das Licht möglichst verlustfrei auszulesen. Dies ist aus finanziellen Gründen nicht möglich. Die durch Verteilung der Photomultiplier auftretende Inhomogenität ist zwar kleiner als bei seitlichem Auslesen, jedoch ist die Ortsabhängigkeit kaum analytisch zu beschreiben.

Das Szintillationssignal am Rand auftreffender Elektronen wird beim Weg durch den gesamten Szintillator so weit abgeschwächt, dass die auf der entfernten Seite liegenden Photomultiplier nicht mehr triggern. Da zur Untergrundunterdrückung eine Koinzidenz aus mindestens zwei Photomultipliern gefordert wird, wurden auf jeder Schmalseite des Szintillators zwei Photomultiplier angebracht, um diese Ereignisse nicht zu verlieren.

Um die beste Konfiguration aus Lichtleitern und Szintillator zu testen, wurde die Ortsabhängigkeit der Detektoren simuliert. Dabei waren mehrere Parameter fest vorgegeben:

- Maße und Brechungsindex $n_{SZ} = 1.58$ des Szintillators. In die Simulationen ging auch die Abschwächlänge von 160 cm ein.
- Länge und Brechungsindex $n_L = 1.49$ der Plexiglas-Lichtleiter. In Plexiglas wird das Licht nicht durch Selbstabsorption wie im Szintillationsmaterial abgeschwächt, die Abschwächlänge wird als unendlich angenommen. Ein Teil des Szintillationslichtes wird im nahen UV emittiert, für das Plexiglas nicht durchlässig ist. Auf die Nutzung von speziellen UV-durchlässigen Lichtleitern ist in nächsten Experimenten zu achten.
- Die Reflexionswahrscheinlichkeit für Totalreflexion am umgebenden Vakuum $R_{tot} = 0.98$ oder für die Reflexion an einer spiegelnden Beschichtung $R_s = 0.9$.
- Der Brechungsindex des optischen Klebers $n_{Zement} = 1.56$, der Szintillator und Lichtleiter miteinander verbindet
- und die Absorptionswahrscheinlichkeit von 5 % in jeder Grenzfläche [Pl00].

Zuerst wurde untersucht, ob das Licht besser durch Totalreflexion oder mithilfe einer verspiegelten Szintillator-Oberfläche zu den Photomultipliern geleitet wird. Bei Totalreflexion gegenüber dem Vakuum werden nur Photonen mit einem minimalen

Auftreffwinkel von $\alpha = \arcsin(1/n)$ innerhalb des Szintillators reflektiert, bei einer Verspiegelung ist die Reflexion unabhängig vom Einfallswinkel. Da Photonen, die in sehr steilem Winkel reflektiert werden, einen längeren Weg mit mehr Reflexionen bis zum Photomultiplier hinter sich bringen als Photonen mit flachem Einfallswinkel (siehe Abb. 4.5), tragen diese auch mehr zur geringeren Pulshöhe in der Mitte des Szintillators bei als die unter flachen Winkeln transportierten Photonen. Eine Berücksichtigung dieser Photonen würde die Ortsabhängigkeit des Signals erhöhen. Da eine Verspiegelung eine geringere Reflexionswahrscheinlichkeit bedeutet, ist ein unverspiegelter Szintillator bei seitlichem Auslesen vorzuziehen. Wird der Szintillator jedoch von der Rückseite her ausgelesen, so kann eine Verspiegelung die Lichtauskopplung verbessern, da die Photonen bis zur Detektion durch die Photomultiplier im Idealfall nur einmal an einer Oberfläche reflektiert werden und durch die Verspiegelung die Winkelschnitte der Totalreflexion vermieden werden.

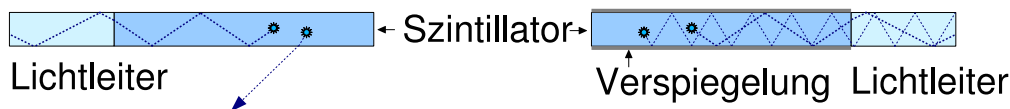


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Lichtwegs im Szintillator bei Lichttransport durch Totalreflexion (links) und Verspiegelung (rechts).

Lässt man zwischen Lichtleiter und Photomultiplier einen Spalt, kann dieser nur von Photonen überwunden werden, die am Ende des Lichtleiters unter steilen Einfallswinkeln aufkommen und somit an der Grenzfläche nicht totalreflektiert werden. Dies ist äquivalent mit flachen Winkeln zur Oberfläche des Szintillators und bewirkt somit eine weitere Reduktion der Inhomogenität. Dieser Winkelschnitt bedeutet jedoch weitere Einbußen in der Lichtintensität und einen instabileren Aufbau, so dass die Photomultiplier direkt angekoppelt wurden.

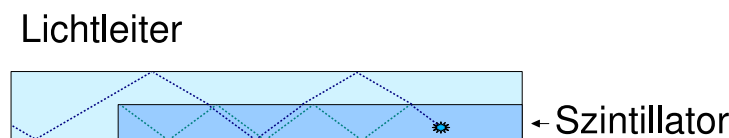


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Lichtwegs in einem Sandwich aus Szintillator und Lichtleiter. Am dunkelblauen Lichtweg innerhalb des Szintillators ist zu sehen, wie sich die Anzahl der Reflexionen vergrößert.

Wird hinter den Szintillator ein Lichtleiter mit geringerem Brechungsindex geklebt (vgl. Abb. 4.6), so verringert sich die Anzahl der Reflexionen im Detektorsystem. Die Ortsabhängigkeit der Lichtauskopplung wird abgeschwächt und der Lichttransport zu den Photomultipliern wird dabei nicht beeinträchtigt (vgl. Abb. 4.7). Diese

4 Detektionsprinzip

Konfiguration wäre prinzipiell der Konfiguration ohne Lichtleiter hinter dem Szintillator vorzuziehen, da die Verstärkung in der Mitte des Detektors in Sandwich-Konfiguration um absolut 3 % weniger abfällt als bei direktem seitlichen Ankoppeln der Lichtleiter, bei denen in der Mitte die Verstärkung um 9 % abfällt, und somit trotz Verlusten an der großen Klebefläche mehr Licht ausgekoppelt wird, was die Detektionsschwelle zu kleinen Energien hin verschiebt.

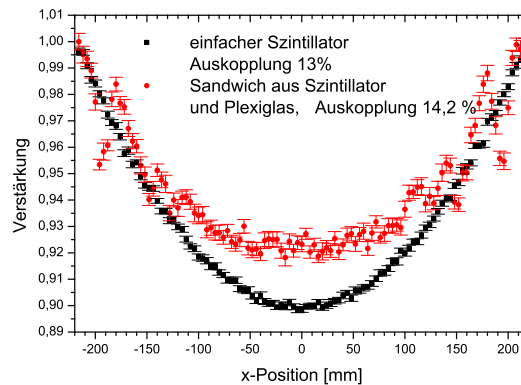


Abbildung 4.7: Simulation der Lichtauskopplung mit einfachem Detektor und Detektor-Sandwich. Die Sandwich-Konfiguration liefert bei geringerer Ortsabhängigkeit eine höhere Lichtausbeute.

Luft- oder Vakuumeinschlüsse in den Verbindungsflächen zwischen Szintillator und Plexiglas führen zu größeren Lichtverlusten an diesen Stellen und somit zu einem inhomogenen Detektor. Bei kleinen Flächen ist es einfach, solche Einschlüsse durch Evakuieren des flüssigen Klebers, sorgfältiges Aufbringen und gleichmäßigen Anpressdruck zu vermeiden oder während der Trockenzeit zu entfernen. Auf großen Flächen ist es sehr schwierig den Szintillator überall gleichzeitig gleichmäßig anzupressen und dabei seine Oberfläche nicht zu beschädigen. Probeklebung brachte keine befriedigenden Ergebnisse. Auch wird die mit Photomultipliern abzudeckende Lichtleiteroberfläche größer und somit die zur adiabatischen Auslese benötigte Anzahl der Photomultiplier. Aus diesen Gründen wurde in dieser Strahlzeit von der Verwendung eines solchen Sandwichs abgesehen.

Zur Messung der Korrektur auf die ortsabhängige Verstärkung wurde ein zweidimensionaler Scanner benutzt, in dem ein ^{207}Bi -Präparat mit Hilfe zweier Piezomotoren in horizontaler und vertikaler Richtung bewegt wurde [Bre03]. Diese Motoren sind sowohl vakuum- als auch magnetfeldtauglich. Normalerweise können über den Piezoeffekt Gegenstände nur im mikroskopischen Bereich bewegt werden. Bei den Motoren der Firma *nanomotion* handelt es sich um Laufmotoren, bei denen ein Keramikfinger durch Piezoelemente in elliptische Bewegungen versetzt wird und auf einer Keramikbahn entlangläuft.

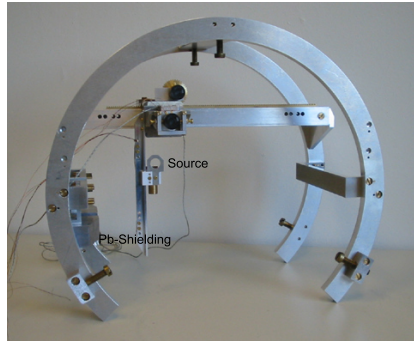


Abbildung 4.8: Scanvorrichtung zum Abrastern der Detektoren.

Scans wurden sowohl während der Strahlzeit als auch einmal nach Ende der Strahlzeit in Verbindung mit einer Messung der Viererdifferenz durchgeführt. Die resultierenden Spektren wurden mit der Neutronenverteilung im Zerfallsvolumen gewichtet und aufaddiert (siehe Abschnitt 4.3.4). Die aus einem Fit an das resultierende Spektrum gewonnene Energie-Kanal-Beziehung entspricht der Eichung über die gesamte Detektorfläche. Sie wird mit der Energie-Kanal-Beziehung aus der Viererdifferenz verglichen, um diese auf die ortsabhängige Verstärkung zu korrigieren.

4.2 Elektronik und Datenverarbeitung

Im Experiment müssen die Energiesignale von insgesamt acht Photomultipliern ermittelt und den zwei Detektoren zugeordnet werden. Die Signale der Photomultiplier (Abb. 4.9) werden in einem LinearFan in einen digitalen Zweig, in dem die Triggerentscheidung getroffen wird, und einen Analogzweig aufgesplittet. Am Ende des Analogzweigs werden die Signale in einem qADC pro Photomultiplier aufintegriert und digitalisiert, falls der digitale Zweig der Elektronik angesprochen hat.

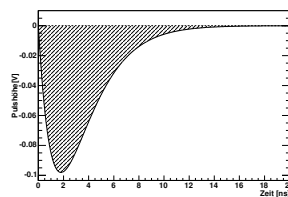


Abbildung 4.9: Skizze eines Photomultipliersignals. Die schraffierte Fläche entspricht den im Photomultiplier erzeugten Photoelektronen, über sie wird in den qADCs integriert.

4 Detektionsprinzip

Der Logikzweig besteht aus verschiedenen NIM-Modulen, größtenteils Standardmodule der Elektronik-Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg.

In der Triggerlogik werden die Photomultiplier-Signale zuerst in einem Constant-Fraction-Diskriminator diskriminiert. Um Single-Electron-Events und Nachpulsen der einzelnen Photomultiplier zu unterdrücken, wird in einer Koinzidenzeinheit überprüft, ob mindestens zwei Photomultiplier, die sich auf einem Detektor befinden müssen, angesprochen haben. Die Signale der Koinzidenzeinheit werden in der Rückstreulegik auf etwaige Rückstreuung überprüft und starten dann einen Gate-Generator, der das Integrationsgate für die qADCs öffnet. Um bei Rückstreuergebnissen die Gesamtenergie des Ereignisses zu erhalten, werden immer alle acht qADCs aktiviert, das Gate ist mit 250 ns lang genug, um auch das Rückstreusignal zu integrieren (siehe Abb. 4.10).

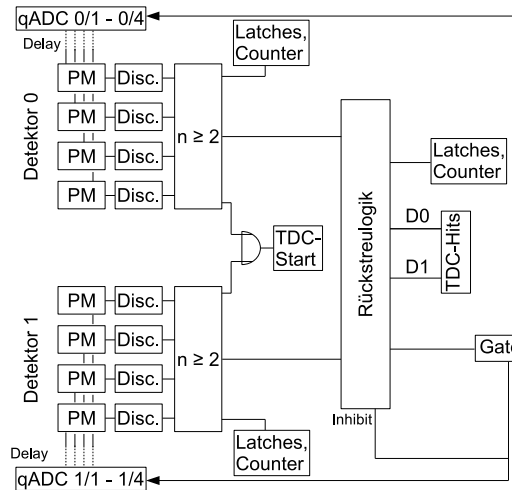


Abbildung 4.10: Schaltbild der bei PERKEO II benutzten Elektronik. Während ein Event konvertiert wird, wird die Elektronik durch ein Inhibit totgeschaltet.

Abbildung 4.11 zeigt die Rückstreulegik, die die Zeitinformation und die Latch-Signale für Rückstreueignisse liefert. Zur Auswertung werden entweder der Inhalt des Latches oder die TDC-Information benötigt, Abweichungen zwischen beiden Informationen geben Hinweise auf unverstandene Systematik. Solche Abweichungen wurden nicht gefunden.

Zur Datenaufnahme wurde ein VME-System genutzt, das die in vorherigen Experimenten benutzte CAMAC-Elektronik ablöste. Pro Event wurden ausgelesen:

- acht qADCs mit jeweils 14 Bit,

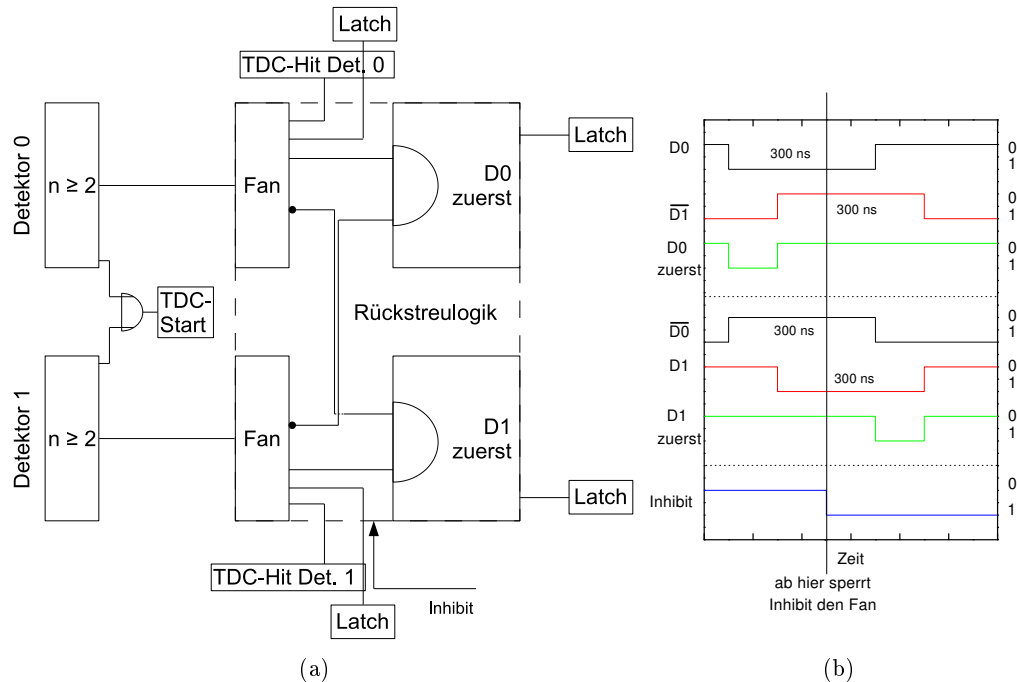


Abbildung 4.11: (a) Schaltung zur Erkennung der Rückstreuung inklusive Koinzidenzeinheit (Ausschnitt aus Abb. 4.10). Die Rückstreulegik ist in einem NIM-Einschub untergebracht und das Inhibitsignal wirkt auf alle Komponenten gleichzeitig. Bei Rückstreuung wird im TDC die Zeit zwischen Hit auf Detektor 0 und Hit auf Detektor 1 gemessen, das Startsignal aktiviert den TDC, ohne zur Zeitmessung genutzt zu werden. (b) Signalverlauf der Rückstreulegik für Events, bei denen Detektor 0 zuerst angesprochen hat. Durch die Koinzidenz mit dem invertierten Signal von Detektor 1 ergibt sich das Signal *Detektor 0 zuerst*. Ohne diese Schaltung bekommt das Latch nur die Information, dass beide Detektoren bei diesem Event angesprochen haben, nicht aber, welcher Detektor zuerst angesprochen hat. Diese Latchinformation wird zur Kontrolle des TDCs benutzt.

4 Detektionsprinzip

- ein Latch, in dem die Triggersignatur des Ereignisses gespeichert wird, wie z. B. die Diskriminatorsignale der einzelnen Photomultiplier,
- ein TDC zur Messung der Rückstreuzeit mit einer Auflösung von 0.8 ns,
- und ein GlobalTDC, um die globale Zeit *GlobalTime* eines Ereignisses zu messen. Daraus kann die Differenzzeit *DiffTime* zwischen zwei Events bestimmt werden. Da der Neutronenzerfall ein rein statistischer Prozess ist, ist die GlobalTime der Ereignisse vollkommen zufällig auf der Zeitachse verteilt. Bei der Betrachtung der Zeitdifferenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen ergibt sich bei einer Binbreite $\Delta T = 1\mu s$ des TDCs und Zählrate N eine exponentiell abfallende Wahrscheinlichkeit $w(\tau) = N^2 \cdot \Delta T \cdot \exp(-N \cdot \Delta T \cdot \tau)$, da mit zunehmender Zeit τ die Wahrscheinlichkeit steigt, dass der TDC schon vorher durch ein Event gestoppt worden ist.

Diese Module speichern jedes Ereignis in einem FIFO, so dass während der Messzeit nicht ausgelesen werden muss, Interrupts zum Datentransfer sind in unserem Computer-Programm *vmeMOPS* nicht nötig [Sch04, Bre03]. Da die Messung beim Ein- und Ausschalten des Spinflippers gestoppt wird, um Schalteffekte beim Laden und Entladen der RF-Spule zu vermeiden, können die Ereignisse ohne zusätzliche Zeitverluste zwischen den beiden Schaltzuständen des Spinflippers ausgelesen werden. Die Totzeit während der Messung von $1.8\ \mu s$, die durch die Zeitkonstanten der qADCs bedingt ist, ließ sich so um einen Faktor 30 - 60 gegenüber früheren interruptgesteuerten Experimenten [Rei99, Sch04] verringern. Bei der Auswertung wurden Ereignisse mit Zeitabständen von weniger als $10\ \mu s$ verworfen, was die effektive Totzeit erhöht (siehe Abschnitt 4.3.1). Zusätzlich wurden in der Flipzeit Zähler mit Zählraten und Messzeiten mit ausgelesen.

4.2.1 Datenraten und Totzeiten

PERKEO II hat im Gegensatz zu Hochenergieexperimenten sehr geringe Datenraten. Da für jedes Ereignis nur 21 Byte Speicherplatz benötigt werden, wurden die Event-Daten ohne weitere Datenreduktion binär gespeichert, was insgesamt 41 GB Daten in 48 Tagen Messzeit entspricht. Wegen Modifikationen am Detektorsystem während der Strahlzeit wurden nur 27 Tage in der Auswertung einbezogen. Davon wurde in knapp der Hälfte der Zeit systematische Checks durchgeführt, zwei Tage wurden zur Lösung von Vakuump Problemen benötigt. Das flüssige Helium im supraleitenden Magneten von PERKEO II muss einmal am Tag nachgefüllt werden, während dieser Zeit kann keine Messung stattfinden. Diese Maschinenzeiten summieren sich zu einem Tag, an dem keine Datennahme für A stattfindet. Diese Zeit wird jedoch genutzt, um den Hallenuntergrund zu messen. Somit sind für die Statistik von A insgesamt nur 13.5 Tage Datennahme erfolgt.

4.3 Die experimentelle Detektorfunktion

Zur Untergrundmessung wird der Strahl regelmäßig mit einem der beiden Shutter Up oder Down verschlossen, dies folgt dem selben Schema wie die Spinflipschaltung in Abb. 3.13. Jeder dieser Zyklen war 96 Sekunden lang und wurde in einer separaten Datei gespeichert. Durch die Zeit, die zur Bewegung von Shuttern und Eichkarussell benötigt wurde, reduziert sich die reine Elektronik-Laufzeit zu 8.7 Tagen, was 4.8 Tagen an Totzeit durch Shutterbewegungen und Drehen des Eichkarussells entspricht. Jeder der Shutter wurde insgesamt 1.7 Tage gemessen, für die Drifteichung stehen Daten aus 24 Stunden Messzeit zur Verfügung. Somit wurde insgesamt nur 4.5 Tage der Messzeit die Asymmetrie A gemessen.

Die Auswertung der Daten wurde mit dem ROOT-Package³ des CERN durchgeführt. ROOT kann Eventdaten in *Trees* speichern, aus denen leicht Histogramme mit verschiedenen Schnittbedingungen extrahiert werden können. Um systematische Effekte durch z. B. Drifts oder Veränderungen des Untergrunds zu vermeiden, wurden die Daten in 43 Blöcke mit konstanten experimentellen Bedingungen unterteilt und die Asymmetrie für jeden dieser Blöcke einzeln ausgewertet.

4.3 Die experimentelle Detektorfunktion

Die Detektorfunktion beschreibt das Energieverhalten des Detektorsystems aus Szintillationsdetektoren, Photomultipliern und Elektronik und wird zur Ermittlung der Asymmetrie benötigt.

4.3.1 Pedestal und GlobalTime

Das Pedestal ist ein voreingestellter positiver Offset der qADCs, der für einen Detektor alle Ereignisse enthält, bei denen dieser Detektor nicht angesprochen hat. Dieser Offset wird für jeden Zyklus von 96 Sekunden neu bestimmt und vor der Histogrammierung der Ereignisenergien von diesen abgezogen, um systematische Fehler durch Temperaturdrifts der Elektronik auszuschließen. Die Breite des Pedestals ist ein Maß für das elektronische Rauschen. Da immer alle Photomultipliersignale aufsummiert werden, muss dies auch beim Pedestal geschehen. Mit einer Breite von 1.24 Kanälen entspricht die elektronische Verbreiterung der Erwartung.

Bei Betrachtung des Pedestals in Abbildung 4.12(a) fällt auf, dass dieses entgegen der Erwartung aus zwei Peaks besteht. Eine genauere Untersuchung der Daten zeigte, dass Ereignisabstände, die kleiner als $10 \mu\text{s}$ sind, wesentlich häufiger vorkommen als erwartet (siehe Abb. 4.12(b)). 90 % dieser Ereignisse treten auf dem Detektor auf, der bereits im vorherigen Event getriggert hat, ein Indiz für Nachpulsen der Photomultiplier oder ein Überschwingen der Signale. Diese Ereignisse treten in ungefähr 1 % alle Fälle auf, sind also statistisch zu vernachlässigen.

³erhältlich auf <http://root.cern.ch/>

4 Detektionsprinzip

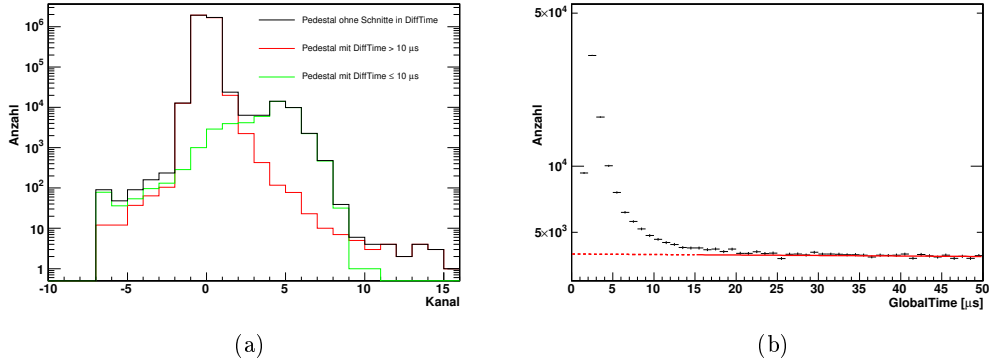


Abbildung 4.12: (a) Pedestal von Detektor 0 mit und ohne Schnitte in GlobalTime. (b) Verteilung der GlobalTime mit exponentiellem Fit an Zeiten $> 15 \mu$ s. Deutlich zu sehen ist die Abweichung der Daten vom Fit für kleine Ereignisabstände.

Beim Vergleich der Energiesignaturen in Abb. 4.13(a) fällt auf, dass sich für Zeiten kleiner 10μ s ein Doppelpack um das Pedestal ausbildet, im Fitbereich der Asymmetrie A von Kanal 45 bis 110 sich die Form des Spektrums jedoch nicht verändert. Eine Untersuchung der vorherigen Events zeigt, dass die kritischen Pulse bevorzugt nach energiereichen Events auftreten (Abb. 4.13(b)). Dies und eine Untersuchung der Rückstreuenspektren lassen vermuten, dass hohe Signale die Nulllinie des Linear-Fans beeinflussen. Zur Auswertung wurden nur Events in einem zeitlichen Abstand größer als 10μ s berücksichtigt und die Totzeit entsprechend angepasst.

Zusätzlich zur elektronischen Verbreiterung kommt in der Fitfunktion die Verteilung der Photoelektronen dazu. Da bei Ereignissen mit einer Energie von 1 MeV im Mittel nur 132(9) Photoelektronen für Detektor 0 und 113(4) Photoelektronen für Detektor 1 in den Photomultipliern produziert werden, wird diese Energieverbreiterung durch Poisson-Statistik beschrieben, um das Verhalten des Detektors bei kleinen Energien korrekt zu beschreiben. Eine Änderung der Photoelektronenanzahl um 100 % führt zu einer Änderung von A um nur 10^{-3} , so dass eine genaue Kenntnis dieser Zahl zur Bestimmung der Asymmetrie nicht wichtig ist.

4.3.2 Triggerfunktion

Da für ein gültiges Event Koinzidenz zwischen mindestens zwei Photomultipliern auf einem Detektor gefordert wird, müssen bei einem Ereignis mindestens zwei Photonen die Photomultiplier erreichen, damit dieses Ereignis erkannt wird. Die Triggerwahrscheinlichkeit $T(K)$ beschreibt dieses Verhalten.

Entspricht ein im Kanal K deponierten Ereignis eine Anzahl von $n = aK$ Photo-

4.3 Die experimentelle Detektorfunktion

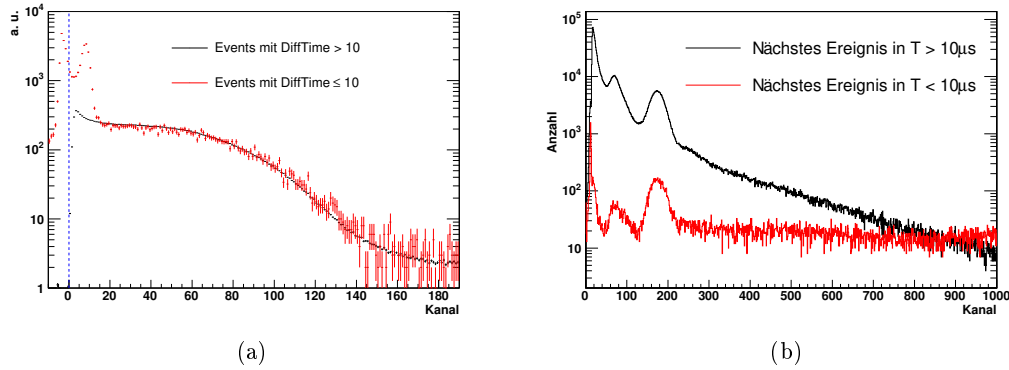


Abbildung 4.13: (a) Energie-Verteilung für Ereignisse in Detektor 0 mit einer DiffTime größer oder kleiner als 10 μs . Das Spektrum der Ereignisse mit einer DiffTime größer als 10 μs wurde um einen Faktor 1/200 skaliert. Durch Nichtberücksichtigung der Events mit einer DiffTime kleiner 10 μs werden im Fitbereich keine Energieschnitte gemacht. (b) Energieverteilung für einen Abstand zum nächsten Event von $T > (\leq) 10 \mu\text{s}$.

nen mit der Wahrscheinlichkeit p , das eines dieser Photonen von einem Photomultiplier detektiert wird, so folgt die Wahrscheinlichkeit P , das k Photonen detektiert werden, der Binomialverteilung

$$P(n, k) = \binom{n}{k} p^k \cdot (1 - p)^{n-k}. \quad (4.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens zwei Photomultiplier angesprochen haben, entspricht dann 100 % minus der Wahrscheinlichkeit, das entweder ein oder gar kein Photomultiplier angesprochen haben:

$$\begin{aligned} P(aK, 0) &= (1 - p)^{aK} \quad \text{und} \quad P(aK, 1) = aK \cdot p \cdot (1 - p)^{aK-1} \\ \Rightarrow T(K) &= \sum_2^{aK} P(aK, k) = 1 - P(aK, 0) - P(aK, 1) = \\ &= 1 - (1 - p)^{aK} \cdot \left(1 + \frac{aKp}{(1 - p)} \right). \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit dem qADC-Kanal⁴ K . Die experimentelle Triggerfunktion vergleicht die Spektren von Detektor 0 für Ereignisse, in denen Detektor 1 getriggert hat ($\text{True}_1(K)$)

⁴Hier werden immer nur die ADCs eines Detektors addiert, im Gegensatz zu den sonstigen Spektren

4 Detektionsprinzip

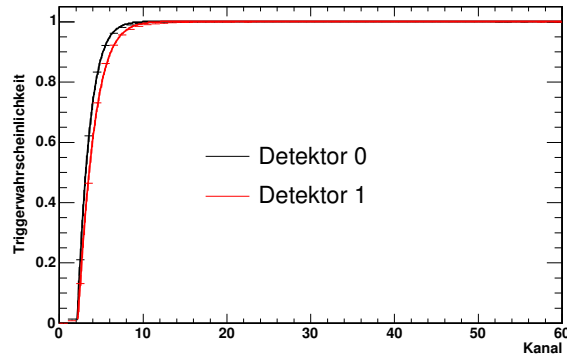


Abbildung 4.14: Triggerfunktion für Detektor 0 (schwarz) und Detektor 1 (rot)

mit den Ereignissen, in denen beide Detektoren getriggert haben ($\text{True}_{0\&1}(\text{K})$):

$$T(\text{K}) = \frac{\text{True}_{0\&1}(\text{K})}{\text{True}_1(\text{K})}. \quad (4.4)$$

Abbildung 4.14 zeigt die Triggerfunktion der beiden Detektoren mit den Parametern

| | p | a |
|------------|----------|----------|
| Detektor 0 | 0.890(6) | 0.474(4) |
| Detektor 1 | 0.838(6) | 0.458(4) |

Bei einem Vergleich des Fitparameters a mit den aus Detektoreichung und der Photoelektronenanzahl resultierenden Photoelektronen pro Kanal ergibt sich keine Übereinstimmung, es ist unklar, welcher physikalischen Größe a und p entsprechen, als Modell ist diese Binomialverteilung aber nutzbar.

Bei einer linearen Energie-Kanal-Beziehung mit einem Offset von 30 keV entsprechen diese Werte einer Triggerwahrscheinlichkeit von 50 % bei 50 keV, im Gegensatz zu einer 50-% -Schwelle zwischen 80 und 90 keV bei Reich [Rei99]. Da aber der Detektor bei einigen Eichpräparaten Augerelektronen mit Energien von 25 keV sieht, kann von einer Nichtlinearität im Niederenergiebereich ausgegangen werden. Diese wird im nächsten Abschnitt näher untersucht (siehe Abschnitt 4.3.3).

4.3.3 Detektoreichung

Da die Asymmetrie A sehr sensitiv auf die Energie-Kanal-Beziehung ist, wird in halbstündigen Abständen der Detektor geeicht, um Drifts feststellen und eliminieren zu können. Diese Drifteichung wurde während des Betriebs mit eingeschaltetem Magnetfeld durchgeführt, da An- und Ausschaltvorgang des Magneten jeweils eine

4.3 Die experimentelle Detektorfunktion

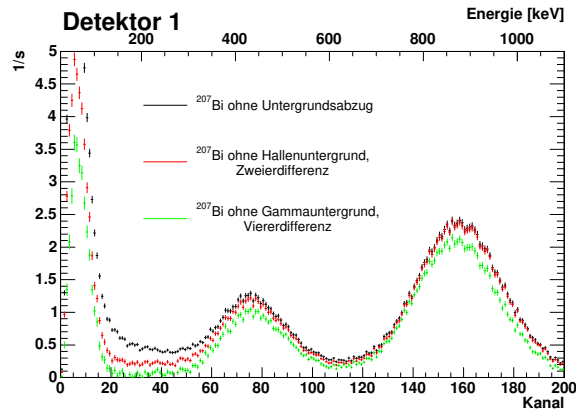


Abbildung 4.15: Unterschied zwischen Rohdaten, Zweier- und Viererdifferenz für ^{207}Bi . Die Unterdrückung des Untergrunds ist vor allem im Bereich unter 300 keV zu sehen.

Stunde dauern und in der direkten Umgebung von PERKEO II ein magnetfeldempfindliches Spinecho-Experiment stand. Somit wurde die Viererdifferenz nur alle drei Tage gemessen, was zur Bestimmung des Gamma-Untergrunds der Präparate ausreicht. Zur Drifteichung wurden nur 2 Präparate, ^{113}Sn mit einem Peak bei 371.9 keV und ^{207}Bi mit 2 Peaks bei 504.7 keV und 997.9 keV, genutzt, für die Viererdifferenz kamen noch ^{137}Cs (629.3 keV) und ^{109}Cd (78.1 keV) dazu.

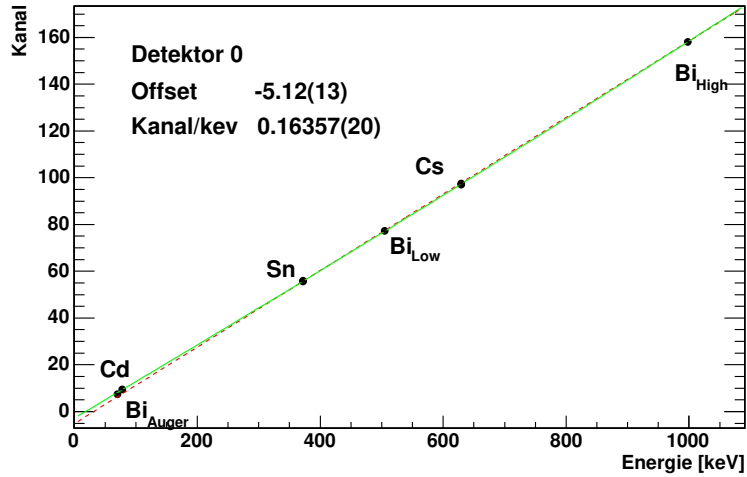
Ein Vergleich von Vierer- und Zweierdifferenz ergibt, dass die Steigung der zur Driftkorrektur benutzten Zweierdifferenz kaum korrigiert werden muss:

| Detektor | Viererdifferenz | | Zweierdifferenz | | Steigungskorrektur |
|----------|-----------------|-----------|-----------------|-----------|---------------------------|
| | Kanäle/keV | Offset | Kanäle/keV | Offset | |
| 0 | 0.16357(20) | -5.12(13) | 0.16351(19) | -4.79(14) | $-0.4(1.2) \cdot 10^{-3}$ |
| 1 | 0.16335(19) | -5.16(12) | 0.16470(18) | -5.21(13) | $+8.2(1.6) \cdot 10^{-3}$ |

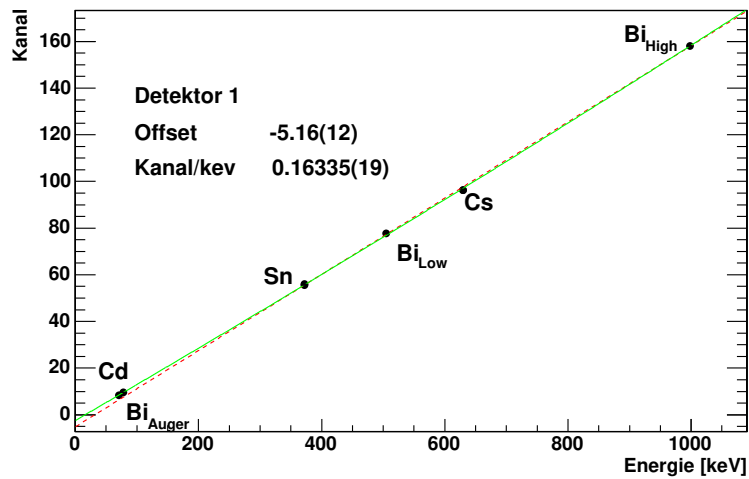
Da das Eichkarussell direkt vor Detektor 1 steht, ist die Korrektur auf diesen Detektor größer.

Im Niederenergiebereich weichen die Eichpeaks von ^{109}Cd mit 78.1 keV und die mit einem Untergrundmodell gefitteten Augerpeaks von ^{207}Bi bei 71.3 keV von der Eichgeraden nach oben ab. Bei einer linearen Energie-Kanal-Beziehung (4.1) ergibt sich eine Detektionsschwelle von ca. 30 keV bei Kanal 0, jedoch werden Augerelektronen von ^{113}Sn mit 25.4 keV noch detektiert [Sch]. Diese Nichtlinearität kann durch die geringe Photoelektronenanzahl und die daraus folgende Verbreiterung der Peaks bei kleinen Energien erklärt werden: Da die Triggerfunktion den vorderen Teil des Peaks abschneidet, liegt das resultierende Maximum bei höheren Kanalzahlen als in der Theorie erwartet. Aussagen über diesen Energiebereich können jedoch ma-

4 Detektionsprinzip



(a)



(b)

Abbildung 4.16: Eichgeraden für die beiden Detektoren (rot). Die Fehler der einzelnen Eichlinien sind zu klein, um sie darzustellen. Im Niederenergiebereich ist deutlich eine Abweichung von der Geraden zu sehen, der ^{207}Bi -Auger-Peak und die ^{109}Cd -Linie wurden nicht im linearen Fit berücksichtigt. In grün ist ein Fit mit exponentiellem Anteil zu sehen.

4.3 Die experimentelle Detektorfunktion

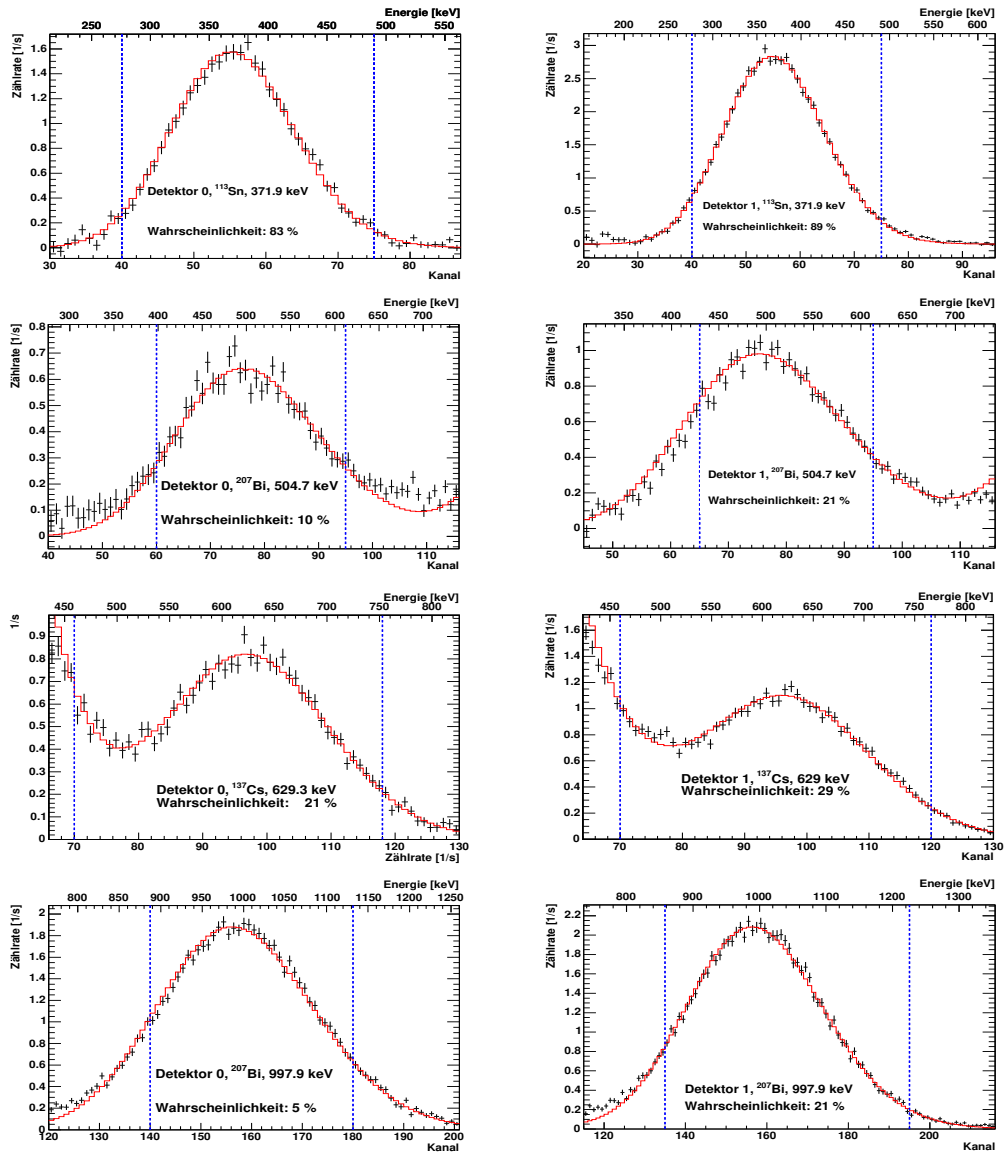


Abbildung 4.17: Eichpeaks für Detektor 0 (links) und Detektor 1. Jedes Präparat wurde 14 Minuten lang gemessen. Die von der Gerade abweichenden Eichlinien sind hier nicht gezeigt.

4 Detektionsprinzip

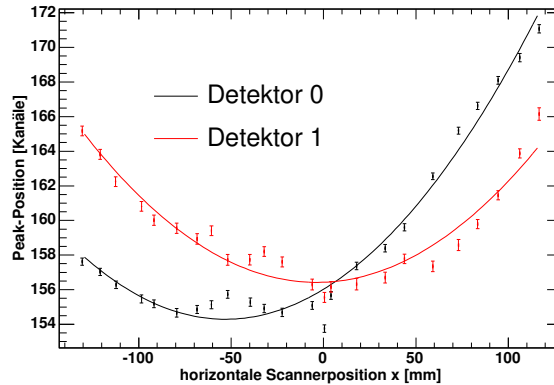


Abbildung 4.18: Obere Peakposition der ^{207}Bi -Eichquelle bei einem horizontalen Scan des Detektors. Die Scannerposition bezeichnet die Quellenposition am Scanner. Vergleicht man die Peakpositionen in der Mitte und am Rand des Detektors, so ist die Verstärkung in der Mitte des Detektors um 9 % kleiner als am Rand des Szintillators.

ximal qualitativ sein. Um die Abweichung von der Geraden zu bestimmen, wurde in Abbildung 4.16 auch eine Funktion

$$K(E) = a + b \cdot E e^{c \cdot E} \quad (4.5)$$

mit exponentiellen Anteil an die Daten gefittet. Ab einer Energie von 220 keV weicht diese Funktion um mehr als 1 % von der Geraden ab. Jedoch zeigen Messungen von Schumann [Sch] eine Linearität bis hinunter zu 130 keV. Im folgenden wird konservativ angenommen, dass der Bereich unter 280 keV, also Kanal 30, nichtlinear ist.

Da erst ab einer Elektronenergie von 300 keV gefittet wird, ist der Niederenergiebereich nur zur Abschätzung des Untergrunds und der Rückstreuung wichtig. Grundsätzlich wäre in Folgeexperimenten eine genauere Vermessung der Niederenergieeigenschaften des Detektors mittels einer Elektronenkanone von Nutzen.

4.3.4 Detektorscan

Die in Abschnitt 4.1.1 erwähnte Ortsabhängigkeit des Detektors wurde während der Strahlzeit zweimal vermessen, um Veränderungen des Szintillators durch Strahlungseinflüsse auszuschließen, diese wurden nicht beobachtet. Zum Vergleich zwischen Simulation und Experiment wurden die Spektren der einzelnen Punkte erstellt und jeweils die oberen Bismut-Peaks angefittet (4.18). Es ergibt sich wie in der Simulation aus Abbildung 4.7 eine Reduktion der Verstärkung der Mitte gegenüber den Rändern um 9 %, Simulation und Messung stimmen miteinander überein.

4.3 Die experimentelle Detektorfunktion

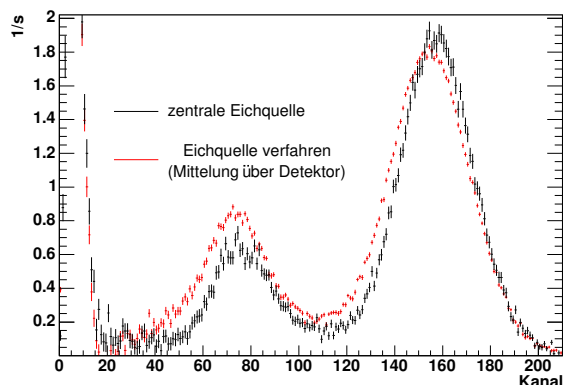


Abbildung 4.19: Bismut-Eichspektrum auf Detektor 0 mit einem ortsfesten Präparat gemessen in der Mitte des Zerfallsvolumens (schwarz) und in einem Scan über die gesamte Fläche des Szintillators (rot).

Die Magnetspulen von PERKEO II sind im Kryostaten mit einer Verdrehung von 2.5 mrad zu den Detektoren aufgehängt, während der Scanner parallel zu den Detektoren eingebaut ist. Da die Zerfallselektronen den verdrehten Magnetfeldlinien folgen, treffen sie beide Detektoren an unterschiedlichen Stellen, was zu einer Verschiebung der Minima der beiden Detektoren gegeneinander führt. Die leichte Anhebung der Peakposition in der Mitte ist wahrscheinlich ein Drifteffekt, da dieser Punkt zuerst gemessen worden ist.

Bei Betrachtung der zweidimensionalen Scandaten in Abbildung 4.20 fällt auf, dass sich die Peakpositionen nicht nur in horizontaler x -Richtung verschieben, sondern auch in vertikaler y -Richtung. Die oberen Photomultiplier jedes Detektors sind auf eine höhere Verstärkung eingestellt als die unteren, da die Einstellung der Photomultiplier mit dem sich leicht unterhalb der Mitte befindlichen Präparaten des unteren Eichkarussells vorgenommen wurde.

Zur Korrektur der Energie-Kanal-Beziehung aus Abschnitt 4.3.3 auf das gesamte Zerfallsvolumen wurden die Spektren der einzelnen Scanpunkte mit dem Strahlprofil aus Abbildung 3.15 gewichtet und aufsummiert (siehe Abb. 4.19), aus den resultierenden Spektren wurde eine Energie-Kanal-Beziehung für den ganzen Detektor bestimmt.

Durch das Verschieben der Peakpositionen gegeneinander und das Aufsummieren dieser Peaks über die Detektorbreite tritt eine zusätzliche Verbreiterung auf. Diese Verbreiterung ist energieabhängig, da sich die Peaks bei kleinen Energien um weniger Kanäle verschieben als bei hohen Energien. Dies führt durch die Unabhängigkeit der Asymmetrie A von der Verbreiterung zu keiner nennenswerten Korrektur, wurde zur exakten Modellierung des Detektors aber durch eine gegenüber der Viererdifferenz

4 Detektionsprinzip

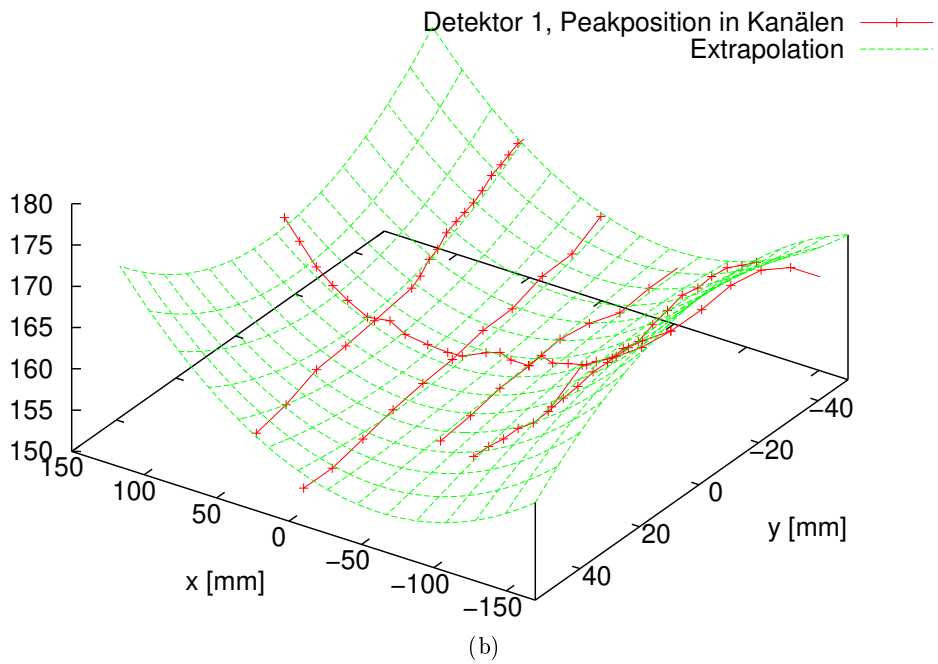
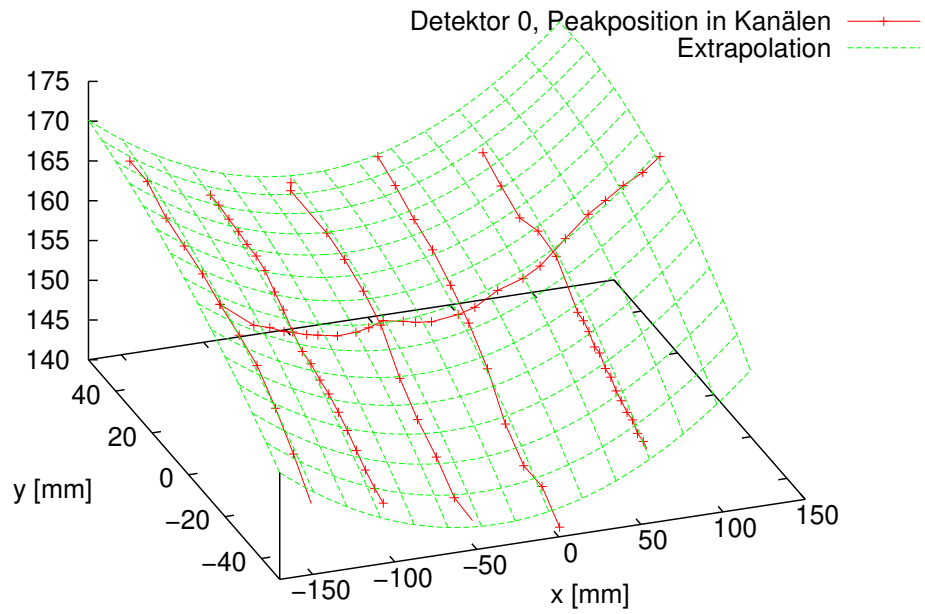


Abbildung 4.20: Zweidimensionaler Scan über die Detektoren, aufgetragen sind die Peakpositionen des oberen ^{207}Bi -Peaks.

kleinere Photoelektronenzahl ausgeglichen.

Ein Vergleich mit dem Fit an die Viererdifferenz ergibt eine Korrektur der Steigung der Eichgerade um $-3.1(3)$ % für Detektor 0 und $+0.53(14)$ % für Detektor 1. Die verschiedenen Vorzeichen resultieren aus der unterschiedlichen y-Abhängigkeit der Verstärkung. Insgesamt ergibt sich aus der Unsicherheit der Detektoreichung ein Fehler auf A von $1 \cdot 10^{-3}$.

4.4 Rückstreuung

Ein Effekt, der die Asymmetrie verfälschen kann, ist falsch zugeordnete Elektron-Rückstreuung. Elektronen haben an Plastikszintillatoren eine über alle Auftreffwinkel integrierte Rückstreuwahrscheinlichkeit P_R von ungefähr 22 % [Wie05], die abhängig von Einfallswinkel und Energie der Elektronen ist. Deponiert das rückgestreute Elektron in einem der beiden Detektoren zu wenig Energie um die Triggerschwelle zu erreichen, so wird dieses Ereignis nicht als Rückstreueignis erkannt und im schlimmsten Fall dem falschen Detektor zugeordnet.

Der Anteil der Elektronen, der anstelle in Detektor 0/1 in Detektor 1/0 nachgewiesen wird, sei $\epsilon_{0/1}$. Da die Asymmetrie detektorweise bestimmt wird, treten in einem Detektor sowohl eine Reduktion der Zählrate $N' = (1 - \epsilon)N$ auf als auch zusätzliche Ereignisse, die vom anderen Detektor zurückgestreut worden sind. Gleichung (3.6) beschreibt die Asymmetrie in Detektor 0 mit den Zählrate N^\uparrow bei eingeschaltetem Spinflipper und N^\downarrow bei ausgeschaltetem Spinflipper. Durch die Spiegelsymmetrie des Spektrometers werden in der selben Zeit, in der Detektor 0 N^\uparrow misst, N^\downarrow Elektronen in Detektor 1 deponiert, dies gilt umgekehrt auch bei ausgeschaltetem Spinflipper. Somit ergibt sich für die Zählraten in Detektor 0 bei Berücksichtigung der Falschzuordnung ϵ

$$N^\uparrow = (1 - \epsilon_0)N^\uparrow + \epsilon_1 N^\downarrow \quad (4.6)$$

$$N^\downarrow = (1 - \epsilon_0)N^\downarrow + \epsilon_1 N^\uparrow \quad (4.7)$$

und somit für die resultierende Asymmetrie

$$A_{back} = \frac{(N^\uparrow - N^\downarrow)(1 - \epsilon_0 - \epsilon_1)}{(N^\uparrow + N^\downarrow)(1 - \epsilon_0 + \epsilon_1)} = A \frac{1 - \epsilon_0 - \epsilon_1}{1 - \epsilon_0 + \epsilon_1} \quad (4.8)$$

Durch das inhomogene Magnetfeld von PERKEO II wird die Rückstreuwahrscheinlichkeit P_R reduziert: Für den zum Magnetfeld und somit zum Szintillator senkrechten Anteil des Elektronimpulses gilt $p_\perp^2/B = const$, mit kleiner werdendem Magnetfeld wird auch der Einfallswinkel θ_{det} am Detektor kleiner:

$$\theta_{det} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_{det}}{B_{max}}} \sin(\theta_{Zerfall}) \right), \quad (4.9)$$

4 Detektionsprinzip

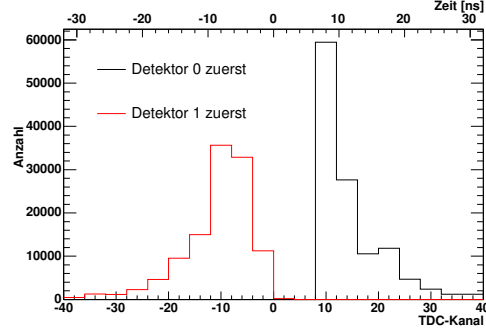


Abbildung 4.21: Flugzeiten der Rückstreueignisse im TDC. Die Zuordnung der Ereignisse erfolgt über die Latchinformation. Die Flugzeitspektren beider Detektoren sind deutlich getrennt.

Je kleiner der Einfallswinkel und je steiler somit das Auftreffen des Elektrons auf dem Szintillator ist, desto geringer ist die Rückstreuwahrscheinlichkeit. Für die bei PERKEO II auftretenden Winkel kann die mit der Winkelverteilung gefaltete Rückstreuwahrscheinlichkeit P_R auf knapp 9 % reduziert werden. Der magnetische Spiegeffekt sorgt zusätzlich dafür, dass zurückgestreute Elektronen wieder am Magnetfeld reflektiert werden, wenn sie den Detektor unter einem Ausfallswinkel größer als 45° verlassen, um dann ein zweites Mal auf den selben Detektor treffen. Dies reduziert die effektive Rückstreuwahrscheinlichkeit ein weiteres Mal um 50 % auf im Endeffekt 4.5 %.

Rückstreueignisse werden über ein Latch und einen TDC identifiziert. Der TDC misst die Auftreffzeit der Elektronen auf dem Detektor, die Differenz entspricht der Flugzeit der Elektronen. In Abbildung 4.21 sind die Flugzeitspektren für Rückstreuung von Detektor 0 und 1 zu sehen. Diese sind vollständig getrennt, im Gegensatz zu Reich [Rei99] tritt in diesem Experiment keine Korrektur auf A durch Falschzuordnung der Ereignisse aufgrund mangelnder Zeitauflösung der Elektronik auf.

Haben beide Detektoren innerhalb des Koinzidenzfensters von 250 ns getriggert so wird dies im folgenden als *harte Rückstreubedingung* bezeichnet. Die in den beiden Detektoren 0 und 1 deponierten Energien entsprechen den Kanälen $K(0)$ und $K(1)$, die Gesamtenergie wird im Kanal $K = K(0) + K(1)$ eingeordnet. Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit für diese harte Rückstreuung P_H wird der Quotient aus den Spektren der Rückstreueignisse und den Spektren aller Ereignisse gebildet. Im Fitbereich ergibt sich ein effektives P_H von 4.2(2) % für Detektor 0 3.9(2) % und für Detektor 1 (siehe Abb. 4.22(a)). Dies entspricht bei einer Elektron-Zählrate von 400 s^{-1} ungefähr 16 s^{-1} . Zufällige Koinzidenzen sind mit 0.04 s^{-1} zu vernachlässigen.

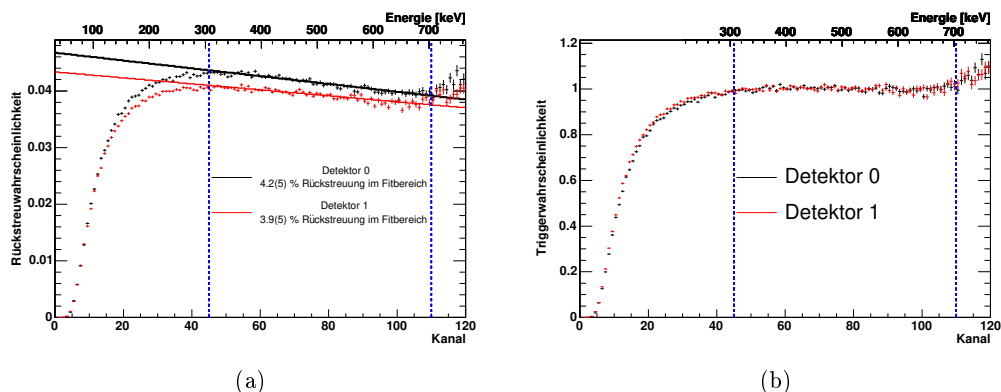


Abbildung 4.22: (a) Energieabhängige Rückstreuwahrscheinlichkeit für Detektor 0 (schwarz) und Detektor 1 (rot). Bei niedrigen Energien kann das Elektron die Triggerschwelle beider Detektoren nicht überwinden, es wird keine Rückstreuung detektiert. Im Fitbereich der Asymmetrie wurde eine Gerade an die Daten gefittet. (b) Aus Division der Rückstreuwahrscheinlichkeit durch den linearen Fit erhaltene Triggerfunktion für Rückstreuerereignisse. Unter 250 keV sind größere Korrekturen an die Asymmetrie A anzubringen, im für die Asymmetrie A benutzten Fitbereich sind die Korrekturen klein.

Die Triggerfunktion T_H für harte Rückstreubedingung liefert Hinweise auf den Energiebereich, in dem Rückstreuung zu einer kritischen Korrektur auf die Asymmetrie A werden kann. Um die Triggerfunktion T_H zu erhalten, wird die experimentelle Rückstreuwahrscheinlichkeit durch einen Fit an den linearen Bereich von P_H dividiert (siehe Abb. 4.22(b)). Im Energiebereich unter 200 keV ist der Anteil, der nicht als Rückstreuerereignisse detektiert wird, nicht zu vernachlässigen und bildet eine untere Grenze für den Fitbereich von A . Diese Triggerfunktion kann jedoch die Triggerwahrscheinlichkeit nicht vollständig beschreiben, da die reale Rückstreuwahrscheinlichkeit P_R über der gemessenen Rückstreuwahrscheinlichkeit P_H liegt, der lineare Fit die Triggerfunktion aber auf die experimentellen Daten normiert. Da gerade im Niederenergiebereich die Detektorfunktion nicht gut bekannt ist, ist es auch nicht möglich, über Monte-Carlo-Simulationen den Anteil der falsch zugeordneten Ereignisse zu bestimmen.

Es ist möglich, aus den experimentellen Daten zu einer Abschätzung der Rückstreuung zu kommen [Sch06]: Um immer die komplette Energie E respektive Kanalzahl K des Events zu erhalten, werden immer die ADCs beider Detektoren ausgelesen, auch wenn nur einer getriggert hat. Bei Auswahl der Ein-Detektor-Ereignisse, in denen der Diskriminator im zweiten Detektor nicht getriggert hat, aber Einträge in den ADCs des zweiten Detektors vorhanden sind, sind in diesen Ereignissen sowohl

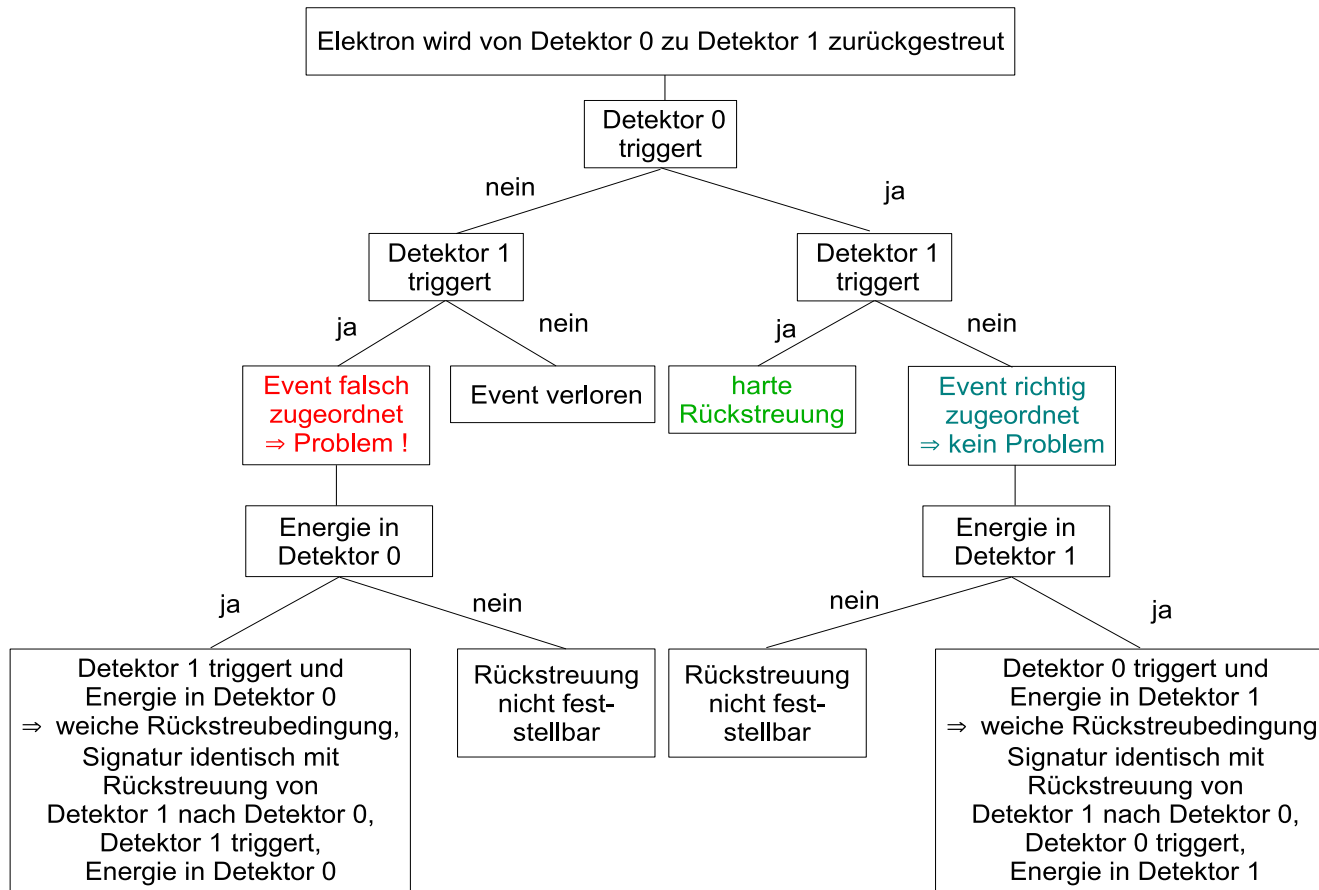


Abbildung 4.23: Entscheidungsdiagramm bei Rückstreuung eines Elektrons von Detektor 0 auf Detektor 1.

Rückstreueereignisse beschrieben, die bei richtiger Detektor-Zuordnung im zweiten Detektor keinen Trigger auslösen, als auch die falsch zugeordneten Ereignisse (*weiche Rückstreubedingung*, siehe Abb. 4.23). Es sind somit zusätzliche Informationen über die Rückstreuung verfügbar.

Betrachtet man den Anteil der Energie, die bei Rückstreueereignissen im zuerst getroffenen Detektor deponiert wird, so ist festzustellen, dass ein Großteil der Gesamtenergie des Ereignisses im ersten Detektor deponiert wird, und somit die Falschzuordnung unwahrscheinlicher wird (siehe Abb. 4.24). Da die Daten mit weicher Rückstreubedingung im Bereich kleiner Anteile an der Gesamtenergie nicht von der harten Rückstreubedingung abweichen, ist dies auch kein Effekt der Triggerfunktion. Ein Teil der Rückstreueereignisse werden also nicht als solche erkannt, aber trotzdem dem richtigen Detektor zugeordnet, da sie den ersten Detektor triggern.

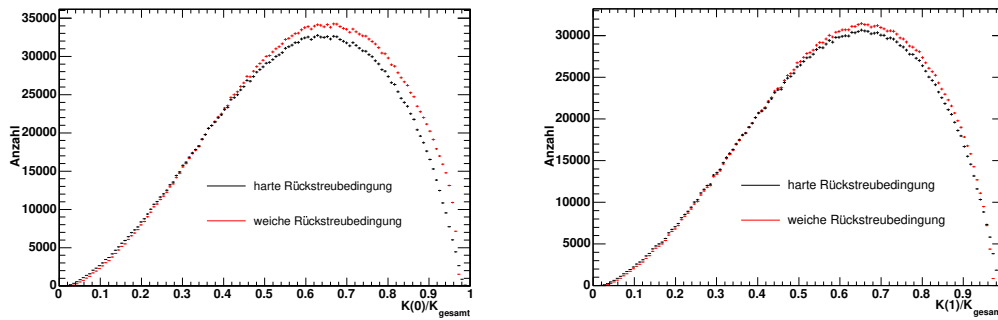


Abbildung 4.24: Verhältnis der Energien im zuerst getroffenen Detektor zur Gesamtenergie sowohl für harte Rückstreubedingung als auch für weiche Rückstreubedingung.

Im folgenden wird von Elektronen ausgegangen, die von Detektor 0 auf Detektor 1 zurückgestreut werden. Um die Anzahl im Fitbereich falsch zugeordneter Ereignisse abzuschätzen, werden Ereignisse ausgewählt, in denen Detektor 1 zuerst getriggert hat und die Gesamtenergie K des Ereignisses im Fitbereich liegt. Die Energie $K(0)$ dieser Ereignisse wird sowohl für hartes ($K(0)_H$) als auch für weiche Rückstreubedingung ($K(0)_w$) aufgetragen (siehe Abb. 4.25). Die Differenz der weichen und harten Rückstreueereignisse entspricht der Gesamtzahl der nicht erkannten Rückstreueereignisse, die aber auch die Ereignisse enthält, die zwar nicht als Rückstreuung erkannt, aber dennoch richtig zugeordnet worden sind. Um die Anzahl der richtig zugeordneten Ereignisse zu erhalten, wird das harte Rückstreupektrum $K(0)_H$ mit der Triggerfunktion von Detektor 0 korrigiert, was einer Triggereffizienz von 100 % auf Detektor 0 für Rückstreueereignisse von Detektor 1 auf Detektor 0 entspricht. Die Differenz aus dem resultierenden Spektrum und dem Spektrum bei weicher Rückstreubedingung entspricht den fälschlicherweise Detektor 1 zuge-

4 Detektionsprinzip

ordneten Ereignissen. Im Bereich geringer Triggerwahrscheinlichkeiten muss diese Differenz extrapoliert werden.

Unter der Annahme, dass die Differenz zwischen weichem Rückstreuung und triggerkorrigiertem harten Rückstreuung im Extrapolationsbereich konstant ist, ergibt sich ein Anteil von 0.37 % für Detektor 0 und 0.40 % für Detektor 1 falsch zugeordneter Ereignissen an alle Rückstreueignissen im Fitbereich als worst-case-Szenario. Wird die Anzahl der Ereignisse im Extrapolationsbereich gleich 0 angenommen, ergibt sich im besten Fall ein Anteil an falsch zugeordneten Rückstreueignissen vom 0.27 % / 0.23 %.

Die erste Extrapolation überschätzt sicherlich den Anteil der Falschzuordnung, da die Energie-Verteilung aus Abb. 4.24 hohe Energien im ersten Detektor bevorzugt. die Wahrscheinlichkeit für unterhalb der Triggerschwelle liegende Energien im zuerst getroffenen Detektor beträgt bei Faltung der Zerfalls-Spektren mit der Energieverteilung aus Abbildung 4.24 für Gesamtenergien im Fitbereich nur 1.6 % bei Detektor 0 und 1.4 % bei Detektor 1.

Der Bereich zwischen beiden Abschätzungen wird als $1\text{-}\sigma$ -Bereich um den wahren Wert angenommen. Somit ergeben sich als falsch zugeordnete Ereignisse 0.32(5) % für Detektor 0 und 0.32(9) % für Detektor 1 aller Rückstreueignisse, also einen Anteil von

$$\begin{aligned}\epsilon_0 &= 1.3(2) \cdot 10^{-4} \\ \epsilon_1 &= 1.2(4) \cdot 10^{-4}\end{aligned}\tag{4.10}$$

an allen Ereignissen im Fitbereich.

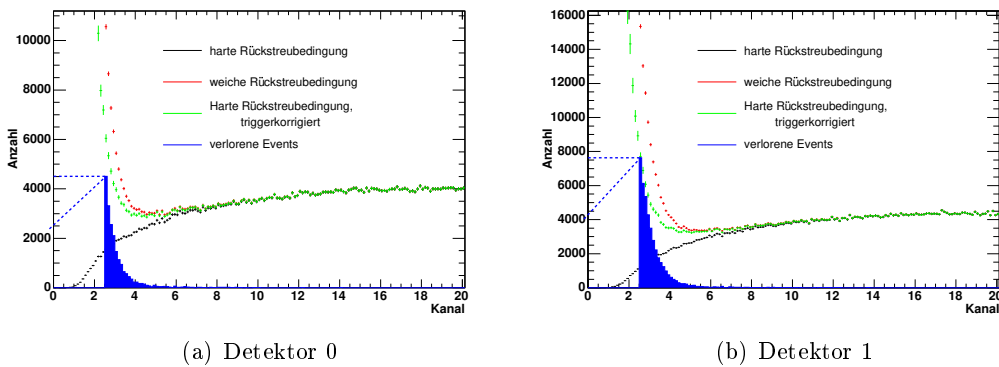


Abbildung 4.25: Energie in Detektor 0/1, wenn Detektor 1/0 zuerst getriggert hat. Die blaue Kurve entspricht den falsch zugeordneten Ereignissen.

Mit Gleichung (4.4) ergibt sich eine Korrektur von

$$\begin{aligned}\Delta A_0/A_0 &= 2.4(4) \cdot 10^{-4} \\ \Delta A_1/A_1 &= 2.6(7) \cdot 10^{-4}.\end{aligned}\tag{4.11}$$

Die Korrektur ist einen Faktor 20 kleiner als die statistische Genauigkeit der A -Messung, ihr Fehler ist zu vernachlässigen.

Da zur Verbesserung der Statistik eine Ausweitung des Fitbereichs zu kleinen Energien hin erwünscht ist, gilt es, das Rückstreuverhalten weiter zu untersuchen und die Triggereffizienz weiter zu erhöhen.

5 Untergrund in A-Messungen

Nach Gleichung (3.6) lässt sich die Asymmetrie A für jeden Detektor allein aus den Elektronenzählraten $N^{\uparrow\downarrow}$ bei Spinflipper aus/an bestimmen. Enthalten die Elektronenzählraten $N^{\uparrow\downarrow}$ im Detektor einen nichtabziehbaren Untergrund B , $N_{exp}^{\uparrow\downarrow} = N^{\uparrow\downarrow} + B$, so verringert sich die gemessene Asymmetrie und der A -Wert muss korrigiert werden:

$$A_{exp}(B) = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow} + 2B} = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N + 2B} \approx A_{exp} \left(1 - \frac{2B}{N} \right). \quad (5.1)$$

Dies gilt nur bei spinunabhängigen Untergrund, da sich nur bei diesem der Untergrund im Zähler der Asymmetrie abzieht. Dies ist hier der Fall (siehe Abb. 5.1).

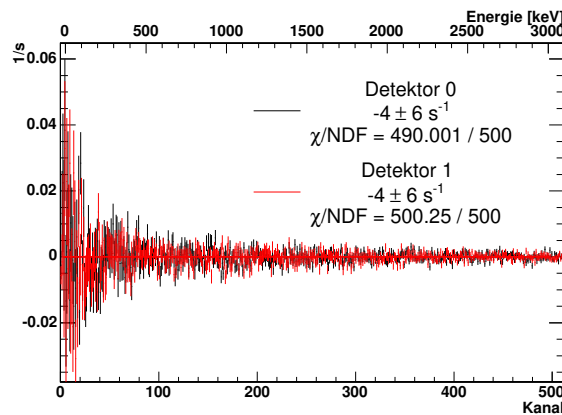


Abbildung 5.1: Differenz der Untergrundmessungen bei aus- und angeschalteten Spinflipper. Diese Differenz ist in einem Bereich von Kanal 0 bis 500 mit 0 verträglich, der Untergrund ist also spinunabhängig.

Die Korrektur auf den gemessenen Wert ist in etwa proportional zum Verhältnis von Signal zu Untergrund im Fitbereich. Im Experiment entsteht hauptsächlich Gamma- und Neutronenuntergrund, für die die Szintillationsdetektoren relativ unempfindlich sind. Geladene Teilchen, die außerhalb von PERKEO II erzeugt werden, werden durch Magnetfeld und Vakuumkammer abgeschirmt.

In letzten Messungen der PERKEO II-Arbeitsgruppe [Rei99] war die Korrektur durch nicht erkannten Untergrund im Fitbereich mit 0.5 % die nach der Polarisationskorrektur größte Korrektur. Sie trug mit 0.25 % zum Gesamt-Fehler der Messung

von 0.66 % bei. In der in dieser Arbeit beschriebenen Messung wurden massive Anstrengungen zur Untergrundvermeidung und -messung unternommen:

- Die Polarisatoren wurden mit Heliumgas gespült, um Untergrund durch Streuung von Neutronen an Luft zu verhindern. Wegen Vakuumslecks in unserem Neutronensystem wurde diese Spülung erst einige Tage nach Beginn der Messung angeschaltet. Abbildung 5.2 zeigt den Effekt dieser Spülung auf Detektor 0. Man sieht deutlich den Rückgang des Untergrunds der Polarisatoren bei Subset 18.

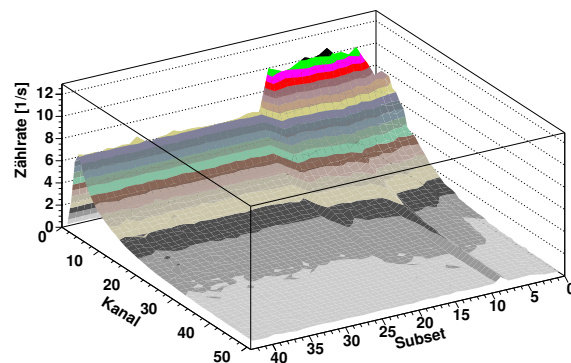


Abbildung 5.2: Untergrund in Detektor 0 in den einzelnen Subsets. Bei Subset 18 wurde die Helium-Spülung der Polarisatoren angeschaltet, man sieht, wie der Untergrund deutlich zurückgeht.

Des Weiteren wurden die Polarisatoren durch 3 t Blei abgeschirmt. Die 60 cm dicke Betonwand zwischen Experimentierzone und Kasematte wurde mit 5 cm Blei verstärkt. Das Fenster in dieser Wand, durch das das Strahlrohr hinausgeführt wurde, wurde fast vollkommen mit Blei ausgefüllt.

- Mittels Monte-Carlo-Simulationen wurde die Kollimation auf ein Optimum zwischen Zählrate und Untergrund optimiert. Die Kollimation wurde so geplant, dass die letzte Blende möglichst wenig Untergrund produziert und möglichst weit vom Detektor entfernt ist [Sch04].
- Durch die Divergenz der Neutronen weitet sich der Neutronen-Strahl auf. Da verhindert werden muss, dass Neutronen die Strahlrohre treffen, limitiert der Rohrdurchmesser die Entfernung des Beamstops vom Zerfallsvolumen. In dieser Strahlzeit wurde ein mit einem Durchmesser von 80 cm mehr als dreimal so großes Beamstoprohr als in vorherigen Experimenten genutzt, so dass der Beamstop in einer Entfernung von 4 m vom Zerfallsvolumen positioniert werden

5 Untergrund in A-Messungen

konnte. Dies verringert den Raumwinkel, in dem Untergrund vom Beamstop auf die Detektoren trifft.

- Zur Absorption von Streuneutronen wurde mit LiF-Gummi ein neues Material verwendet. LiF-Gummi ist es leicht zuschneidbar und verformbar, so dass es im Gegensatz zur Keramik an jede Form angepasst werden kann. Mit diesem Material wurden erstmals die Kollimationsblenden und weitere mit LiF-Keramik schwer abschirmbare Stellen im Strahlengang ausgekleidet, um Streuneutronen in diesen zu absorbieren.
- Zur weiteren Reduktion von Streuneutronen wurden zusätzliche Haloblenden aus LiF-Keramik im Strahlengang so positioniert, dass sie den direkten Strahl nicht berühren, aber auf die Detektoren zufliegende Streuneutronen absorbieren [Kre04a]. Auch wurde das Beamstoprohr mit Platten aus boriertem Aluminium vor Streuneutronen geschützt.
- Insgesamt wurden 10 t Blei zur Abschirmung des Spektrometers PERKEO II verwendet (siehe Abbildung 5.3). Zur Abschirmung der im LiF entstehenden schnellen Neutronen wurde entlang des Strahls 20 cm dickes boriertes Polyethylen angebracht, und innerhalb des Beamstops zwei 10 cm dicke Plexiglasmauern aufgebaut. Die Wände des Beamstops waren durch boriertes Aluminium vor Streuneutronen geschützt.

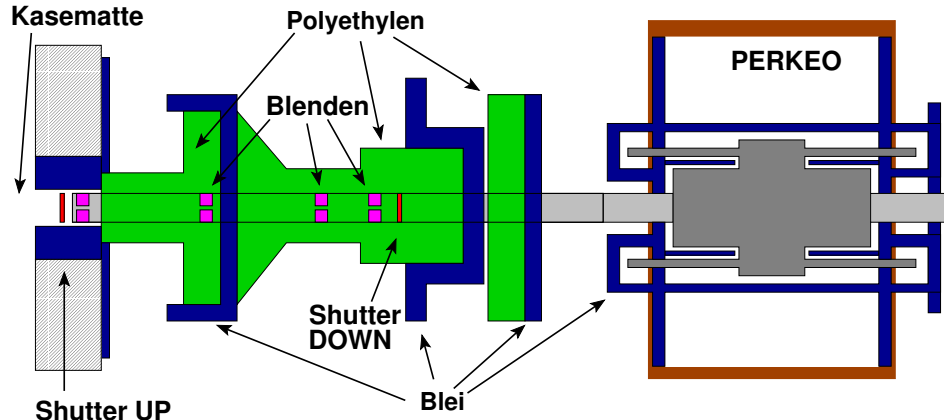


Abbildung 5.3: Abschirmung des Kollimationssystems von PERKEO II mit Blei und Polyethylen.

- Um den von anderen Experimenten erzeugten Untergrund zu protokollieren, wurden externe Background-Detektoren aus NaI-Szintillatoren eingeführt, die Veränderungen im externen Untergrund signifikanter registrieren als die auf

Gamma-Strahlung unempfindlichen Szintillationsdetektoren des Elektronendetektors. Da dieser zeitabhängig ist, werden nur Daten mit konstanten Untergrundbedingungen betrachtet (siehe Abschnitt 5.1).

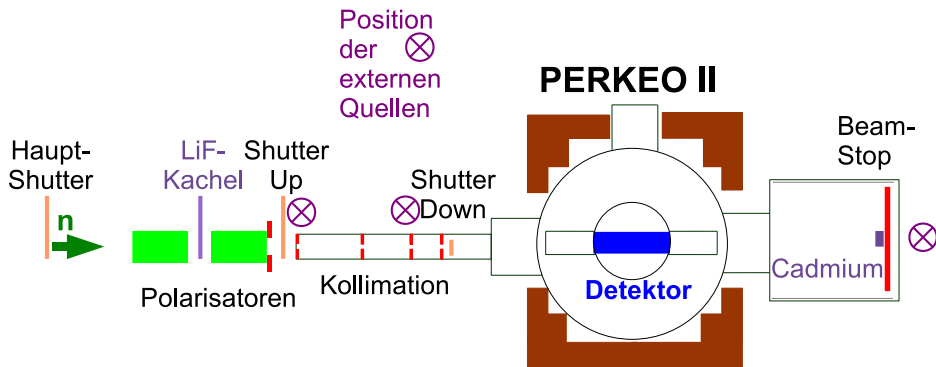


Abbildung 5.4: Untergrund-Quellen und Shutter im PERKEO II-Aufbau (nicht maßstäblich): Ist Shutter Up geschlossen, so misst man den Untergrund des Polarisators und der Experimentierhalle. Bei geschlossenem Shutter Down kommt der Untergrund des Kollimationssystems dazu. Somit kann aus der Differenz dieser beiden Spektren der Untergrund des Kollimationssystems bestimmt werden. Für den vom Beamstop herrührenden Untergrund müssen Untergrundmodelle angenommen werden. Dazu wurden z. B. an den markierten Stellen künstliche Untergrundquellen positioniert und dabei der in PERKEO II auftretende Untergrund gemessen. Auch wurde der LiF-Beamstop künstlich mit einem Cadmiumblech verschlechtert. Zur weiteren Abschätzung des Untergrunds wurde der Strahl mit dem Hauptshutter bzw. einer LiF-Kachel zwischen den Polarisatoren verschlossen.

Der Untergrund kann unterschieden werden in den durch den Neutronenstrahl erzeugten strahlabhängigen Untergrund, der durch die Absorption des Strahls im Material entsteht und den externen Untergrund, der durch den Reaktorbetrieb und andere Experimente erzeugt wird. Zur Messung des Untergrunds werden zwei verschiedene Shutter eingesetzt, so dass verschiedenen Teile des Kollimationssystems von Neutronen getroffen werden. In Abb. 3.1) ist ein Bild des kompletten Strahlgangs zu sehen, ein Ausschnitt mit den Strahlungsquellen in Abb. 5.4.

Durch den Reaktorbetrieb und die in der Halle befindlichen Experimente messen die Elektron-Detektoren eine Untergrund-Zählrate von $117.6 (1) \text{ s}^{-1}$ bei geschlossenem Hauptshutter, der Hallenuntergrund. Wie in Gleichung (3.6) beschrieben, wird die experimentelle Asymmetrie für einen Detektor aus den Elektronenspektren $= N^{\uparrow/\downarrow}$ mit ein- und ausgeschaltetem Spinflipper gebildet. Der Untergrund B , der in der Halle und vom Kollimationssystem erzeugt wird, wird separat mit geschlossenem Shutter Up gemessen. Die somit ermittelten Spektren werden von den

5 Untergrund in A-Messungen

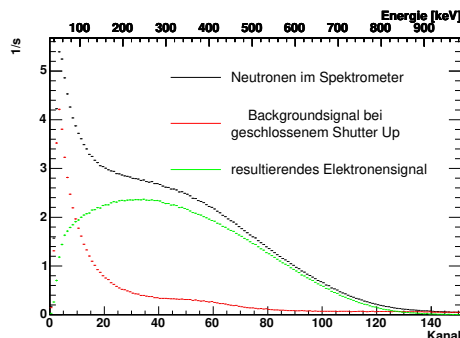


Abbildung 5.5: Spektren in PERKEO II bei verschiedenen Shutterzuständen und Untergrundsubtraktion. Das schwarze Spektrum ist das gemessene Spektrum $N = N^\uparrow + N^\downarrow$ bei Durchgang des Neutronenstrahls durch PERKEO II. Das rote Spektrum B wurde bei geschlossenem Shutter Up gemessen. Das grüne Spektrum entspricht dem Nenner von Gleichung (5.2). Dies ist das Fermispektrum (2.17).

Strahlspektren abgezogen (Abb. 5.5). Für die experimentelle Elektron-Asymmetrie A gilt nun

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow - B^\uparrow + N^\downarrow - B^\downarrow}. \quad (5.2)$$

Ist der Hallenuntergrund zeitunabhängig, so lässt er sich leicht abziehen, da er ja sowohl in den Shutter-Spektren als auch in den Strahl-Spektren mitgemessen wird. Leichte Drifts durch den Abbrand des Brennelements im Reaktor werden durch das Schaltschema aus Abbildung 3.13 eliminiert. Der Zähler ist bei spinunabhängigen B durch die Differenzbildung untergrundfrei. Bei den Untergrundmessungen wurde der Neutronenstrahl ebenfalls in regelmäßigen Abständen geflippt, er erwies sich als spinunabhängig.

Durch benachbarte Experimente wird jedoch ein zeitabhängiger Untergrund verursacht, je nachdem ob diese in Betrieb sind oder nicht. Um sicher zu sein, dass diese Änderung der Untergrundbedingungen die Elektron-Asymmetrie nicht ändert, wurde direkt neben jedem der Elektron-Detektoren, außerhalb des Vakuums, ein gammaempfindlichen Untergrunddetektor befestigt (siehe Abb. 5.6(a)). Diese bestanden aus NaI-Szintillatoren, die über Photomultiplier ausgelesen wurden. Die Zählrate dieser Untergrunddetektoren wurde mit der Elektronik protokolliert, und die Datensätze später in Zeiten mit konstantem Gammauntergrund aufgeteilt.

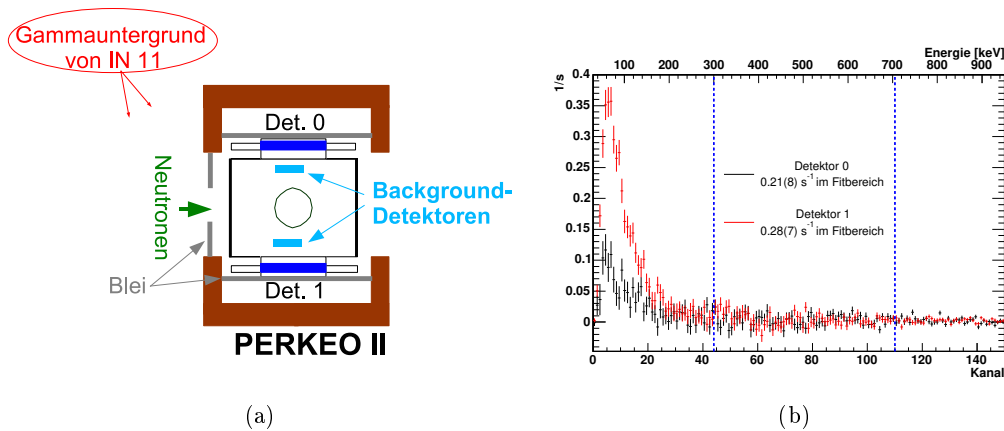


Abbildung 5.6: (a) Positionierung der Detektoren für den externen Untergrund. (b) Das durch den Betrieb von IN11 in PERKEO II induzierte Untergrundspektrum. Der Fitbereich für A liegt zwischen den blau gestrichelten Linien. Der Hauptteil des Untergrunds liegt in einem Bereich bis 200 keV.

5.1 Zeitabhängiger Hallenuntergrund

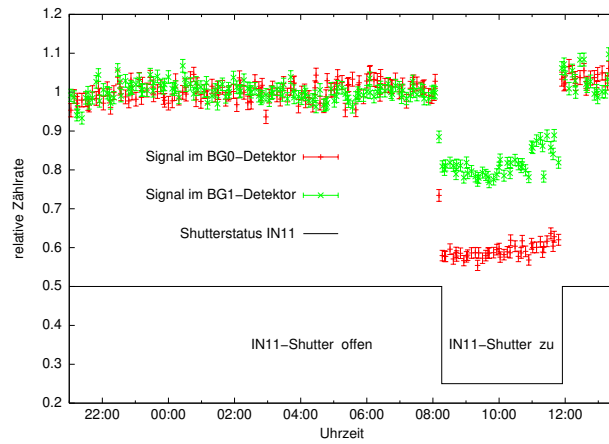
In Strahlrichtung gesehen links von PERKEO II befindet sich das Spinechoexperiment IN11, das am nächsten zu PERKEO II gelegene Experiment (siehe Abb. 5.6(a)). Ist der Shutter dieses Experiment offen, trifft dessen Neutronenstrahl einen Wellenlängenselektor aus Gadolinium, in dem durch Neutroneneinfang hochenergetische Gammas entstehen.

Wie man in Abbildung 5.7(a) sieht, ändert sich der Gamma-Untergrund in den Untergrunddetektoren um 20 bis 40 % bei Schließen und Öffnen des Shutters von IN11. Zum Vergleich: Die relative Änderung der Zählrate in den Untergrunddetektoren bei Schließen und Öffnen von Shutter Up beträgt 1.5(4) % in Untergrund-Detektor 0 und ist nicht signifikant in Untergrund-Detektor 1.

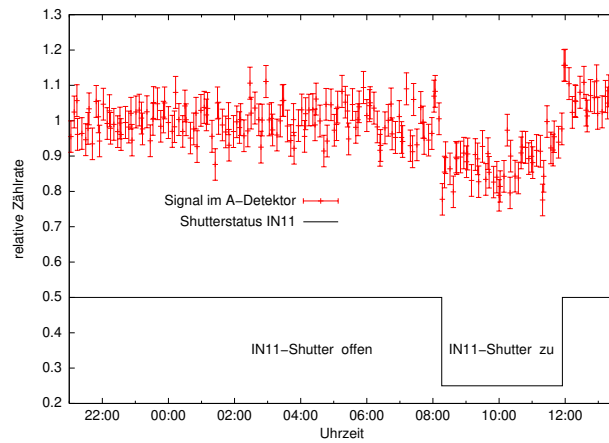
Im Spektrometer reduziert sich die durch IN11 verursachte Untergrundänderung auf $1.7(1) \text{ s}^{-1}$ auf Detektor 0 und $4.8(1) \text{ s}^{-1}$ auf Detektor 1, was bei einer Elektronenzählrate von 190 s^{-1} einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 112:1 bzw. 40:1 entspricht. Der Untergrund auf Detektor 1 ist trotz der größeren Entfernung dieses Detektors zu IN11 erhöht. Dies kann mit Lücken in der Bleimauer oberhalb des Strahlrohres an der Eintrittsseite von PERKEO II erklärt werden. Dort wurde aus statischen Gründen die Bleimauer nicht vollständig geschlossen.

Durch Vergleich der Elektron-Spektren bei offenem und geschlossenem Shutter von IN11 kann das durch IN11 in PERKEO II induzierte Spektrum bestimmt werden. Der Hauptteil dieses Spektrums liegt in einem Bereich von unter 200 keV. Im

5 Untergrund in A-Messungen



(a) Untergrunddetektoren



(b) Elektrodetektor

Abbildung 5.7: Relative Zählratenänderung in den Detektoren beim Betrieb des Nachbarperiments IN11. (a) zeigt die Änderung der Zählrate in den gammaempfindlichen Untergrunddetektoren, (b) die Zählratenänderung im eigentlichen Elektrodetektor. Zur Auswertung wurden die Daten in *IN11 offen* und *IN11 zu* aufgeteilt und separat ausgewertet. Innerhalb des Fehlers sind die Asymmetrien identisch.

Fitbereich für A liegt die integrale Zählrate von Detektor 0 nur noch bei $0.21(8) \text{ s}^{-1}$ und Detektor bei $1.028(7) \text{ s}^{-1}$, was das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu 900:1 reduziert. Auch ist der von IN11 produzierte Untergrund ebenfalls abziehbar, solange darauf geachtet wird, direkte Sprünge aus den Daten herauszuschneiden, so dass dieser externe Untergrund für die Analyse von A keine Rolle spielt. Zu Testzwecken wurden die A -Werte für hohen und niedrigen Untergrund getrennt ausgewertet, die Werte stimmen im Rahmen der Statistik überein.

5.2 Strahlabhängiger Untergrund

Die Strahlkollimation und der Beamstop, der die Neutronen am Ende des Vakuumsystems auffängt, erzeugen Untergrund, der im Gegensatz zum externen Untergrund nicht separat gemessen werden kann. Um diesen Untergrund abschätzen zu können, nutzt PERKEO II zwei Shutter, Shutter Up und Shutter Down, mit denen der durch die Kollimation verursachte Untergrund separiert werden kann (siehe Abb. 5.4). Im Gegensatz dazu gibt es keine Möglichkeit, den Untergrund, der durch das Auftreffen der $2.7 \cdot 10^9$ Neutronen des Strahls, die hinter der letzten Blende gemessen wurden, auf den Beamstop hervorgerufen wird, separat zu messen.

Prinzipiell kann man die Asymmetrie mit den Untergrundspektren beider Shutter separat bestimmen. Ein Fit der einzelnen Subsets ergibt Asymmetrie-Werte von

| | Detektor 0 | Detektor 1 |
|-------------------|---------------|-------------------|
| Shutter Up | -0.118603(45) | -0.119807(44) |
| Shutter Down | -0.118603(45) | -0.119855(44) |
| relative Änderung | 0 | $4 \cdot 10^{-4}$ |

Fittet man das Fermi-Spektrum, also den Nenner der Asymmetrie A , so lässt sich aus der Güte des Fits die Qualität der Untergrundsubtraktion erkennen. Abbildung 5.8 zeigt die Spektren zusammen mit den Fits und den Residuen. Im Fitbereich sind die Residuen klein, die Korrektur durch nicht abziehbaren Untergrund kann also nicht groß sein.

An beiden Shuttern entsteht jedoch im geschlossenen Zustand zusätzliche Strahlung durch Absorption der Neutronen. Ist dieser Untergrund größer als der am Beamstop produzierte Untergrund, so wird der Nenner der Asymmetrie zu klein, da zu viel Untergrund abgezogen wird. Die Nenner-Spektren der Elektron-Asymmetrie entsprechen dem Fermispektrum (2.17), in dem Einträge oberhalb der Endpunktenergie des Neutronenzerfalls von $E_0=780 \text{ keV}$ Untergrund sein müssen (siehe Abb. 5.9). Im Energiebereich zwischen 1180 und 1420 keV beträgt die integrale Zählrate des Strahlspektrums minus des Untergrunds von Shutter Up bei Detektor 0 $0.033(7) \text{ s}^{-1}$, bei Detektor 1 $0.021(8) \text{ s}^{-1}$, der Untergrund von Shutter Up ist nicht groß genug für einen restlosen Untergrundabzug des strahlbehafteten Untergrunds. Wird der bei geschlossenem Shutter Down gemessene Untergrund von den

5 Untergrund in A-Messungen

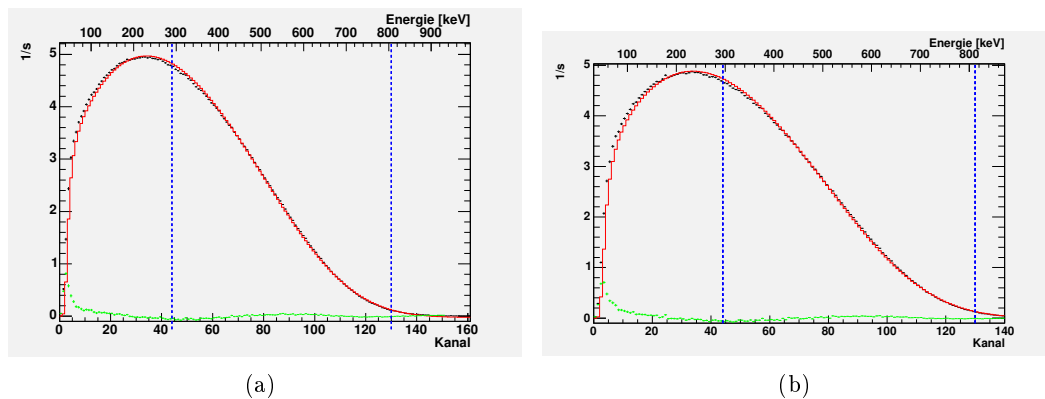


Abbildung 5.8: Betaspektrum mit Fits (rot) und Residuen (grün für (a) Detektor 0 und (b) Detektor 1.

Strahlendaten abgezogen, so ergibt sich im selben Energiebereich für Detektor 0 und Detektor 1 eine integrale Zählrate von $-0.011(7) \text{ s}^{-1}$ bzw. $-0.009(7) \text{ s}^{-1}$. Shutter Down erzeugt also in den Detektoren einen größeren Untergrund als der Beamstop. Die mit Shutter Down ermittelte Asymmetrie stellt also eine obere Grenze für die Asymmetrie dar.

Da der mit geschlossenem Shutter Up gemessenen Untergrund also nicht den strahlbehafteten Untergrund der Messung umfasst, muss ein Untergrundmodell gefunden werden, dass zu diesem Shutteruntergrund dazu addiert werden kann. Bei einem solchen Modell spielen Skalierung und Form des zu addierenden Spektrums eine Rolle. Die Skalierung des zusätzlichen Untergrunds wird so gewählt, dass der oberhalb der Endpunktsenergie des Elektronenspektrums liegende Untergrund verschwindet. Die Form des Untergrunds wird im nächsten Kapitel untersucht.

Um die Skalierung des Untergrunds mit genügend statistischer Signifikanz durchführen zu können, wurden die Spektren der Einzelmessungen aufsummiert, und die integrierte Zählrate über 40 Kanäle betrachtet. Auch die oben erwähnten Zählraten oberhalb des Fermispektrums von $0.033(7) \text{ s}^{-1}$ für Detektor 0 $0.021(8) \text{ s}^{-1}$ für Detektor 1 bei Abzug des mit geschlossenem Shutter Up gemessenen Untergrundes von den Strahlendaten wurden so gebildet. Man sieht, dass auch diese Zählraten nur auf 20 bzw. 40 % bekannt sind. Die über Abzug von Shutter Up ermittelte Asymmetrie wird als Referenzpunkt genutzt, auf den korrigiert werden muss.

5.2.1 Beamstop- und Kollimations-Untergrund

Der am Beamstop durch Neutronenabsorption erzeugte Untergrund kann im Aufbau von PERKEO II nicht separat bestimmt werden, da er nur zusammen mit Neutronenzerfall im Spektrometer auftritt und vom Elektronenspektrum überdeckt

5.2 Strahlabhängiger Untergrund

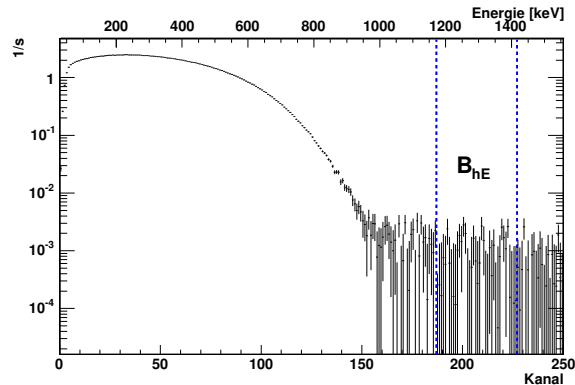


Abbildung 5.9: Signalspektrum bei offenen Shuttern zur Skalierung des Untergrunds an Energien oberhalb der Endpunktsenergie des Neutronenzerfalls (hier Detektor 0). Im Skalierungsbereich des hochenergetischen Untergrunds B_{hE} zwischen den blauen Linien misst Detektor 0 eine integrale Zählrate von $0.033(7) \text{ s}^{-1}$, Detektor 1 misst $0.0021(8) \text{ s}^{-1}$.

wird. Es werden also zusätzliche Untergrundmodelle gesucht, die dem Untergrund des Beamstops entsprechen.

Da der während der Asymmetrie-Messung am Beamstop entstehende Untergrund genauso wie der Untergrund, der in der Kollimation auftritt, nur durch Absorption von Neutronen in LiF-Keramik herrührt, ist die Annahme gerechtfertigt, dass die Form des Beamstop-Untergrunds mit der Form des Kollimationsuntergrunds übereinstimmt.

Der Untergrund des Kollimationssystems lässt sich bei geschlossenem Shutter Down messen und über die Differenz der Spektren mit geschlossenem Shutter Down und Up bestimmen. Das Kollimationssystem führt insgesamt zu einer Zählrate von $1.44(6) \text{ s}^{-1}$ auf Detektor 0 und $1.30(6) \text{ s}^{-1}$ auf Detektor 1. Auch hier hat ein Großteil des Untergrunds Energien kleiner als 200 keV (siehe Abb. 5.10); über den Fitbereich integriert beträgt die Untergrundzählrate bei beiden Detektoren nur noch $0.11(2) \text{ s}^{-1}$, was einem Verhältnis von 1700:1 von Signal zu Untergrund entspricht.

Der Kollimationsuntergrund muss nun in der richtigen Skalierung vom mit Shutter Up gemessenen β -Spektrum abgezogen werden, um dieses untergrundfrei zu machen. Da im Elektron-Spektrum Einträge oberhalb der Endpunktsenergie des Neutronenzerfalls von $E_0=780 \text{ keV}$ Untergrund sein müssen, wird das Spektrum des Kollimationuntergrunds so skaliert, dass dieser hochenergetische Untergrund B_{hE} bei Differenzbildung verschwindet. Prinzipiell könnte man nach Berücksichtigung der Detektorverbreiterung von 80 keV für E_0 einen Bereich ab 1000 keV in der Skalierung berücksichtigen.

Die Skalierung des Untergrunds erfolgt an einen Bereich zwischen Kanal 187 und

5 Untergrund in A-Messungen

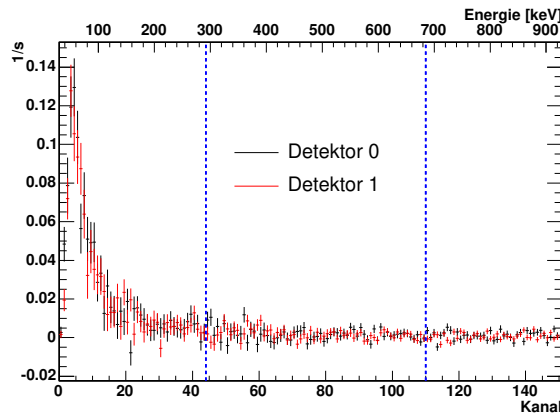


Abbildung 5.10: In Kollimation erzeugter Untergrund. Die integrale Zählrate innerhalb des Fitbereichs zwischen den blauen Linien beträgt bei beiden Detektoren $0.11(2) \text{ s}^{-1}$.

227 (siehe Abb. 5.9). Im gewählten Bereich, der Energien zwischen 1180 und 1420 keV entspricht, wird über die Zählrate integriert und das Untergrundmodell so skaliert, das die integralen Zählraten für das Elektronenspektrum und den Untergrund in diesem Bereich übereinstimmen. Da die Gammastrahlung des ^{207}Bi -Präparats des Scanners nicht vollständig abgeschirmt werden konnte, wurde, um jegliche systematischen Unsicherheiten zu beseitigen, der Bereich so gewählt, dass er oberhalb des Gamma-Untergrunds des ^{207}Bi -Präparats liegt. Detektor 0 misst im Bereich zwischen Kanal 187 und 227 eine integrale Zählrate von $0.033(7) \text{ s}^{-1}$, Detektor 1 misst $0.021(8) \text{ s}^{-1}$.

Der Kollimationsuntergrund mit Zählraten von $0.045(8) \text{ s}^{-1}$ und $0.029(9) \text{ s}^{-1}$ im oberen Energiebereich muss also bei Detektor 0 mit 0.75, in Detektor 1 mit 0.71 multipliziert werden, um das Signalspektrum im hohen Energiebereich durch Differenzbildung untergrundfrei zu machen. Subtrahiert man den skalierten Untergrund von den Elektronen-Spektren N , so ergibt sich eine Korrektur auf A um

$$\begin{aligned} \Delta A_0/A_0 &= 0.07\% \\ \Delta A_1/A_1 &= 0.13\%. \end{aligned} \tag{5.3}$$

Der relative Fehler dieser Korrektur liegt durch allein durch die statistische Unsicherheit der Skalierung bei 33 % für Detektor 0 und 50 % für Detektor 1. Da auch die Form des Untergrunds variieren könnte, wird ein relativer Fehler von 100 % auf die Korrektur angewandt.

Andere Modelle für die Form des Untergrunds

Um den Fehler dieser Korrektur, der bei einer anderen Form des Untergrunds von Kollimationssystem und Beamstop auftritt, weiter einzugrenzen, wurden verschiedene andere Untergrundmodelle bestimmt und ebenfalls an den hochenergetischen Untergrund angepasst:

- Entlang des Strahlgangs wurden radioaktive Quellen platziert, die den entstehenden Untergrund simulieren sollen (siehe Abb. 5.4). Als Gamma-Quelle wurde eine $200 \mu\text{G}/\text{h}$ starke Cobaltquelle genutzt, als Neutronenquelle diente eine AmBe-Quelle mit einer Zerfallsrate von 6.7 GBq , die $3.6 \cdot 10^5$ Neutronen und einer Dosisleistung von etwa $90 \mu\text{G}/\text{h}$ entspricht. Diese Neutronenrate entspricht der Rate der durch Absorption in LiF entstehenden schnellen Neutronen. Der in diesen Spektren enthaltene Hallenuntergrund wurde separat bestimmt und von den Spektren der externen Quellen abgezogen. Die Spektren der einzelnen Messungen wurden aufsummiert, die resultierenden Spektren sind in Abb. 5.11 zu sehen. Der innerhalb des Fitbereichs liegende Untergrund ist mit $0.01(2) \text{ s}^{-1}$ in Detektor 0 und $0.02(2) \text{ s}^{-1}$ in Detektor 1 ebenso wie der Untergrund im Hochenergiebereich von $0.001(7) \text{ s}^{-1}$ und $0.006(7) \text{ s}^{-1}$ nicht signifikant¹. Eine Bestimmung des Fehlers der Untergrundkorrektur über Skalierung des hochenergetischen Untergrunds ist somit aufgrund der großen Fehler nicht möglich.

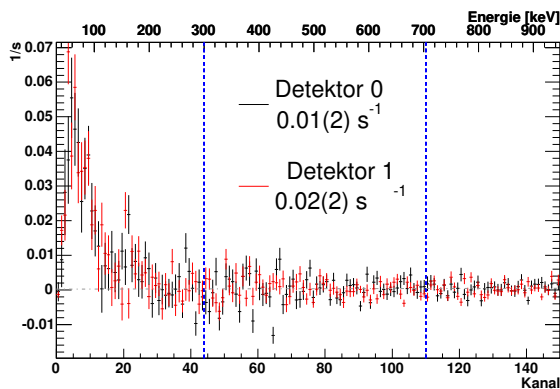


Abbildung 5.11: Spektren von Co und AmBe in PERKEO II. Die Quellen erzeugen Untergrund im Bereich unter 200 keV, innerhalb des Fitbereichs sind die integrierten Zählraten der Detektoren mit 0 verträglich.

¹Schwankungen des Hallenuntergrunds können ausgeschlossen werden, da während einer Pause des Reaktorbetriebs gemessen wurde.

5 Untergrund in A-Messungen

- Um die Gamma-Strahlung am Beamstop zu erhöhen, wurde im Vakuumrohr vor dem Beamstop ein $4 \cdot 2.5 \text{ cm}^2$ großes Cadmiumblech angebracht, an dem die Neutronen in der Reaktion



mit einem Wirkungsquerschnitt von 20647 b in Gamma-Strahlung umgewandelt werden. Dies führte zu einem zusätzlichen Untergrund von $200 \mu\text{G}/\text{h}$ bei offenem Strahl am Beamstop, an dem normalerweise bei offenem Strahl nur eine Strahlung von $44 \mu\text{G}/\text{h}$ gemessen wurden. Die so entstehende Gamma-Strahlung tritt zusätzlich zum Elektronenspektrum in PERKEO II auf. Bildet man die Differenz zwischen diesem Spektrum und dem Elektronen-Spektrum in PERKEO II bei reinem LiF-Beamstop, so entspricht diese dem Gamma-Spektrum der n-Cd-Reaktion.

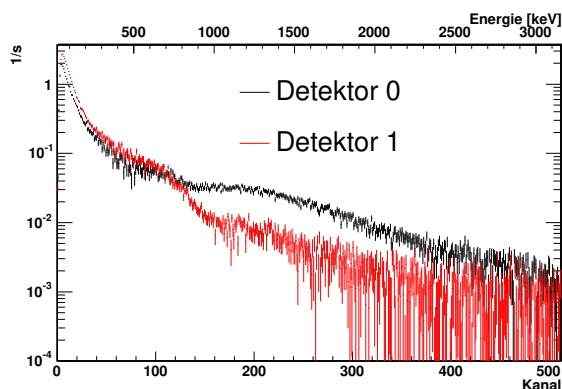


Abbildung 5.12: Spektren des mit Cadmium verschlechterten Beamstops. Der hochenergetische Untergrund ist auf Detektor 1 wesentlich geringer als auf Detektor 0. Im Fitbereich tritt ein zusätzlicher Untergrund von integral $6.5(1) \text{ s}^{-1}$ und $5.0(1) \text{ s}^{-1}$ für Detektor 0 und 1 auf.

Dieser Cadmium-Beamstop bewirkt eine zusätzliche Gamma-Zählrate von 37 s^{-1} in Detektor 0 und 45 s^{-1} in Detektor 1, wobei sich die Form der Spektren gerade im Hochenergiebereich stark unterscheidet. Eine Erklärung für dieses unterschiedliche Verhalten kann eine asymmetrische Blei-Abschirmung der Detektoren sein. Dies macht aber die Skalierungsmethode zur Untergrundmodellierung unsicher, da die Energiestruktur zu stark unterschiedlichen Skalierungsfaktoren des Cadmiumuntergrunds von $1/35$ und $1/15$ für die beiden Detektoren führt.

Berechnet man die Rate der durch das Cadmiumblech produzierte Gammastrahlung über den am Beamstop auftretenden Neutronenfluß, so ist diese Ra-

te um einen Faktor 1000 höher als die Anzahl der bei reinem LiF-Beamstop produzierten Gammas.

Beim Vergleich zwischen den externen Präparaten und der Strahlung des Cadmium-Beamstops fällt auf, dass die künstlichen Quellen bei höherer Dosisleistung wesentlich weniger Zählrate im Detektor verursachen als der Cadmium-Beamstop. Jedoch kann ein unterschiedlicher Raumwinkel zwischen Messgerät und Strahlungsquelle bei den einzelnen Messungen nicht ausgeschlossen werden, so dass die Dosisleistungen nur als Richtwerte genutzt werden können.

Ein Grund für die unterschiedlichen Spektren der einzelnen Untergrundquellen im Detektor ist sicherlich die Abschirmung der niederenergetischen Gammas durch die Bleimauern um PERKEO II, die mit mindestens 15 cm dick genug sind, um Gammas unterhalb 2 MeV vollkommen abzuschirmen. Die Maximal-Energien der ^{60}Co -Gamma-Strahlung liegen bei unter 1.4 MeV, wohingegen bei der n- ^{113}Cd -Reaktion 20 % der emittierten Photonen Energien über 2 MeV haben [Tul99]. Auch das Gadolinium des Wellenlängenselektors von IN11 erzeugt Gammastrahlung im Energiebereich bis 8 MeV, die in PERKEO II detektiert werden. Auch die externen Neutronenquellen werden im Detektor innerhalb des Fitbereichs der Asymmetrie A nicht gesehen, so dass wir zusammenfassend sagen können, dass PERKEO II gut gegen Photonen mit Energien kleiner 2 MeV und Neutronen aus Beamstop und anderen Quellen abgeschirmt ist. Aufgrund des unterschiedlichen Energieverhaltens der beiden Detektoren kann jedoch auch die Cadmium-Messung nicht zur Fehlerbestimmung der Untergrundkorrektur benutzt werden.

- Das durch IN11 in PERKEO II induzierte Spektrum 5.6(b), das aus der Differenz zwischen den in PERKEO II gemessenen Spektren bei offenem und geschlossenem Shutter von IN11 bestimmte wird, kann als Modell für den unerkannten Untergrund angesehen werden. Dieser wird im Gegensatz zum am Beamstop produzierten Untergrund in der Reaktion



mit einem Wirkungsquerschnitt von 254078 b produziert, dazu kommt noch elastische Neutronenstreuung mit 1007 b [Nuc00]. Im Gegensatz zu LiF wird hier in hohem Maße Gammastrahlung mit Energien über 2 MeV erzeugt [Tul99], so dass dieser Untergrund ebenfalls nur zur Abschätzung des Fehlers der Untergrund-Korrektur genutzt werden kann.

Die durch IN11 in PERKEO II hervorgerufenen Spektren wurden mit einem Faktor 1.7 für Detektor 0 und 1.2 für Detektor 1 skaliert, um die Zählrate des hochenergetischen Untergrunds B_{hE} anzupassen. Im Fitbereich der Asymme-

5 Untergrund in A-Messungen

trie führt dies zu einem zusätzlichen Untergrundabzug von integral $0.06(2)$ s^{-1} . auf Detektor 0 und $0.12(3)$ s^{-1} . auf Detektor 1.

Alle drei Modelle zur externen Untergrundkorrektur sind nicht zur Abschätzung des Fehlers der Untergrundkorrektur zu verwenden. Um dennoch zu einer Abschätzung des Fehlers des Untergrundabzugs zu kommen, werden nun verschiedenen Untergrundquellen ohne Skalierung von den Strahldaten abgezogen, von denen bekannt ist, dass der durch sie erzeugte Untergrund zu klein ist, um den strahlbehafteten Untergrund zu erhalten. Die mit diesem Untergrund ermittelten Asymmetrien dienen als untere Schwellen für A .

Als abzuziehende Untergrundspektren wurden Spektren mit geschlossenem Hauptshutter extrahiert. Des Weiteren wurde eine Messung durchgeführt, in der zwischen die beiden Polarisatoren eine LiF-Kachel gebracht wurde, um nur den Untergrund des ersten Polarisators zu bestimmen, in dem mindestens 50 % aller aus dem Neutronenleiter kommenden Neutronen absorbiert werden (siehe Abb. 5.4). Als obere Schwelle für A wurde die Asymmetrie mit dem bei geschlossenem Shutter Down gemessenen Untergrund bestimmt.

5.2.2 Resultierende Untergrundkorrektur

In Abbildung 5.13 sind die durch die verschiedenen Modelle des Untergrundabzugs hervorgerufenen Änderungen $\Delta A/A$ aufgetragen. Für die Bestimmung von A mit dem Untergrund des Hauptshutters und der LiF-Kachel zwischen den Polarisatoren ist die Korrektur negativ, da der Hallenuntergrund und der Untergrund des ersten Polarisators kleiner sind als der Untergrund, der durch Absorption von Neutronen in Kollimation und Beamstop während der Messung der Asymmetrie A erzeugt wird. Diese A -Werte sind eine untere Grenze für die korrigierte Asymmetrie.

Der skalierte Kollimationsuntergrund, der das beste Modell für den Untergrund des Beamstops darstellt, wird als wahrer Wert definiert. Die statistischen Fehler dieser Punkte können nicht zur Abschätzung des Fehlers der Korrektur benutzt werden, da allen Punkten die gleichen Ereignisse zugrunde liegen.

Als konservative Abschätzung des Fehlers kann gefordert werden, dass alle Korrekturen statistisch miteinander verträglich sind. Dazu wird der absolute Fehler der Korrektur auf 0.14 % bei Detektor 0 und 0.13 % bei Detektor 1 aufgebläht, um bei einem Konstantenfit an alle gezeigten Punkte ein $\chi^2/\text{NDF} = 1$ zu erhalten. Auch innerhalb der ersten Abschätzung des Fehlers von 100 % der Korrektur sind die Einzelwerte noch mit der Korrektur durch den skalierten Kollimationsuntergrund verträglich.

Somit ergibt sich eine Korrektur durch nicht erkannten Untergrund von

$$\begin{aligned}\Delta A_0/A_0 &= 0.07(14)\% \\ \Delta A_1/A_1 &= 0.13(11)\%.\end{aligned}\tag{5.6}$$

5.2 Strahlabhängiger Untergrund

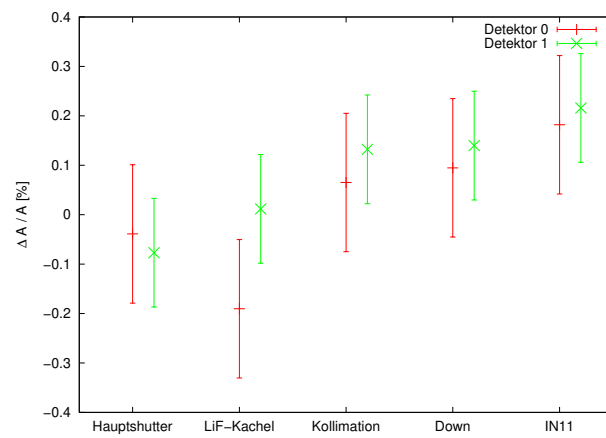


Abbildung 5.13: $\Delta A/A$ für verschiedene Varianten des Untergrundabzugs. Referenzpunkt ist die mit dem Untergrund von Shutter Up bestimmte Asymmetrie. Die Fehler wurden mit 0.14 % für Detektor 0 und 0.11 % für Detektor 1 so gewählt, das sich beim Fit einer Konstante an die Daten ein χ^2 von 1 ergibt.

6 Ermittlung der Asymmetrie

Aus der Eichungsmessung aus Abschnitt 4.3.3 und dem in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Scan erhaltenen wir die Energie-Kanal-Beziehung. Mit dieser wird an das Elektronenspektrum N der Nenner von Gleichung (5.2) angefitet, der dem Phasenraumfaktor aus (2.17) entspricht, um die Photoelektronenanzahl zu erhalten. Somit ist A der einzige freie Parameter beim Fitten der experimentelle Elektron-Asymmetrie. Polarisationsgrad P , Spinflieffizienz f und theoretische Rückstoß-Korrekturen werden separat bestimmt und gehen in die Fitfunktion ein. Der Fitbereich wurde so gewählt, dass er im linearen Bereich der Detektorfunktion liegt, Korrektur durch Rückstreuereignisse vermieden wird und der im Fitbereich gemessene Untergrund möglichst gering wird.

Aus Mittlung der Asymmetrien der einzelnen Subblöcke ergeben sich für die beiden Detektoren die Asymmetrien

$$\begin{aligned} A_0 &= -0.11860(45)_{\text{stat}} \\ A_1 &= -0.11981(44)_{\text{stat}}, \end{aligned} \quad (6.1)$$

wobei hierin nur die statistischen Fehler enthalten sind. Der A -Wert ist für alle Subsets konstant, es gibt keine zeitliche Veränderung in A (siehe Abb. 6.1).

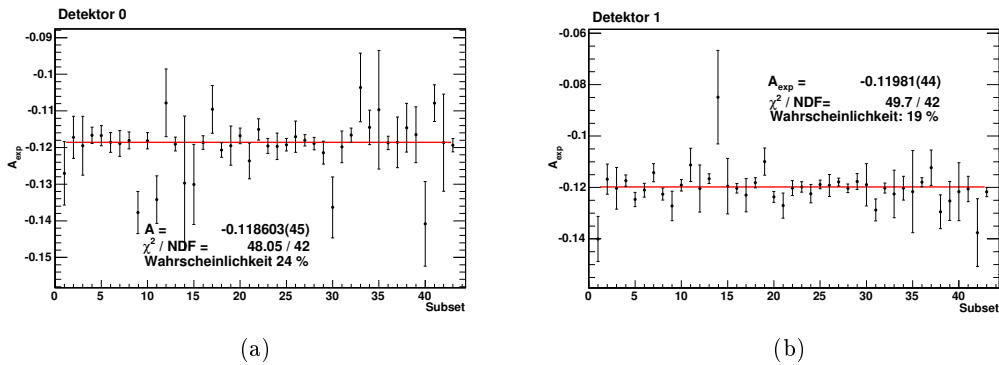


Abbildung 6.1: Aus Fits an die einzelnen Subsets erhaltenen A -Werte. Die Asymmetrie-Werte aus Gleichung (6.1) sind eingezeichnet.

Die Korrekturen auf den unerkannten Untergrund und auf falsch zugeordnete Rückstreuung sind die einzigen Korrekturen, die für beide Detektoren unterschied-

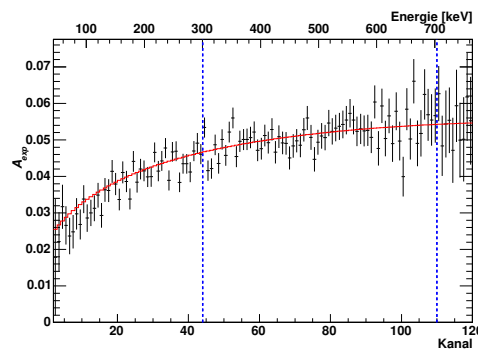
lich sind. Sie verschieben diese Werte auf

$$\begin{aligned} A_0 &= -0.11871(48)_{\text{stat}} \\ A_1 &= -0.11999(46)_{\text{stat}} \end{aligned} \quad (6.2)$$

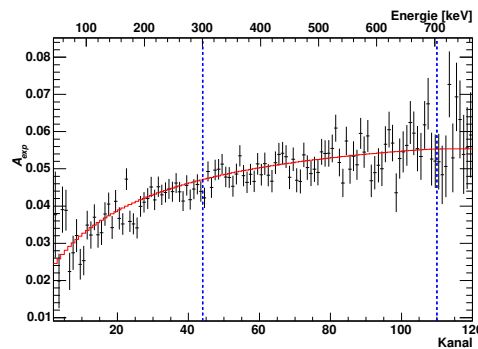
und verstärken den Unterschied der Asymmetriewerte der beiden Detektoren nach Gleichung (3.9) auf

$$\delta = -1.1(6)\%. \quad (6.3)$$

Der Unterschied kann dem magnetischen Spiegeleffekt mit $-0.6(4)\%$ zugeordnet werden. Erwartung und Experiment stimmen demnach innerhalb ihrer Fehler miteinander überein.



(a)



(b)

Abbildung 6.2: Visualisierung der Asymmetrie von Detektor 0 (a) und Detektor 1 (b). Die gezeigten Spektren enthalten alle Daten ohne Korrektur auf Drift, es sind die aus dem Fit an die einzelnen Subsets erhaltenen A -Werte aus Gleichung (6.1) eingezeichnet. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien ist der Fitbereich für A

6 Ermittlung der Asymmetrie

| Effekt | Korrektur | Fehler |
|--|----------------------|-------------------|
| In (6.1) durch Fitfunktion enthaltene systematische Korrekturen | | |
| Polarisation | 0.3 % | 0.1 % |
| Spinflieffizienz | 0.0 % | 0.1 % |
| Detektorfunktion | | 0.1 % |
| Summe | 0.3 % | 0.17 % |
| Korrekturen von (6.1) noch (6.2) (Mittel beider Detektoren) | | |
| Untergrund | 0.1% | 0.1 % |
| Rückstreuung | $2.5 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-5}$ |
| Summe | 0.1 % | 0.1 % |
| zu (6.4) hinzuzufügende Korrekturen | | |
| Spiegeleffekt | 0.11 % | 0.01 % |
| Randeffekt | -0.22 % | 0.05 % |
| Strahlungskorrektur | 0.09 % | 0.05 % |
| Summe | -0.02 % | 0.07 % |
| Systematik | 0.38 % | 0.21 % |
| Statistik | | 0.26 % |
| Gesamtfehler | | 0.33 % |
| A | -0.11948 (40) | |

Tabelle 6.1: Korrekturen auf den Asymmetriewert A . Der statistische Fehler ist der dominierende Fehler der Messung.

Aus dem Mittelwert

$$A = -0.11935(33) \quad (6.4)$$

der beiden Asymmetrien aus Gleichung (6.2) ergibt sich mit den noch anzufügenden Korrekturen aus Tabelle 6.1 ein Asymmetriewert von

$$A = -0.11948(40) \quad (6.5)$$

und damit

$$\lambda = -1.2754(11) \quad (6.6)$$

nach der aus dem Standardmodell folgenden Beziehung (2.13) zwischen A und λ .

6.1 Einordnung des Ergebnisses

Mit einem relativen Fehler von 0.33 % auf A halbiert diese Messung den Fehler der früheren Messungen mit PERKEO II von $A = -0.1189(7)$ [Abe02] und ist so-

6.1 Einordnung des Ergebnisses

mit die bisher präziseste Messung der Elektron-Asymmetrie. Alle Messungen¹ von PERKEO II sind miteinander statistisch verträglich. Vom derzeitigen Weltmittelwert der Asymmetrie $A = -0.1173(13)$ [Par04] ist der von uns bestimmte Wert 1.7σ entfernt.

Die mit PERKEO II gemessenen Asymmetrie-Werte führen zu größeren Asymmetrien als Experimente anderer Gruppen (siehe Abb. 6.3). Deren Werte sind jedoch mit größeren Korrekturen durch Raumwinkel oder Polarisation behaftet. So musste z. B. der Wert von Yerozolimsky [Yer97] um 21 % aufgrund niedriger und zeitabhängiger Polarisation korrigiert werden. Der bei PERKEO I [Bop86] gemessene Wert enthält eine Korrektur von 13 % auf den Spiegeffekt. Im Experiment von Liaud [Lia97] wurde mit einer Kombination aus Driftkammern und Szintillatoren gemessen, wobei die Szintillatoren die Teilchen-Energie bestimmten und die Driftkammern zur Untergrundunterdrückung genutzt wurden. Dieses Experiment ist sensitiv auf den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel, und es wurde eine unerklärte Abweichung von der erwarteten Cosinus-Verteilung der Elektronen gefunden.

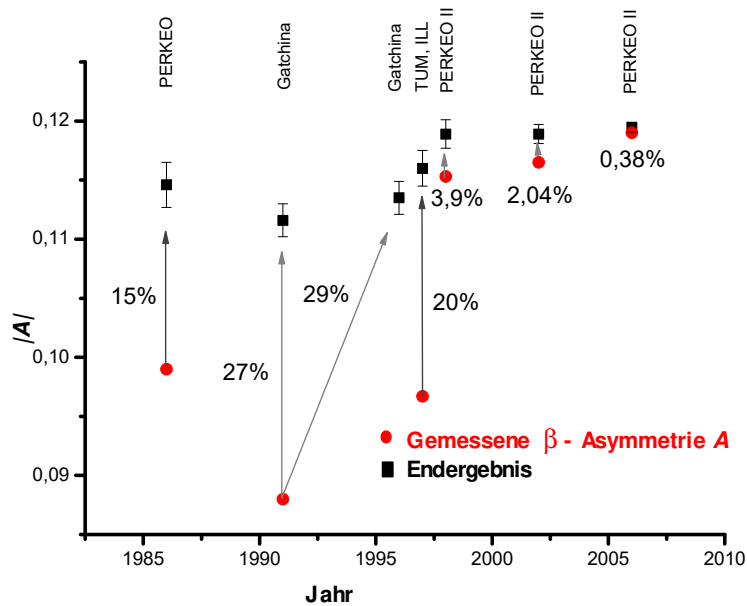


Abbildung 6.3: Vergleich von Präzisionsmessungen der Elektron-Asymmetrie A . Gut zu sehen ist die Korrektur der einzelnen Messungen, die durch PERKEO II drastisch reduziert werden konnte.

¹Im PERKEO II-Wert von 2002 sind die Messungen [Abe02] und [Abe97] zusammengefasst

6.2 Auswirkungen auf V_{ud}

Zur Bestimmung von V_{ud} aus λ wird ein genauer Wert der Lebensdauer τ des Neutrons benötigt (siehe Gleichung (2.10)). Bisher in den Weltmittelwert eingehende Messungen der Lebensdauer wurden in Speicherexperimenten durchgeführt. In diesen werden ultrakalte Neutronen an speziellen Oberflächen reflektiert und dadurch in „Flaschen“ gespeichert. Es werden nicht die zerfallenden Neutronen gezählt (*counting the dead*), sondern die nach einer gewissen Zeit noch in den Fallen enthaltenen Neutronen gezählt (*counting the survivors*). Die Genauigkeit dieser Methode hängt davon ab, wie gut die Verluste durch Stöße der Neutronen mit der Falle bekannt sind.

Mit dem derzeitigen Weltmittelwert der Lebensdauer von $\tau_{\text{Welt}} = 885.7(8)$ s [Par04] und Formel (2.10) ergibt sich mit dem in dieser Arbeit ermittelten Wert für λ für das erste Element der CKM-Matrix (2.3)

$$V_{ud} = 0.97083(83). \quad (6.7)$$

Neue Messungen der Lebensdauer weichen aber mit $878.5(8)$ s [Ser05] um 6.5 Standardabweichungen vom Weltmittelwert ab. Mit dieser Lebensdauer ergibt sich mit λ aus unserer Asymmetriemessung (6.6)

$$V_{ud, \tau=878.5 \text{ s}} = 0.97480(81). \quad (6.8)$$

Offensichtlich herrscht auf dem Gebiet der Neutronenlebensdauer große Unsicherheit. Weitere Messungen der Neutronenlebensdauer mit Magnetfallen [Har02, Huf02], in denen die ultrakalten Neutronen nicht mit Materie wechselwirken und in denen sowohl die Zerfallsrate als auch die aus der magnetischen Falle entweichenden Neutronen gemessen werden, sollten die systematischen Unsicherheiten der bisherigen Lebensdauerermessungen vermeiden und unabhängige Werte der Neutronenlebensdauer liefern.

Unter Annahme der Unitaritätsbedingung (2.4) kann die Neutronenlebensdauer aus der ersten Zeile der CKM-Matrix bestimmt werden. Mit den Werten [Par04] der beiden anderen Matrixelemente

$$V_{us} = 0.2200(26) \quad (6.9)$$

aus dem Kaonen-Zerfall und

$$V_{ub} = 3.67(47) \cdot 10^{-3} \quad (6.10)$$

aus dem semileptonischen Zerfall von B-Mesonen und dem hier bestimmten λ erhält man eine Lebensdauer von

$$\tau = \frac{4908.7}{(1 + 3\lambda^2)(1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2)} = 877(2) \text{ s}. \quad (6.11)$$

Dieser Wert ist mit dem niedrigen Wert der Lebensdauer von Serebrov verträglich.

Jedoch wird zur Zeit auch der Wert V_{us} diskutiert. Durch neue Experimente und theoretische Rechnungen wurde V_{us} um 2 Standardabweichungen auf $V_{us} = 0.225(1)$ verschoben (Abb. 6.4, eine Zusammenfassung siehe [Blu05]), und es herrscht eine Diskrepanz vom 1σ zwischen V_{us} aus inklusiven $K_{\mu 2}$ -Zerfällen und V_{us} -Werten aus anderen Verzweungsverhältnissen [Sci05].

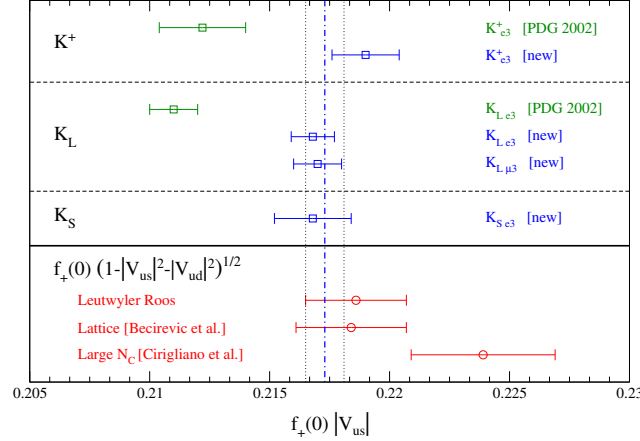


Abbildung 6.4: Vergleich der neuesten Werte von $|V_{us}|f_+(0)$ mit den Werten der Particle Data Group von 2002 (jeweils der oberste Wert). Im unteren Bereich sind die aufgrund der Unitarität erwartete Werte zu sehen, basierend auf verschiedenen theoretische Berechnungen von $f_+(0)$. Die Werte von $f_+(0) = \sqrt{1 - |V_{ud}|^2 - |V_{ub}|^2}$ wurden mit einem Wert von $V_{ud} = 0.97377(27)$ bestimmt, der im Gegensatz zum Wert der Particle Data Group [Par04] schon die neuesten Berechnungen der Strahlungskorrekturen [Mar06] berücksichtigt; die Fehler sind dominiert vom Fehler von $f_+(0)$. Die senkrechten Linien entsprechen dem Mittelwert von $|V_{us}|f_+(0)$. Die neuen experimentellen Werte von V_{us} scheinen die Unitarität der CKM-Matrix zu bestätigen. (Bild aus [Blu05]).

V_{ud} lässt sich auch aus Kernzerfällen bestimmen. Dazu werden übererlaubte $0^+ \rightarrow 0^+$ -Zerfälle betrachtet, in denen nur Fermi-Übergänge auftreten. Zur Zeit sind dies die genauesten Messungen von V_{ud} , in ihnen sind jedoch zusätzliche Korrekturen durch die Struktur der Atomkerne enthalten. Diese Messungen ergeben ein $V_{ud, 0^+ \rightarrow 0^+} = 0.9740(5)$, das von unserem Wert um 3.8σ abweicht.

Durch die Unsicherheiten in der Lebensdauer τ des Neutrons und V_{us} ist zur Zeit keine Aussage über die Unitarität der CKM-Matrix möglich.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Das Hauptziel dieser Arbeit war eine Messung der Elektron-Asymmetrie A im Zerfall des freien Neutrons. Das hier erzielte Ergebnis von $A = -0.11948(40)$ ist die zur Zeit genaueste Bestimmung von A respektive des Verhältnisses zwischen Axial- und Vektorkopplung $\lambda = -1.2754(11)$.

Die systematischen Korrekturen auf A wurden signifikant reduziert:

- Mit 99.7(1) % Polarisation wurde die weltbeste Polarisation erreicht. Die Korrektur durch die Polarisation ist nun um einen Faktor 3.7 kleiner als bei Reich [Rei99], auf die Spinflippeffizienz musste nicht mehr korrigiert werden. Der kombinierte Fehler von Polarisation und Spinflippeffizienz konnte um einen Faktor 2.2 auf 0.14 % reduziert werden.
- Die Korrektur auf A durch nichterkannten Untergrund im Fitbereich betrug bei Reich noch 0.5(25) % gegenüber 0.1(1) % in dieser Messung.
- Durch eine bessere Zeitauflösung, eine niedrigere Detektorschwelle und eine bessere Analyse der Daten konnte die Korrektur auf falsch zugeordnete Rückstreuung in eine Größenordnung reduziert werden, der Fehler der Korrektur um zwei Größenordnungen.
- Der statistische Fehler konnte von 0.45 % auf 0.26 % reduziert werden.

Insgesamt wurden die Korrekturen auf A um einen Faktor 5 reduziert, sowohl der systematische als auch der statistische Fehler wurden fast halbiert. Dennoch dominiert der statistische Fehler die Messung.

Die in früheren Messungen mit PERKEO II ermittelten Werten stimmen mit dem hier präsentierten Wert überein. Andere Gruppen messen kleinere Werte von $|A|$, die systematischen Korrekturen bei PERKEO II sind jedoch wesentlich kleiner als in diesen Experimenten. Eine erneute Messung von A mit PERKEO II wäre jedoch durch die gleichbleibende Systematik in ihrer Aussagekraft beschränkt. Zur Zeit sind in anderen Gruppen neue Messungen von A und a geplant, die zusätzliche Informationen über λ liefern.

Durch die unklare Situation im Bereich der Neutronenlebensdauer τ , die V_{ud} beeinflusst, und des Matrixelements V_{us} können mit dem hier ermittelten Wert von λ weder über V_{ud} , noch über die Unitarität der CKM-Matrix Aussagen getroffen werden. Es bleiben neue Werte der anderen Parameter abzuwarten.

Zur Zeit wird gerade ein neues Spektrometer, PERKEO III, aufgebaut [Dub02, Mär]. In diesem Spektrometer wird wieder ein Magnetfeld ausgenutzt, um die Zerfallsteilchen zu den Detektoren zu leiten und somit eine $2 \cdot 2\pi$ -Detektion zu gewährleisten. In PERKEO III ist das Magnetfeld und der Spin der Neutronen parallel zur Strahlrichtung orientiert, die geladenen Zerfallsteilchen werden durch ein zusätzliches Magnetfeld am Ende des Zerfallsvolumens ausgekoppelt (siehe Abb. 7.1). Dies hat den Vorteil, dass der Strahlquerschnitt sowohl auf $20 \times 20 \text{ cm}^2$ vergrößert als auch das Zerfallsvolumen auf 2 m verlängert werden kann. Damit ist eine Vervielfachung der Zählrate von 400 Hz auf 30 kHz verbunden.

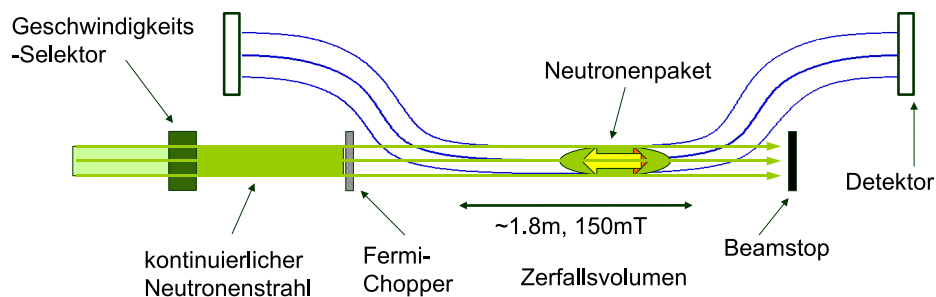


Abbildung 7.1: Schematische Zeichnung der Funktionsweise von PERKEO III. Die Neutronen sind in Strahlrichtung polarisiert, die Zerfallsteilchen werden mit zusätzlichen Spulen am Ende des Zerfallsvolumens ausgekoppelt. Hier ist ein Schema für gepulste Messungen zu sehen. (Bild: [Mär])

Durch die größere Zählrate der Neutronenstrahls mit einem Chopper gepulst werden, so dass sich eine verbesserte Systematik ergibt, ohne die Messung statistisch zu limitieren. Fliegt ein Neutronenpaket durch PERKEO III, so wird nur dann gemessen, wenn sich dieses Paket in einem Bereich befindet, in dem magnetischer Spiegeeffekt und Randeffect keine Rolle spielen. Durch geeignete Wahl von Neutronengeschwindigkeit und Paketabfolge ist diese Messung quasi untergrundfrei, da während der Messung keine Neutronen auf den Beamstop treffen. Der Untergrund des geschlossenen Choppers kann separat gemessen werden. Da der Fehler von Polarisation und Spinflippeffizienz durch genauere Auswertung noch verringert werden kann, wäre eine Messung der Asymmetrie A möglich, die hauptsächlich durch die Kenntnis der Detektorfunktion beschränkt ist.

Bis sich die Unsicherheiten im Bereich von τ und V_{us} geklärt haben, ist aber auch eine neue Messung der Elektron-Asymmetrie A und damit des Parameters λ von geringem Interesse. Erstes Ziel von PERKEO III ist es daher, den schwachen Magnetismus $\kappa = g_{\text{WM}}/2$ als erstes Experiment überhaupt zu bestimmen. κ ein Zusatzterm der Übergangsmatrix (2.6), der in der schwachen Wechselwirkung

7 Zusammenfassung und Ausblick

das Äquivalent zum Magnetismus in der elektromagnetischen Wechselwirkung ist. Der von κ abhängige Term $A_{\mu M}$ in Gleichung (2.19) bewirkt eine leichte energieabhängige Veränderung der Form von Asymmetriespektrum und Zählerspektrum der Asymmetrie.

Zur Bestimmung von $A_{\mu M}$ auf 50 % werden $3 \cdot 10^9$ Ereignisse benötigt, die bei einer Zerfallsrate von 30 kHz in drei Tagen gemessen werden können, so dass die Systematik sehr genau bestimmt werden kann, ohne die Statistik zu vernachlässigen. Eine Messung ist für Ende 2006 geplant [Mär].

Literaturverzeichnis

- [Abe97] H. ABELE et al.: *A measurement of the beta asymmetry A in the decay of free neutrons*. In: Phys. Lett., **B(407)** (1997) 212.
- [Abe02] H. ABELE et al.: *Is the unitarity of the quark-mixing CKM matrix violated in neutron beta-decay?*. In: Phys. Rev. Letters, **88** (2002) 21.
- [Abe04] H. ABELE et al.: *Quark mixing, CKM unitarity*. In: Eur. Phys. J., **C33** (2004) 1–8.
- [Abe05] H. ABELE et al.: *Characterization of a ballistic supermirror neutron guide*. In: submitted to Nucl. Instr. Meth. A. Nucl-ex/0510072.
- [Ahm04] S. AHMED et al.: *Measurement of the Total Active ^8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity*. In: Phys. Rev. Lett., **92** (2004) 181301.
- [Baa05] B. BAAQUIE: *Superstrings*. <http://www.physics.nus.edu.sg/~phy-beb/stringtheory/superstrings.html> (2005).
- [Bae96] S. BAESSLER: *Die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons*. Dissertation, Universität Heidelberg (1996).
- [Bae02] S. BAESSLER et al.: *The Neutron Decay Spectrometer aSPECT*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 81–86. Mattes Verlag Heidelberg (2002).
- [Baz93] A. BAZHENOV et al.: *Measurement of the Parity-Violating Gamma Asymmetry A_γ in the Capture of Polarized cold Neutrons by Para-Hydrogen, $\vec{n} + p \rightarrow d + \gamma$* . In: Nucl. Inst. Meth., **332** (1993) 534.
- [Blu05] E. BLUCHER et al.: *Status of the Cabibbo Angle*. In: *Proceedings of the CKM 2005 Workshop* (2005). [Http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0512039](http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0512039).
- [Bod02] K. BODEK et al.: *Search for Time Reversal Violating Effects, R - and N -Correlations in the Decay of Free Neutrons*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 215–223. Mattes Verlag Heidelberg (2002).

Literaturverzeichnis

- [Bod05] K. BODEK et al.: *Search for time reversal violating effects: R-correlation measurement in neutron decay*. In: Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, **110**(4) (2005) 461–464.
- [Bop86] P. BOPP et al.: *Beta-Decay Asymmetry of the Neutron and g_A/g_V* . In: Phys. Rev. Lett., **56** (1986) 919–922.
- [Bra00] B. BRAND: *Ein Detektor für die Messung der Neutrinoasymmetrie beim Zerfall freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000).
- [Bre03] M. BREHM: *Verbesserung eines Neutronenexperiments zur Bestimmung des Matrixelements V_{ud}* . Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2003).
- [Cou88] K. P. COULTER et al.: *Neutron polarization with polarized ^3He* . In: Nucl. Instr. Meth. A, **270** (1988) 90.
- [Dei05] M. DEISSENROTH: *Optimization and Realization of a Neutrino Asymmetry Measurement in the Decay of Polarized Neutrons*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2005).
- [Dub02] D. DUBBERS: *Neutron Decay Correlation Measurements in Pulsed Beams*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 73–79. Mattes Verlag Heidelberg (2002).
- [Gla62] S. L. GLASHOW, A. SALAM und S. WEINBERG: *Broken Symmetries*. In: Phys. Rev., **127** (1962) 965–970.
- [Glü92] F. GLÜCK und K. TOTH: *Order- α radiative corrections for semileptonic decays of polarized baryons*. In: Phys. Rev., **D**(46) (1992) 2090–2101.
- [Ham99] HAMAMATSU: *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications* (1999).
- [Ham00] HAMAMATSU: *PMT's for the Operation in High Magnetic Fields over 1 Tesla* (2000).
- [Har02] F. HARTMANN: *A Magnetic Trap for Neutron-Lifetime Measurement*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 73–79. Mattes Verlag Heidelberg (2002).
- [Häs02] H. HÄSE, A. KNÖPFLER, K. FIEDERER et al.: *A long ballistic supermirror guide for cold neutrons at ILL*. In: Nucl. Instr. Meth. A, **485** (2002) 453.
- [Hig64] P. W. HIGGS: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. In: Phys. Rev. Lett., **13** (1964) 508–509.

- [Huf02] P. R. HUFFMAN et al.: *Progress Towards Measurement of the Neutron Lifetime using Magnetically Trapped Ultracold Neutrons*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 73–79. Mattes Verlag Heidelberg (2002).
- [Jac57] J. JACKSON, S. TREIMAN und H. WYLD, JR.: *Possible Tests Of Time Reversal in Neutron Decay*. In: *Physical Review*, **106** (1957) 517–521.
- [Kre04a] J. KREMPEL: *Optimierung und Durchführung einer β -Asymmetriemessung im Zerfall polarisierter Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004).
- [Kre04b] M. KREUZ: *Messung von Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen mit dem Spektrometer PERKEO II*. Dissertation, Universität Heidelberg (2004).
- [Kre05a] M. KREUZ et al.: *The crossed geometry of two super mirror polarizers - a new method for neutron beam polarization and polarization analysis*. In: *Nucl. Instr. Meth. A*, **547** (2005) 583–591.
- [Kre05b] M. KREUZ et al.: *A measurement of the antineutrino asymmetry B in free neutron decay*. In: *Phys. Lett. B*, **619** (2005) 163–270.
- [Lia97] P. LIAUD et al.: *The measurement of the beta asymmetry in the decay of polarized neutrons*. In: *Nucl. Phys.*, **A(612)** (1997) 53–81.
- [Lon80] M. LONE, D. SANTRY und W. INGLIS: *MeV neutron production from thermal neutron capture in Li and B compounds*. In: *Nucl. Inst. Meth.*, (174) (1980) 521–529.
- [Mär] B. MÄRKISCH: Dissertation, noch nicht veröffentlicht.
- [Mar06] Q. J. MARCIANO und A. SIRLIN: *Improved Calculation of Electroweak Radiative Corrections and the Value of V_{ud}* . In: *Phys. Rev. Lett.*, **96**(3) (2006) 032002.
- [Mun00] D. MUND: *Aufbau eines Experiments zur Messung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000).
- [Nuc00] NUCLEAR DATA EVALUATION LAB: *Table of Nuclides* (2000). URL atom.kaeri.re.kr.
- [Par04] PARTICLE DATA GROUP: *Review of Particle Physics* (2004). URL <http://pdg.lbl.gov>.

Literaturverzeichnis

- [Pau41] W. PAULI: *Relativistic Field Theories of Elementary Particles*. In: Rev. Mod. Phys., **13** (1941) 203–232.
- [Plö00] C. PLONKA: *Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000).
- [Rav95] C. RAVEN: *Erste Messungen mit PERKEO II: β -Asymmetrie im Neutron-Zerfall*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1995).
- [Rei99] J. REICH: *Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen*. Dissertation, Universität Heidelberg (1999).
- [Sch] M. SCHUMANN: Dissertation, noch nicht veröffentlicht.
- [Sch89] O. SCHÄRPF: *Comparison of Theoretical and Experimental Behaviour of Supermirrors and Discussion of Limitations*. In: Physica B Condensed Matter, **156** (1989) 631–638.
- [Sch04] M. SCHUMANN: *Probing the Standard Model: Preparation of a new Electron Asymmetry Measurement in the Decay of Polarized Neutrons*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004).
- [Sch06] M. SCHUMANN et al.: *Unrecognized Backscattering in Low Energy Electron Spectroscopy* (2006).
- [Sci05] B. SCIASCIA: *KLOE extraction of V_{us} from kaon decays and lifetimes*. In: *International Europhysics Conference on High Energy Physics* (2005).
- [Ser05] A. SEREBROV et al.: *Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating*. In: Physics Letters B, **605** (2005) 72–78.
- [Sol00] T. SOLDNER et al.: *Test of time reversal invariance with TRINE*. In: Nucl. Instr. Meth., **A(440)** (2000) 643–647.
- [Sol04] T. SOLDNER et al.: *New limit on T violation in neutron decay*. In: Phys. Lett. B, **581** (2004) 49–55.
- [Sur97] R. SURKAU et al.: *Realization of a Broad Band Neutron Spin Filter with Compressed Polarized ^3He Gas*. In: Nucl. Instr. Meth., **A(384)** (1997) 444.
- [Tul99] J. TULI: *Thermal Neutron Capture Gamma-rays*. <http://www-nds.iaea.org/oldwallet/tnc/> (1999).

- [Wie05] F. WIETFELDT et al.: *A backscatter-suppressed beta spectrometer for neutron decay studies*. In: Nucl. Instr. Meth., **A**(538) (2005) 574–591.
- [Wil82] D. H. WILKINSON: *Analysis of neutron β -decay*. In: Nuclear Physics A, **337** (1982) 474–504.
- [Wil05] W. S. WILBURN et al.: *Measurement of Neutron Decay Parameters - The abBA Experiment*. In: Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, **110**(4) (2005) 389–393.
- [Wu57] C. WU et al.: *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. In: Physical Review, **105** (1957) 1413.
- [Yan54] C. YANG und R. MILLS: *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*. In: Phys. Rev., **96** (1954) 191–195.
- [Yer97] B. YEROLIMSKY et al.: *Corrigendum: Corrected value of the beta-emission asymmetry in the decay of polarized neutrons measured in 1990*. In: Physics Letters B, **412**(3) (1997) 240.
- [Yer02] B. YEROLIMSKY: *Project of a New Measurement of the Electron-Antineutrino-Correlation a Coefficient in Neutron Beta Decay*. In: H. ABEL und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 73–79. Mattes Verlag Heidelberg (2002).
- [You00] A. YOUNG et al.: *A Measurement of the Neutron Beta-Asymmetry using Ultra-Cold Neutrons*. In: *Fundamental Physics with Pulsed Neutron Beams*. Worlds Scientific (2000).
- [Zim99a] O. ZIMMER: *A method for precise neutron beam polarisation analysis using an opaque spin filter*. In: Phys. Lett. B, **461** (1999) 307.
- [Zim99b] O. ZIMMER et al.: *High-precision neutron polarization analysis using opaque spin filters*. In: Phys. Lett. B, **455** (1999) 62.