

FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN
LEHRSTUHL FÜR EXPERIMENTALPHYSIK E21

**Untersuchung der Zeitumkehrinvarianz
am D -Koeffizienten des freien Neutronenzerfalls
mit TRINE**

Christian Plonka

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Manfred Lindner

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. Klaus Schreckenbach
2. Univ.-Prof. Dr. Franz von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 04.01.2005 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 15.03.2005 angenommen.

tempus fugit

Zusammenfassung

Bei dem Zerfall freier polarisierter Neutronen beschreibt der zeitumkehrverletzende Koeffizient D die Stärke der Tripelkorrelation zwischen dem Neutronenspin und den Impulsen des Elektrons und des Neutrinos. Ein von $D = 0$ abweichender Wert, der über den im Neutronenzerfall auftretenden *Final-State*-Effekten von 10^{-5} liegt, würde auf eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz jenseits des Standardmodells hindeuten. Der gegenwärtige Weltmittelwert beträgt $D = -6(10) \cdot 10^{-4}$ [EID04].

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Weiterführung des TRINE-Experiments zur Messung des D -Koeffizienten an einem Strahl kalter polarisierter Neutronen und wurde im Rahmen des SFB 375 Astroteilchenphysik durchgeführt. Dabei werden Protonen und Elektronen in der Ebene senkrecht zum Neutronenspin koinzident nachgewiesen. Die Umkehr des Neutronenspins bezüglich dieser Ebene entspricht der Symmetrieeoperation der Zeitumkehr. Aufgrund der niedrigen Energie der kalten Neutronen kann für die Messung der Tripelkorrelation zusammen mit dem Elektron das Proton anstelle des Neutrinos nachgewiesen werden. Die Detektion der Teilchen erfolgt durch rauscharme Halbleiter-PiN-Dioden für die Protonen und durch eine den γ -Untergrund unterdrückende Kombination von Vieldrahtkammern und Plastikszintillatoren für die Elektronen.

Der zentrale Detektorteil von TRINE wurde modifiziert, um das Zerfallsvolumen zu vergrößern und damit eine höhere Statistik zu erzielen. Die Geometrie akzeptiert einen maximalen Strahlquerschnitt von $40 \times 60 \text{ mm}^2$. Zerfälle werden über eine Länge von 36 cm in 9 Detektorebenen nachgewiesen. Der neue Aufbau verfügt je Detektorebene über 6 Kombinationen von segmentierten Elektron-Proton-Detektoren mit unterschiedlichen Winkeln zwischen den nachzuweisenden Zerfallsteilchen. Die Anordnung der Detektoren erfolgte derart, dass die maximale statistische Sensitivität auf den D -Koeffizienten erreicht wurde.

Das Experiment wurde während einer 125-tägigen Strahlzeit im Jahr 2003 am Forschungsinstitut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble am Strahlplatz PF1b für kalte Neutronen aufgebaut und durchgeführt.

Der rein statistische Fehler der Daten auf den D -Koeffizient beträgt:

$$\delta D = 3.7 \cdot 10^{-4}.$$

Es treten systematische Effekte auf, die zu hohen, statistisch miteinander unverträglichen Unterschieden in den Asymmetriewerten der Detektorkombinationen führen. Eine fehlergewichtete Zusammenfassung der Daten ist damit nicht erlaubt.

Bei arithmetischer Mittelung der Daten ergibt sich ein Wert:

$$D = (1.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-3},$$

wobei der Fehler aus der empirischen Streuung der Asymmetriewerte der einzelnen Detektorkombinationen berechnet wurde. Der Unterschied zur statistisch erwarteten Streuung um einen Faktor 3 zeigt die in den Asymmetriewerten enthaltenen systematischen Schwankungen.

Die auftretenden systematischen Effekte wurden detailliert untersucht. Mit hoher Wahrscheinlichkeit sind sie auf die die Protonen nachweisenden Komponenten zurückzuführen. Feldeingriffe oder inhomogene Eigenschaften der einzelnen Segmente, die die Protonen auf die PiN-Dioden lenken, führen offensichtlich zu einer Vermischung der Protonenbahnen zwischen den einzelnen Detektoren. Mögliche Zugänge zu einer Auswertung, die die Vermischung der Protonenzählraten mit berücksichtigt, werden diskutiert.

Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit wurde ein alternatives Konzept des γ -Untergrund unterdrückten Elektronennachweises mit sogenannten Phoswich-Detektoren untersucht. Die Anordnung - bestehend aus zwei Schichten von Szintillatoren mit unterschiedlichen Abklingzeiten - erlaubt mit deutlicher Verringerung des γ -Untergrunds die Aufnahme eines Konversionselektronenspektrums von ^{207}Bi . Die Methode kann in zukünftigen Neutronenzerfallsexperimenten für elektronennachweisende Detektoren kleiner Flächen eingesetzt werden.

Abstract

In the decay of the free polarized neutron the coefficient D describes the strength of the triple correlation between the neutron spin and the momenta of electron and neutrino respectively. A value for $D > 0$ above the contribution of final-state effects of 10^{-5} would imply a violation of time reversal invariance beyond the standard model. The current world average is $D = -6(10) \cdot 10^{-4}$ [EID04].

This thesis deals with the continuation of the TRINE experiment to measure D at a cold polarized neutron beam. It was accomplished within the framework of the Sonderforschungsbereich SFB 375 for astroparticle physics. Protons and electrons are detected coincidentally in the plane perpendicular to the neutron spin. Reversal of the neutron spin respective to this plane corresponds to the symmetry operation of time reversal. Because of the low energy of cold neutrons, in the measurement of the triple correlation the electron is detected, together with the proton, instead of the neutrino. The detection of the particles is made by low-noise semiconductor PiN diodes for the protons and a combination of γ -background suppressing multi-wire proportional chambers and scintillators for the electrons.

The central detector unit of TRINE was modified to increase the decay volume and to gain a higher statistics. The geometry accepts a maximum beam profil of $40 \times 60 \text{ mm}^2$. Decays are measured over a length of 36 cm in 9 detector planes. The new setup consists of 6 combinations of segmented electron-proton detectors per plane with different angles between electron and proton respectively. The positions of the detector units are such that the statistical sensitivity to D is maximized.

The experiment was built up and carried out in 2003 during a beam time of 125 days at the Institute Laue-Langevin (ILL) in Grenoble. The beam facility PF1b was used.

The pure statistical uncertainty on D is:

$$\delta D = 3.7 \cdot 10^{-4}.$$

Systematic effects lead to high, statistically incompatible differences in the asymmetries of the detector combinations. A weighted mean of the data is therefore not allowed.

Arithmetic averaging of the data leads to a value of:

$$D = (1.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-3},$$

where the uncertainty is calculated from the empirical variance of the asymmetries of the detector combinations. The difference of 3 to the statistical uncertainty shows the dispersion in the fluctuations of the asymmetries.

The systematic effects were investigated in detail. Most likely they originate from the proton detecting components. Electric field penetration or inhomogenous behaviour of the elements, which focus the protons onto the PiN diodes may lead to a mixture of proton trajectories between the single proton detectors. Possible ways of data analysis, which account for the mixture of the protons, are discussed

Also in the framework of this thesis, an alternative concept of γ -background suppressing electron detection with so-called phoswich detectors was investigated. The setup consists of two scintillators with different light attenuation constants. It allows the measurement of a conversion electron spectrum of ^{207}Bi with a significantly reduced γ background at the same time. This method could be used in further neutron decay experiments for small-array electron detection.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	ii
Einleitung	vi
1 Das Neutron und die elektroschwache Wechselwirkung	1
1.1 Das Neutron und der Kosmos	2
1.1.1 Nukleosynthese im frühen Universum	2
1.1.2 Solares Neutrino­problem	4
1.1.3 Materie-Antimaterie-Asymmetrie	5
1.1.3.1 SAKHAROVs Theorem	5
1.1.3.2 CP -Verletzung im Standardmodell	6
1.1.3.3 B -Verletzung	6
1.1.4 Elektrisches Dipolmoment des Neutrons	7
1.2 Theorie des Neutronenzerfalls	7
1.2.1 Kopplungen im Neutronenzerfall	8
1.3 Über Symmetrien	9
1.4 $V-A$ -Theorie des Neutronenzerfalls	11
1.5 Kinematisches Modell	14
2 Grundlagen der Messung des D-Koeffizienten	19
2.1 Bestimmung von D über die Zählraten	19
2.2 Statistische Anforderungen	21
2.2.1 Einfluss der Kinematik auf $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$	22
2.2.2 Zusammenfassung: Statistik	23
2.3 Systematische Anforderungen	23
2.3.1 Systematische Effekte	26
2.3.2 Zusammenfassung: Systematik	28
3 Beschreibung des TRINE-Experiments	31
3.1 Der TRINE-Detektor	31
3.1.1 Protonenteil	31
3.1.1.1 Elektrode	31
3.1.1.2 Innere Kammer	33
3.1.2 Elektronenteil	34
3.1.2.1 Szintillatoren und Photomultiplier	34
3.1.2.2 Drahtkammern	35
3.2 Detektorgeometrie	36
3.3 Magnetisches Führungsfeld im Detektorbereich	37

3.4	Strahlführung, Strahlgeometrie und Polarisierung	38
3.4.1	Polarisator und Spinflipper	39
3.4.2	Magnetische Führung	39
3.4.3	Beamstop	39
3.4.4	Blendensystem	41
3.4.5	Strahlprofile	41
3.5	Vakuumsystem und Kühlung	43
3.6	Datenaufnahme, Logik und Elektronik	43
3.6.1	Elektronik	44
3.6.2	Datenstruktur und Konventionen	44
3.6.3	Logik	45
3.6.4	Totzeit und Triggerraten	47
3.7	Eichung der Szintillatoren	48
3.8	Ablauf der Strahlzeit am ILL	48
4	Datenanalyse	51
4.1	Datenvorbehandlung	51
4.2	Berechnung der TAC-Zählraten	52
4.2.1	Erstellen der PiN-Filter	53
4.2.2	Eichung der Szintillatoren	53
4.2.3	Neutronenmonitor	54
4.2.4	Berechnung der TAC-Peakflächen	54
4.2.4.1	Anfittung des Untergrunds	54
4.2.4.2	Berechnung der Peakflächen	56
4.2.5	Einschränkung des Drahtkammerbereichs	57
4.3	Stabilität der Messung	58
4.4	Systematik der Messung	59
4.4.1	Auftretende Effekte	60
4.4.2	Analyse der Eingangsasymmetrien	60
4.4.2.1	Diskussion der Protonenkomponenten	60
4.4.2.2	Diskussion der Elektronenkomponenten	62
4.4.2.3	Diskussion der Elektronik	63
4.4.3	Zusammenfassung	64
4.5	Auswertung I	65
4.5.1	Methoden der Auswertung	65
4.5.1.1	Auswertung über die Ebenenasymmetrien	65
4.5.1.2	Auswertung über die Reihenassymmetrien	67
4.5.1.3	Vergleich der statistischen Empfindlichkeit der beiden Methoden	69
4.5.1.4	Weitergehende Charakterisierung der Dioden und Ebenen	69
4.6	Auswertung II	71
4.6.1	Bildung des empirischen Mittelwerts	71
4.6.2	Analyse der Ergebnisse	73
4.6.3	Berechnung von D	74
4.7	Kommentare zur Auswertung	75
4.7.1	Datenanalyse	75
4.7.2	Diodenasymmetrien	75
4.7.3	Mögliche Zugänge zu einer Auswertung	76
A	Apparatekonstanten	79

B	Polarisation	83
C	Messungen zur Untersuchung systematischer Effekte	87
D	Phoswich-Detektoren	89
	Literaturverzeichnis	97
	Tabellenverzeichnis	99
	Abbildungsverzeichnis	103
	Danksagung	105

Einleitung

Legt sich ein Physiker in einer dunklen Nacht auf eine Wiese und betrachtet mit seiner Freundin den Sternenhimmel, so lässt sich ein Gedankengang kaum vermeiden: Wie kommt es zu der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum? Und wie steht diese Asymmetrie mit einer ausgezeichneten Zeitrichtung in der Natur in Beziehung?

Die Welt, wie wir sie wahrnehmen, scheint sich ständig aus einer festgelegten Vergangenheit in eine ungewisse Zukunft zu bewegen. Wir haben den Eindruck, dass die Vergangenheit vorbei ist, abgeschlossen und für alle Zeiten unveränderlich. Die Zukunft hingegen scheint noch nicht festgelegt. Entweder durch die Wahrscheinlichkeitsamplituden der modernen Quantenphysik beschrieben oder vielleicht teilweise noch unter dem Einfluss unserer eigenen Entscheidungen stehend, scheint sie nur als eine Auswahl von Möglichkeiten vor uns zu liegen. Die Gegenwart nehmen wir als den Moment wahr, an dem sich die unbestimmte Zukunft in eine unveränderliche Vergangenheit verwandelt. Nach dem Kausalitätsprinzip führen wir dabei stets jede Wirkung auf eine Ursache zurück und unterscheiden im Alltagsleben zwischen Vergangenheit und Zukunft.

Die Physik zeichnet ein anderes Bild. Die Gleichungen der NEWTONSchen Himmelsmechanik, die MAXWELL-Gleichungen zur Beschreibung der Elektrodynamik und auch die DIRAC-Gleichung als Grundlage der relativistischen Quantenmechanik verhalten sich alle symmetrisch bezüglich einer Umkehrung der Zeitrichtung. Diese Symmetrie unter Zeitumkehr bedeutet, dass die fundamentalen Gesetze der Physik unverändert bleiben und keinen Unterschied zwischen Vergangenheit und Zukunft machen.

Es scheint hier eine Diskrepanz vorzuliegen zwischen dem, was die physikalischen Gesetze auf der einen und unser eigenes Empfinden auf der anderen Seite über das Wesen der Zeit aussagen. Aber selbst die Gegenwart als klare Trennlinie zwischen Gewesenem und Kommendem hat nach den grundlegenden Prinzipien der modernen Physik keine absolute Gültigkeit mehr. So löst die Relativitätstheorie den Begriff der absoluten Gleichzeitigkeit von Ereignissen auf. Welche Beobachtungen an einem physikalischen System zu welchem Zeitpunkt gemacht werden, hängt nun von den Bewegungszuständen der Beobachter relativ zum beobachteten System ab. Das Kausalitätsprinzip bleibt zwar bestehen, wird aber dahingehend eingeschränkt, dass Ereignisse nur mit Ereignissen aus bestimmten Bereichen des Raum-Zeit-Kontinuums verknüpft sind und nicht mit beliebigen.

Die Diskrepanz zwischen unserer Wahrnehmung einer ausgezeichneten Zeitrichtung im Makrokosmos und der physikalischen Nichtunterscheidbarkeit zwischen Vergangenheit und Zukunft in den Gesetzen des Mikrokosmos ist im zweiten Hauptsatz der Thermodynamik verankert. In einer allgemeinen Formulierung besagt er, dass jedes abgeschlossene makroskopische System nach dem wahrscheinlichsten Zustand strebt. Dies ist äquivalent zu einer steten Zunahme der Entropie eines Systems.

Wir profitieren vom zweiten Hauptsatz dahingehend, daß sich unser Universum unmittelbar nach dem Urknall offenbar in einem Zustand sehr niedriger Entropie befand und seitdem den Zustand des thermischen Gleichgewichts mit maximaler Entropie anstrebt. In der Tat führen wir unser ganzes Leben hindurch einen beständigen Kampf gegen den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, indem wir uns Energien aus Ressourcen und Prozessen niedriger Entropie (Erdöl, Photosynthese) bedienen und Energie in Form von hoher Entropie wieder abgeben (Körperwärme). Die Sonne ist dafür der Energielieferant und befindet sich als durch Gravitation zusammengeballte Materieansammlung in einem höheren Entropiestadium als die zuvor gleichförmig verteilte Gaswolke, die unmittelbar nach dem Urknall den Raum ausfüllte und aus der die Sterne und Planeten entstanden sind. Die Sonne versorgt uns mit Energie niedriger Entropie („wenige“ hochenergetische Photonen), die die Erde nach kurzer Speicherung in Form von Wärme („viele“ niederenergetische Photonen) in das Weltall zurückstrahlt. In diesen Prozessen bis hin zur Zusammenballung von Materie in schwarzen Löchern von sehr hoher Entropie begegnet uns der zweite Hauptsatz und eine für uns in eine Richtung fortschreitende Zeit.

1964 wurden auf der Ebene der Elementarteilchen Entdeckungen gemacht, die jedoch auf eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz auch im Mikrokosmos hindeuten. Die am System der neutralen Kaonen gefundene Verletzung der Symmetrie CP implizierte unter Berücksichtigung des CPT -Theorems von Anfang an auch eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz T ¹⁾.

Das neutrale Kaon K_0 und sein Antiteilchen \bar{K}_0 sind dabei zunächst zwei verschiedene Teilchen²⁾, die aber durch Vertauschen der Zeitrichtung mathematisch äquivalent beschrieben werden können³⁾. Im Rahmen der quantenmechanischen Interpretation führt diese Symmetrie auf eine bemerkenswerte Aussage: Einmal als (Anti-)Kaon entstanden, bleibt das jeweilige Teilchen nicht (Anti-)Kaon, sondern oszilliert zwischen den beiden Zuständen hin und her. Dabei ist es - vollkommene zeitliche Symmetrie vorausgesetzt - ebenso oft Teilchen wie Antiteilchen.

Im Experiment fand man jedoch eine 0.66 % größere Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich ein Anti-Kaon in ein Kaon verwandelt als anders herum. Ein Kaonenstrahl aus gleich viel Materie wie Antimaterie wird daher nach einiger Zeit mehr Materie als Antimaterie enthalten. Dies bedeutet einen fundamentalen Unterschied zwischen Materie und Antimaterie und eine ausgezeichnete Zeitrichtung in der Wechselwirkung, denen diese Teilchen unterliegen⁴⁾.

Zeitumkehrverletzende Prozesse können eine wichtige Rolle spielen, um die Baryogenese, also die Dominanz von Materie gegenüber Antimaterie, im Universum zu erklären. Nach einem Theorem von SAKHAROV ist dazu neben einer Verletzung der Baryonenzahl und einem Stadium des thermischen Ungleichgewichts auch eine Verletzung von CP im frühen Universum notwendig.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Suche nach einer möglichen Verletzung der Zeitumkehrinvarianz im Zerfall freier Neutronen. Alle in diesem Zerfall vorkommenden Teilchen sind Angehörige der ersten Generation von Elementarteilchen des Standardmodells. Aus diesen Bausteinen ist der bekannte Teil unseres heutigen Universums aufgebaut. Die Amplitude der im neutralen Kaonen-System beobachteten CP -Verletzung wirkt sich nur unmessbar klein aus. Der Neutronenzerfall eignet sich daher sehr gut, um nach zeitumkehrverletzenden Effekten jenseits der oben aufgeführten und bereits etablierten Symmetriebrechung zu suchen.

Das Prinzip der Messung beruht dabei auf dem koinzidenten Nachweis des im Neutronenzerfalls entstehenden Elektrons und Protons in Abhängigkeit von der Richtung des Neutronenspins. Der Spin ist dabei die Größe, die die Zeitrichtung im Experiment angibt. Eine unterschiedliche Zerfallsrate für die zwei entgegengesetzten Spinrichtungen impliziert eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz. Dabei ist es für die Messung entscheidend, neben einer hinreichenden Statistik eine hinsichtlich der Detektorgeometrie ausreichende Unterdrückung systematischer Effekte zu gewährleisten.

Kapitel 1 gibt zunächst eine kurze Einführung in das Standardmodell der Elementarteilchen und geht dann auf die Bedeutung des Neutrons im frühen und heutigen Universum ein. Anschließend werden der Neutronenzerfall und die ihn beschreibenden Parameter, deren einer der D -Koeffizient ist, diskutiert. Kapitel 2 erklärt das Prinzip der Messung von D . Anschließend werden die notwendigen Voraussetzungen an die Statistik und an die Systematik untersucht. In Kapitel 3 wird der TRINE-Detektor vorgestellt. Insbesondere wird auf die Umbauten und Verbesserungen eingegangen, die am Detektorsystem vorgenommen wurden. Die Datenanalyse der Strahlzeit am Institut Laue Langevin (ILL / Grenoble) schließlich wird in Kapitel 4 behandelt.

Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchungen und Messungen zu Phoswich-Detektoren werden im Anhang D vorgestellt.

¹⁾Invarianz unter CP bedeutet, dass für jeden Prozess in Materie auch der raumgespiegelte Prozess in Antimaterie gleich wahrscheinlich ist. Das CPT -Theorem besagt, dass ein CP -gespiegelter Prozess äquivalent zu einem T -gespiegelten Prozess ist. Verletzung von CP impliziert daher Verletzung von T .

²⁾ K_0 und \bar{K}_0 bezeichnen hier die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und nicht die Masseneigenzustände; siehe auch Abschnitt 1.1.3.2.

³⁾Dies ist in der Quantenmechanik allgemein gültig: Antimaterie kann als Materie interpretiert werden, die sich rückwärts durch die Zeit bewegt. Dabei handelt es sich um eine rein mathematische Aussage, die keine Fragen nach Kausalität aufwirft.

⁴⁾Mit der Einführung einer dritten Generation von Elementarteilchen im Standardmodell wurde diese CP -Verletzung mathematisch eingeführt. Eine grundlegende Erklärung dieses Effekts steht jedoch nach wie vor aus.

Kapitel 1

Das Neutron und die elektroschwache Wechselwirkung

Das Standardmodell der Teilchenphysik kennt sechs Quarks und sechs Leptonen, die nach aufsteigender Quarkmasse in drei Generationen angeordnet werden. Mit den entsprechenden Antiteilchen besteht das Periodensystem der Elementarteilchen in Tab. 1.1 damit aus 24 fundamentalen Fermionen, denen die Quantenzahlen Spin S , schwacher Isospin T , Leptonen- bzw. Baryonenzahl L bzw. B , Ladung Q und Hyperladung Y zugeordnet werden. Ein Antifermion hat im Standardmodell die gleiche Masse wie das jeweils zugehörige Fermion, wechselt aber in den Quantenzahlen L bzw. B , T_3 , Q und Y sein Vorzeichen.

Spin $1/2$	Generation			schwacher Isospin		Ladung	Hyperladung
	1.	2.	3.	T	T_3	Q	Y
Leptonen, $L = 1$	ν_e	ν_μ	ν_τ	$1/2$	$+1/2$	0	-1
	e^-	μ^-	τ^-	$1/2$	$-1/2$	-1	-1
Quarks, $B = 1/3$	u_i	c_i	t_i	$1/2$	$+1/2$	$+2/3$	$1/3$
	d_i	s_i	b_i	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$1/3$

Tab. 1.1: Das Periodensystem der Elementarteilchen: Der Index i an den Quarks steht für die Farbladungen der starken Wechselwirkung *rot*, *grün*, *blau*, die ein Quark annehmen kann. Das Universum ist ausschließlich aus der ersten Generation aufgebaut und besteht aus u- und d-Quarks sowie aus Elektronen und Elektron-Neutrinos. Die Neutrinos werden im Standardmodell als masselose Teilchen angesehen. Die Forschungen auf dem Gebiet der Neutrino-Oszillationen zeigen jedoch, dass Neutrinos eine Masse haben.

Die schwache Hyperladung Y ist eine Teilcheneigenschaft, die alle Fermionen tragen. In der Theorie der schwachen Wechselwirkung ist sie das Analogon zur elektrischen Ladung Q und steht mit dieser über die *Gell-Mann-Nishijima-Formel* in Beziehung: $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$.

Jede Generation von Fermionen in Tab. 1.1 bildet ein Dublett von Quarks und ein Dublett von Leptonen. Im Formalismus des Isospins werden diese Dubletts als zwei Zustände eines Teilchens mit den Komponenten $T = \frac{1}{2}$ und $T_3 = \pm \frac{1}{2}$ interpretiert.

Die vier fundamentalen Naturkräfte mit ihren Ankopplungen an die entsprechenden Eigenschaften der Elementarteilchen sind in Tab. 1.2 wiedergegeben. Die Gravitation und die zur elektroschwachen Kraft vereinigte schwache und elektromagnetische Wechselwirkung wirken auf alle Elementarteilchen, wohingegen sich die starke Wechselwirkung ausschließlich auf die Farbladung der Quarks beschränkt.

Die in Tab. 1.1 aufgeführten Quantenzahlen sind ein wichtiges Hilfsmittel, um die in Experimenten beobachteten Teilchen und Phänomene einzuordnen und sie auf das fundamentale System von Elementarteilchen und Wechselwirkungen zurückzuführen. Die sogenannte Händigkeit der

Wechselwirkung	Austauschboson	Spin	Masse [GeV c ⁻²]	Ankopplung
Stark	Gluon (g)	1	0	Farbladung
Elektromagnetisch	Photon (γ)	1	0	elektrische Ladung
Schwach	W^\pm, Z^0	1	$\approx 10^2$	schwache Hyperladung
Gravitation ⁵⁾	Graviton	2	0	Masse

Tab. 1.2: Die vier fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Ankopplungen an die entsprechenden Ladungen der Elementarteilchen. Die Gravitation ist im Standardmodell der Elementarteilchenphysik nicht enthalten. Elektromagnetische und schwache Wechselwirkung sind im Standardmodell zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt.

(Anti-)Fermionen ist nicht in Tab. 1.1 eingetragen. Sie ist eine Eigenschaft der Teilchen, die im Zusammenhang mit der schwachen Wechselwirkung auftritt. Den (Anti-)Fermionen in den Dubletts wird dabei eine (Rechts-)Links-Händigkeit zugeordnet. Weiter koppelt die schwache Wechselwirkung nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen. Die in der Natur auftretende Paritätsverletzung wird somit phänomenologisch eingeführt.

Die schwache Wechselwirkung ist die einzige bekannte Wechselwirkung, die die Zustände innerhalb eines Dubletts von Leptonen bzw. von Quarks ineinander umwandeln und damit den sogenannten Flavour eines Elementarteilchens ändern kann. Beispielsweise wird der Zerfall eines Myons in ein Myon-Neutrino in der schwachen Wechselwirkung durch den Ausdruck $\langle \nu_\mu | T_+ | \mu^- \rangle$ beschrieben. Der Leiteroperator T_+ des schwachen Isospins bewirkt dabei den Übergang von $T_3 = -\frac{1}{2}$ nach $T_3 = +\frac{1}{2}$. Es koppelt ein W^- -Boson an das Myon und überführt es in ein Myon-Neutrino. Mathematisch werden die Punkte der Ankopplung durch Vertizes beschrieben. Beim Zerfall des W^- entstehen zudem ein Elektron und ein Elektron-Anti-Neutrino.

Beim Zerfall des Myons handelt es sich um einen rein leptonen Prozess der schwachen Wechselwirkung, weil das Austauschboson nur an Leptonen koppelt. Im Unterschied dazu werden die Wechselwirkungen zwischen Quarks an einem und Leptonen am anderen Vertex als semileptonische Prozesse bezeichnet. Die Untersuchungen an solchen zusammengesetzten Systemen müssen aufgrund der Nichtexistenz freier Quarks auf Mesonen oder Hadronen zurückgreifen.

Das Neutron und sein Zerfall ist dabei ein sehr gut untersuchtes System. Ihm kommt eine ausgezeichnete Rolle zu, da zur Interpretation im Rahmen der schwachen Wechselwirkung nur geringe Korrekturen der starken Wechselwirkung berücksichtigt werden müssen. Weiter sind bei seinem Zerfall alle Teilchen der ersten Generation von Elementarteilchen in Tab. 1.1 beteiligt. Vor der Diskussion der Theorie des Neutronenzerfalls soll daher zunächst anhand von Themen aus dem Bereich der Kosmologie die Bedeutung des Neutrons in der Elementar- und Astroteilchenphysik verdeutlicht werden. Ein sehr schöner allgemein gehaltener Überblick findet sich in [ILL03].

1.1 Das Neutron und der Kosmos

1.1.1 Nukleosynthese im frühen Universum

Man nimmt heute an, dass sich das Universum in seinem Anfangsstadium in einem experimentell nicht zugänglichen Zustand von hoher Dichte und Temperatur befunden hat. Aus diesem Urknall und einem zunächst durch die starke Wechselwirkung dominierten Quark-Gluon-Plasma bilden sich etwa 10^{-3} s später im Wesentlichen Neutronen und Protonen [WEI94]. Das Verhältnis der primordialen Baryonen-

⁵⁾Das Austauscheteilchen der Gravitation konnte bisher noch nicht nachgewiesen werden. In der Allgemeinen Relativitätstheorie ist der erhaltene Strom der Energie-Impuls-Tensor. Danach trüge das Graviton den Spin 2.

dichte η_b zur Strahlungsdichte η_γ ist zu diesem Zeitpunkt mit $\eta = \eta_b/\eta_\gamma \approx 10^{-10}$ festgelegt (siehe Abschnitt 1.1.3).

In der folgenden primordialen Nukleosynthese wird etwa 24% dieser baryonischen Masse zu α -Kernen verschmolzen. Auf diesen Anteil Y_P ⁶⁾ hat die Neutronenlebensdauer τ_n einen großen Einfluss, da sie maßgeblich bestimmt, welches Verhältnis von Neutronen zu Protonen (n/p) im Verlauf der Nukleosynthese gegeben ist. Darauf wird näher eingegangen:

Bei einer Temperatur $T \gg 1$ MeV des Universums - also bis etwa 10^{10} K und 1 s nach dem Urknall - kann das Verhältnis (n/p) von Neutronen und Protonen näherungsweise durch den Boltzmannfaktor beschrieben werden: $(n/p) \approx \exp(-\frac{m_n - m_p}{kT})$ [BER89]. (n/p) beträgt ≈ 1 . Dies gilt, weil die mittlere Energie der im Universum ablaufenden Prozesse so hoch ist, dass die Raten für Prozesse der schwachen Wechselwirkung im Gleichgewicht sind:



Mit abnehmender Temperatur können aufgrund der höheren Neutronenmasse die Prozesse der schwachen Wechselwirkung das thermische Gleichgewicht zwischen Neutronen und Protonen nicht mehr aufrechterhalten und es kommt zu einer Unterdrückung der Neutronengenerierung. Die Neutrinos lösen sich aus der Wechselwirkung mit der Materie und erfüllen seitdem als ν -Hintergrundstrahlung das Universum. Die mittlere Energie dieser primordialen Neutrinos beträgt heute 1.9 K.

Bei einer Temperatur unterhalb von 1 MeV hört die Elektron-Positron-Paarbildung auf und Elektronen und Positronen annihilieren bis auf einen kleinen Anteil von Elektronen, der aus der Materie-Antimaterie-Asymmetrie (siehe Abschnitt 1.1.3) stammt, zu Photonen⁷⁾. Die Umwandlung von Neutronen und Protonen friert damit bei einem Verhältnis von $(n/p) = 1 : 6$ ein. Die Größe (n/p) ändert sich jetzt nur noch durch den Zerfall der nun freien Neutronen.

Im Folgenden werden Deuteronen aus Neutronen und Protonen gebildet, jedoch durch Photonen sofort wieder zersetzt. Durch die weitere Abkühlung der elektromagnetischen Strahlung stoppt die Dissoziation unterhalb einer Temperatur von 10^9 K. In der nun einsetzenden Nukleosynthese werden nahezu alle restlichen Neutronen zu α -Kernen verschmolzen. Zu diesem Zeitpunkt hat sich aber durch den Zerfall der Neutronen⁸⁾ das Verhältnis (n/p) weiter auf 1:7 geändert.

In die Berechnungen für die primordiale Elementhäufigkeit von ${}^4\text{He}$ gehen also a) die Neutronenlebensdauer, b) die Wirkungsquerschnitte der beteiligten Prozesse und die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen, c) die Bindungsenergie des Deuterons und d) die Massen von Neutron und Proton ein. Das Verhältnis Y_P ist dabei sensitiv auf die Größe (n/p). Eine höhere Neutronenlebensdauer τ_n ist direkt verbunden mit einem höheren Anteil an primordialem ${}^4\text{He}$ im Universum [ANC96, BER89]:

$$\Delta Y_P = 0.185 \frac{\Delta \tau_n}{\tau_n}. \quad (1.4)$$

Noch vor etwa 20 Jahren war die Neutronenlebensdauer nur mit einer Genauigkeit von $\approx 2\%$ bekannt (siehe [BYR95] für einen Überblick). Mit der heutigen Genauigkeit von $\Delta \tau_n < 1$ s ist der Fehler $\Delta Y_P = 2 \cdot 10^{-4}$ aufgrund von $\Delta \tau_n$ mittlerweile kleiner als der durch direkte Messung der Größe Y_P angegebene Wert $Y_P = 0.238(5) \cdot 10^{-3}$ [EID04].

⁶⁾ Y_P ist der Anteil des ${}^4\text{He}$ im Universum. Dieses bildet sich aus den α -Kernen.

⁷⁾Materie und Strahlung stehen dann im thermischen Gleichgewicht, bis sich nach etwa 10^6 Jahren Atome bilden und die Photonen von der Materie entkoppeln. Sie bilden seitdem die kosmische Hintergrundstrahlung mit einer heutigen Temperatur von 2.7 K, deren Entdeckung 1965 durch PENZIAS und WILSON eine erste experimentelle Stütze für die Urknallhypothese lieferte.

⁸⁾Es sind dann bereits etwa 20% der Neutronen zerfallen.

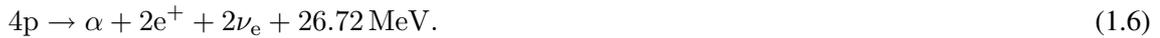
1.1.2 Solares Neutrino­problem

Die Möglichkeit, Neutrinos experimentell nachzuweisen, wurde ab 1958 diskutiert mit der Entdeckung, dass der Wirkungsquerschnitt des Fusionsprozesses ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ mehr als tausendmal höher war als vorher angenommen [HOL59]. In der Sonne sollte danach mit der Reaktion ${}^7\text{Be} + \text{p}$ in so hohem Maße ${}^8\text{B}$ erzeugt werden, dass über den β -Zerfall des ${}^8\text{B}$ ein nachweisbarer Fluss hochenergetischer Neutrinos zu beobachten wäre.

Die ersten Experimente, die den Fluss der solaren Neutrinos nachwiesen, waren darauf ausgerichtet, Vorhersagen des Standard-Sonnenmodells (SSM) zu den Neutrino­flüssen aus den Fusionsprozessen zu testen. Die gemessenen Flüsse im HOMESTAKE-Experiment betrug­en nur ein Drittel [CLE98], im KAMIOKANDE-Experiment nur die Hälfte der nach Modellrechnungen erwarteten ${}^8\text{B}$ -Neutrinos. Erklärungsansätze liefen daher zunächst auf eine Modifikation des SSM hinaus, zu dessen Eingangsparameter unter anderem die Energieproduktion durch Kernfusion gehört. In die Argumentation fließen grundlegende Annahmen zur schwachen Wechselwirkung ein: Nach dem SSM stammt die Energieproduktion in der Sonne zu 98.5% aus dem pp-Zyklus, bei dem zwei Protonen zunächst zu einem Deuteron über die Reaktion:



und schließlich zu einem α -Kern fusionieren. Die Netto­reaktion lautet ausgeschrieben:



Bei der Bildung des Deuterons mit Spin 1 findet ein inverser β -Zerfall statt. Bei der Reaktion muss ein Proton einen Spinflip ausführen, da das Pauli-Prinzip den Überlapp von Wellenfunktionen zweier Teilchen mit identischen Quantenzahlen verbietet. Die Reaktion läuft damit ausschließlich über den geladenen Axialvektorteil der elektroschwachen Wechselwirkung ab (siehe Abb. 1.1 auf Seite 11). Der Wechselwirkungsquerschnitt σ_{pp} ist proportional zum Quadrat der Kopplungskonstante g_A , die die Stärke des Axialvektorstroms beschreibt: $\sigma_{\text{pp}} \propto g_A^2$. Die Kopplungskonstante g_A steht mit der Lebensdauer über $\tau_n \propto 1/(3g_A^2 + g_V^2)$ in Beziehung, wobei g_A experimentell bestimmt und auf den Einfluss der starken Wechselwirkung korrigiert werden muss⁹⁾.

Weiter sind die Raten der meisten Nukleosynthesereaktionen nur aus von bei höheren Energien gemessenen und zur Energie der in der Sonne ablaufenden Prozessen hin extrapolierten Daten zugänglich. Der Wechselwirkungsquerschnitt für die pp-Reaktion ist dagegen zu gering, um ihn im Experiment bei relevanten Energien messen zu können. σ_{pp} muss daher aus der Theorie der schwachen Wechselwirkung bestimmt werden [HAB38]. Dies erfordert die Kenntnis der Neutronenlebensdauer und der Temperatur, bei der die Fusion stattfindet. In Abhängigkeit von der Neutronenlebensdauer stellt sich im SSM das Gleichgewicht der Sonne bei verschiedenen Temperaturen ein, wobei eine niedrigere Neutronenlebensdauer eine erhöhte pp-Rate zur Folge hat. Aufgrund der durch Beobachtungen feststehenden Sonnenluminosität müsste der pp-Ratenanstieg durch eine Verringerung der Temperatur der Sonne kompensiert werden. Die hohe Abhängigkeit des ${}^8\text{B}$ -Neutrino­flusses von der Temperatur ($\propto T^{18}$) bewirkt dann einen niedrigeren Neutrino­fluss, was lange Zeit als attraktives Erklärungsmodell zur Lösung des solaren Neutrino­problems diskutiert wurde.

Die neuesten experimentellen Befunde lassen auf eine Oszillation von massebehafteten Neutrinos schließen [FEI03]. Eine Modifikation des SSM wäre damit zur Erklärung des solaren Neutrino­problems nicht notwendig.

⁹⁾Für fundamentale Teilchen (Leptonen und Quarks) ist in der schwachen Wechselwirkung $g_V = -g_A = 1$ (maximale Paritätsverletzung). Aus der Erhaltung des Vektorstroms folgt $g_V = 1$ auch für zusammengesetzte Teilchen (z.B. Baryonen). Hingegen ist hier der Axialvektorstrom durch die starke Wechselwirkung beeinflusst und nicht exakt erhalten.

1.1.3 Materie-Antimaterie-Asymmetrie

Etwa 10^6 Jahre nach dem Urknall entkoppelt die elektromagnetische Strahlung von der Materie. Das Universum wandelt sich von einem strahlungsdominierten in einem materiedominierten Zustand. Ohne weiter mit der Materie wechselzuwirken, erfüllen die Photonen seitdem den Raum als kosmische γ -Hintergrundstrahlung, die sich mit der weiteren Expansion des Universums auf ihre heutige Temperatur von 2.725 K [MAT90] abgekühlt hat. Daraus lässt sich eine Photonendichte von $\eta_\gamma = 410 \text{ cm}^{-3}$ ableiten. Zum Zeitpunkt der Entkopplung befanden sich Strahlung und Materie im thermischen Gleichgewicht. Das Photonspektrum unterlag somit einer Schwarzkörpercharakteristik.

Das Verhältnis der Baryonen- zur Photonendichte η im damaligen wie heutigen Universum beträgt [EID04]:

$$2.6 \cdot 10^{-10} < \frac{\eta_b}{\eta_\gamma} < 6.2 \cdot 10^{-10}. \quad (1.7)$$

Experimentelle Beobachtungen legen nahe, dass der baryonische Anteil η_b ausschließlich aus Materie η_q gebildet wird und keine Antimaterie $\eta_{\bar{q}}$ im Universum vorkommt [COH98]. Das Verhältnis von Baryonen- zur Photonendichte ist heute:

$$\eta_q : \eta_{\bar{q}} : \eta_\gamma \approx 10^{-10} : 0 : 1. \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

Im Szenario des Urknallmodells entstanden jedoch gleich viele Teilchen wie Antiteilchen. Die Größen Ladung, Baryonenzahl und Leptonenzahl waren zunächst gleichsam erhalten:

$$\Sigma Q_{q\bar{q}} = \Sigma B_{q\bar{q}} = \Sigma L_{q\bar{q}} = 0. \quad (1.10)$$

In der folgenden Materie-Antimaterie-Zerstrahlung im primordialen Plasma genügte demnach ein sich bildender Überschuss von 10^{-10} an Materie zu Antimaterie, um die beobachtete Asymmetrie zu erklären:

$$\text{Urknall} \quad \eta_q : \eta_{\bar{q}} : \eta_\gamma \approx (1 + 10^{-10}) : 1 : 0. \quad (1.11)$$

Auf die Frage nach der Entstehung dieser Asymmetrie hat SAKHAROV drei Forderungen aufgestellt, deren Konsequenzen weiter erläutert werden.

1.1.3.1 SAKHAROVs Theorem

Nach SAKHAROV [SAK67] müssen zur Erzeugung einer Materie-Antimaterie-Asymmetrie (Baryogenese) folgende Voraussetzungen im frühen Universum gegeben sein:

- *CP*-Verletzung in Wechselwirkungsprozessen:
Bei gegebener *CP*-Verletzung laufen Materie-produzierende Reaktionen gegenüber Reaktionen, die Antimaterie produzieren, mit höherer Wahrscheinlichkeit ab.
- *B*-Verletzung in den fundamentalen Gesetzen:
Das Universum kann mit einer *B*-Verletzung von einem Anfangszustand mit $\Sigma B_{q\bar{q}} = 0$, in dem sich die *B*-verletzenden Prozesse im thermischen Gleichgewicht befunden haben, zum heute beobachteten Zustand mit $\Sigma B_{q\bar{q}} \neq 0$ übergehen.
- Abweichen des Universum vom thermischen Gleichgewicht:
Im thermischen Gleichgewicht können *B*- und *CP*-verletzende Prozesse keine Materie-Asymmetrie erzeugen. Eine Bevorzugung einer Zeitrichtung und damit einhergehend ein Abweichen vom thermischen Gleichgewicht für einen kurzen Zeitraum ist somit notwendig.

Im Standardmodell sind nach [COH99] alle Voraussetzungen des SAKHAROV-Theorems gegeben. Die beobachteten Effekte sind jedoch nicht ausreichend, um die Baryogenese quantitativ zu erklären. Dies motiviert unter anderem die Suche nach CP - und B -verletzenden Prozessen. Im System des Neutrons sind dies Präzisionsmessungen zum elektrischen Dipolmoment, zur Oszillation zwischen Neutron und Anti-Neutron und zu den T -verletzenden Koeffizienten D und R . Phänomene der CP -, T - und der B -Verletzung im Zusammenhang mit dem SAKHAROV-Theorem werden im Weiteren diskutiert.

1.1.3.2 CP -Verletzung im Standardmodell

Die im Standardmodell etablierte CP -Verletzung tritt im System der neutralen Kaonen auf. Das neutrale Kaon K^0 ist aus einem d - und einem \bar{s} -Quark aufgebaut. Entsprechend bilden \bar{d} - und s -Quark das Anti-Kaon \bar{K}^0 . Diese Teilchen werden jedoch nicht in der Natur beobachtet. Aus K^0 und \bar{K}^0 bilden sich vielmehr gemischte Zustände mit unterschiedlichen Lebensdauern, wobei der kurzlebige Zustand als K^0 -short (K_S^0), der langlebige Zustand als K^0 -long (K_L^0) bezeichnet wird. Unter CP -Erhaltung wären K_L^0 und die K_S^0 antisymmetrische bzw. symmetrische Kombination aus K^0 und \bar{K}^0 . Weiter würde unter CP -Erhaltung K_L^0 in ausschließlich drei Pionen und K_S^0 in ausschließlich zwei Pionen zerfallen¹⁰⁾:

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0, \quad (1.12)$$

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0. \quad (1.13)$$

Die Verletzung der CP -Symmetrie in diesem System konnte 1964 nachgewiesen werden mit der Entdeckung, dass das K_L^0 mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in zwei anstatt in drei Pionen¹¹⁾ zerfällt [CHR64]. Die schwache Wechselwirkung erlaubt demnach einen Zerfall von K_L^0 in zwei Pionen und erhält CP für dieses System nicht. Die Quantenzahl Strangeness, die die Erhaltung der s -Quarks beschreibt, ist um zwei Einheiten verletzt.

Wie in [ELL76] ausgeführt, sollte sich die CP -verletzende Phase auch in den Amplituden des Zerfalls von K_L^0 und K_S^0 in zwei geladene oder zwei ungeladene Pionen nachweisen lassen. Experimente am CERN und am FERMILAB konnten diese Vorhersagen vor einigen Jahren bestätigen [ANG97]. Die beobachtete CP -Verletzung könnte eine Materie-Asymmetrie durch elektroschwache Prozesse generieren, die jedoch mit $\eta = 10^{-20}$ zu schwach wäre, um die Baryogenese zu erklären [DIN04]. Dies motiviert unter anderem die Suche nach CP -Verletzungen im Neutrinosektor oder die Messung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons (siehe Abschnitt 1.1.4). Eine T -verletzende Phase im Zerfall des Neutrons, deren Messung Gegenstand dieser Arbeit ist, wäre unter Berücksichtigung des CPT -Theorems ebenfalls ein Indiz für eine CP -Symmetriebrechung außerhalb des Standardmodells.

1.1.3.3 B -Verletzung

Eine Verletzung der Baryonenzahl ist experimentell bisher noch nicht gefunden worden, kommt aber nach [HOO76] im Standardmodell auf dem „Quantum Level“ vor. Mögliche Kandidaten für B -verletzende Prozesse jenseits des Standardmodells sind:

- Zerfälle von Baryonen in Leptonen (Protonenzerfall):

Der Protonenzerfall wird im Rahmen von Vereinheitlichten Feldtheorien (GUT) gefordert, die die Existenz von Leptoquarks vorhersagen. Diese tragen die Ladungen $|Q| = 4/3, 1/3$ und vermitteln Übergänge zwischen Leptonen und Quarks. Das Proton würde in GUT etwa in ein neutrales Pion und ein Positron zerfallen. Die Quantenzahlen B und L wären separat verletzt ($\Delta B = 1, \Delta L = 1$), wohingegen

¹⁰⁾Dann wären K_L^0 und K_S^0 Eigenzustände mit $\mathcal{CP} \cdot K_L^0 = -1 \cdot K_L^0$ bzw. $\mathcal{CP} \cdot K_S^0 = +1 \cdot K_S^0$.

¹¹⁾Die Zerfälle wurden in 20 m Entfernung vom Produktionsort der K^0 -Mesonen registriert, so dass die K_S^0 mit einer Halbwertszeit von $9 \cdot 10^{-11}$ s bereits zerfallen sind ($\tau_{K_L^0}$ beträgt $5 \cdot 10^{-8}$ s).

$(B-L) = 0$ erhalten bliebe.

Die einfachste GUT-Symmetriegruppe $SU(5)$, die auch $(B-L)$ erhält, konnte mit Messungen der unteren Grenze der Protonenlebensdauer τ_p (siehe Tab. 1.3) ausgeschlossen werden, da sie für τ_p Werte zwischen 10^{28} a und 10^{30} a vorhersagt.

- Oszillation vom Neutron zum Anti-Neutron ($n \leftrightarrow \bar{n}$):

Analog zur Oszillation zwischen Kaon und Anti-Kaon könnte es eine Oszillation zwischen Neutron und Anti-Neutron geben. Die Verletzung der Quantenzahl S (Strangeness) im Kaonen-System um zwei Einheiten würde dann einer Verletzung der Baryonenzahl $\Delta B = 2$ im Neutron-System entsprechen. Die Leptonenzahl bliebe erhalten, wohingegen $(B-L)$ verletzt wäre. Eine $(n-\bar{n})$ -Oszillation wäre nach [KUZ70] ein möglicher Erklärungsansatz für die Materie-Asymmetrie im Universum. Weiter würde ihr Auftreten empfindliche Grenzen auf die Massendifferenz $(m_n - m_{\bar{n}})$ setzen und das CPT -Theorem auf einem Niveau von $\frac{\delta m}{m} \approx 10^{-23}$ testen [ABO84]¹²⁾.

- Oszillation von Wasserstoff zu Anti-Wasserstoff ($H \leftrightarrow \bar{H}$):

Die Oszillation von Wasserstoff zu Anti-Wasserstoff verletzt gleichermaßen B und L , erhält aber $(B-L)$. Sie wird zum ersten Mal in [FEI78] erwähnt und in bei [BYR95] aufgeführten theoretischen Untersuchungen weiter verfolgt.

1.1.4 Elektrisches Dipolmoment des Neutrons

Ein mögliches elektrisches Dipolmoment des Neutrons entspricht der Abweichung des Schwerpunktes der positiven von dem der negativen Ladungen: $\vec{d}_n = q \cdot \vec{x}$. \vec{x} bezeichnet dabei den die Ladungsschwerpunkte verbindenden Vektor. Das Dipolmoment steht parallel oder antiparallel zur Spinrichtung $\vec{\sigma}$ und verletzt die Symmetrie unter Zeitumkehr T und unter Paritätstransformation P . Ein über die Voraussage des Standardmodells hinausgehender Wert ist über das CPT -Theorem ein Indiz für eine CP -Verletzung jenseits des Standardmodells. Wird das im Universum vorliegende Verhältnis η von Baryonen zu Photonen auf die in der starken Wechselwirkung auftretende CP -verletzende Phase θ_{CP} zurückgeführt, kann eine untere Grenze für d_n gesetzt werden¹³⁾: $d_n > 3 \cdot 10^{-28}$ e cm [ELL81]. Die im Standardmodell existierende CP Verletzung der schwachen Wechselwirkung ist $d_n = (10^{-33} - 2 \cdot 10^{-31}$ e cm) .

Tab. 1.3 fasst die erwähnten Phänomene mit ihren aktuellen Werten und Grenzen zusammen. Der T -verletzende D -Koeffizient soll als Gegenstand dieser Arbeit im Weiteren diskutiert werden. Dazu wird zunächst der Neutronenzerfall und sein Verhalten unter diskreten Symmetrieeoperationen betrachtet.

1.2 Theorie des Neutronenzerfalls

Das Neutron bildet zusammen mit dem Proton den Baryonengrundzustand der ersten Teilchengeneration. Neutron und Proton sind Quarkkombinationen $n = |udd\rangle$ und $p = |uud\rangle$ ¹⁴⁾ mit Spin $1/2$ und gehen durch Austausch der u - und d -Quarks ineinander über. Sie bilden Zustände eines Isospindubletts der starken Wechselwirkung mit den Isospinkomponenten $I = \frac{1}{2}$ und $I_3 = \pm \frac{1}{2}$.

Aufgrund der etwa 0.1 % größeren Masse des Neutrons ist ein Zerfall zum Proton energetisch möglich. Dabei koppelt ein W^- -Boson an ein d -Quark des Neutrons und überführt es in ein u -Quark.

¹²⁾Die zur Zeit beste Grenze wird aus dem Kaonen-System geschlossen: $\frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_{K^0}} < 10^{-18}$ [EID04].

¹³⁾Dem Wert liegt ein ein Verhältnis η_b/η_γ von $1.3 \cdot 10^{-10}$ zu Grunde.

¹⁴⁾Die Kombinationen $|uuu\rangle$ und $|ddd\rangle$ sind wegen der Forderung nach einer total antisymmetrischen Wellenfunktion für den Grundzustand mit $J = 1/2$ nicht erlaubt.

Phänomen	Signatur	Effekt	Wert oder Grenze
p-Zerfall	$p \rightarrow e^+ + \pi_0$	$\Delta B = 1, \Delta L = 1$	$\tau_p > 5 \cdot 10^{32} \text{ a}$
n-Oszillation	$n \leftrightarrow \bar{n}$	$\Delta B = 2, \Delta L = 0$	$\tau_{n\bar{n}} > 8.6 \cdot 10^7 \text{ s}$
H-Oszillation [†]	$H \leftrightarrow \bar{H}$	$\Delta B = 2, \Delta L = 2$	$\tau_{H-\bar{H}} > 6 \cdot 10^{12} \text{ a}$
K^0 -Zerfall	$\epsilon \neq 0$	CP -Verletzung, $\Delta S = 2$	$\epsilon = 2.280(13) \cdot 10^{-3}$
n_{EDM}	$d_n \neq 0$	P -, T -Verletzung	$d_n < 6.3 \cdot 10^{-26} \text{ e cm}$
$n_{D-K\text{oeff.}}$	$D \neq 0$	T -Verletzung	$D = -0.6(10) \cdot 10^{-3}$

Tab. 1.3: Zusammenfassung der CP , B - und L - verletzenden Prozesse. Alle Werte wurden aus [EID04] entnommen, bis auf [†] [NIE84]. ϵ parametrisiert die Wahrscheinlichkeit, dass ein K_L^0 in ein K_S^0 übergeht. D -Koeffizient: Siehe auch [SOL04] zur abschließenden Veröffentlichung der TRINE 2000 Strahlzeit.

Das W^- -Boson zerfällt als virtuelles Teilchen in ein Elektron und ein Anti-Elektron-Neutrino¹⁵⁾:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e + 782 \text{ keV.} \quad (1.14)$$

Die aus der Massendifferenz zwischen Neutron und Proton freiwerdende Energie von 1293 keV bleibt in der Leptonenmasse¹⁶⁾ und der kinetischen Energie der Zerfallsteilchen erhalten. Das Elektron kann dabei eine maximale kinetische Energie von 782 keV aufnehmen. Die Lebensdauer für diesen Zerfall beträgt etwa 15 min (885.7(8) s [EID04]).

Das an ein Proton gebundene Neutron ist hingegen im Deuteron stabil, da die Gesamtmasse des Systems durch die freiwerdende Bindungsenergie soweit abgesenkt wird, dass ein Zerfall in ein Proton energetisch nicht möglich ist¹⁷⁾.

1.2.1 Kopplungen im Neutronenzerfall

Die Theorie der schwachen Wechselwirkung wurde für Kern- β -Zerfälle von FERMI analog zum Austauschcharakter der Quantenelektrodynamik entwickelt als ein schwach wechselwirkender Austauschstrom zwischen Hadronen und Leptonen. Der zunächst eingeführte rein vektorielle Austauschstrom musste mit der Entdeckung von Prozessen mit Spinumkehr in den Endzuständen um eine Axialvektorkomponente erweitert werden. Die 1956 von WU entdeckte Paritätsverletzung im Zerfall von ^{60}Co konnte nach anfänglichen Schwierigkeiten schließlich in eine allgemeingültige Beschreibung der schwachen Wechselwirkung eingebaut werden, deren Grundlage die $V-A$ Theorie bildete. Danach können alle elektroschwachen Prozesse durch einen vektoriellen und einen axialvektoriellen Anteil beschrieben werden. Andere, d.h. skalare, pseudoskalare oder tensorielle Beiträge werden nach den experimentellen Erkenntnissen bis heute ausgeschlossen [GLÜ95].

Um die Symmetrieeigenschaften des Neutronenzerfalls zu diskutieren, werden im Folgenden zunächst alle erlaubten Kopplungen berücksichtigt. Die schwache Wechselwirkung wird in niederenergetischen Prozessen wie dem Zerfall des Neutrons durch die LAGRANGE-Dichte:

$$L_w(x) = \frac{G_W}{\sqrt{2}} J_\mu(x) J_\mu^\dagger(x) \quad (1.15)$$

¹⁵⁾Wo es auf die Helizität des Neutrinos nicht ankommt, wird das Anti-Elektron-Neutrino im Folgenden kurz als Neutrino bezeichnet.

¹⁶⁾ $m_e = 511 \text{ keV}, m_{\nu_e} < 3 \text{ eV}$ [EID04].

¹⁷⁾Das Deuteron hat eine Masse von 1875.6 MeV. Die bei seiner Entstehung freiwerdende Bindungsenergie beträgt 2.225 MeV (Die Bindungsenergie muss umgekehrt zur Dissoziation des Deuterons aufgebracht werden). Sie ist vom Betrag her somit größer als die beim Neutronenzerfall freiwerdende Energie von 0.782 MeV.

mit der Kopplungskonstante G_W dargestellt. Es kommen alle Kopplungen \mathcal{O}_i in Frage, die die Invarianz unter LORENTZ-Transformation gewährleisten. Die Kopplungen lassen sich dann nach ihrem Verhalten unter dieser Transformation aufteilen in folgende Operatoren:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{O}_S &= 1, & \text{Skalar} \\
 \mathcal{O}_P &= \gamma^5, & \text{Pseudoskalar} \\
 \mathcal{O}_V &= \gamma^\mu, & \text{Vektor} \\
 \mathcal{O}_A &= \gamma^\mu \gamma^5, & \text{Axialvektor} \\
 \mathcal{O}_T &= \sigma^{\mu\nu}, & \text{antisymmetrischer Tensor, } \sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu).
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

$\bar{\psi}\mathcal{O}_i\psi$ sind die zugehörigen Ströme, im Folgenden bezeichnet mit $S(x), P(x), V^\mu(x), A^\mu(x)$ und $T^{\mu\nu}(x)$. Das Verhalten der Operatoren unter den diskreten Symmetrien C, P, T und ihre Namensgebung sollen näher untersucht werden.

1.3 Über Symmetrien

Den Symmetrien C, P und T sind Operatoren \mathcal{C}, \mathcal{P} und \mathcal{T} in der ersten Spalte von Tab. 1.4 zugeordnet, die auf Wellenfunktionen wirken. Aus einfachen Überlegungen zum Verhalten der Wellenfunktion können die Operatoren hergeleitet werden (siehe [KÄL65] für eine umfassende Darstellung):

- Der Paritätsoperator \mathcal{P} kehrt die Vorzeichen der drei Raumkoordinaten einer Wellenfunktion bei Erhaltung des Vorzeichens der Zeitkoordinate um. \mathcal{P} überführt linkshändige in rechtshändige Teilchen, die im Standardmodell jedoch nicht an die schwache Wechselwirkung ankoppeln. Beispielsweise folgt für das Elektron: $\mathcal{P}\psi_{e_L^-} \rightarrow \psi_{e_R^-}$.
- Die Anwendung von \mathcal{C} kehrt die Ladung eines Teilchens um, behält aber die Vorzeichen des Massenterms bei. Allgemein werden unter Ladungskonjugation \mathcal{C} Teilchen in ihre Antiteilchen umgewandelt, wobei die Händigkeit der Teilchen erhalten bleibt: $\mathcal{C}\psi_{e_L^-} \rightarrow \psi_{e_L^+}$. Durch die kombinierte Operation $\mathcal{C}\mathcal{P}$ werden linkshändige Teilchen in rechtshändige Antiteilchen überführt.
- Unter Zeitumkehr behalten die raumartigen Komponenten der Wellenfunktion ihr Vorzeichen bei, wohingegen sich die Zeitkoordinate umkehrt. Dies führt auf die Konstruktion eines antiunitären Operators \mathcal{T} ¹⁸⁾.

Bezeichnet $\bar{\psi}\mathcal{O}_i\psi$ einen Strom $\mathcal{F}_i(x)$, so folgen die Symmetrieeigenschaften der Kopplungen \mathcal{O}_i aus der Anwendung der Operatoren \mathcal{C}, \mathcal{P} bzw. \mathcal{T} auf $\mathcal{F}_i(x)$:

$$\mathcal{F}_i(x) \rightarrow \mathcal{S}\mathcal{F}_i(x)\mathcal{S}^\dagger, \quad \mathcal{S} \in \mathcal{C}, \mathcal{P}, \mathcal{T}.
 \tag{1.17}$$

Exemplarisch wird die \mathcal{P} -Transformation für die Ströme $A^\mu(x) = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ (axialvektoriell) und $V^\mu(x) = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ (vektoriell) ausgerechnet¹⁹⁾:

$A^\mu(x)$	$V^\mu(x)$
$ \begin{aligned} &\mathcal{P}(\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi) \rightarrow \\ &(\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi)' = (\psi')^\dagger\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\psi' = \psi^\dagger P^\dagger\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5 P\psi = \\ &\psi^\dagger\gamma^{0\dagger}\underbrace{\gamma^0\gamma^\mu\gamma^0}_{\gamma^\mu}\underbrace{\gamma^0\gamma^5\gamma^0}_{-\gamma^0\gamma^5}\psi = -\psi^\dagger\gamma^0\gamma_\mu\underbrace{\gamma^0\gamma^0}_1\gamma^5\psi = \\ &-\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma^5\psi \end{aligned} $	$ \begin{aligned} &\leftarrow (\psi^c\gamma^\mu\bar{\psi}^c)\mathcal{P} \\ &= \psi^c\mathcal{P}^c\gamma^\mu\mathcal{P}^c\psi = \psi^c\gamma^\mu\mathcal{P}^c\psi = \psi^c\gamma^\mu\mathcal{P}^c\psi \\ &= \psi^c\gamma^\mu\mathcal{P}^c\psi = \psi^c\gamma^\mu\mathcal{P}^c\psi \\ &= \psi^c\gamma^\mu\mathcal{P}^c\psi \end{aligned} $

¹⁸⁾ Es kommt wie auch bei der Ladungskonjugation zu einem Austausch der Anfangs- und Endzustände. Die Antiunitarität von \mathcal{T} ist mit dem Auftreten der komplexen Konjugation zu erklären. Im Gegensatz dazu sind \mathcal{C} und \mathcal{P} unitär.

¹⁹⁾ Der Paritätsoperator hat die Darstellung γ^0 . Weiter gilt: $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ (adjungierter Spinor) und $\gamma^{0\dagger} = \gamma^0$.

		\mathcal{O}_i			
Symmetrie	Transformation	$S(x)$	$P(x)$	$V^\mu(x)$	$A^\mu(x)$
\mathcal{C}	$\bar{\psi}^T(t, \vec{x})$	$S(x)$	$P(x)$	$-V^\mu(x)$	$A^\mu(x)$
\mathcal{P}	$\psi(t, -\vec{x})$	$S(\tilde{x})$	$-P(\tilde{x})$	$V_\mu(\tilde{x})$	$-A_\mu(\tilde{x})$
\mathcal{T}	$\psi^*(-t, \vec{x})$	$S(-\tilde{x})$	$-P(-\tilde{x})$	$V_\mu(-\tilde{x})$	$A_\mu(-\tilde{x})$
\mathcal{CPT}	$\psi(t, \vec{x})$	$S(-x)$	$P(-x)$	$-V^\mu(-x)$	$-A^\mu(-x)$

Tab. 1.4: Transformationsverhalten der Operatoren \mathcal{O}_i unter $\mathcal{C}, \mathcal{P}, \mathcal{T}$. Es ist $\tilde{x}^\mu = x_\mu$. Auf die Tensorkopplung wird aufgrund des komplexeren Aufbaus des Operators nicht weiter eingegangen.

Es folgt:

$$A^\mu(x) : \mathcal{P}(\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi) \rightarrow -\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma^5\psi, \quad (1.18)$$

$$V^\mu(x) : \mathcal{P}(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) \rightarrow \bar{\psi}\gamma_\mu\psi. \quad (1.19)$$

Die Raumkomponente von $V(x)$ wechselt unter \mathcal{P} -Transformation das Vorzeichen (durch Spiegelschrift angedeutet), das Vorzeichen der Zeitkomponente bleibt erhalten. Bei $A(x)$ ist das Verhalten gerade entgegengesetzt²⁰⁾.

Für eine nähere Betrachtung der in Tab. 1.4 zusammengefassten Symmetrieeigenschaften muss zunächst zwischen kovarianter und kontravarianter Schreibweise unterschieden werden: Unter \mathcal{P} wechseln die raumartigen Koordinaten von $\mathcal{F}_i(x)$ ihr Vorzeichen: ($x^\mu \rightarrow x_\mu$), unter \mathcal{T} wechselt die zeitartige Koordinate das Vorzeichen: ($x^\mu \rightarrow -x_\mu$)²¹⁾. \mathcal{C} hat keinen Einfluss auf x^μ .

Die Paritätstransformation ändert nach Tab. 1.4 das Vorzeichen von $P(x)$ und $A^\mu(x)$, erhält dieses jedoch für $S(x)$ und $V^\mu(x)$. Von diesem Transformationsverhalten her werden die Operatoren \mathcal{O}_P und \mathcal{O}_S als Pseudoskalar bzw. Skalar, die Operatoren \mathcal{O}_A und \mathcal{O}_V als Axialvektor bzw. Vektor bezeichnet. In der letzten Zeile von Tab. 1.4 ist das Verhalten unter \mathcal{CPT} aufgeführt. Skalar- und Pseudoskalar transformieren sich in der gleichen Weise, was auch für Vektor- und Axialvektor gilt.

Die Transformationen des elektromagnetischen Feldes sind:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}A_{\text{em}}^\mu(x)\mathcal{P}^\dagger &= A_{\text{em}\mu}(\tilde{x}), & \mathcal{C}A_{\text{em}}^\mu(x)\mathcal{C}^\dagger &= -A_{\text{em}\mu}(x), \\ \mathcal{T}A_{\text{em}}^\mu(x)\mathcal{T}^\dagger &= A_{\text{em}\mu}(-\tilde{x}), & (\mathcal{CPT})A_{\text{em}}^\mu(x)(\mathcal{CPT})^\dagger &= -A_{\text{em}\mu}(x). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Sie entsprechen in ihrem Verlauf dem des Vektorfeldes von $V^\mu(x)$. Die LAGRANGE-Dichte der elektromagnetischen Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{\text{em}}(x) = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A_{\text{em}}^\mu(x) \quad (1.22)$$

wird unter \mathcal{CPT} nach:

$$\mathcal{L}_{\text{em}} = (\mathcal{CPT})\mathcal{L}_{\text{em}}(x)(\mathcal{CPT})^\dagger = \mathcal{L}(-x) \quad (1.23)$$

transformiert und bleibt damit invariant²²⁾.

²⁰⁾Die γ^μ und γ_μ sind kovariante und kontravariante Vierervektoren, die mit den γ -Matrizen der Dirac-Gleichung über:

$$\gamma^\mu = (\gamma^0, \gamma_i), \quad \gamma_\mu = (\gamma^0, -\gamma_i), \quad i \in [1, 2, 3], \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

in Beziehung stehen. σ_i sind die Pauli-Matrizen. Die angegebene Schreibweise entspricht der WEYL- oder chiralen Notation, die bei der folgenden Anwendung auf Spinoren verwendet wird. [FLÜ64] gibt eine allgemeine Einführung in den algebraischen Aufbau der Dirac-Theorie. Der Term γ^0 bildet die Zeitkomponente, die Terme $\pm\gamma_i$ die Raumkomponenten des Vierervektors.

²¹⁾Man beachte die Definition der Vierervektoren in (1.20).

²²⁾In der Verallgemeinerung auf beliebige LORENTZ-invariante LAGRANGE-Felder ist dies eine Kernaussage des \mathcal{CPT} -Theorems. Für eine gegebene LAGRANGE-Dichte folgt: $(\mathcal{CPT})\mathcal{L}(x)(\mathcal{CPT})^\dagger = \mathcal{L}(-x)$.

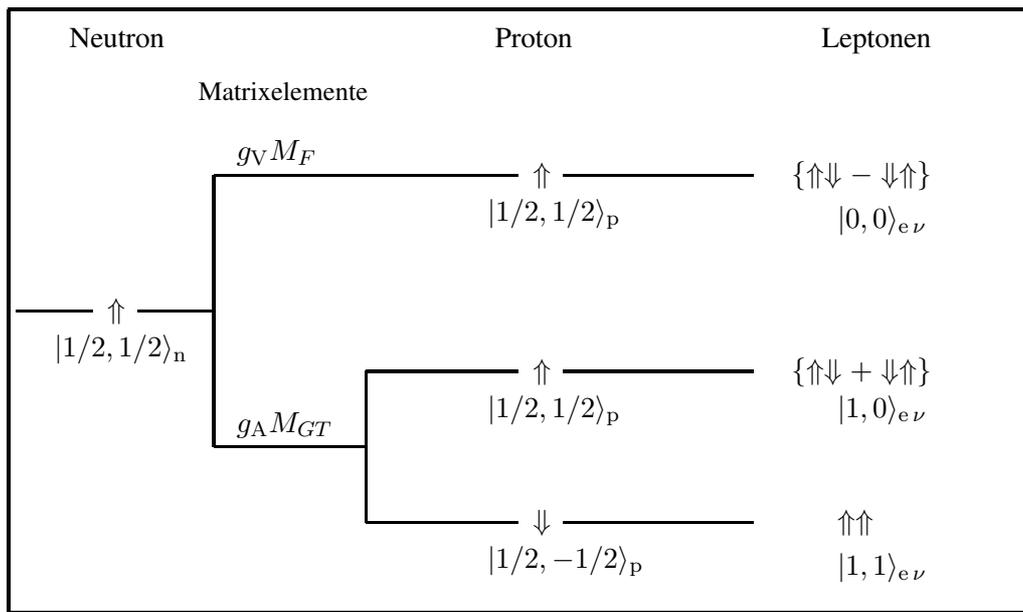


Abb. 1.1: FERMI- und GAMOV-TELLER-Übergang im Neutronenzerfall. Die Spinstellungen der Teilchen sind durch Doppelpfeile gekennzeichnet.

Es bleibt nach Tab. 1.4 festzuhalten, dass die in einem Prozess realisierte Mischung aus $V(x)$ und $A(x)$ die Symmetrien C und P verletzt, da sich Vektor- und Axialvektorströme gerade entgegengesetzt verhalten. Unter der kombinierten Symmetrie CP und unter T bleibt diese Kombination jedoch invariant.

1.4 V-A-Theorie des Neutronenzerfalls

Die im letzten Abschnitt untersuchten Kopplungen lassen sich weiter unterscheiden nach ihren Auswahlregeln für den Spinübertrag zwischen den beteiligten Feldern in der elektroschwachen Wechselwirkung. Skalar- und Vektorkopplung werden als

$$\text{FERMI-Übergang mit der Auswahlregel } \Delta I = 0, \quad (1.24)$$

Tensor- und Axialvektorkopplung als

$$\text{GAMOV-TELLER-Übergang mit } \Delta I = 0, \pm 1 \quad (1.25)$$

bezeichnet.

Der Neutronenzerfall ist ein Prozess, bei dem sowohl FERMI- als auch GAMOV-TELLER-Übergänge auftreten können. Es kämen daher $V \otimes A$ ²³⁾ und $S \otimes T$ Kopplung in Frage. Experimentell wurde $V \otimes A$ bestätigt und zur V-A-Theorie ausgebaut.

Abb. 1.1 zeigt die Verzweungsverhältnisse im Neutronenzerfall für die FERMI- und GAMOV-TELLER-Kopplungen. Die Stärke der Kopplung drückt sich in den Kopplungskonstanten g_A und g_V aus. Für FERMI-Übergänge koppeln Elektron und Anti-Neutrino zum Gesamtspin $S = 0$. Der Protonenspin behält die Ausrichtung des Neutronenspins bei. Im GAMOV-TELLER-Übergang nimmt das Leptonenfeld den Spin 1 auf, wobei die S_z -Komponente zu 0 oder 1 koppeln kann. Für $S_z = 1$ kommt es zusätzlich zu einem Spinflip zwischen Neutron und Proton.

Leptonischer Strom. Zur Beschreibung des Neutronenzerfalls als semileptonischen Prozess wird der

²³⁾ \otimes meint eine Verknüpfung der beiden Kopplungen.

schwache Strom $J_\mu(x)$ in eine hadronische und eine leptonische Komponente aufgespalten. Der die Teilchen e^- und ν_e beschreibende leptonische Strom nimmt in der V-A-Theorie folgende Form an:

$$J_\mu^l(x) = \bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu\psi_{\nu_e}(x) + \bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi_{\nu_e}(x). \quad (1.26)$$

$J_\mu^l(x)$ ist eine Mischung aus dem polaren Vektor $\bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu\psi_{\nu_e}(x)$ des FERMI-Übergangs und dem axialen Vektor $\bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi_{\nu_e}(x)$ des GAMOV-TELLER-Übergangs. Das Matrixelement für den Übergang im leptonischen Teil des Neutronzerfalls schreibt sich als:

$$\mathcal{M} = \langle e^- | \gamma^\mu(1 + \gamma^5) | \nu_e \rangle. \quad (1.27)$$

Der Operator $\gamma^\mu(1 + \gamma^5)$ ist so konstruiert, dass er ausschließlich auf ein linkshändiges Fermion wirkt und es in das zugehörige Fermion des Dubletts von Tab. 1.1 überführt. Der in (1.27) einlaufende Neutrinostrom kann auch als das im Neutronenzerfall austretende Anti-Neutrino interpretiert werden.

Unter den Symmetrieoperationen C, P und T transformiert sich die in (1.27) auftretende Vektor- und Axialvektor-Kopplung O_{V-A} gemäß Tab. 1.4:

$$C : O_{V-A} \rightarrow O_{-V-A} \quad P : O_{V-A} \rightarrow O_{V+A} \quad T : O_{V-A} \rightarrow O_{V-A}. \quad (1.28)$$

Das Matrixelement des leptonischen Stroms verletzt daher die Symmetrien C und P maximal, bleibt aber invariant unter CP und T (siehe auch Tab. 1.4). Die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung wird somit durch die Ankopplung des Operators $\gamma^\mu(1 + \gamma^5)$ ausschließlich an die Linkshändigkeit der Fermionen in die Beschreibung aufgenommen.

Hadronischer Strom. Der Strom des aus Quarks zusammengesetzten Neutrons muss über Formfaktoren beschrieben werden, um die Beiträge der Gluon- und Quark-Wechselwirkungen zu berücksichtigen. Für den in polaren und axialen Teil aufgetrennten hadronischen Strom $J_\mu^h(x)$ kann das Matrixelement in der allgemeinen mit LORENTZ-Invarianz verträglichen Form geschrieben werden als [HOL74]:

$$\mathcal{M}_V = \langle p | V_\mu | n \rangle = \left\langle p \left| g_V \gamma^\mu - i \frac{\hbar(g_M - g_V)}{2mc} \sigma_{\mu\nu} q_\nu + \frac{\hbar g_S}{2mc} q_\mu \right| n \right\rangle, \quad (1.29)$$

$$\mathcal{M}_A = \langle p | A_\mu | n \rangle = \left\langle p \left| g_A \gamma^\mu \gamma^5 - i \frac{\hbar g_T}{2mc} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \gamma^5 + \frac{\hbar g_P}{2mc} q_\mu \gamma^5 \right| n \right\rangle, \quad (1.30)$$

mit $m = \frac{1}{2}(m_n + m_p)$.

Unter den Symmetrien C, P und T tritt für O_{V-A} das aus dem leptonischen Strom bekannte Transformationsverhalten auf. Die Kopplungskonstanten der Matrixelemente (1.29) und (1.30) haben folgende Symmetrieeigenschaften²⁴⁾:

$$C : g_i \rightarrow g_i^* \quad P : g_i \rightarrow g_i \quad T : g_i \rightarrow g_i^*. \quad (1.31)$$

Eine Verletzung der Symmetrien CP bzw. T tritt dann auf, wenn eine der g_i komplex ist.

Die Terme g_i in (1.29) und (1.30) sind Kopplungskonstanten von: g_V Vektor-, g_A Axialvektor-, g_M schwacher Magnetismus-, g_T Tensor- und g_P Pseudoskalar-Kopplung. g_M, g_P und g_T sind auf die Wechselwirkungen der Quarks und der Gluonen untereinander zurückzuführen und damit keine elementaren Terme. Nach dem Standardmodell sind g_S und g_T Terme zweiter Klasse und identisch Null, g_P ist vernachlässigbar [COM73]. Damit müssen nur die Vektor- und Axialvektorkopplung g_V und g_A zusammen mit dem schwachen Magnetismus in der LAGRANGEDichte berücksichtigt werden.

Mit FERMIS Zweiter Goldener Regel lässt sich dann die Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit schreiben als:

$$\mathcal{W} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}|^2 G_e(E_e). \quad (1.32)$$

²⁴⁾Aus der zweiten Spalte von Tab. 1.4 folgt, dass im Unterschied zu P für C und T noch konjugierte bzw. adjungierte Transformationen auftreten, die auf einen möglichen komplexen Teil der Kopplungskonstanten wirken.

Koeffizient	$f(\lambda) =$	T -verletzend	P -verletzend	Wert
a	$\frac{1- \lambda ^2}{1+3 \lambda ^2}$	⊖	⊖	$-0.103(4)$
A	$-2\frac{ \lambda ^2+\Re(\lambda)}{1+3 \lambda ^2}$	⊖	✓	$0.1173(13)$
B	$-2\frac{ \lambda ^2-\Re(\lambda)}{1+3 \lambda ^2}$	⊖	✓	$0.983(4)$
D	$2\frac{\Im(\lambda)}{1+3 \lambda ^2}$	✓	⊖	$-0.6(10) \cdot 10^{-3}$

Tab. 1.5: Die Korrelationskoeffizienten und ihre Darstellung in der V-A-Theorie. Angegeben sind weiter das Verhalten unter P - und T -Transformation und der offizielle Weltmittelwert nach [EID04]. Es ist $\Re(\lambda) = |\lambda| \cos \phi_{AV}$ und $\Im(\lambda) = |\lambda| \sin \phi_{AV}$.

\mathcal{M} ist das zusammengefasste Matrixelement des hadronischen und leptonischen Stroms. $G_e(E_e)$ beschreibt den im Zerfall zur Verfügung stehenden Phasenraum für das Elektron.

Die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit bei ausgerichtetem Spin des Zerfallskerns und bekanntem Impuls von Elektron und Anti-Neutrino ist mit der JACKSON-Formel [JAC57] gegeben²⁵⁾:

$$\frac{d\mathcal{W}}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} \propto F(E_e) \left\{ 1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + \frac{\vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \left[A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right] \right\}. \quad (1.33)$$

$F(E_e)$ gibt die Form des Energiespektrums für die Elektronen an und kann unter Vernachlässigung der Anziehung von Elektron und Proton (COULOMB-Korrektur) mit:

$$F(E_e) \approx p_e E_e (E_0 - E_e)^2, \quad E_0 = m_n - m_p = 1293 \text{ keV}, \quad E_e = E_{\text{kin}} + m_e \quad (1.34)$$

beschrieben werden. E_e ist die Gesamtenergie des Elektrons, E_ν die Neutrinoenergie, \vec{p}_e und \vec{p}_ν sind die entsprechenden Impulsvektoren. $\vec{\sigma}_n/\sigma_n$ ist der normierte Spinvektor des Neutrons. Die Koeffizienten a, A, B und D in (1.33) geben die Stärke der Korrelation zwischen den jeweiligen Spin- bzw. Impulsvektoren an. Ihre Symmetrieeigenschaften und die Abhängigkeit vom Verhältnis der schwachen Kopplungskonstanten

$$\lambda = \frac{g_A}{g_V} = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| e^{i\phi_{AV}} \quad (1.35)$$

sind in Tab. 1.5 angegeben. Die Koeffizienten sind im Einzelnen:

- a : Korrelation zwischen Elektron- und Anti-Neutrino-Impuls
 a ist der einzige Koeffizient in (1.33), der die Symmetrien C, P, T einzeln erhält. Bis zur Entdeckung der Paritätsverletzung ermöglichte allein seine Bestimmung²⁶⁾ einen Zugang zur Phänomenologie der schwachen Wechselwirkung. Die genaueste Methode zur Bestimmung von a ist die Messung des Energiespektrums der Protonen in oder ohne Koinzidenz mit den Elektronen [NAC91]. ZIMMER et al. bereiten zur Zeit eine neue Messung von a mit dem Spektrometer *aspect* vor [GLÜ04].
- A, B : Korrelation zwischen Neutronenspin und Elektronen- bzw. Anti-Neutrinoimpuls
Die Koeffizienten A und B beschreiben die Paritätsverletzung im Zerfall des Neutrons. Eine Asymmetrie in der Emissionsrichtung der Leptonen relativ zur Spinrichtung des Kerns findet im

²⁵⁾Die hier verwendete Formel berücksichtigt nur Terme der V-A-Theorie, wobei die Kopplungskonstanten auch komplex sein dürfen. In [JAC57] werden alle möglichen LORENTZ-invarianten Kopplungen berücksichtigt.

²⁶⁾Weitere C, P, T -erhaltende Observablen sind die Lebensdauer und der in (1.33) nicht aufgeführte Korrelationsterm $b, b \frac{\vec{p}_e}{E_e}$ enthält Mischterme aus axialer und tensorieller, bzw. vektorieller und skalarer Kopplung und ermöglicht eine Einschränkung auf Terme der V-A-Theorie [GLÜ95].

Parameter	Zusammenhang	Wert
ϕ_{AV}	$\sin \phi_{AV} = D \frac{1+3 \lambda ^2}{2 \lambda }$	180.08 ± 0.10
τ_n	$\propto \frac{1}{1+3 \lambda ^2}$	$885.7 \pm 0.8 \text{ s}$
λ	g_A/g_V	-1.2695 ± 0.0029

Tab. 1.6: Weitere Parameter des Neutronenzerfalls und der Zusammenhang zwischen D und ϕ_{AV} . Die Werte sind aus [EID04] entnommen.

reinen GAMOV-TELLER-Übergang nur für die Kopplung der Leptonenspins zu $S_z = 1$ statt. Hierbei ist der Spin des Leptonenfeldes eindeutig, nämlich bezüglich der Spinrichtung des zerfallenen Neutrons ausgerichtet, und Elektron (Anti-Neutrino) werden bevorzugt entgegen (in) Spinrichtung des Neutrons emittiert. Im FERMI-Übergang werden die Teilchen dagegen isotrop emittiert. Für den Neutronenzerfall kommt es aufgrund der Mischung von FERMI- und GAMOV-TELLER-Übergang zu einer Asymmetrie der Emissionswahrscheinlichkeit von Elektronen und Anti-Neutrinos relativ zum Neutronenspin.

Eine Bestimmung von A bzw. B geschieht über die Messung der Asymmetrie der Emissionsrichtungen der Elektronen bzw. Anti-Neutrinos relativ zur Spinstellung des Neutrons²⁷⁾. Neue Messungen von A und B werden zur Zeit am ILL durchgeführt bzw. vorbereitet (siehe [REI00] und [KRE04] zu den jüngsten Messungen von A bzw. B).

- D : Tripelkorrelation zwischen Neutronenspin und dem Vektorprodukt aus Elektronen- und Anti-Neutrino-Impuls

Der D -Koeffizient beschreibt die Stärke der Kopplung des Vektorprodukts $\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu$ an die Spinausrichtung des Neutrons. Nach Tab. 1.5 geht in D die Phase ϕ_{AV} zwischen den Kopplungskonstanten g_A und g_V ein²⁸⁾. Dies entspricht der Aussage in Abschnitt 1.4, dass eine Phase $\neq 0, \pi$ zwischen den Kopplungskonstanten g_i eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz impliziert. Die Zeitumkehrverletzung ist direkt aus dem Tripelprodukt zu ersehen:

$$D \propto \vec{\sigma}_n (\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu). \quad (1.36)$$

Das Produkt aus dem Vektor $\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu$ und dem Axialvektor $\vec{\sigma}_n$ bildet einen T -Pseudoskalar, der unter T -Transformation (anders als ein Skalar) sein Vorzeichen ändert (siehe Tab. 1.4)²⁹⁾.

Auf die Methode zur Messung von D wird im folgenden Kapitel eingegangen.

1.5 Kinematisches Modell

In diesem Abschnitt werden mit einem kinematischen Modell die Winkel-Energie-Beziehungen der am Zerfall des Neutrons beteiligten Teilchen untersucht. Das kinematische Modell wird in [SOL00] eingeführt und diskutiert. Es enthält rein kinematische Eigenschaften der Zerfallsteilchen und vernachlässigt die intrinsischen Eigenschaften des Neutrons wie Spin und Paritätsverletzung. Die Betrachtungen erfolgen im Ruhesystem des Neutrons, unter Verwendung relativistischer Kinematik und unter Einschluss der

²⁷⁾Eine B -Messung weist Elektron und Proton koinzident nach und schließt auf das Anti-Neutrino zurück.

²⁸⁾In der zeitumkehrinvarianten Form der V-A-Theorie kann ϕ_{AV} 0 oder π betragen. Die Phase $\phi_{AV} = \pi$ wird z.B. im Vorzeichen von λ sichtbar.

²⁹⁾Es muss darauf verwiesen werden, dass \vec{p}_e, \vec{p}_ν und $\vec{\sigma}_n$ keine Vierervektoren im Sinne von (1.20) sind und die Transformation auf die Felder der Matrixelemente (1.27) und (1.29),(1.30) ausgeführt werden muss. Die gemachte Aussage über das Transformationsverhalten der (Pseudo-)Vektoren ist in einem allgemeinen Sinne trotzdem gültig.

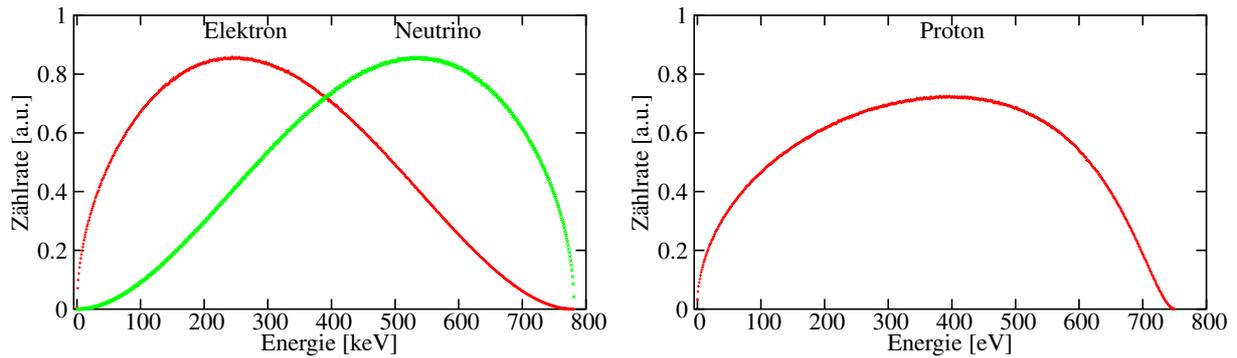


Abb. 1.2: Energiespektren von Neutrino, Elektron und Proton aus dem kinematischen Modell für 10^8 Ereignisse.

entsprechenden Ruhemassen der Teilchen. Aufgrund der bei Strahl- und Speicherexperimenten auftretenden kinetischen Energien des Neutrons im Bereich von meV bzw. neV ist die Umrechnung in das Laborsystem nicht nötig.

Aus den kinematischen Parametern lassen sich Resultate gewinnen, die die Abhängigkeit der Energie- und Winkelkoordinaten im Neutronenzerfall verdeutlichen und für ein Detektordesign zur Messung der Korrelationen unter den Zerfallsteilchen wesentlich sind. Das kinematische Modell geht zunächst von der Energie- und Impulserhaltung aus:

$$0 = m_n + E_p + E_e + E_\nu, \quad (1.37)$$

$$0 = \vec{p}_p + \vec{e}_p + \vec{p}_\nu, \quad \text{mit } p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2}. \quad (1.38)$$

Mit diesen vier Gleichungen lassen sich die neun unbekanntenen Impulsgrößen der Zerfallsteilchen auf fünf Unbekannte reduzieren. Die Ebene, in der der Zerfall stattfindet, wird durch drei Parameter definiert, die rein geometrischen Charakter haben und für die weitere Betrachtung nicht von Bedeutung sind. Dadurch ist die Anzahl der den Zerfall beschreibenden Größen auf zwei reduziert. Dies seien im Weiteren die Energie des Elektrons E_e und der Winkel zwischen Elektron und Anti-Neutrino $\theta_{e,p}$. Für die Impulse p_e, p_ν, p_p und den Winkel $\theta_{e,\nu}$ zwischen Elektron und Anti-Neutrino lassen sich dann folgende Abhängigkeiten von E_e und $\theta_{e,p}$ berechnen:

$$p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}, \quad (1.39)$$

$$p_\nu = \frac{m_n^2 - m_p^2 + m_e^2 - 2m_n E_e}{2(p_e \cos \theta_{e,\nu} + m_n - E_e)}, \quad E_\nu = p_\nu, \quad (1.40)$$

$$p_p = \sqrt{p_e^2 + p_\nu^2 + 2p_e p_\nu \cos \theta_{e,\nu}}, \quad E_p = m_n - E_e - E_\nu, \quad (1.41)$$

$$\cos \theta_{e,p} = -\frac{p_\nu \cos \theta_{e,\nu} + p_e}{p_p}. \quad (1.42)$$

Um kinematische Spektren aus (1.39) abzuleiten, werden in einer MONTE-CARLO-Simulation Elektronen mit einer kinetischen Verteilung nach (1.34) gewürfelt. Der Winkel $\theta_{e,\nu}$ wird als sinusverteilt angenommen, was einer isotropen Emission von Elektron und Neutrino entspricht. Mit den gewürfelten Größen E_e und $\theta_{e,\nu}$ können die kinematischen Parameter aus (1.39) bestimmt werden.

Abb. 1.2 zeigt die Verteilungen der Elektronen-, Neutrino- und Protonenenergie. Elektronen- und Neutrinosppektrum haben den Endpunkt bei 782 keV. Das Protonenspektrum erstreckt sich bis zur Energie von 751 eV.

Die dreidimensionale Darstellung³⁰⁾ der Energien ist in Abb. 1.3 zu sehen. Der erlaubte Energieraum bildet eine Blattstruktur, wobei Konturen hier noch nicht eingetragen sind. Bei der Projektion auf die

³⁰⁾Die Plots wurden mit dem am ILL entwickelten Datenanalyseprogramm LAMP erstellt, welches auch bei der Auswertung der Strahlprofilmessungen zum Einsatz kam [LAM04]. Die Hinzufügung einer Farbskala war in der verwendeten Version nur eingeschränkt möglich; siehe entsprechende Bildunterschriften.

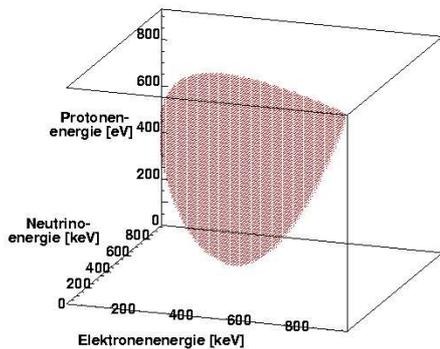


Abb. 1.3: Erlaubter Energiebereich des Neutronenzerfalls in drei Dimensionen.

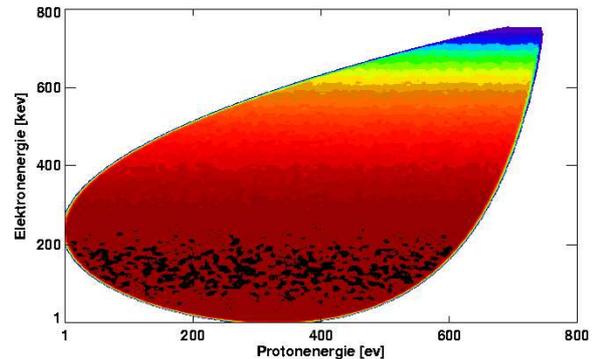


Abb. 1.4: Korrelation zwischen Elektronen- und Protonenenergie. Lineare Farbskala: Schwarz–Blau \cong 400–50 Einträge.

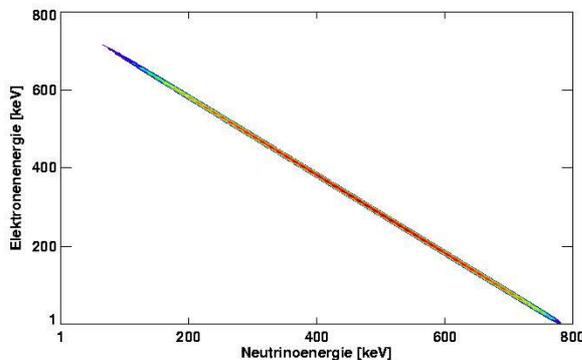


Abb. 1.5: Korrelation zwischen Elektronen- und Neutrinoenergie. Lineare Farbskala: Rot–Blau \cong 5000–1000 Einträge.

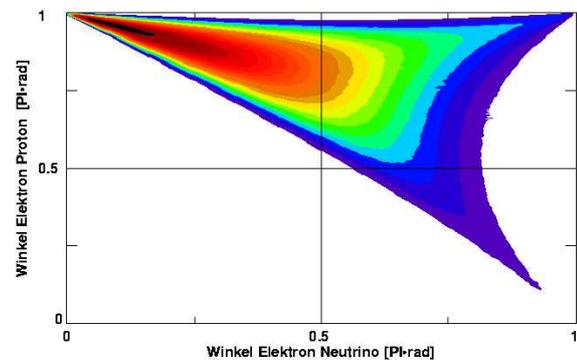


Abb. 1.6: Korrelation der Winkel zwischen Elektron-Proton und Elektron-Neutrino. Lineare Farbskala: Schwarz–Blau \cong 11000–1000 Einträge.

p_e, p_ν -Ebene bildet der zulässige Bereich der Elektronen- und Neutrinoenergie ein gerades schmales Band (siehe Abb. 1.5). Die Abhängigkeit von der E_p äußert sich in der Breite dieses Bandes und ist minimal, da das Proton nur eine maximale Energie von 751 eV aufnimmt.

Die Korrelation zwischen Elektronen- und Protonenenergie ist in Abb. 1.4 wiedergegeben. Für beide Größen gibt es Bereiche, die aus kinematischen Gründen erlaubt bzw. verboten sind. So muss etwa für eine zu Null gehende kinetische Elektronenenergie ($E_e - m_e$) das Neutrino nach Abb. 1.5 nahezu die gesamte Energie aus dem Zerfall aufnehmen. Da das Elektron in diesem Grenzfall ruht, kann das Proton aus Gründen der Impulserhaltung nur einen festen Energiebetrag erhalten. Für ansteigende Werte ($E_e - m_e$) weitet sich entsprechend auch der erlaubte Bereich der Protonenenergie auf. Ähnlich verläuft die Korrelation zwischen der Neutrino- und der Protonenenergie, die als Projektion nicht explizit aufgeführt wird.

Die Emission von gleichermaßen hochenergetischen Elektronen und Protonen wird nach Abb. 1.4 mit zunehmender Energie immer unwahrscheinlicher, da im Grenzfall vollständiger Energieaufteilung auf Elektron und Proton das Neutrino keine Energie mehr aufnehmen könnte.

Abb. 1.6 zeigt die Korrelation zwischen den Winkeln $\theta_{e,\nu}$ und $\theta_{e,p}$. Werden Elektron und Neutrino unter kleinen Winkeln ($\theta_{e,\nu} < \pi/2$) emittiert, wird das Proton nie in den durch das Elektron definierten Halbraum emittiert, wie auch nach der Impulserhaltung erwartet. Für kleine Winkel $\theta_{e,\nu}$ kommt es dabei zu einer starken Bevorzugung von großen Winkeln $\theta_{e,p}$. Dies ist insbesondere für die Messung des D -Koeffizienten von großer Bedeutung und wird in Kapitel 2 nochmals diskutiert.

Für den Grenzfall antiparalleler Emission von Elektron und Neutrino ($\theta_{e,\nu} \rightarrow \pi$) ist für das Proton nur noch eine Emission parallel oder antiparallel zum Elektron möglich, was die Aufspreizung des Konturplots zu großen Winkeln $\theta_{e,\nu}$ erklärt. Für $\theta_{e,\nu} = \pi$ münden die Spitzen schließlich in den Punkten $\theta_{e,p} = 0, \pi$.

Kapitel 2

Grundlagen der Messung des D -Koeffizienten

Abb. 2.1 veranschaulicht die Anwendung des Operators \mathcal{T} auf den Neutronenspin und auf die Impulse der Leptonen. Danach bewirkt der Operator eine Umkehrung aller Bewegungsrichtungen einschließlich des Spins. Nach Ausführen der Transformation, Rotation³¹⁾ des Dreibeins und einem Spinflip des Neutrons ist die Ausgangssituation wieder hergestellt. Zeitumkehr im Neutronenzerfall ist danach äquivalent zu einer Umkehrung der Spinorientierung. Diese Betrachtung lässt aus, dass der Operator \mathcal{T} Vorzeichenwechsel der Zeitkoordinate *sowie* Austausch von Anfangs- und Endzuständen bewirkt (siehe Fußnote¹⁸⁾). Durch reine Bewegungsumkehr tragen Final-State-Effekte zum D -Koeffizienten bei, die rein elektroschwacher Natur sind und berechnet werden können. Für den schwachen Magnetismus ergibt sich ein Wert von $D^{\text{WM}} = 1.1 \cdot 10^{-5}$. Der durch mögliche tensorielle oder skalare Kopplungskonstanten induzierte elektromagnetische Beitrag wird mit $D^{\text{em}} < 2.8 \cdot 10^{-6}$ abgeschätzt [BYT02].

Aus (1.36) lässt sich eine Messvorschrift für den D -Koeffizienten ableiten. Zeitumkehr wirkt auf die Vektoren $\vec{\sigma}_n$ bzw. \vec{p}_e, \vec{p}_ν jeweils mit einem Vorzeichenwechsel der Zeitkoordinate (siehe Tab. 1.4). Es kommt nur im zum D gehörigen Term der Jackson-Formel (1.33) zu einer Umkehrung des Vorzeichens:

$$(1 - \mathcal{T})\mathcal{W} \propto D \frac{\vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \left(\frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right). \quad (2.1)$$

Der D -Koeffizient ist damit zugänglich über einen Vergleich der Koinzidenzzählraten von Elektron und Proton für zwei ausgezeichnete Spinrichtungen $\pm \vec{\sigma}_n$, wobei das Neutrino unter Verwendung der Impulserhaltung durch das Proton ersetzt wird.

2.1 Bestimmung von D über die Zählraten

Elektronen- und Protonendetektoren sind im Weiteren mit Indizes i bzw. j bezeichnet. Die Zählrate für koinzidente Nachweise von Elektron und Proton über die Detektorkombination ij ergibt sich für den Zerfall polarisierter Neutronen aus der Integration der Jackson-Formel (1.33):

$$N_{\uparrow\downarrow}^{ij} = \epsilon_i^e \epsilon_j^p \int \Gamma_{\uparrow\downarrow} dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \quad (2.2)$$

wobei $\uparrow\downarrow$ die Spinstellung des Neutrons angibt. $\epsilon^{e,p}$ bezeichnet die Nachweiseffizienz des jeweiligen Detektors, die im Folgenden zunächst als ortsunabhängig und damit als konstant angenommen wird.

³¹⁾Die Rotation ist eine stetige Transformation.

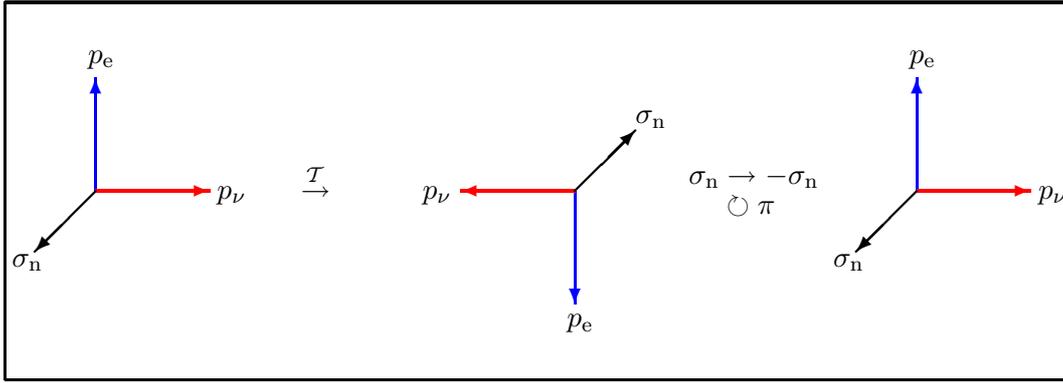


Abb. 2.1: Zeitumkehr im Neutronenzerfall. Der Anwendung des Operators \mathcal{T} folgt ein Spinflip und eine 180° -Drehung um die Achse des Neutronenspins.

Die Integration kann dann in einzelne Terme von (1.33) aufgeteilt werden. Es sind im Einzelnen:

$$K_1^{ij} = k \epsilon_i^e \epsilon_j^p \int_{i,j} F(E_e) dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \quad (2.3)$$

$$K_a^{ij} = k \epsilon_i^e \epsilon_j^p \int_{i,j} F(E_e) \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \quad (2.4)$$

$$\vec{K}_A^{ij} = k \epsilon_i^e \epsilon_j^p \int_{i,j} F(E_e) \frac{\vec{p}_e}{E_e} dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \quad (2.5)$$

$$\vec{K}_B^{ij} = k \epsilon_i^e \epsilon_j^p \int_{i,j} F(E_e) \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \quad (2.6)$$

$$\vec{K}_D^{ij} = k \epsilon_i^e \epsilon_j^p \int_{i,j} F(E_e) \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu. \quad (2.7)$$

Die Proportionalitätskonstante k beinhaltet Vorfaktoren, die bei der weiteren Betrachtung herausfallen.

Die Integrationen erstrecken sich über die Bereiche der Elektron- und Protonendetektoren, für die koinzidente Nachweise von Zerfällen gefordert werden. Sie können im Allgemeinen nicht analytisch durchgeführt, sondern müssen in MONTE-CARLO-Simulationen bestimmt werden (siehe Anhang A).

Mit den eingeführten Termen geht (2.2) über in:

$$N_{\uparrow\downarrow}^{ij} = k \epsilon_i^e \epsilon_j^p \left\{ K_1^{ij} + a K_a^{ij} \pm \vec{P} \left(A \vec{K}_A^{ij} + B \vec{K}_B^{ij} + D \vec{K}_D^{ij} \right) \right\}, \quad \text{wobei } \vec{P} = \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\sigma_n}. \quad (2.8)$$

Es wird nun die Asymmetrie α^{ij} eingeführt, wobei k und die Detektoreffizienzen ϵ herausfallen:

$$\alpha^{ij} = \frac{N_{\uparrow}^{ij} - N_{\downarrow}^{ij}}{N_{\uparrow}^{ij} + N_{\downarrow}^{ij}}. \quad (2.9)$$

Weiter werden die Faktoren $\vec{\kappa}_\eta$, $\eta \in \{A, B, D\}$ definiert:

$$\vec{\kappa}_\eta := \frac{\vec{K}_\eta^{ij}}{K_1^{ij} + a K_a^{ij}}. \quad (2.10)$$

(2.9) kann dann geschrieben werden als:

$$\alpha^{ij} = \vec{P} \left(A \vec{\kappa}_A^{ij} + B \vec{\kappa}_B^{ij} + D \vec{\kappa}_D^{ij} \right). \quad (2.11)$$

Auflösung nach D ergibt:

$$D^{ij} = \frac{\alpha^{ij} - \vec{P} \left(A\vec{\kappa}_A^{ij} + B\vec{\kappa}_B^{ij} \right)}{\vec{P}\vec{\kappa}_D^{ij}} = \frac{\alpha^{ij} - \mathcal{K}_P^{ij}}{\vec{P}\vec{\kappa}_D^{ij}}, \quad \mathcal{K}_P^{ij} := \vec{P} \left(A\vec{\kappa}_A^{ij} + B\vec{\kappa}_B^{ij} \right). \quad (2.12)$$

Die $\vec{\kappa}_\eta$ sind mit den Koeffizienten $\eta = A, B, D$ verknüpfte vektorielle Apparatekonstanten. Die mit der Polarisation \vec{P} multiplizierten Skalare κ_η geben die Sensitivität der Detektorgeometrie auf die Koeffizienten A, B und D bei einer gewählten Richtung der Polarisation \vec{P} an. Die Detektorgeometrie zur Messung von D muss bei Unterdrückung des Terms \mathcal{K}_P^{ij} in (2.12) zugleich einen hohen Wert des Nenners $\vec{P}\vec{\kappa}_D^{ij}$ liefern. Die statistischen und systematischen Anforderungen an eine solche Geometrie werden in den nächsten Abschnitten weiter untersucht.

2.2 Statistische Anforderungen

Detektorgeometrie. Es wird die statistische Anforderung an eine D -Messung untersucht und der Term \mathcal{K}_P^{ij} in (2.12) als Teil der systematischen Untersuchungen von Abschnitt 2.3 zunächst vernachlässigt. Weiter wird für \vec{P} ein Wert von (0,0,1) angenommen³²⁾ und in diesem Abschnitt $\vec{P}\vec{\kappa}_D^{ij} = \kappa_{D_z}^{ij} = \kappa_D^{ij}$ benutzt.

Die mit der Kombination ij erreichbare statistische Genauigkeit hängt von der Anzahl nachgewiesener Koinzidenzen N^{ij} und von der Sensitivität auf D - also von κ_D^{ij} - ab. Ein D -Wert von 0 impliziert im Rahmen der Statistik gleiche Zählraten N_\uparrow und N_\downarrow . Damit kann der statistische Fehler der Kombination ij für D geschrieben werden als:

$$\delta_D^{ij} = \frac{1}{\kappa_D^{ij}} \frac{1}{\sqrt{N^{ij}}}, \quad N^{ij} := N_\uparrow^{ij} + N_\downarrow^{ij}. \quad (2.13)$$

$\delta\kappa_D^{ij}$ geht in die Betrachtung der statistischen Genauigkeit nicht ein.

Die nachgewiesene Ereignisrate N^{ij} ist proportional zur geometrischen Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W}^{ij} für die jeweilige Kombination ij :

$$N^{ij} = \mathcal{W}^{ij} N, \quad (2.14)$$

mit N als Gesamtzahl der Zerfälle im betrachteten Zerfallsvolumen.

Aus der Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W}^{ij} und der Apparatekonstanten κ_D^{ij} kann eine dimensionslose Figure of Merit $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$ definiert werden, die ein direktes Maß für die statistische Sensitivität auf D liefert:

$$\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij} := \sqrt{\mathcal{W}^{ij}} \kappa_D^{ij}. \quad (2.15)$$

(2.15) ermöglicht den direkten Vergleich unterschiedlicher geometrischer Detektoranordnungen. Der Einfluss der Strahlintensität und des Zerfallsvolumens ist dabei noch nicht berücksichtigt und wird in einer weiteren Betrachtung mit einbezogen.

Die Gesamtzahl der Zerfälle N in (2.14) ist eine Eigenschaft der Strahlintensität und des gewählten Zerfallsvolumens. Aufgeteilt in diese Terme folgt für N :

$$N = \frac{\Phi_N T}{v_N \tau_n} \cdot F l. \quad (2.16)$$

F und l bezeichnen die Stirnfläche und Länge des Zerfallsvolumens, Φ_N und v_N den Neutronenfluss bzw. die Referenzgeschwindigkeit für die Flussmessung. τ_n und T gehen als Neutronenlebensdauer und

³²⁾Bei dieser Messung betrug \vec{P} annähernd 100 %, so dass die Annahme berechtigt ist.

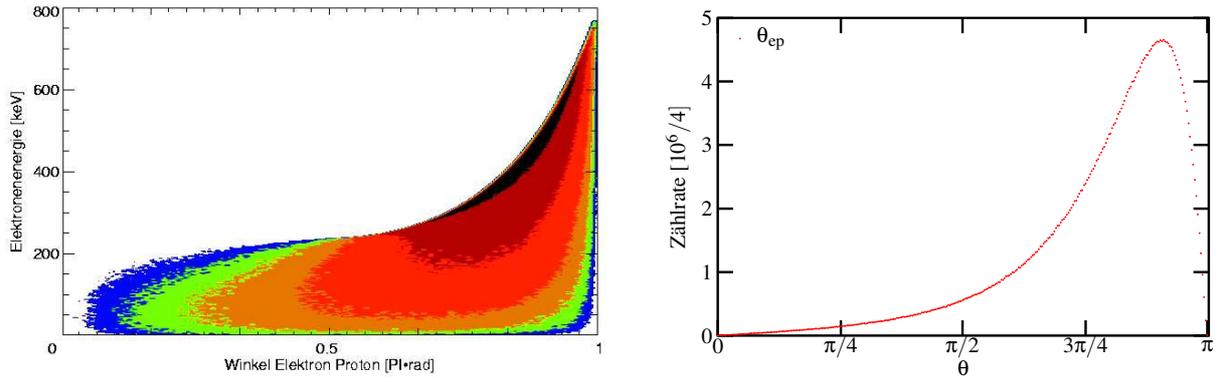


Abb. 2.2: Untersuchungen zum Winkel $\theta_{e,p}$. Links: Auftragung der Elektronenenergie über $\theta_{e,p}$. Schwarz ist die größte Intensität. Jede Farbabstufung bedeutet eine Abschwächung um einen Faktor e . Rechts: Zählratenverteilung in Abhängigkeit von $\theta_{e,p}$.

Messzeit in N ein. Damit lässt sich eine weitere Figure of Merit $\mathcal{M}_{\text{Strahl}}$ als Wurzel der Zerfallsereignisse definieren:

$$\mathcal{M}_{\text{Strahl}} := \sqrt{\frac{\Phi_N T}{v_N \tau_n}} \cdot \sqrt{F l}, \quad (2.17)$$

die einen Vergleich der detektorunabhängigen Randbedingungen ermöglicht.

Im Weiteren wird der Einfluss der Kinematik des Neutronenzerfalls auf die Größe $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$ untersucht.

2.2.1 Einfluss der Kinematik auf $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$

Der entscheidende kinematische Parameter zur Maximierung von $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$ ist der Winkel zwischen Elektronen- und Protonendetektor. Abb. 2.2 (links) zeigt in einem logarithmischen Konturplot die Korrelation zwischen der Elektronenenergie ($E_e - m_e$) und dem Winkel $\theta_{e,p}$. ($E_e - m_e$) ist für $\theta_{e,p} < 110^\circ$ durch einen Endpunkt des Spektrums bei etwa 240 keV begrenzt und kann erst für größere Winkel höhere Werte annehmen. Der größte Teil der Zerfälle findet in einem Energie-Winkel-Bereich von (250-700) keV und (120-170)° statt. Die maximalen und minimalen Einträge unterscheiden sich um etwa 3 Größenordnungen in der Zählrate.

Die Bevorzugung von großen Winkeln $\theta_{e,p}$ in der Zählrate - summiert über alle Energien - ist in Abb. 2.2 (rechts) wiedergegeben. Das Maximum liegt bei $\theta_{e,p} \approx 165^\circ$. Die Figure of Merit $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$ berücksichtigt über die Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W}^{ij} sowohl die Kinematik des Zerfalls, als auch über die Apparatekonstante κ_D^{ij} die Sensitivität auf den D -Koeffizienten. SOLDNER untersucht in [SOL00] mit einem Modelldetektor³³⁾ die Abhängigkeit der Größen κ_D^{ij} und \mathcal{W}^{ij} auf $\theta_{e,p}$ und macht folgende Aussagen:

- κ_D^{ij} ist maximal für $\theta_{e,p} \approx 120^\circ$.
- $\mathcal{M}_{\text{geom}}^{ij}$ nimmt für $\theta_{e,p} \approx 135^\circ$ ein Maximum an.
- Die Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W}^{ij} ist monoton steigend für $\theta_{e,p} \in [0^\circ - 180^\circ]$.

Es wird betont, dass die Ergebnisse für die konkreten Abmessungen der Flächendetektoren des Modelldetektors gelten.

³³⁾ Rechteckiger Protonen- und Elektronendetektoren, die mit der Strahlachse den Winkel $\theta_{e,p}$ einschließen, homogene Nachweeffizienz, verwendeter Energiebereich $E_e - m_e = [150 \dots 781]$ keV, 100 % Polarisation entlang der Strahlachse.

Diese Resultate wurden verwendet, um in dem neuen Aufbau die Lage der Detektoren von TRINE hinsichtlich \mathcal{M}^{ij} zu optimieren.

Der in Kapitel 3 im Detail beschriebene Aufbau akzeptiert einen größeren Strahlquerschnitt sowie ein längeres Zerfallsvolumen als der TRINE 2000 Aufbau (siehe Vergleich in Tab. 2.1). Daraus folgt neben einer Erhöhung der Zerfallsrate auch die Akzeptanz größerer Winkel und die Optimierung auf das Maximum von \mathcal{M}^{ij} .

Zur Abdeckung des größeren Zerfallsvolumens wurde eine zusätzliche Reihe Protonendetektoren eingeführt. Die Elektronendetektoren wurden in Richtung der Strahlachse an das auch hier vergrößerte Zerfallsvolumen angepasst.

2.2.2 Zusammenfassung: Statistik

Tab. 2.1 vergleicht neue und alte TRINE-Geometrie (siehe Kapitel 3 bzw. [SOL00]). Die Multiplizität m bezieht sich auf die Anzahl der in der jeweiligen Geometrie vorkommenden Detektorkombinationen mit dem gleichen mittleren Winkel $\theta_{e,p}$ zwischen Elektronen- und Protonendetektor. Im oberen Teil von Tab. 2.1 sind Trefferwahrscheinlichkeit, Apparatekonstante und die daraus resultierende Figure of Merit für die einzelnen Kombinationen aufgelistet. M_{total} fasst alle Kombinationen zusammen, wobei die einzelnen Figure of Merits entsprechend ihrer Multiplizität quadratisch addiert werden:

$$\mathcal{M}_{\text{total}} = \sqrt{m \sum_{ij} \mathcal{W}^{ij} (\kappa_D^{ij})^2}. \quad (2.18)$$

Der Wert $\mathcal{M}_{\Sigma_{1,2}}$ in Tab. 2.1 berücksichtigt nur die beiden größten Kombinationen der jeweiligen Detektorgeometrie, die mit ihren hohen statistischen Beiträgen in den Auswertungen verwendet werden.

Durch eine modifizierte Anordnung der Detektoren konnte die Sensitivität auf D um eine Faktor 1.2 vergrößert werden.

Im unteren Teil von Tab. 2.1 werden die in $\mathcal{M}_{\text{Strahl}}$ eingehenden Parameter für alten und neuen Detektoraufbau verglichen. Auf die Berechnung der Figure of Merit wird verzichtet, da der Strahlfluss in der letzten Blende nicht direkt gemessen, sondern nur abgeschätzt wurde.

Für die Kombination 3 von TRINE 2003 ($\theta_{e,p} = 137.5^\circ$) können aus den äußeren Bereichen des Strahlquerschnitts größere Winkel als 180° zwischen Elektron und Proton auftreten. Um diese Ereignisse, die falsch in die jeweilige Kombination eingeordnet würden, zu unterdrücken, wurden die Ecken des Strahlquerschnitts zusätzlich abgeschnitten (siehe auch Abschnitt 3.4.5).

2.3 Systematische Anforderungen

Zur Untersuchung systematischer Effekte wird in [SOL00] der *symmetrische* Detektor eingeführt. Folgende Eigenschaften sind gefordert:

- Es existieren für das Zerfallsvolumen zwei aufeinander senkrecht stehende longitudinale Spiegelebenen.
- Jede Detektorkombination wird durch Spiegelung an diesen Ebenen in eine ebenfalls existierende Detektorkombination überführt.

Wegen der im Experiment auftretenden Strahldivergenz existiert keine transversale Spiegelebene³⁴⁾.

Bei der in (2.19) definierten Zusammenfassung der verschiedenen Detektorkombinationen verschwinden aufgrund ihres Vorzeichenverlaufs die x - und y -Komponenten von κ_D sowie die z -Komponenten von

³⁴⁾Die Strahldivergenz hängt von der Wellenlänge und der Geometrie des Neutronenleiters bzw. vom Kollimationssystem ab. Typisch ist eine Divergenz von 1cm/m.

		TRINE 2000	TRINE 2003
Multiplizität m		4	4
θ_{ep}	[°]	130	137.5
\mathcal{W}	[10^{-3}]	3.910	3.274
κ_D		0.429	0.452
\mathcal{M}	[10^{-2}]	2.68	2.59
θ_{ep}	[°]	98	113.5
\mathcal{W}	[10^{-3}]	1.043	1.166
κ_D		0.386	0.437
\mathcal{M}	[10^{-2}]	1.25	1.49
θ_{ep}	[°]	82	2×90
\mathcal{W}	[10^{-3}]	0.791	0.413 0.609
κ_D		0.354	0.332 0.375
\mathcal{M}	[10^{-2}]	1.00	0.67 0.93
θ_{ep}	[°]	50	66.5
\mathcal{W}	[10^{-3}]	0.261	0.237
κ_D		0.205	0.265
\mathcal{M}	[10^{-2}]	0.33	0.41
$\mathcal{M}_{\text{total}}$	[10^{-2}]	6.28	7.79
$\mathcal{M}_{\Sigma_{1,2}}$	[10^{-2}]	5.91	7.23
Φ_N	$10^9 \text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	1	1.8
T	Tage	50	50
F	[cm^2]	6.5	24
l	[cm]	30	36
Koinzidenzrate	[s^{-1}]	10	50

Tab. 2.1: Vergleich der Detektoreigenschaften von TRINE 2000 und TRINE 2003. Erster Teil: Auflistung der Trefferwahrscheinlichkeiten \mathcal{W} , Apparatekonstanten κ_D und Figures of Merit \mathcal{M} . Die 39.5° Kombination von TRINE 2003 wurde wegen ihres geringen statistischen Gewichts ausgelassen. Zweiter Teil: Vergleich der Strahlraten. Φ_N bezieht sich jeweils auf den Fluss hinter der letzten Blende.

κ_A und κ_B (siehe Tab. 2.2; der TRINE-Detektor erfüllt die oben gemachten Anforderungen an einen symmetrischen Detektoraufbau). Die Berechnung des D -Koeffizienten ist damit offset-frei für einen symmetrischen Detektor:

$$D = \sum_{m \in \{0, -, |, +\}} \frac{\text{sgn}(\kappa_{D,z}^m) \cdot \alpha_m^{ij}}{4P_z \kappa_{D,z}} = \frac{\alpha_D}{4P_z \kappa_{D,z}}. \quad (2.19)$$

Die Summation erstreckt sich über die zu einer gegebenen Kombination ij äquivalenten Detektorkombinationen einer Ebene mit den Vorzeichen aus Tab. 2.2. $m \in \{0, -, |, +\}$ bezieht sich auf die ungespiegelte bzw. die an der horizontalen, der vertikalen oder an beiden Symmetrieebenen gespiegelten Kombinationen. Abb. 2.3 gibt hierzu einen Überblick.

Der Einfluss systematischer Effekte - wie etwa eine inhomogene Polarisation, ein inhomogenes Strahlprofil oder ein Strahlversatz - wird in Abschnitt 2.3.1 diskutiert.

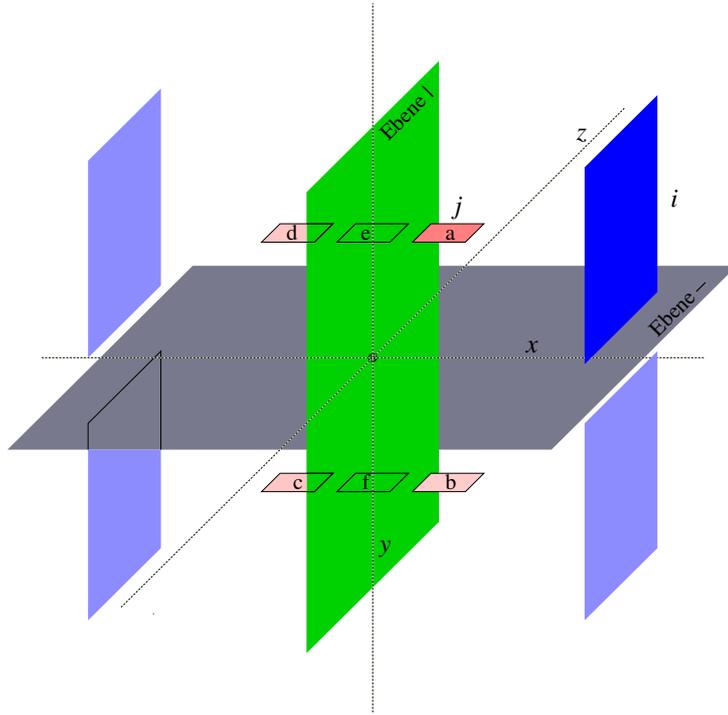


Abb. 2.3: Geometrische Symmetrieeigenschaften des TRINE-Detektors. Eingezeichnet sind die longitudinalen Spiegelebenen (–) und (|) und das in TRINE verwendete Koordinatensystem. Die Detektorkombination (i, j) wird im Uhrzeigersinn an den Spiegelebenen in die jeweilige Kombination $(i, j)^{(-)}$, $(i, j)^{(+)}$ und $(i, j)^{(|)}$ überführt, wobei (+) Spiegelung an beiden Ebenen (–) und (|) meint. Es existieren zwei Klassen von Protonendetektoren: Für die äußeren Reihen bezieht sich $m \in \{0, -, |, +\}$ auf die Reihe (a,b,c,d). Für die inneren Reihen bezeichnet der Index $m = 0, |$ bzw. $m = -, +$ jeweils die gleiche Reihe e bzw. f.

Kombination		$\kappa_{A,x}^{ij}$	$\kappa_{A,y}^{ij}$	$\kappa_{A,z}^{ij}$	$\kappa_{B,x}^{ij}$	$\kappa_{B,y}^{ij}$	$\kappa_{B,z}^{ij}$	$\kappa_{D,x}^{ij}$	$\kappa_{D,y}^{ij}$	$\kappa_{D,z}^{ij}$
$(i, j)^0$		-	+	+	-	-	+	+	-	+
$(i, j)^-$		-	-	+	-	+	+	-	-	-
$(i, j)^+$		+	-	+	+	+	+	-	+	+
$(i, j)^{ }$		+	+	+	+	-	+	+	+	-
Asymmetrie/4	Vorzeichen									
α_D	+++-	0	0	0	0	0	0	0	0	1
α_x	+++--	-1	0	0	-1	0	0	0	-1	0
α_y	+++--	0	1	0	0	-1	0	1	0	0
α_z	++++	0	0	1	0	0	1	0	0	0

Tab. 2.2: Mathematische Symmetrieeigenschaften des TRINE-Detektors. Oberer Teil: Ausgehend von der Vorzeichenkonvention der Kombination ij aus [SOL00] und den dort angegebenen Symmetrieeigenschaften ist der Vorzeichenverlauf der in Abb. 2.3 vorgestellten Kombinationen wiedergegeben. Unterer Teil: Die Sensitivität der Asymmetrien $\alpha_\eta, \eta \in D, x, y, z$. Der Vorzeichenverlauf für die Einzelasymmetrien α^{ij} ist ebenfalls angegeben (Spalte Vorzeichen). Vergleiche auch (2.22).

Bei Vernachlässigung der Fehler δP und $\delta \kappa_{D,z}$ ergibt sich für δD aus (2.19):

$$\delta D = \frac{1}{4|P_z \kappa_{D,z}|} \cdot \sqrt{\sum_m (\delta \alpha_m^{ij})^2}. \quad (2.20)$$

Um die Analogie zu im Folgenden definierten Asymmetrien herzustellen, wird (2.19) mit den entsprechenden Vorzeichen ausgeschrieben und der Term $4P_z\kappa_{D,z}$ auf die andere Seite gezogen:

$$\alpha_D = \alpha^{(0)} - \alpha^{(-)} + \alpha^{(+)} - \alpha^{(l)} = 4P_z D\kappa_{D,z}. \quad (2.21)$$

Nach Tab. 2.2 können Asymmetrien mit einem anderen Vorzeichenverlauf gebildet werden, die auf bestimmte Komponenten der Polarisation bzw. der Apparatekonstanten sensitiv sind:

$$\begin{aligned} \alpha_x &= \alpha^{(0)} + \alpha^{(-)} - \alpha^{(+)} - \alpha^{(l)} = 4P_x(A\kappa_{A,x} + B\kappa_{B,x}) + 4P_y D\kappa_{D,y}, \\ \alpha_y &= \alpha^0 - \alpha^{(-)} - \alpha^{(+)} + \alpha^{(l)} = 4P_y(A\kappa_{A,y} + B\kappa_{B,y}) + 4P_x D\kappa_{D,x}, \\ \alpha_z &= \alpha^0 + \alpha^{(-)} + \alpha^{(+)} + \alpha^{(l)} = 4P_z(A\kappa_{A,z} + B\kappa_{B,z}). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Über α_D wird der D -Koeffizient berechnet. Dieser ist auch bei einer die beiden Spiegelebenen respektierenden Strahldivergenz oder einer von der Strahlachse abweichenden Polarisation noch offset-frei [SOL00].

Mit den Asymmetrien α_x und α_y kann die Abweichung der Polarisation von der z -Achse und die Asymmetrie des Detektors geprüft werden. α_z beschreibt den Einfluss der Koeffizienten A und B in z -Richtung und ist ein Maß für die Qualität der Symmetrie in der transversalen Richtung des Detektors.

2.3.1 Systematische Effekte

Inhomogene Polarisation. Eine über das Zerfallsvolumen und damit für die Detektorkombinationen ij variierende Polarisation $\vec{P}(x, y, z)$ darf nicht mehr vor die Integrale (2.5) - (2.7) gezogen, sondern muss in die Berechnung der einzelnen Apparatekonstanten mit aufgenommen werden. Dann sind die Apparatekonstanten nicht mehr symmetrisch und die Kompensation von \mathcal{K}_P^{ij} in 2.12 ist nicht mehr gegeben.

Eine inhomogene Polarisation ist jedoch ungleich schwieriger zu erfassen als ein inhomogenes Strahlprofil (siehe Abschnitt 3.4.5). Es können jedoch die in (2.22) definierten Asymmetrien α_x und α_y benutzt werden, um aus den Messdaten und den bekannten Apparatekonstanten obere Grenzen für P_x und P_y für einzelne Detektorkombinationen zu bestimmen. Weiter können durch eine bewusste Auslenkung des Spins in x, y -Richtung die Asymmetrien α_x und α_y bewusst überhöht und damit systematische Tests durchgeführt werden (siehe Anhang C).

Inhomogenes Strahlprofil, Strahlversatz. Eine Verschiebung des Strahlschwerpunkts bzw. ein Versatz des Strahls bezüglich der zentralen longitudinalen Detektorachse führt zu unterschiedlichen Apparatekonstanten für die einzelnen Detektorkombinationen. Dies ergibt bei der Zusammenfassung nach (2.19) einen Offset auf D .

Für eine einzelne Detektorkombination ij wird ein Strahlversatz nach den Untersuchungen in [SOL00] am effektivsten mit einer 90° Geometrie der Elektron-Proton-Detektoren unterdrückt³⁵⁾. Dabei ist die Unterdrückung für einen Winkelbereich $\theta_{ep} \in [70^\circ..140^\circ]$ noch akzeptabel³⁶⁾.

Ein inhomogenes Strahlprofil bewirkt eine Verschiebung des Schwerpunkts aus der Strahlmitte. Das Strahlprofil der TRINE 2000 Messung wies eine große Inhomogenität in y -Richtung auf³⁷⁾. Die Forderung nach einem größeren, dabei aber homogenen Strahlquerschnitt für die TRINE 2003 Messung motivierte den Bau eines neuen Polarisators. Ergebnisse zu den Strahlprofilmessungen werden in 3.4.5 vorgestellt.

Inhomogene Detektoreffizienz. Wenn eine inhomogene Detektoreffizienz vorliegt, induziert dies einen Beitrag in den α^{ij} . Allgemein soll der Effekt anhand von Abb. 2.4 diskutiert werden.

³⁵⁾Untersucht für einen Strahlversatz von 1 cm mit dem in ³³⁾ erwähnten Modelldetektor für eine einzelne Kombination aus Elektron- und Proton-Detektor.

³⁶⁾Für die Zusammenfassung nach (2.19) werden in [SOL00] keine Aussagen gemacht.

³⁷⁾Ursache war die Verwendung eines fokussierenden Polarisators mit einem wahrscheinlich defekten Spiegel in einer Fokussierhälfte. Der Unterschied in der Intensität im Plateaubereich des y -Profils betrug etwa 10 %.

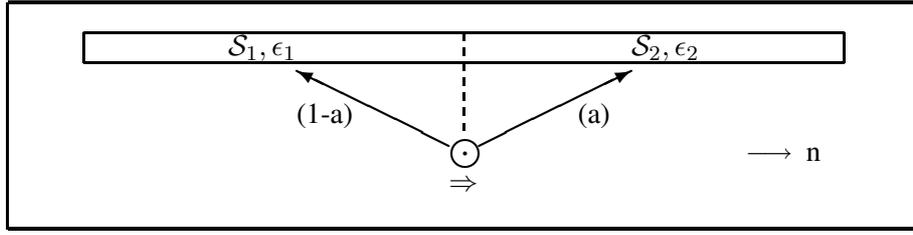


Abb. 2.4: Schematische Darstellung einer asymmetrischen Detektoreffizienz. Der Detektor \odot weist Protonen in Blickrichtung des Betrachters nach. Elektronen werden relativ zur Spinrichtung \Rightarrow (dies entspricht der Notation N_{\uparrow}) in die Bereiche \mathcal{S}_1 und \mathcal{S}_2 mit der Häufigkeit $(1-a)$ und (a) emittiert und dort mit den Effizienzen ϵ_1 und ϵ_2 nachgewiesen. Die spingeflippte Konfiguration \Leftarrow , für die $(1-a)$ und (a) vertauschen, ist nicht eingetragen.

Elektronen werden relativ zum Neutronenspin mit einer Wahrscheinlichkeit $w_{\uparrow,\downarrow} = (a), (1-a)$ emittiert und in den Bereichen \mathcal{S}_1 und \mathcal{S}_2 des Detektors $\mathcal{S}_i = \mathcal{S}_1 \cup \mathcal{S}_2$ mit den Effizienzen ϵ_1 und ϵ_2 nachgewiesen. Die Protonen werden vom Detektor j in Blickrichtung nachgewiesen. Dann ergibt sich für die Asymmetrie α^{ij} :

$$\alpha^{ij} = \frac{N_{\uparrow}^{ij} - N_{\downarrow}^{ij}}{N_{\uparrow}^{ij} + N_{\downarrow}^{ij}} = \frac{(\epsilon_2 a + \epsilon_1 (1-a)) - (\epsilon_2 (1-a) + \epsilon_1 a)}{(\epsilon_2 a + \epsilon_1 (1-a)) + (\epsilon_2 (1-a) + \epsilon_1 a)}. \quad (2.23)$$

Es folgt:

$$\alpha^{ij} = \frac{(2a-1)(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_2 + \epsilon_1}. \quad (2.24)$$

Der Zähler ist identisch Null für $a = 0.5$ (spinflipunabhängige Emission nach \mathcal{S}_1 und \mathcal{S}_2) oder $\epsilon_1 = \epsilon_2$.

Eine asymmetrische Emission ($a \neq 0.5$) tritt im Allgemeinen durch den Einfluss der Koeffizienten A und B auf. Homogene Detektoreffizienzen ($\epsilon_1 = \epsilon_2$) führen dann noch nicht zu einem Offset auf D . Hingegen werden für ($\epsilon_1 \neq \epsilon_2$) zusätzliche Beiträge induziert. Solche Beiträge betreffen die Einzeldetektoren i in der Regel unterschiedlich stark. In der zusammengefassten Asymmetrien nach (2.12) kommt es dann zu einem Offset auf D .

Die Herleitung wurde für einen inhomogenen Elektronen- aber homogenen Protonendetektor gemacht. Allgemein können Inhomogenitäten in beiden Detektoren i und j zu Asymmetrien auf D führen. Im Einzelnen sind das:

- Szintillator: Die Lichtentstehung ist eine Eigenschaft der Szintillatoren, wohingegen die Lichtausbeute von der Güte der Lichtleitung allgemein abhängt. Aufgrund der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit für kleine Elektronenenergien ist daher ein Energieschnitt in den Spektren notwendig³⁸⁾ (siehe Kommentar 4.2.2).
- Drahtkammer: Inhomogenitäten können durch unterschiedliche Triggerschwellen der Einzeldrähte oder Ausfall von Drähten auftreten. In [SOL04] wird untersucht, welche Auswirkungen die Inhomogenität der Drahtkammern und insbesondere der Ausfall von Drähten auf die TRINE 2000 Messung hatte. Es wird ein systematischer Fehler von $2.8 \cdot 10^{-4}$ angegeben.
- Protonendetektor: Im Vorgriff auf die in Kapitel 3 vorgestellte Realisierung des Protonennachweises durch vorherige Fokussierung auf die Detektoren wird erwähnt, dass eine inhomogene Nachweiswahrscheinlichkeit über die fokussierende Fläche - etwa hervorgerufen durch einen Feldeingriff in der inneren Kammer - ebenfalls zu Asymmetrien führen kann. Die Diskussion der in der Messung aufgetretenen systematischen Effekte in Kapitel 4 nimmt darauf nochmals Bezug.

³⁸⁾Dieser ist für alle Szintillatoren in erster Näherung gleich.

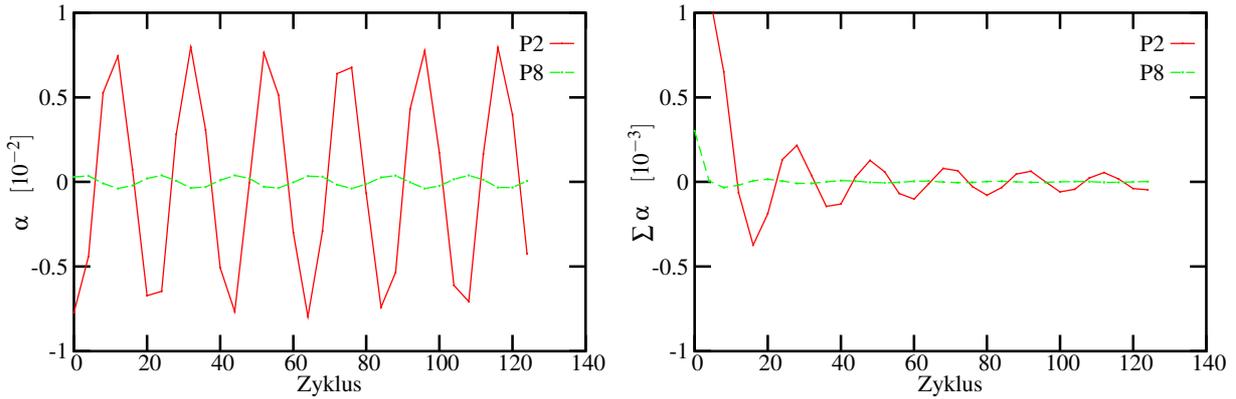


Abb. 2.5: Auswirkung einer Störung auf unterschiedliche Abfolgen des Spinflips. Links: Die Asymmetrie α^{ij} bei überlagerter Störung in beiden Abfolgen des Spinflips. Der Modus mit Periode 8 unterdrückt die Störung deutlich. Rechts: Die über 125 Zyklen kontinuierlich aufsummierte Asymmetrie α^{ij} . Auch hier wird die überlagerte Störung besser von der modifizierten Spinabfolge unterdrückt.

Wenn die Inhomogenitäten trotzdem noch die Symmetrieanforderungen des symmetrischen Detektors erfüllen (etwa bei gleichen Inhomogenitäten aller Szintillatoren), ist die Kompensation nach (2.19) immer noch erfüllt.

Zeitabhängige Effekte. Langsame Drifts der Detektoreigenschaften können etwa durch Temperaturschwankungen, Detektoralterung oder Luftfeuchtigkeit³⁹⁾ hervorgerufen werden. Gehen Änderungen wie etwa der Neutronenfluss direkt in die gemessene Asymmetrie ein, können sie durch Monitormessungen erfasst und in einer späteren Korrektur berücksichtigt werden. Andere langsame Änderungen werden durch eine um Größenordnungen kürzere Zeitkonstante der Spinflipfrequenz sofort aus der Messung gemittelt. Treten verglichen mit der Spinflipfrequenz⁴⁰⁾ langsame periodische Drifts auf, können diese mit einer modifizierten Abfolge des Spinflippers teilweise kompensiert werden. Die einfache Abfolge Spinflipper „an-aus“ wird durch die Abfolge Spinflipper „an-aus-aus-an-aus-an-an-aus“ ersetzt. Die Periodizität dieser Abfolge beträgt somit 8.

Abb. 2.5 zeigt an einem Beispiel den Einfluss der unterschiedlichen Abfolgen auf die Bildung der Asymmetrie nach (2.9). Der Berechnung liegt die im Experiment eingestellte Flipfrequenz von 10 s zu Grunde und erstreckt sich über 125 Zyklen à 8×10 s. Auf die Einzelzählraten N_{\uparrow} und N_{\downarrow} wurde eine sinusförmige Störung mit der gleichen Frequenz aufmoduliert. Der Beitrag der Störung zur Zählrate ist so skaliert, dass er noch im $1\text{-}\sigma$ Fehlerbereich der Zählrate liegt. Sowohl in der Bildung der Einzelasymmetrie (Abb. 2.5, links) innerhalb der jeweiligen Periodizität (2 oder 8), als auch in der kontinuierlich aufsummierten Asymmetrie (Abb. 2.5, rechts) im Verlauf der 125 Zyklen zeigt sich, dass die Störung mit der modifizierten Spinabfolge wirksam unterdrückt werden kann.

2.3.2 Zusammenfassung: Systematik

Die Geometrie des TRINE 2003 Detektors orientiert sich an der Geometrie von TRINE 2000, so dass die dafür gemachten Aussagen im Wesentlichen übertragbar sind. Insbesondere ist die Unterdrückung des Terms \mathcal{K}_P für eine offset-freie Messung des D -Koeffizienten entscheidend. Abb. 2.6 zeigt das Verhältnis der Apparatekonstanten $\kappa_{\eta,x,y}$, ($\eta \in A, B$) zu $\kappa_{D,z}$, das für die vorliegende Geometrie optimiert wurde. Aufgetragen ist der Wert:

$$\mathcal{V} = \frac{\sqrt{(A\kappa_{A,x} + B\kappa_{B,x})^2 + (A\kappa_{A,y} + B\kappa_{B,y})^2}}{|\kappa_{D,z}|} \quad (2.25)$$

³⁹⁾Dies kann den Neutronenfluss in den nicht hochevakuierten Leitern vor dem Detektor beeinflussen.

⁴⁰⁾Diese betrug in der TRINE 2003 Messung 10 s, bei TRINE 2000 4 s.

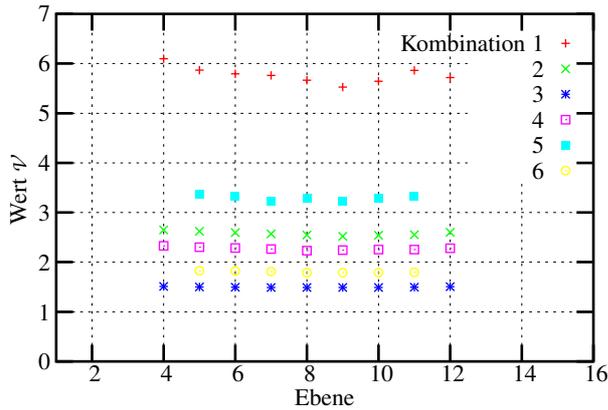


Abb. 2.6: Verhältnis der Apparatekonstanten $\kappa_{\eta,x,y}$, ($\eta \in A, B$), zu $\kappa_{D,z}$ für die verschiedenen Kombinationen; siehe Text zur Definition von \mathcal{V} .

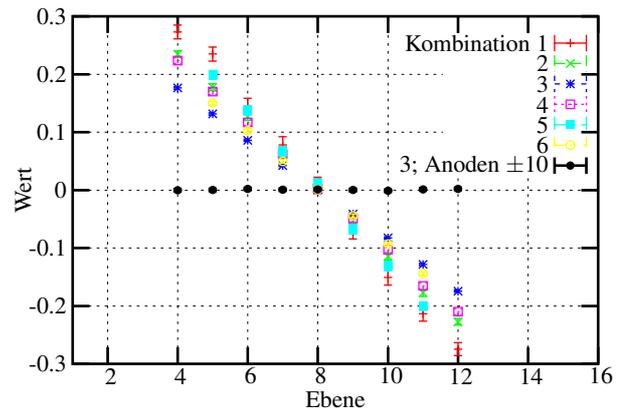


Abb. 2.7: Verlauf der Apparatekonstanten $\kappa_{A,z}$ über die Ebenen für die verschiedene Kombinationen.

für die verschiedenen Winkelkombinationen über die Ebenen. Die Kombinationen 3 und 6 haben nach Tab. 2.1 den höchsten statistischen Beitrag und werden zur Auswertung des D -Koeffizienten verwendet. Für diese Kombinationen ist das Verhältnis \mathcal{V} minimal verglichen mit den anderen Kombinationen. Der bei den Berechnungen eingesetzte Strahlquerschnitt von $60 \times 40 \text{ mm}^2$ ist in der gewählten Geometrie noch akzeptabel. Für größere Querschnitte träfen bestimmte Flugbahnen der Elektronen und Protonen geometriebedingt auf Material des Detektors.

Der Einfluss des Koeffizienten A zeigt Abb. 2.7 anhand des Verlaufs der Apparatekonstanten $\kappa_{A,z}$ (mit einem Faktor $1/4$ skaliert) über die Ebenen. Elektronen in den äußeren Bereichen werden aufgrund ihrer asymmetrischen Emission bezüglich der Spinstellung des Neutrons mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten nachgewiesen. Dieser Effekt ist gegenläufig über die Strahlachse des Detektors. Nur für Zerfälle im Bereich der zentralen Ebene 08 weist der Detektor daher vollständige Symmetrie auf. Eine Symmetrisierung des Zerfallsvolumens anhand der im TRINE-Experiment verwendeten Drahtkammern unter Ausnutzung der Ortsinformation in Strahlrichtung ist möglich und wurde bereits in der zurückliegenden Messung von 2000 durchgeführt. Diese Methode wird in Kapitel 4 erläutert.

Inhomogenitäten in den die Protonen nachweisenden Bereichen oder an den im TRINE-Experiment eingesetzten Drahtkammern bzw. an den Szintillatoren können zu Asymmetrien führen, weil die Zerfallsteilchen asymmetrisch emittiert werden.

Offsets durch Strahlversatz, Verschiebung des Strahlschwerpunktes oder eine inhomogene Polarisations können von Anfang an durch eine hohe Strahlgüte unterdrückt werden.

Eine modifizierte Spinflipfolge im Messprozess führt zu einer Unterdrückung zeitabhängiger Störungen.

Kapitel 3

Beschreibung des TRINE-Experiments

Das TRINE-Experiment wurde in seiner ersten Version von BECK und SOLDNER aufgebaut. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Experiment in wesentlichen Teilen umgebaut. Die u.a. in diesem Kapitel vorgestellten mechanischen Umbaumaßnahmen hatten dabei insbesondere das Ziel, die Sensitivität auf den D -Koeffizienten zu optimieren. Weiter wurde mit der Neukonstruktion der inneren Kammer ein Zugang zu den zentralen Detektorkomponenten realisiert, der den einmal ausgerichteten äußeren Detektorteil und die Strahlführung fixiert lässt. Aufgrund zahlreicher zu Anfang notwendiger Modifikationen zur Konditionierung der Hochspannung erwies sich dieses Konzept als sehr vorteilhaft.

Die elektronischen Neuerungen betrafen das Ausleseverfahren der Drahtkammern, für die Vorverstärkermodule mit Anpassung an die bereits für die Auslese der PiN-Dioden bewährte Elektronik konzipiert wurden.

Abb. 3.1 zeigt einen Querschnitt, Abb. 3.2 eine Aufsicht des TRINE-Detektors. Die Strahlführung vom Polarisatorausgang bis zum Beamstop ist in Abb. 3.11 dargestellt. Auf diese Abbildungen und Tabellen wird im Text ohne besondere Referenz Bezug genommen. Das verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 3.9 auf Seite 36 wiedergegeben.

3.1 Der TRINE-Detektor

3.1.1 Protonenteil

Die Protonen werden mit Halbleiter-PiN-Dioden (9b) vom Typ CANBERRA TW PD-100-13-100 AM (siehe [BEC98] für eine ausführliche Beschreibung) nachgewiesen. Die aktive Fläche der Dioden hat einen Durchmesser von 10 mm bei einer Substratdicke von $300\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ intrinsischer Schicht. Die Protonen verlieren in dem 25 nm dicken Eintrittsfenster etwa 2 keV Energie (gerechnet für 23 keV Protonen in Silizium⁴¹) und geben unter Erzeugung von Ladungs-Loch-Paaren den Rest ihrer Energie in der intrinsischen Schicht ab. Die Signale werden über sehr kurze niedrig-kapazitive Kabel auf ladungsempfindliche Vorverstärker (10) und von dort auf diskriminierende Hauptverstärker geleitet.

Wegen ihrer niedrigen Zerfallsenergie von maximal 751 eV müssen die Protonen in einem elektrischen Feld nachbeschleunigt werden. Dabei erfolgt zugleich die Fokussierung auf die aktive Fläche der PiN-Dioden. Der Neutronenstrahl ist dazu im inneren Detektorbereich von einer Elektrode umschlossen.

3.1.1.1 Elektrode

Die Neutronen (6) durchqueren im inneren Detektorbereich die Elektrode (5), die den Strahl auf ein elektrisches Potenzial legt. Die Elektrode wurde im Ganzen aus einem Aluminiumblock gefertigt (siehe Abb. 3.3) und besteht aus Fokussiereinheiten (5a), die die Protonen aus dem Zerfallsvolumen auf die

⁴¹Diese und weitere Angaben zum Energieverlust geladener Teilchen in Materie sind mit dem Programm STAR [NIS04] berechnet.

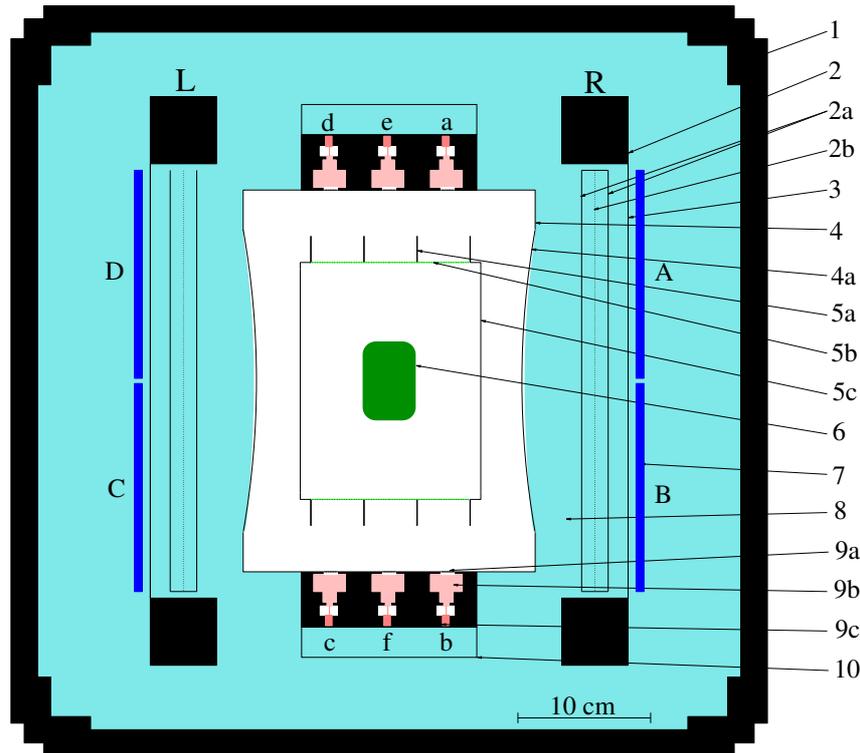


Abb. 3.1: Querschnitt des TRINE-Detektors: 1 – äußere Vakuumbühnenkammer, 2 – Drahtkammer (2a – Kathodenebene (auf Masse), 2b – Anodenebene und Felddrähte), 3 – Aluminiumfolie, 4 – innere Kammer (4a – MYLAR-Folie), 5 – Elektrode (5a – Fokussiereinheit, 5b – Kupfergitter, 5c – Aluminiumfolie), 6 – Neutronenstrahl, 7 – Szintillator, 8 – Zählgas, 9 – Protonendetektor (9a – Kupfergitter, 9b – PiN-Diode, 9c – Vakuum-Durchführung), 10 – Vorverstärker im Gehäuse. Die Einwölbung der MYLAR-Fenster durch die Druckdifferenz der Vakua von 150 mbar ist angedeutet.

aktive Fläche der einzelnen PiN-Dioden fokussieren und beschleunigen. Sie ist für einen maximalen Strahlquerschnitt von $40 \times 60 \text{ mm}^2$ ausgelegt⁴²⁾ und besteht aus 15 Fokussiereinheiten längs und 3 Einheiten quer zur Strahlrichtung. Feine Kupfergitter (5b) mit einer geometrischen Transmission von 90 % definieren an den Austrittsfenstern zu den Dioden das elektrische Potenzial für die Protonen.

Die fokussierende Fläche einer Einheit von $40 \times 40 \text{ mm}^2$ und der Abstand zu der jeweils zugehörigen PiN-Diode sind mit dem Programm SIMION im zweidimensionalen Querschnitt der Elektrode so berechnet, dass nahezu alle Protonen aus dem maximalen Strahlquerschnitt auf die PiN-Dioden geführt werden (siehe Abb. 3.5 - 3.7, eingezeichnet sind die Eintrittsgitter, die 1 mm vor den PiN-Dioden liegen). Den Berechnungen liegt ein Zerfallsvolumen von $40 \times 60 \text{ mm}^2$ zu Grunde. Das Potenzial im Zentrum der inneren Kammer fällt nach der Simulation auf 1 eV ab⁴³⁾ (siehe Abb. 3.8; zur vereinfachten Darstellung liegt die Elektrode auf Potenzialerde und die innere Kammer auf +23 kV). Die mittlere Flugstrecke der Protonen im feldfreien Raum wurde im Vergleich zur alten Elektrode um einen Faktor 2 vergrößert, um eine bessere Zeitauflösung für die Protonensignale zu gewinnen. Mit der Bestückung der zentralen 9 Ebenen mit PiN-Dioden hat das Zerfallsvolumen eine Länge von etwa 360 mm. Die seitlichen Austrittsfenster für die Elektronen haben eine Größe von $620 \times 174 \text{ mm}^2$ und werden zur Felddefinition mit Aluminiumfolie (5c, Dicke $6.5 \mu\text{m}$, $\Delta E_e \approx 3.4 \text{ keV}$, gemittelt über das β -Spektrum) bespannt. Um den Feldeingriff an den Ein- bzw. Austrittsseiten des Neutronenstrahls und damit Einflüsse auf die Flugbahn

⁴²⁾Gemeint ist der größtmögliche Strahlquerschnitt, der mit der Anordnung der Fokussiereinheiten unter Berücksichtigung des Elektronennachweises noch realisiert werden kann.

⁴³⁾Den Berechnungen liegt eine Periodizität der Gitter von 1 mm zu Grunde. Die tatsächliche Periodizität ist um etwa einen Faktor 2 kleiner. Das Potenzial fällt damit in der Realität noch weiter ab. Für die Berechnung der Fokussierung war die Periodizität ausreichend.

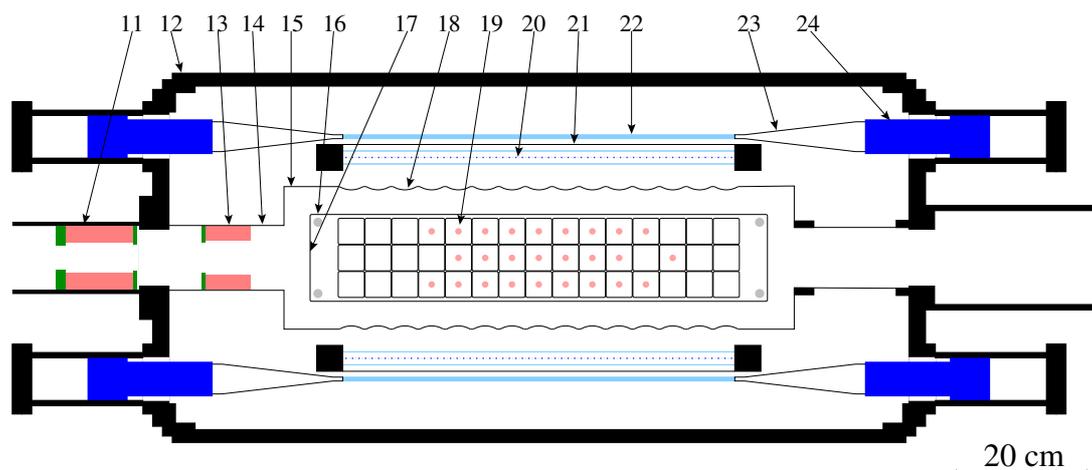


Abb. 3.2: Aufsicht des TRINE-Detektors: 11 – Hauptblende mit Blei und Haloblende, 12 (1) – äußere Kammer, 13 – Haloblende mit Blei, 14 – Aluminiumzylinder, 15 (4) – innere Kammer, 16 (5) – Elektrode (rund-schraffiert: Lage der Isolatoren), 17 – Eintrittsseite Elektrode, 18 – MYLAR-Fenster und Stege, 19 – PiN-Diode (Ebene 05) mit Fokussiereinheit, 20 – Drahtkammer, 21 – Aluminiumfolie, 22 – Szintillator, 23 – Lichtleiter, 24 – Photomultiplier mit Basis.

der Protonen zu minimieren, wurden dort dünne Drähte aus Aluminium gespannt⁴⁴⁾. In der inneren Kammer ist die Elektrode auf Isolationskörpern (16) aus MACOR gelagert. Die Hochspannung wird über eine Aluminiumstange vom hinteren Detektorende (43) an die Elektrode geführt.

3.1.1.2 Innere Kammer

Die innere Kammer (15) wurde wie die Elektrode im Ganzen aus einem Aluminiumblock gefertigt (siehe Abb. 3.4; die Fertigung erfolgte in der Werkstatt des Physik-Departments der TU München). Sie trägt mittels der Isolationskörper die Elektrode sowie die PiN-Dioden mit den Vorverstärkern und bildet ein geerdetes gegen die äußere Kammer abgeschlossenes Vakuumsystem. Aufgrund der geringen Protonenenergie und der Hochspannung von 23 kV muss das Vakuum in der inneren Kammer besser als 10^{-5} mbar sein. Dem steht ein Zählgasdruck in der äußeren Kammer von 150 mbar gegenüber. Die seitlichen Austrittsfenster (18) für die Elektronen werden durch auf die innere Kammer gespannte beidseitig aluminisierte MYLAR-Folien⁴⁵⁾ (4a, Dicke $6.5 \mu\text{m}$, $\Delta E_e \approx 2 \text{ keV}$, gemittelt über das β -Spektrum) realisiert und halten einer Druckdifferenz von 200 mbar Stand. Die Folien werden durch Stege von 5 mm Stärke unterstützt, wobei die Fenster ($230 \times 36 \text{ mm}^2$) symmetrisch zur z -Position der PiN-Dioden angeordnet sind.

Die Ober- und Unterseiten der inneren Kammer sind mit Kohlenstoff⁴⁶⁾ beschichtet. Diese Schicht hat eine höhere Austrittsarbeit für Elektronen als Aluminium, was Entladungseffekte unterdrückt. Die Eintrittsfenster für die Protonen liegen 1 mm vor den PiN-Dioden. Kupfergitter (9a) mit 90 % geometrischer Transmission definieren hier das Erdpotenzial für die Protonen.

Die innere Kammer ist so konstruiert, dass sie auf TEFLON-Schienen vom hinteren Ende der äußeren Kammer in diese hineingefahren werden kann. Im vorderen Teil trennen dann zwei ineinander gleitende Aluminiumzylinder (14) mit einer O-Ring-Dichtung beide Vakuumsysteme. Während der gesamten Strahlzeit konnte die innere Kammer durchgängig bei einem Vakuum von $< 10^{-5}$ mbar betrieben werden.

⁴⁴⁾ $\varnothing 25 \mu\text{m}$ Al-Draht, GOODFELLOW, siehe Abschnitt 3.8 zu einem Kommentar über die Konditionierung der Drähte.

⁴⁵⁾ Die Folien sind mit UHU Plus Endfest aufgeklebt worden.

⁴⁶⁾ Es wurde kolloidaler Kohlenstoff der Firma PLANO aufgesprüht und anschließend poliert. Damit wird auch der Einfluss einer Oxidschicht an den Aluminiumoberflächen auf die Hochspannung vermieden.

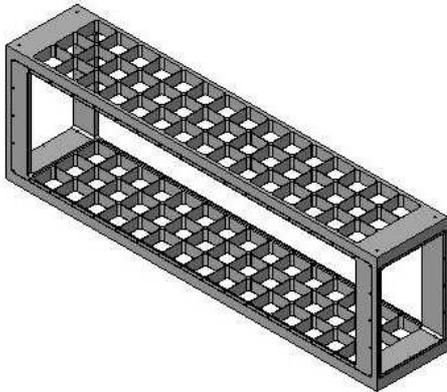


Abb. 3.3: Elektrode mit Abmessung
L×B×H: (700 × 134 × 220) mm³.

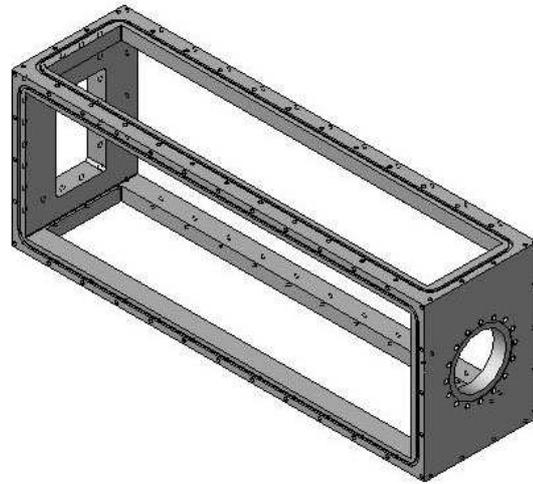


Abb. 3.4: Innere Kammer mit Abmessung
L×B×H: (780 × 212 × 290) mm³.

3.1.2 Elektronenteil

Die Elektronen werden koinzident in Szintillatoren (7) und Proportionaldrahtkammern (2) nachgewiesen. Dabei kommt im hier vorgestellten Aufbau nur noch eine Drahtkammer auf jeder Detektorseite nahe an den Szintillatoren zum Einsatz. Die innere Kammer grenzt direkt an den Drahtkammerbereich und gewährt den Elektronen eine lange Flugstrecke im Hochvakuum. Diese Maßnahmen hatten zum Ziel, mögliche Streuzentren der Elektronen weitestgehend zu vermeiden bzw. durch die möglichst nahe Anordnung an die Szintillatoren die Wahrscheinlichkeit einer Fehlzuordnung gestreuter Elektronen zu vermindern.

3.1.2.1 Szintillatoren und Photomultiplier

Es kommen vier Szintillatoren BC 408 der Firma BICRON mit Abmessung $600 \times 158 \times 6 \text{ mm}^3$ zum Einsatz. Die Länge wurde an das vergrößerte Zerfallsvolumen der neuen Konfiguration angepasst⁴⁷⁾. Der rechteckige Querschnitt an den Endflächen wird über adiabatisch geformte Lichtleiter (Fish-Tails (23), Material BC 802 von BICRON⁴⁸⁾) auf einen kreisförmigen Querschnitt von 45 mm überführt. Die beiden Szintillatoren auf je einer Seite wurden durch Aluminiumbleche optisch voneinander abgeschirmt. Weiter wurden die Lichtleiter und die Ankopplungen an die Photomultiplier von der Detektorkammer optisch abgeschirmt.

BC 408 hat eine Zeitauflösung von 2.2 ns. Um die schnellen Signale der Szintillatoren in Zeitfenstern von Nanosekunden koinzident nachweisen zu können, wurden neue Photomultiplier (24) vom Typ HAMAMATSU R-329-02 verwendet (Anstiegsflanke 2.6 ns, Basis E 5859). Die Photomultiplier wurden mit optischem Gel (BICRON Optical Grease) an die Lichtleiter gekoppelt.

Die Verstärkung der Photomultiplier bei Betriebsspannungen von 1800–2000 V ist mit etwa 10^6 ausreichend hoch, um die Signale direkt zur Diskriminierung und an ladungsintegrierende Digitalkonverter weiterzugeben.

⁴⁷⁾Die Abmessung der Szintillatoren bei TRINE 2000 betrug $560 \times 158 \times 8.5 \text{ mm}^3$.

⁴⁸⁾Während des Aufbaus brach die Verbindungsstelle eines Szintillators zu einem Fish-Tail. Mit optischem Zement BC 600 konnte der Schaden ohne sichtbare Folgen behoben werden.

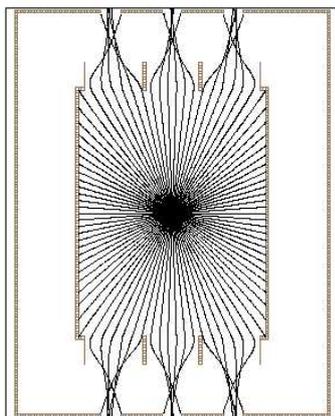


Abb. 3.5: Trajektorien für 200 eV Protonen aus dem Strahlzentrum.

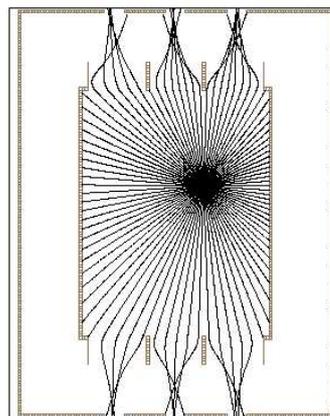


Abb. 3.6: Trajektorien für 200 eV Protonen aus dem oberen rechten Strahlbereich.

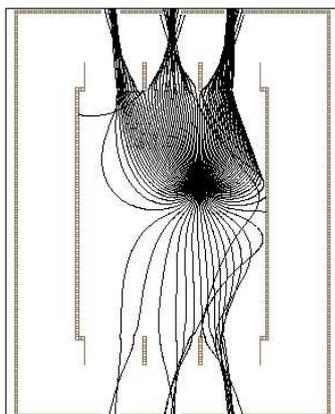


Abb. 3.7: Trajektorien für 1 eV Protonen aus dem oberen rechten Strahlbereich.

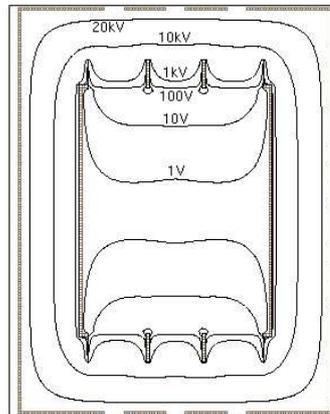


Abb. 3.8: Potenzialverlauf. Elektrode und innere Kammer liegen zur Vereinfachung auf 0 V bzw. 23 kV.

3.1.2.2 Drahtkammern

Die Drahtkammern haben eine aktive Fläche von $590 \times 300 \text{ mm}^2$ und bestehen aus drei Drahtebenen im Abstand von je 10 mm. Die Kathodendrähte (2a, 124 Drähte im Abstand von 2.52 mm je Ebene, Material $25 \mu\text{m}$ vergoldeter Wolframdraht) bilden die beiden äußeren Ebenen und laufen in horizontaler Richtung. In vertikaler Richtung verlaufen in der mittleren Ebene abwechselnd Anoden- und Felddrähte (2b, 60 Felddrähte, Material $50 \mu\text{m}$ vergoldeter Wolframdraht). Die Anodendrähte (59 Drähte, Material wie Kathoden) haben einen Abstand von 10 mm zueinander. Während der Messung wurden die Anoden bei Spannungen zwischen 1800 V und 1860 V betrieben. Die Felddrähte lagen auf einem Potenzial von 600 V. Die Kathoden wurden auf Masse gelegt. Optisch trennte eine $6 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie (3, 21) Szintillatoren und Drahtkammern voneinander. Als Zählgas (8) kam Tetrafluormethan (CF_4) der Reinheit 4.5 bzw. UHP⁴⁹⁾ zum Einsatz. Bei dem in der Strahlzeit 2000 zur Auslese verwendeten RMH-System waren einige Kanäle defekt und nicht mehr ersetzbar. Weil zudem die Kathoden in der hier beschriebenen Messung nicht mehr verwendet wurden, konnte das Ausleseverfahren wesentlich vereinfacht werden. Die Registrierung im Datenaufnahmesystem erfolgte über die gleiche Art von Modulen, die bereits für die Einordnung der PiN-Dioden zum Einsatz kamen. Ladungsintegrierende Vorverstärker mit integrier-

⁴⁹⁾Beides entspricht einer Reinheit von 99.995; Gase von LINDE bzw. MESSER GRIESHEIM.

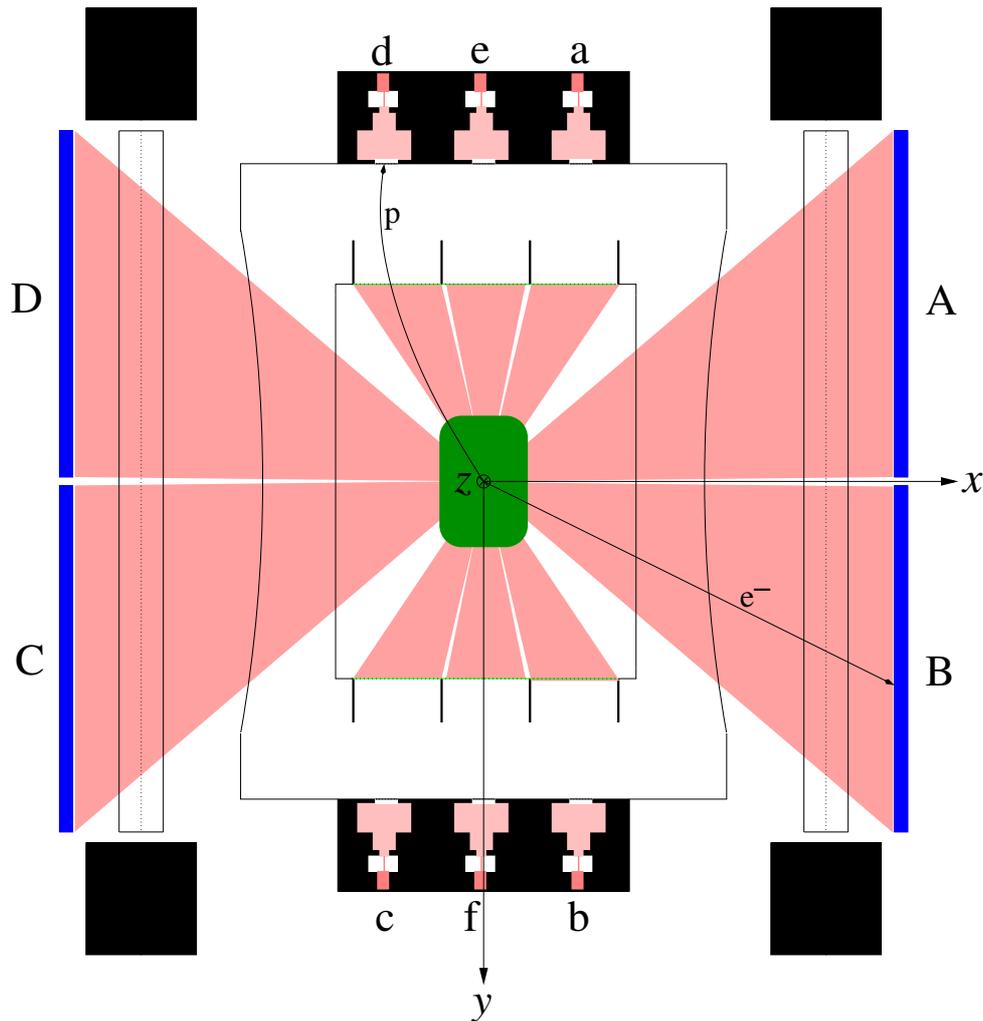


Abb. 3.9: Geometrie des TRINE-Detektors. Eingezeichnet sind die Raumwinkel, unter denen Elektronen und Protonen nachgewiesen werden. Für die Protonen bestimmt die Fläche der Fokussiereinheit diesen Raumwinkel. Weiter sind das verwendete Koordinatensystem und eine mögliche Flugbahn von Proton und Elektron eingezeichnet.

ten Diskriminatoren wurden von BECK geplant und in der Elektronik-Werkstatt des Physik-Departments gefertigt.

3.2 Detektorgeometrie

Die Detektoren von TRINE bestehen aus 4 Szintillatoren für den Elektronennachweis und Einheiten mit je 45 Segmenten und den zugehörigen PiN-Dioden für den Protonennachweis⁵⁰⁾. Die Szintillatoren verlaufen in y - z -, die segmentierten Protonendetektoren in x - z -Richtung. Letztere lassen sich zu 15 Detektorflächen senkrecht zur Strahlrichtung (im Folgenden Ebenen genannt) à 6 Reihen in Strahlrichtung zusammenfassen.

Eine Detektorkombination besteht aus einer PiN-Diode und dem gesamten Szintillator. Durch Hinzunahme der Drahtkammerinformation ist eine Einschränkung auf bestimmte Szintillatorbereiche möglich. Zu jeder Detektorkombination gibt es 3 gespiegelte Kombinationen an den longitudinalen x - z - und y - z -Ebenen, die den gleichen mittleren Winkel θ einschließen. Der Aufbau hat insgesamt 6 verschiedene De-

⁵⁰⁾Es wurden nur $2 \times 27 + 2 \times 1$ Dioden eingebaut.

Nr.	θ	Kombination	$\text{sgn}(\kappa_{D,z})$	Abkürzungen	Zuordnung
1	42.5°	aA, cC	+	A, B, C, D	Szintillatoren in Abb. 3.1
		bB, dD	-	A1, A2	Photomultiplier des Szintillators A A1 im Strahleingangsbereich des Detektors A2 im Strahlausgangsbereich des Detektors
5	66.5°	eA, fC	+		
		fB, eD	-		
2	89.5°	aB, cD	+	R, L	Drahtkammern in Abb. 3.1
		bA, dC	-	R_i, L_j	entsprechende Anode der Drahtkammer R, L
4	90.5°	aD, cB	-	a, b, c, d, e, f	PiN-Dioden-Reihe in Abb. 3.1
		bC, dA	+	a04	PiN-Diode der Reihe a und der Ebene 04 04 liegt im Strahleingangs-, 12 im Strahl- ausgangsbereich des Detektors.
6	113.5°	eB, fD	+		
		eC, fA	-		
3	137.5°	aC, cA	-		
		bD, dB	+		

Tab. 3.1: Mittlere Winkel u. Vorzeichen auf den D -Koeffizienten für die sechs Detektorkombinationen.

Tab. 3.2: Auflistung der im Text verwendeten Abkürzungen für die Detektorkomponenten. Die Notation aus [SOL00] wurde beibehalten und weitergeführt.

tektorkombinationen, deren Winkel und Vorzeichen für den D -Koeffizienten in Tab. 3.1 aufgelistet sind. Die angegebenen Nummern für die Kombinationen sind interne Konvention und werden im Folgenden verwendet.

Die mittleren Ebenen 04-12 der Reihen a-d sowie die Ebenen 05-11 der Reihen e,f sind mit PiN-Dioden bestückt. Zusätzlich wurden die mittigen Positionen von Ebene 13 (siehe Abb. 3.2) mit Dioden bestückt⁵¹⁾.

Koordinatensystem. Zur Beschreibung der einzelnen Detektorpositionen wird ein Koordinatensystem gewählt, dessen Ursprung in der Mitte des Detektors liegt (siehe Abb. 3.9). Die Mittelpunkte der Detektorflächen⁵²⁾ werden durch den Vektor $\vec{r} = \hat{r}_x + \hat{r}_y + \hat{r}_z$ in Tab. 3.3 beschrieben. Die Abmessungen der Detektoren in die $\pm(x, y, z)$ -Richtung ergeben sich dann aus den Werten X, Y und Z . Es ist also: $x_{\text{det}} \in [\vec{r} - X, \vec{r} + X]$ usw.

Tab. 3.2 gibt eine Liste der in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen.

3.3 Magnetisches Führungsfeld im Detektorbereich

Die äußere Kammer wird über ihre Länge hinaus von einem 2 mm dicken μ -Metallrohr (39) vor äußeren magnetischen Einflüssen abgeschirmt. Im Inneren erzeugt eine achteckige Spule (38, Länge 1800 mm, \varnothing 960 mm) das longitudinale Führungsfeld für den Neutronenspin. In der Aufbauphase wurden drei zusätzliche Spulen installiert:

- Korrekturspule S1, 2 Windungen, einstellbares Magnetfeld in x -Richtung,
- Auslenkspule S2, 15 Windungen, einstellbares Magnetfeld in y -Richtung,
- Korrekturspule S3, 2 Windungen, einstellbares Magnetfeld in y -Richtung.

Die Spulen S1 und S2 wurden in systematischen Tests zur Auslenkung des Spins von der z -Achse verwendet. Die Korrekturspule S3 kompensiert den Einfluss des Restmagnetfeldes. Die Spule S1 war zur Korrektur nicht erforderlich. Zur Messung des Magnetfeldes im inneren Detektorbereich kam in x - und y -Richtung das Gerät MAG01H der Firma BARTINGTON zum Einsatz. Die z -Richtung wurde mit einem

⁵¹⁾Die mittigen Positionen der Ebenen 04 und 12 wurden nicht bestückt, da nicht genügend Dioden zur Verfügung standen. Dies beeinflusst nicht die symmetrische Bestückung des Aufbaus.

⁵²⁾Für die Protonendetektoren sind dies die Flächen der Fokussiereinheiten.

Detektor	r_x [mm]	r_y [mm]	r_z [mm]	X [mm]	Y [mm]	Z [mm]
A	186	-80	0	0	79	300
B	186	80	0	0	79	300
C	-186	80	0	0	79	300
D	-186	-80	0	0	79	300
R, L	± 155	0	0	0	150	295
ai	41	-90	$-287+41(i-1)$	20	0	20
bi	41	90	$-287+41(i-1)$	20	0	20
ci	-41	90	$-287+41(i-1)$	20	0	20
di	-41	-90	$-287+41(i-1)$	20	0	20
ei	0	-90	$-287+41(i-1)$	20	0	20
fi	0	90	$-287+41(i-1)$	20	0	20
MYLAR-Fenster	± 110	0	$-287+41(i-1)$	0	115	18

Tab. 3.3: Mathematische Beschreibung der Position der einzelnen Detektoren und der MYLAR-Fenster.

FW-Gaussmeter von BELL vermessen. Die Sonden waren auf einem verfahrbaren Aluminiumprofil mit einer Ausrichtung von 10^{-3} montiert. Die Auslenkung des Profils bei einer maximalen Verfahrstrecke von 900 mm in z -Richtung betrug weniger als 1 mm⁵³⁾. Ausgangsposition der x -, y - und z -Ebene war die Mitte des Zerfallsvolumens (die $(-z)$ -Achse verläuft entgegen der Strahlrichtung).

Zunächst wurde das Magnetfeld im Inneren der äußeren Kammer bei ausgeschalteten Spulen gemessen und die größte Restfeldkomponente mit der Korrekturspule S3 kompensiert (Komponente in y -Richtung, Restfeldstärke $0.2 \mu\text{T}$, kompensiert auf $5 \cdot 10^{-3} \mu\text{T}$ mit 0.5 A in S3). Die nachfolgenden Scans wurden bei einem Führungsfeld in z -Richtung von $405 \mu\text{T}$ durchgeführt. Die Graphen in Abb. 3.10 zeigen die Messungen an zwei verschiedenen Positionen entlang der z -Achse. Alle gemessenen Abweichungen sind kleiner als $0.35 \mu\text{T}$ und liegen damit im Rahmen der Messungenauigkeit des Aufbaus. Die Kompensation auf 10^{-3} in der x - bzw. y -Ebene ist für die geforderte Genauigkeit der Spinausrichtung in z -Richtung ausreichend.

Während der Datennahme betrug die Magnetfeldstärke im Detektorzentrum $303 \mu\text{T}$ in z -Richtung bei einer Stromstärke von 4.1 A. Bei größerem Magnetfeld zeigte sich ein Abfall in der Verstärkung der Photomultiplier.

Die Führungsfelder wurden zwischen den beiden Messreihen der Datennahme als systematischer Test umgepolt⁵⁴⁾ und damit die Ausrichtung der Neutronenspins vertauscht.

Die Auslenkspulen S1 und S2 wurden während der systematischen Tests am Ende der Messung mit Stromstärken von 15 A bzw. 1 A betrieben. Die resultierende Magnetfeldstärke betrug $60 \mu\text{T}$ in x -Richtung bzw. $30 \mu\text{T}$ in y -Richtung.

3.4 Strahlführung, Strahlgeometrie und Polarisation

Das Experiment wurde am Strahlplatz PF1b für kalte Neutronen des Instituts Laue Langevin (ILL) in Grenoble aufgebaut. Von der kalten Quelle des Reaktors führt der Neutronenleiter H113 (gekrümmter Leiter aus Superspiegeln, Querschnitt $60 \times 200 \text{ mm}^2$, siehe auch [HÄS02]) zu einer der Experimentierzone vorgelagerten Kasematte. Der Neutronenfluss direkt am Leiterende (25) beträgt $13.8(5) \times 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Messung vom 20.06.02 mit Goldfolienaktivierung, thermischer Äquivalentfluss bei 1.8 \AA). In der Kasematte können verschiedene Polarisatoren in den Strahl gestellt werden, bevor die Neutronen in die Experimentierzone eintreten.

⁵³⁾Gemessen mit einem Laser; PETOUKHOV nahm die Magnetfeldmessungen vor.

⁵⁴⁾Aufgrund ihrer Kompensationseigenschaft betraf dies nicht den Stromfluss von S3.

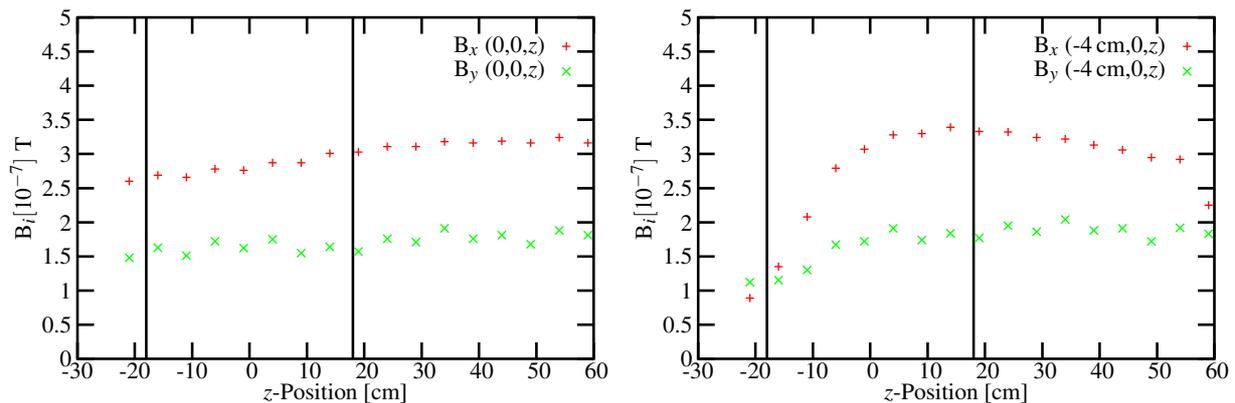


Abb. 3.10: Messung des Magnetfeldes entlang der zentralen Detektorachse (links) und entlang $x=-4$, $y=0$ cm (rechts). Die schwarzen Geraden markieren das Zerfallsvolumen.

Der Aufbau der Strahlführung ist in Abb. 3.11 dargestellt. Zwischen Polarisator (26) und dem Detektoraufbau sind zwei Lagen Blei von je 15 cm aufgebaut. Die Strahlrohre vor dem Detektor sind zur Abschirmung gestreuter Neutronen mit ${}^6\text{LiF}$ -Gummimatten im Bereich des Hochvakuums und mit B_4C -Gummi im Bereich des Vorvakuums ausgekleidet.

3.4.1 Polarisator und Spinflipper

Der vom ILL in Zusammenarbeit mit der TU München neugebaute nichtfokussierende Polarisator aus Superspiegeln hat einen Querschnitt von $80 \times 80 \text{ mm}^2$ und eine Länge von 800 mm. Die Transmission beträgt etwa 25 %. Der Polarisator erzeugt ein sehr homogenes Strahlprofil (siehe Abschnitt 3.4.5). Die Polarisation ändert sich nur sehr wenig über einen großen Wellenlängenbereich und ist nahezu konstant über den Strahlquerschnitt. Der Polarisator ist mit B_4C -Gummi umschlossen und von einer Bleiummantelung (27) umgeben. Die Messung der Polarisation und des Wellenlängenspektrums wurde vor Beginn der Datennahme durchgeführt und ist in Anhang B beschrieben. Die gemittelte Polarisation betrug 98.0(7) % bei einer Flippeffizienz von 100.0(1) %.

Nach der Polarisation kann der Neutronenspin (bei eingeschaltetem Spinflipper) in einem durch das Krokodil (28) erzeugten monoton fallenden Magnetfeld mit einer senkrecht zum Feld stehenden Resonanzfrequenz von ca. 60 kHz geflippt werden. Anschließend wird der Spin adiabatisch parallel zur Strahlachse gedreht und über longitudinale Führungsfelder (30) zum Detektor geleitet. Während der Strahlzeit wurde an Maschinentagen zur Kontrolle das Spinflipperverhältnis mit einem Polarisationsmonitor (49) gemessen.

3.4.2 Magnetische Führung

Das magnetische Gehäuse des Polarisators erzeugt eine Feldstärke von 0.12 T transversal zur Strahlachse. Im Detektorbereich erzeugt die große Führungsspule (38) ein $303 \mu\text{T}$ starkes longitudinales Feld (siehe Abschnitt 3.3). Um die Polarisation zur Kontrolle messen zu können (siehe vorheriger Abschnitt), wurden die Führungsfelder über den Detektorbereich hinaus zum Polarisationsmonitor verlängert.

3.4.3 Beamstop

Der Beamstop (46) absorbiert den Neutronenstrahl bei möglichst geringer Rückwirkung auf den Detektor. Daher wird der Strahl zunächst durch das mit ${}^6\text{LiF}$ -Gummimatten ausgekleidete Beamstoprohr (45) geführt. Der Beamstop besteht aus gesinterten ${}^6\text{LiF}$ -Keramikplatten. In der Mitte wurde durch ein Loch mit 2 mm Durchmesser im Beamstop ein Bruchteil des Neutronenstrahls zum Neutronenmonitor (47)

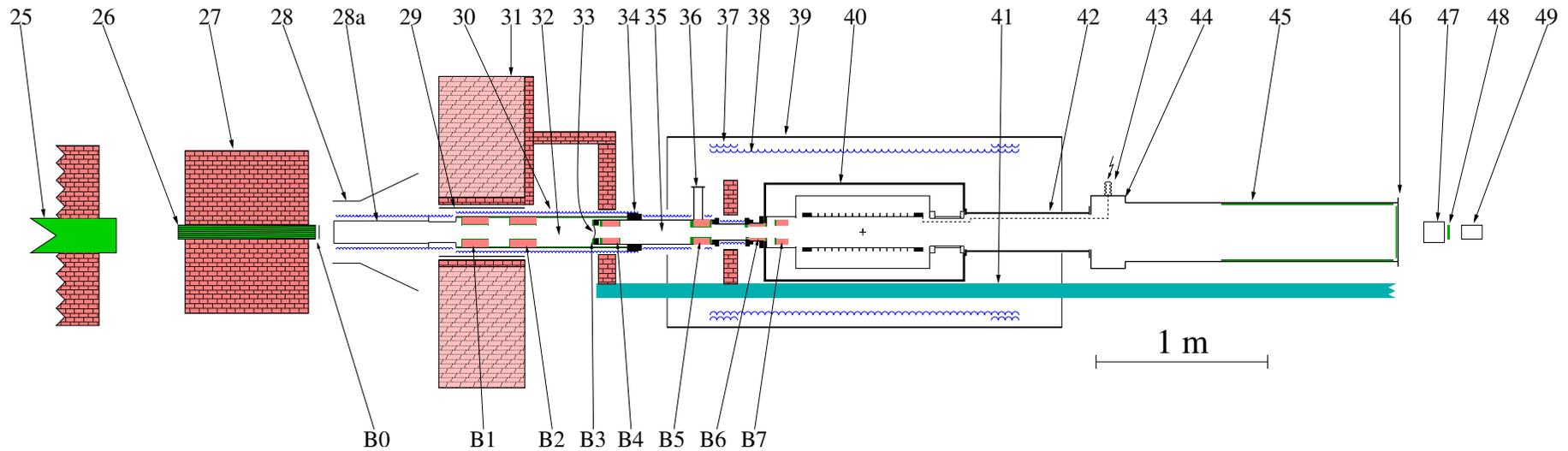


Abb. 3.11: Strahlführung des Aufbaus: 25 – Neutronenleiter, 26 – Polarisator, 27 – Bleiabschirmung, 28 – „Krokodil“ zur Erzeugung eines definierten Gradienten des Magnetfeldes für den Resonanzflipper, 28a – Spinflipper und Spinflipspule 29 – transversales Führungsfeld, 30 – longitudinale Führungsfelder, 31 – Kasemattenwand (Betonabschirmung), 32 – Bereich des Vorvakuums, 33 – Aluminiumfolie zur Trennung der Vakua, 34 – Teleskoprohr zur Längen Anpassung, 35 – Bereich des TRINE-Hochvakuums, 36 – Stützen mit Pumpanschluss (Turbopumpe), 37 – Korrekturspulen für das longitudinale Führungsfeld, 38 – longitudinales Hauptführungsfeld, 39 – μ -Metallrohr, 40 – äußere Detektorkammer, 41 – Profilschiene, 42 – Rechteckrohr, 43 – HV-Zuführung, 44 – Kreuzstück mit Anschlüssen (2 Turbopumpen und HV-Durchführung), 45 – Beamstoprohr (Ende an den Seiten mit Lithium-Matten ausgekleidet), 46 – Beamstop (^6LiF -Keramikplatten) mit 2 mm Loch, 47 – Neutronenmonitor, 48 – beweglicher Beamstop, 49 – Polarisationsmonitor. B0 – B7 bezeichnet das in 3.4 aufgeführte Blendensystem.

Nr.	Abstand [mm]	Hauptblende		Blei		Haloblende		
		Abmessung [mm ²]	Material	Dicke [mm]	Dicke [mm]	Abmessung [mm ²]	Material	Dicke [mm]
B 0	0	60×80	B ₄ C	5				
B 1	830	60×80	B ₄ C	5	150			
B 2	1110	57×75	⁶ LiF-G.+B ₄ C	1.3+5	150			
B 3	1590	∅88	⁶ LiF-G.+B ₄ C	1.3+5				
B 4	1640	49×69.5	⁶ LiF	10	96	56×80	⁶ LiF-G.	1.3
B 5	2170	42×63	⁶ LiF	15	96	49×70	⁶ LiF-G.	1.3
B 6	2490	39×58	⁶ LiF	15	102	44×64	⁶ LiF	5
B 7	2660				65	69.5×47	⁶ LiF	5

Tab. 3.4: Blendensystem von TRINE. Der Abstand ist gemessen vom Ausgang des Polarisators.

oder gegebenenfalls zum Polarisationsmonitor weitergeleitet. Während der Datennahme für D wurde der Neutronenstrahl vor dem Polarisationsmonitor gestoppt.

3.4.4 Blendensystem

Das Blendensystem dimensioniert den Neutronenstrahl auf die im Zerfallsvolumen geforderte Größe und ist so konstruiert, dass der durch die Kollimation entstehende Untergrund im Detektor möglichst gering ist. Die Blenden B4-B7 im Hochvakuumbereich sind im Sandwich-System aus Lagen von ⁶LiF-Keramik (Hauptblende), Blei und wieder ⁶LiF-Keramik bzw. ⁶LiF-Gummi (Haloblende) aufgebaut. Die Innenflächen dieser Blenden (bis auf B7, die reine Haloblende ist) wie auch die nicht vom direkten Strahl erfassten Frontflächen der Blenden B4, B5 und B6 wurden mit ⁶LiF-Gummi zur Absorption gestreuter Neutronen beklebt. Da die ⁶LiF-Keramik mit einer Dicke von 5 mm noch einen Anteil an kalten Neutronen durchlässt, wurden die Blenden B5 und B6 dreifach, die Blende B4 zweifach mit ⁶LiF-Keramik verstärkt. Die Blenden im Vorvakuum sind aus Borgummi (B₄C) bzw. ⁶LiF-Gummi angefertigt worden. Zur Abschirmung an den Blenden gestreuter Neutronen wurden die Strahlrohre zwischen den Blenden mit ⁶LiF-Gummi ausgekleidet. B3 dient lediglich zur Abschirmung des Verbindungsflansches und hat keinen Einfluss auf die Kollimation.

Nur die Polarisatorblende B0 und die Hauptblende B6 definieren die Strahlabmessung in der Detektorkammer. Die Ecken von B6 sind im Winkel von 45° und im Abstand von jeweils 5 mm zu den Kanten mit ⁶LiF-Keramik abgedeckt. Aus den Eckbereichen des Strahlprofils können Koinzidenzereignisse von Elektronen und Protonen mit Winkeln $\theta_{ep} > 180^\circ$ auftreten. Diese Ereignisse tragen mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu κ_D bei und reduzieren so die Sensitivität auf D . Der Anteil dieser Ereignisse wird mit dem Abdecken der Ecken reduziert.

Die anderen Blenden reduzieren Neutronen, die sonst Material der Blende B6 trafen. Der nicht zu vermeidene Untergrund entsteht somit möglichst weit vor dem Detektor. Die Haloblenden sind geringfügig größer als der bei geometrischer Kollimation größtmögliche Strahl durch die jeweils davor liegende Blende⁵⁵⁾.

Tab. 3.4 fasst die Dimensionen des Blendensystems zusammen. Der Abstand ist dabei vom Ausgang des Polarisators angegeben.

3.4.5 Strahlprofile

Die Lage und die Homogenität des Strahls im Zerfallsvolumen wurden mit einer Kupferfolienaktivierung und Auslese durch ein Image Plate vermessen. Die Methode ist sehr gut dafür geeignet, Informationen über die räumliche Verteilung eines intensiven Neutronenstrahls zu gewinnen. Es wurden zwei 20 μm

⁵⁵⁾Die Geometrie des Blendensystems wurde von SOLDNER geplant.

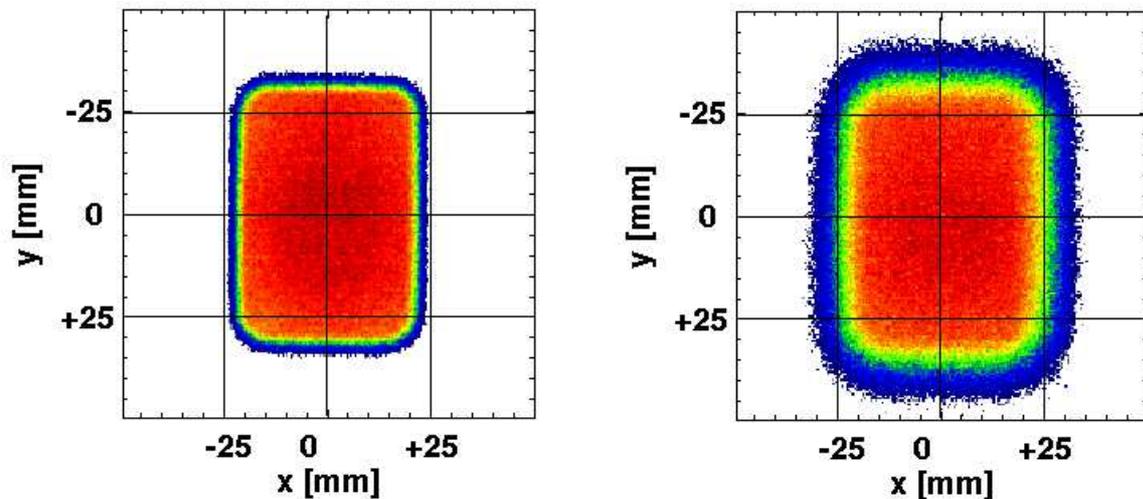


Abb. 3.12: Konturplot des Strahlprofils am Detektor-Abb. 3.13: Konturplot des Strahlprofils am Detektor-
eingang. ausgang.

dünne Kupferfolien (GOODFELLOW, Reinheit 99.9%, Homogenität der Dicke $< 15\%$) frei in die Ein- und Austrittsfenster der Elektrode gespannt (Position ± 350 mm von Detektormitte, Foliengröße 100×150 mm²) und bei voller Strahlintensität 600 s aktiviert. Der Fehler aus der Verfahrzeit des Shutter ist damit kleiner als 1 %.

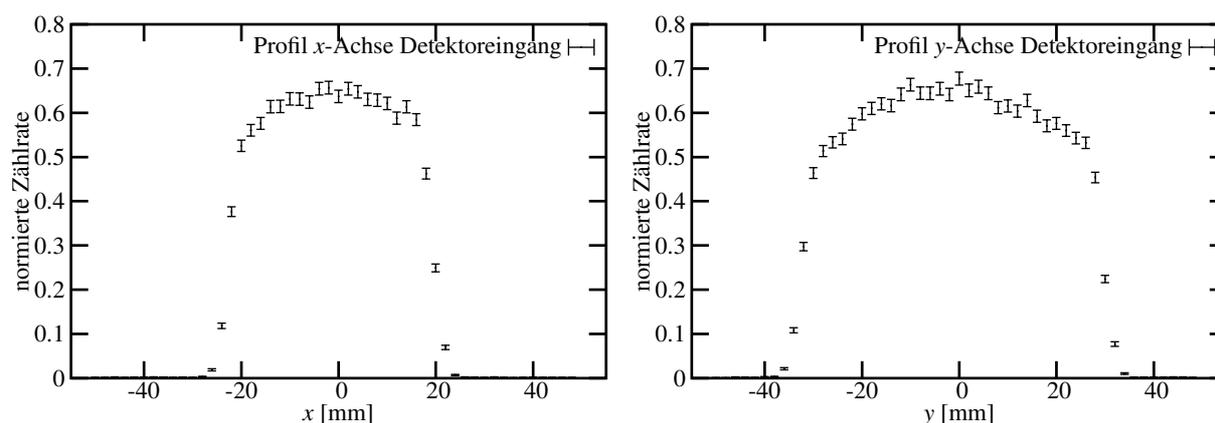
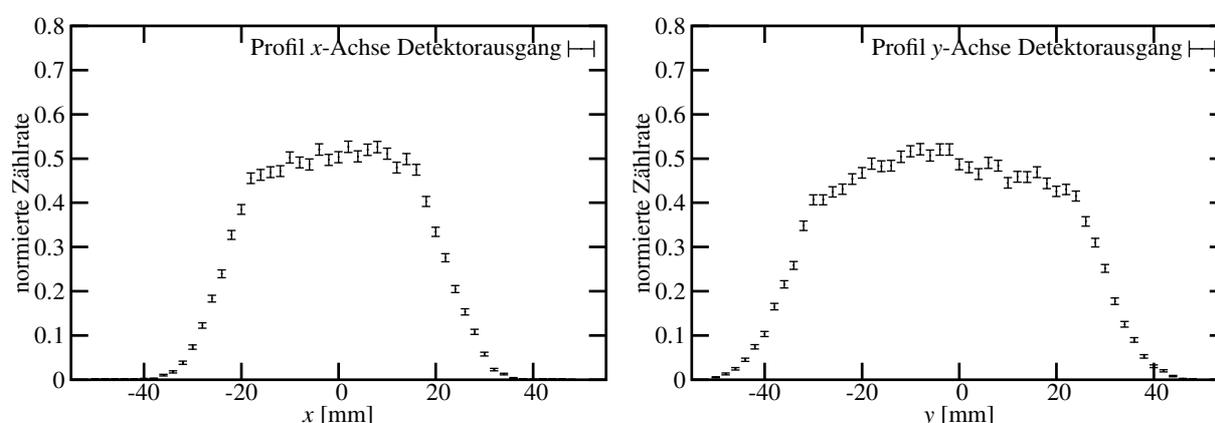
Kupfer besteht zu 31 % aus ⁶⁵Cu und zu 69 % aus ⁶³Cu. ⁶³Cu hat einen Einfangquerschnitt von 4.5 barn, ⁶⁵Cu von 2.17 barn für thermische Neutronen. Es werden etwa 0.5 % der Neutronen pro Folie absorbiert. Nach Neutroneneinfang zerfällt ⁶⁶Cu nach ⁶⁵Zn (40% β^- , Halbwertszeit 307 s). ⁶⁴Cu zerfällt mit 12.7 h Halbwertszeit nach ⁶⁴Zn (10% β^+ , 41% electron capture). Die aktivierte Cu-Folie hat nach der Bestrahlung mit einem Fluss von etwa $1.8 \cdot 10^9$ n cm⁻²s⁻¹ eine ⁶⁴Cu- Aktivität von ca. 5.5 kBq/cm². Nachdem die Anfangsaktivität des ⁶⁶Cu von 178 kBq/cm² abgeklungen ist, werden die Folien mit einem Image Plate ausgewertet.

Abb. 3.12 und 3.13 zeigen die Strahlprofile am Eingang und am Ausgang des Detektors jeweils als Konturplot. Die Auflösung in x -, y -Richtung nach Binnenden Daten beträgt 1 mm⁵⁶⁾. Die ebenfalls abgebildeten Gitterlinien wurden anhand von nach der Bestrahlung in die Folien eingestanzten Löchern, die eine Aussage über die Lage des Strahls im Zerfallsvolumen erlauben⁵⁷⁾, rekonstruiert. Der Strahl am Eingang liegt in der Detektormitte, wohingegen am Ausgang eine Verschiebung um jeweils 1 mm in x -, y -Richtung erkennbar ist. Eine mögliche Ursache ist die Strahldivergenz zusammen mit einer Restinhomogenität des Polarisators.

Die Querschnitte durch die Strahlprofile in x -, bzw. y -Richtung sind in den Abb. 3.14 und 3.15 wiedergegeben. Die Auflösung nach Binnenden Daten beträgt 2 mm. Das Strahlprofil ist sehr homogen und fällt an den Rändern innerhalb von etwa 10 mm von 90 % auf 10 % ab (abgeschätzt für das Profil am Detektoreingang).

⁵⁶⁾Die Auswertung mit dem Image Plate erlaubt eine Auflösung von 0.1 mm. Die Ortsauflösung der Methode, abgeschätzt aus dem Verlauf einer Kante, beträgt etwa 1 mm.

⁵⁷⁾Die Folien sind aufgrund des symmetrischen Aufbaus von äußerer und innerer Kammer sowie der Elektrode bezüglich der Detektorachse mit einer Genauigkeit von < 1 mm positioniert. Aus der Lage der Löcher, die als nichtbestrahlte Bereiche bei der Auswertung der Strahlprofile eindeutig bestimmt werden konnten, kann daher auf die Lage des Strahls im Detektor geschlossen werden. Der Kreuzungspunkt des mittleren Gitters fällt im Rahmen dieser Genauigkeit mit der zentralen Detektorachse zusammen.

Abb. 3.14: Querschnitt der Strahlprofile am Detektoreingang in x - und y -Richtung.Abb. 3.15: Querschnitt der Strahlprofile am Detektorausgang in x - und y -Richtung.

3.5 Vakuumsystem und Kühlung

Das Vakuumsystem des Aufbaus besteht aus drei durch MYLAR- bzw. Aluminiumfolien voneinander getrennten Volumina, die durch ein Bypass-System zusammen be- und entlüftet werden. Im Vorvakuum der ILL-Strahlrohre (32) herrscht ein Druck von 10^{-2} mbar. Das Hochvakuum ($\sim 10^{-6}$ mbar, (35)) der inneren Kammer mit vorliegenden Strahlrohren und dem Beamstoprohr wird durch drei Turbomolekularpumpen mit nachgeschalteter Drehschieberpumpe erzeugt.

Das Zählgas (8) in der äußeren Kammer wird durch kontinuierlichen Zustrom von frischem CF_4 im vorderen und geregeltes Abpumpen im hinteren Kammerbereich auf kontinuierlich 150 mbar gehalten. Es kommt ebenfalls eine Drehschieberpumpe zum Einsatz. Durch den Zustrom wird das Zählgas etwa einmal pro Tag erneuert.

Um Tag-Nacht-Schwankungen⁵⁸⁾ sowie das temperaturabhängige Rauschen der PiN-Dioden zu verringern, wurde das μ -Metallrohr (39) mit Gummimatten umhüllt sowie vorne und hinten geschlossen. Ein externe Kühlung durch Luftstrom hielt die Temperatur in diesem Bereich unter 20°C . Die Messelektronik wurde in Klimaschränken aufgebaut.

3.6 Datenaufnahme, Logik und Elektronik

Das Datenaufnahmesystem steuert den Messablauf und nimmt Monitordaten über den Status des Detektors und der Messung. Es registriert die Koinzidenzereignisse von Elektronen und Protonen aus dem

⁵⁸⁾Die Temperatur am Strahlplatz betrug tagsüber mitunter 40°Celsius .

Neutronenzerfall in folgender Weise: Nach Koinzidenz zweier Photomultiplier durch ein Elektron wird ein die Flugzeit des zugehörigen Protons messendes TAC-Modul gestartet und auf die verzögerte Koinzidenz einer Drahtkammer sowie auf ein Stop-Signal einer PiN-Diode gewartet. Trifft eines dieser beiden Signale nicht innerhalb eines vorgegebenen Zeitintervalls ein, wird das Ereignis verworfen. Andernfalls wird es als vollständig von dem Aufnahmesystem gespeichert.

Das Datenaufnahmesystem entscheidet in einer Trigger- und einer Resetstufe über die Vollständigkeit eines Ereignisses. Entscheidend ist dabei, die Totzeit möglichst gering zu halten und ungültige - also unvollständige - Ereignisse so früh wie möglich auszusortieren. Die Triggerstufe hat zum Ziel, das Rauschen der Photomultiplier zu unterdrücken und Elektronenereignisse bei möglichst geringer Triggerrate ortsunabhängig zu registrieren. Zweck der Resetstufe ist es, ungültige Ereignisse zu erkennen und zu löschen, bevor sie in der Datenaufnahme gespeichert werden.

Abschnitt 3.6.1 geht zunächst auf die im Experiment verwendete Elektronik ein und stellt die Baugruppen vor. Abschnitt 3.6.2 behandelt anhand eines Beispielergebnisses die Datenstruktur und die Konvention der Datenaufnahme. Abschnitt 3.6.3 geht dann auf die einzelnen Schritte der Datenaufnahme ein, bevor schließlich in Abschnitt 3.6.4 Totzeiten und die Triggerraten behandelt werden.

3.6.1 Elektronik

Die Anodensignale der Drahtkammern werden zunächst in ladungsintegrierenden Modulen vorverstärkt. Dabei kann eine gemeinsame Schwelle für je 32 Drähte an einem Modul eingestellt werden. Da nur die logische Information über die Anodensignale benötigt wird, wandelt die Elektronik die integrierten Signale in High-Low-TTL um⁵⁹⁾. Pattern Units - im Weiteren Latches genannt - speichern die Information, welche Anodendrähte angesprochen haben.

Das Auslesesystem für die PiN-Dioden wurde um die notwendige Anzahl an neuen Modulen erweitert. Die insgesamt 52 Signale der PiN-Dioden gehen entsprechend ihrer Reihen (a-f) nach Vor- und Hauptverstärkung auf 6 Multiplexer, die über jeweils einen Gate-Eingang freigeschaltet werden. Liegt ein Diodensignal über der am Hauptverstärker einzustellenden Schwelle, schickt dieser ein logisches Signal an den Multiplexer. Daraufhin wird bei anliegendem Gate der entsprechende Analogkanal auf den Ausgang des Multiplexers durchgeschaltet und das Analogsignal der PiN-Diode zur Auslese an den VME-ADC weitergeleitet (6 Kanäle entsprechend der Reihen a-f). Die Information, welche PiN-Diode angesprochen hat, registriert ein Latch, das mit den zusätzlichen logischen Ausgängen der Hauptverstärker verbunden ist.

Die Pulsamplituden der Elektronen und Protonen werden in QDC- bzw. ADC-Modulen gespeichert. Ein VME-Bus-System steuert die Datenaufnahme und leitet die Daten zur Speicherung auf die Festplatte eines Rechners.

3.6.2 Datenstruktur und Konventionen

Ein gültiges Ereignis der Datenaufnahme hat folgende Informationen: ADC-Werte der Multiplexer der PiN-Reihen a-f ($6 \cdot 16$ Bit), TAC-Wert der PiN-Diode, die zuerst von der Multiplexereinheit durchgeschaltet wird (16 Bit), Muster der angesprochenen PiN-Dioden (64 Bit), Muster der angesprochenen Anoden der beiden Drahtkammern ($2 \cdot 64$ Bit), QDC-Wert der einzelnen Photomultiplier ($8 \cdot 16$ Bit), absolute Nummer des Ereignisses (64 Bit) und Status des Spinflippers (16 Bit). Ein Ereignis hat damit eine Größe von 64 Byte. Die Ereignisse werden in Zyklen von je 10 Sekunden⁶⁰⁾ Dauer pro Spinflipperstatus aus der Datenaufnahme aufgenommen und in aufeinanderfolgende Ereignisdateien gespeichert.

⁵⁹⁾Dies war notwendig, um die Kanäle ohne Verfälschung oder Übersprechen über eine notwendige Verzögerungsstrecke von 10 m Flachbandkabel zur Ausleseelektronik zu leiten.

⁶⁰⁾Dies bezieht sich auf die Lifetime. Bei einer Totzeit (siehe Abschnitt 3.6.4) von 13-15% betrug die Realtime etwa 12 Sekunden.

```

Event: 1982
Counter: 2957450768
Spin: 0x0005
PM A1: 3057 (3057)      PM A2: 2831 (2831)      SCI A: 5888
PM B1: 148 ( 148)      PM B2: 271 ( 271)      SCI B: 419
PM C1: 226 ( 226)      PM C2: 284 ( 284)      SCI C: 510
PM D1: 156 ( 156)      PM D2: 131 ( 131)      SCI D: 287
Anode 0: .....*** .....
          (*# 3, c# 1, <*> 14)
Anode 1: .....
          (*# 0, c# 0, <*> 63)
TAC: 2122
PIN A: invalid   PIN B: invalid   PIN C: invalid
PIN D: invalid   PIN E: invalid   PIN F: 239
PIN 0-31: ..... (0x00000000)
PIN 32-63: .....*..... (0x00000400)

```

Abb. 3.16: Aufgenommene Daten eines gültigen Ereignisses. Angesprochen haben PiN-Diode 42 (f05), Draht 13-15 der Drahtkammer 0 (A) sowie Szintillator A. Die zugehörigen ADC- und TAC-Werte sind ebenfalls angegeben (Die Einträge für B1-D2 sind die Pedestal der jeweiligen Photomultiplier). Der Counter speichert die absolute Ereignisnummer, Event bezieht sich auf die Ereignisnummer innerhalb der Ereignisdatei. Spin: 0x0005 steht für eingeschalteten Spinflipper.

Eine Ereignisdatei umfasst 128⁶¹⁾ Zyklen. Die Ereignisdateien sind in Datensätze zusammengefasst, wobei pro Tag etwa 2 Datensätze aufgenommen werden. Die 1. Messreihe (siehe Tab. 3.5) ist in 54, die 2. Messreihe in 31 für die Auswertung verwertbare Datensätze aufgeteilt.

Pro Zyklus werden Monitordaten in eine Umgebungsdatei geschrieben. Diese umfasst (jeweils über einen Zyklus integriert): Zählraten der Photomultiplier, Szintillatoren, Drahtkammern, PiN-Dioden und Koinzidenzrate von zwei Szintillatoren mit der jeweiligen Drahtkammern. Weiter werden Monitordaten des Neutronenflusses sowie der Hochspannung (Minimal- und Maximalwerte), der Temperatur, der VME-Ausleserate sowie Informationen zur Life- Real- und Deadtime der Messung gespeichert. Pro Tag fallen etwa 830 Mbyte an Daten an. Die Datensätze werden komprimiert und auf CD geschrieben.

Abb. 3.16 zeigt die aus den Binärdaten konvertierte Information eines gültigen Ereignisses. Die Zusatzinformation für die Drahtkammern (hier für Drahtkammer 0 \equiv A) bezeichnet dabei: *# 3 - drei getroffene Drähte; c#1 - ein Cluster; < * > 14 - Schwerpunkt bei Draht 14. Cluster bezeichnet ein Ansprechen mehrerer benachbarter Drähte, wobei zwischen zwei Clustern mindestens zwei nicht getroffene Drähte liegen müssen. Der Schwerpunkt wird immer für den größten Cluster gebildet, wobei bei Auftreten einer Nachkommastelle mit einem Zufallszahlengenerator der entsprechende Schwerpunkt gewürfelt wird (siehe auch Abschnitt 4.2.5 zur weiteren Verwertung der Cluster-Information).

3.6.3 Logik

Anhand von Abb. 3.17 wird im Folgenden die Logik der Datenaufnahme und die Funktion der Trigger- und der Resetstufe erläutert.

Triggerstufe. Die Signale der beiden Photomultiplier eines Szintillators werden zunächst in linearen FanIn/Out Modulen aufgeteilt und auf einen analogen und einen digitalen Zweig gegeben. Das analoge Signal wird mit 80 ns Verzögerung auf einen ladungsempfindlichen Analog-Digital-Konverter (VME-QDC) geführt. Der digitale Zweig setzt eine Diskriminatorschwelle für die Signalhöhe, bevor die Photomultiplier logisch UND verknüpft werden. Die Forderung der Koinzidenz beider Photomultiplier innerhalb von 40 ns stellt die erste Triggerstufe dar und unterdrückt das Rauschen eines einzelnen Photomultipliers. Die Diskriminatorschwellen wurden dabei sehr niedrig eingestellt, um eine möglichst geringe

⁶¹⁾Bis zum 27.06.03 umfasste eine Ereignisdatei 100 Zyklen. Mit der geänderten Spinflipabfolge (siehe Abschnitt 2.3.1) wurde dieser Wert auf 128 erhöht, um eine durch 8 teilbare Anzahl an Zyklen zu erreichen (siehe Abschnitt 4.1).

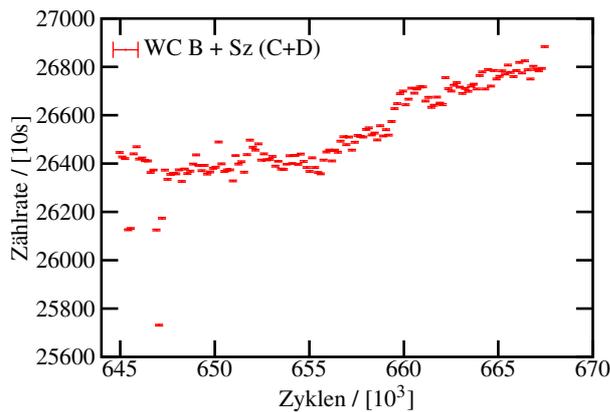


Abb. 3.18: Koinzidenzzählrate der Drahtkammer B und der Szintillatoren C+D für einen Datensatz.

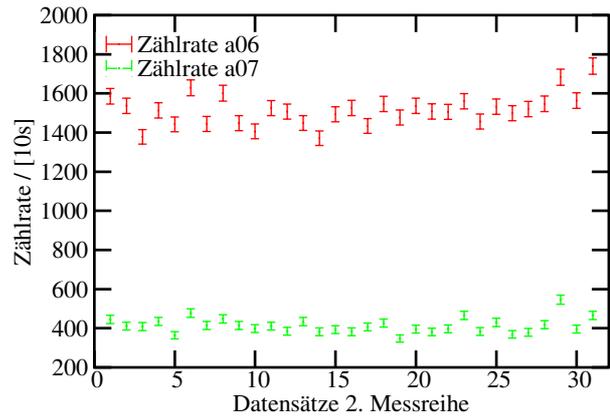


Abb. 3.19: Triggerraten der PiN-Dioden a06 und a07 in der zweiten Messreihe; 31 Datensätze.

3.6.4 Totzeit und Triggerraten

Die Totzeit der Messung setzt sich zusammen aus der Zeit zwischen zwei Zyklen, in denen keine Daten genommen werden, und der Totzeit in einem Zyklus.

Die Einzeltriggerrate eines Photomultipliers lag bei etwa 20 kHz. Durch die Forderung der Koinzidenz zweier Photomultiplier eines Szintillators (Triggerstufe) betrug die Triggerrate eines Szintillators typischerweise 5.5 kHz. Die Triggerstufe lieferte eine Rate von 20 kHz. Ihr Wert liegt unter der Summe der Triggerraten der Einzelszintillatoren, da zwei Szintillatoren gleichzeitig ansprechen können. Mit dem von der Triggerstufe ausgelösten Veto von $2.7 \mu\text{s}$ ergibt sich eine Totzeit von 4%. Die Gesamttriggerrate der Drahtkammern betrug etwa 40 kHz. Die Summe der Koinzidenztriggerrate eines Szintillators mit der zugehörigen Drahtkammer betrug 5.3 kHz. Das nachfolgende Veto von maximal $15.5 \mu\text{s}$, innerhalb dessen die Elektronik auf ein Protonensignal von den PiN-Dioden wartet, ergab eine Totzeit⁶²⁾ von 8.2%. Die Gesamtstotzeit in beiden Messreihen lag damit immer im Bereich zwischen 12 und 15 %.

Abb. 3.18 gibt die Koinzidenzrate für eine Drahtkammer und zwei Szintillatoren wieder. Einzelne Zählratenausbrüche - etwa durch Hochspannungsüberschläge verursacht - können anhand dieser Monitoraten in der Datenvorbehandlung aussortiert werden. Die Einbrüche zwischen den Zyklen 645000 und 650000 sind von einem niedrigeren γ -Untergrund verursacht. Sie sind zeitlich korreliert mit dem Verfahren eines Shutters des Nachbarexperimentes IN11. Da dies nur Einfluss auf den zufälligen Untergrund im Flugzeitspektrum der Protonen hat (siehe Abb. 4.2 und der entsprechende Abschnitt), werden solche Zyklen nicht aussortiert. Der Untergrund wird bei der Koinzidenzmessung stets mitgemessen und in der Datenanalyse automatisch richtig abgezogen.

Die Triggerraten der PiN-Dioden lagen zu Beginn der 1. Messreihe (siehe Fußnote⁶⁵⁾) bei Werten zwischen 100-200 Hz je Diode. Diese Raten sanken zum Ende der zweiten Messreihe auf Werte von teilweise unter 100 Hz je Diode. Abb. 3.19 gibt die Entwicklung der Triggerraten für die Dioden a06 und a07 während der zweiten Messreihen wieder.

Die PiN-Ebene 04 war durch ihre Nähe zum Potenzialabschluss der Elektrode besonders anfällig für Hochspannungsüberschläge. Es traten hier Einzelzählraten von teilweise über 1000 Hz auf. In der Datenauswertung wird diese und die benachbarte Reihe 05 immer auf Zählratenbursts untersucht. Die entsprechenden Zyklen werden aussortiert.

⁶²⁾Diese Totzeit hängt von der Dauer des Vetos ab, innerhalb der die Elektronik auf ein Protonensignal wartet.

3.7 Eichung der Szintillatoren

Die Spektren der Einzelphotomultiplier für jeden Szintillator wurden dazu benutzt, an Maschinentagen (siehe Abschnitt 3.8) die Verstärkung der Photomultiplier aufeinander abzustimmen. Dabei kam je eine Eichquelle für jeden Szintillator zum Einsatz, die mittig vor den Detektor und vor die entsprechende Drahtkammer geschoben wurde. Abb. 3.20 zeigt das Eichspektrum des Szintillators C. Der Peak der Konversionselektronen der Eichquelle ^{113}Sn liegt bei einer Energie von 368 keV⁶³. Weiter ermöglicht die Energieinformation, in der Datenauswertung bestimmte Schnitte in das β -Spektrum der Zerfallselektronen zu legen (siehe Abschnitt 4.2.2). Die Peaklage ändert sich im Rahmen des Fehlers nicht bei Verwendung eines exponentiellen Untergrunds. Der Fit ist daher - wie auch die später zur Kalibrierung gemachten Anpassungen - mit einer reinen Gaussfunktion durchgeführt. Der Energieverlust der Elektronen bei Durchqueren der entsprechenden Aluminiumfolien werden bei allen Eichmessungen berücksichtigt. Die Hochspannung war an Maschinentagen abgeschaltet.

Die Drift der Szintillatoreichungen über die Maschinentage ist in Abb. 3.21 aufgetragen. Dargestellt ist die Änderungen der Peaklage für die Szintillatoren (in Prozent), bezogen auf die Messung am ersten Maschinentag. Die Drift im Bereich unter 10 % für alle Photomultiplier liegt in einem systematischen Verhalten des Experimentators beim Nachstellen begründet. Für die spätere Kalibrierung des β -Spektrums wird jeweils immer der Mittelwert der Energieeichungen zwischen zwei Maschinentagen herangezogen.

Das Spektrum der zum Ende der Strahlzeit durchgeführten Eichmessung mit einer ^{207}Bi -Quelle⁶⁴ zeigt Abb. 3.22 für Szintillator C. Die Quelle war im Zentrum des Detektors positioniert. Die Anfittung erfolgte mit zwei Gausskurven bei den identifizierten Eichenergien von 481 keV und 991 keV sowie mit einem exponentiellen Untergrund.

Die relative Energieauflösung (Halbwertsbreite zu Kanal) für die ^{113}Sn -Messung beträgt 0.48. Sie ist damit etwas besser als bei der Strahlzeit 2000 (> 0.5), jedoch aufgrund der hohen Verluste bei der Lichtleitung und Auskopplung weit von mit Plastikszintillatoren erreichbaren Werten unter 0.15 [BIC04] entfernt.

Aus beiden Messungen (letzte Kalibrationsmessung mit ^{113}Sn und Messung mit ^{207}Bi) kann die Energie-Kanal-Beziehung der Detektoren und der Elektronik bestimmt werden (siehe Abb. 3.21). Die Punkte liegen auf einer Gerade, die aber nicht den Ursprung des Koordinatensystems kreuzt. Die Aussagekraft des Fits durch drei Punkte ist jedoch insgesamt zu gering, um eine Aussage über die Güte der Energie-Kanal-Beziehung machen zu können.

3.8 Ablauf der Strahlzeit am ILL

Die Strahlzeit 2003 am ILL bestand aus 2.5 Reaktorzyklen à 50 Tage. In der ersten Hälfte des ersten Reaktorzyklus wurden Messungen zur Strahlcharakterisierung durchgeführt und das Datenaufnahmesystem eingerichtet. Die zweite Hälfte des ersten und 2 Wochen des zweiten Reaktorzyklus mussten zur Konditionierung der Hochspannung aufgebracht werden. Im zweiten Reaktorzyklus wurden dann 36 Tage, im dritten 18 Tage zur Datennahme verwendet⁶⁵. Die letzten 6 Tagen der Strahlzeit wurden für systematische Tests verwendet.

Große Probleme zu Beginn der Strahlzeit stellten die Potenzialdrähte der Elektrodenfenster (17) dar. Hier wurden ursprünglich Fasern aus Kohlenstoff verwendet⁶⁶, die aufgrund ihrer geringen Di-

⁶³) ^{113}Sn emittiert Konversionselektronen: 364 keV mit 29 % und 388 keV mit 6 %. Weiter werden 392 keV γ -Quanten mit 65 % emittiert.

⁶⁴) ^{207}Bi emittiert Konversionselektronen: 481 keV mit 2 %, 975 keV mit 7 % und 1047 keV mit 2 %. Weiter werden noch verschiedene γ -Linien emittiert.

⁶⁵)Im Folgenden werden die Begriffe *erste* und *zweite Messreihe* für die Datennahme in den beiden Reaktorzyklen verwendet. Eine Messreihe ist in Datensätze unterteilt. Die Datensätze umfassen Messzeiten von etwa 12-24 Stunden.

⁶⁶) \varnothing 7 μm , GOODFELLOW.

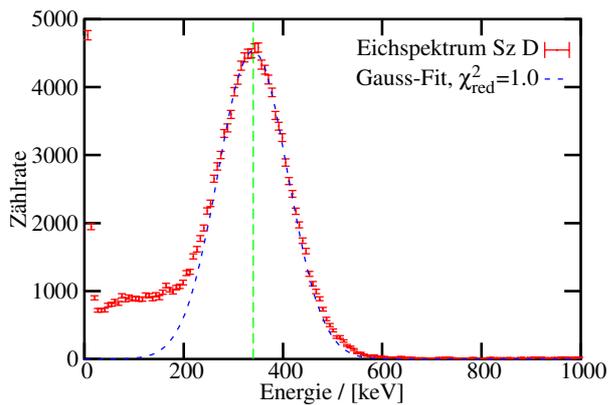


Abb. 3.20: Eichspektrum des Szintillators C mit ^{113}Sn und Anfitung mit einer Gaussfunktion.

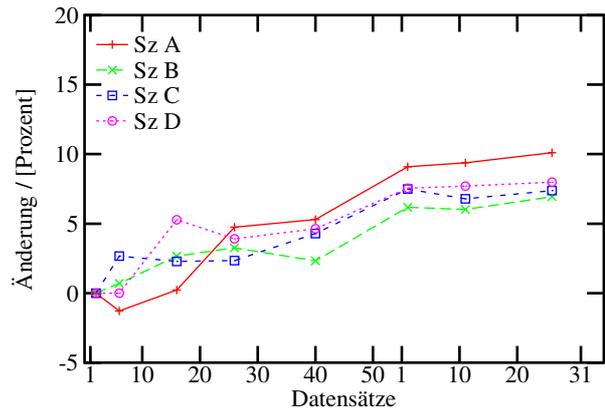


Abb. 3.21: Kalibration der Szintillatoren während der Maschinentage.

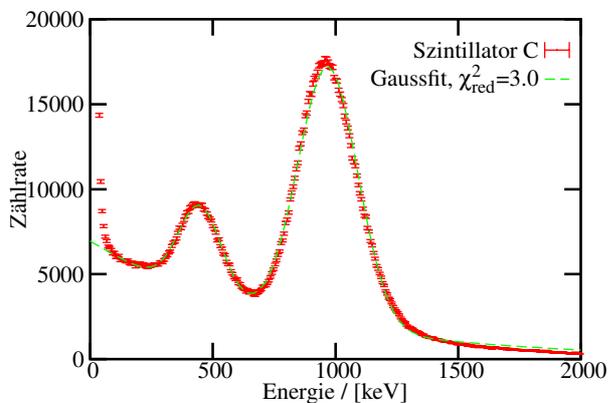


Abb. 3.22: Eichspektrum des Szintillators C mit ^{207}Bi und Anfitung mit zwei Gaussfunktionen.

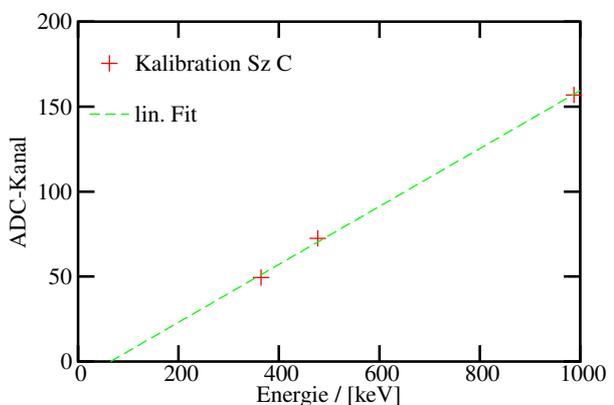


Abb. 3.23: Energie-Kanal-Beziehung des Szintillators C.

cke zu Feldemissionen bei Spannungen ab 15 kV führten. Der Einbau von vergoldeten Wolframdrähten ($\varnothing 25 \mu\text{m}$) brachte zwar eine Verbesserung des Hochspannungsverhaltens. Der Neutronenstrahl aktivierte jedoch die Drähte, was zu nicht akzeptablen Untergrundraten führte. Erst nach Einbau von jeweils sieben $25 \mu\text{m}$ dicken Aluminium-Silizium-Drähten⁶⁷⁾ im Abstand von 10 mm an den Enden der Elektrode konnte die Hochspannung stabil bei 23 kV betrieben werden.

Die neuen Isolatoren waren durch ihre Nähe zur Potenzialerde der inneren Kammer ($\approx 1 \text{ mm}$) ebenfalls eine Ursache von Hochspannungsproblemen. Sie wurden durch kleinere Isolatoren ausgetauscht. Die am Anfang der TRINE 2000 Messung aufgetretenen Kriechströme - verursacht durch Ablagerung auf den Isolatoren - waren auch während der ersten Messreihe der Strahlzeit der Grund, dass die Hochspannung nach etwa 3-4 Tagen instabil wurde. Durch kurzes Hochdrehen auf 25 kV konnten die Adsorbate beseitigt werden (UHV-Prozedur). In der zweiten Messreihe war diese Prozedur nicht mehr notwendig, Überschläge traten nur noch vereinzelt auf.

Während der Datennahme wurden im Abstand von etwa 10 Tagen Maschinentage durchgeführt. Diese beinhalteten die Neukalibrierung der Photomultiplier, Hochspannungsprozeduren, Kontrolle der Polarisation (in der zweiten Messreihe) und - soweit notwendig - Nachjustieren der Schwellen und Spannungen von PiN-Dioden, Photomultipliern und Drahtkammern. Tab. 3.5 fasst den Ablauf der Strahlzeit zusammen.

⁶⁷⁾ $10 \mu\text{m}$ dicke reine Aluminium-Drähte erwiesen sich als mechanisch zu instabil.

Dez. 2002	Einrichten des Polarisators und Lokalisierung der Detektorposition
09.03.2003	Transport des Detektors zum ILL
10.03. – 31.03.	Aufbau des Detektors
26.03.	Magnetfeldmessung
03.04. – 08.04.	Feinjustage der Strahlführung, Polarisationsmessung, Vermessung des Wellenlängenspektrums und der Strahlprofile
01.04. – 21.05.	Untergrundoptimierung, mehrmaliges Austauschen der Potenzialdrähte, Optimierung der Strahlblenden
18.05.	Austausch der Kohlenstoff- durch Wolframdrähte
22.05.	Austausch der Wolfram- durch Aluminiumdrähte
28.05. – 01.06	großer Umbau: Austausch der Isolatoren, Modifikation der Blenden, optische Trennung der Szintillatoren, Einbau von Al-Si-Drähten
18.06.	Erdung der PiN-Dioden-Kabel
05.06. – 25.07.	1. Messreihe
19.06.03	Beginn der Datennahme in der 1. Messreihe, UHV Prozeduren
27.06.	Austausch des Spinflippertreibers, Änderung der Spinflipfolge nach <i>an-aus-aus-an-aus-an-an-aus</i>
03.07	Reaktorausfall für 2 Stunden
04.07	Messprogramm schreibt 128 Zyklen (vorher 100) in ein Ereignisfile
08.07. – 09.07	Erhöhen der Drahtkammerspannung von 1820 V auf 1850 V diverse Optimierungen der Erdung und des spinflipabhängigen Untergrunds
26.07.	Untergrundmessungen, danach Detektor abgeschaltet
03.09. – 08.09.	Wiederinbetriebnahme
26.09.	Umpolen der Führungsfelder
08.09.– 30.09.	Untergrundmessungen
30.09. – 17.10.	Datennahme in der 2. Messreihe, keine UHV Prozeduren mehr notwendig Erhöhen der Drahtkammerspannung auf 1860 V
17.10. – 22.10.	Datennahme mit ausgelenkter Polarisation
23.10.	Kalibrationsmessung der Auslenkspulen
23.10. – 27.10.	Abbau und Rücktransport nach München
31.10.	Weisswurstessen

Tab. 3.5: Der Ablauf der Strahlzeit 2003 am ILL.

Kapitel 4

Datenanalyse

Dieses Kapitel behandelt die Analyse der Daten und die Bestimmung des D -Koeffizienten. Die zunächst erforderliche Vorbehandlung der Daten ist Gegenstand von Abschnitt 4.1, bevor in Abschnitt 4.2 auf die Berechnung der Peakflächen aus den TAC-Zählraten eingegangen wird. Mittels der Erstellung von PiN-Filtern werden Schnitte in die Energiespektren der PiN-Dioden gelegt und der Untergrund der TAC-Spektren minimiert. Nach Diskussion der Szintillatoreichungen und der Daten des Neutronenmonitors, die die TAC-Raten normieren, behandelt Abschnitt 4.2.4 detailliert die Untergrundanalyse und die Berechnung der Peakflächen.

Weiter wird auf das Verfahren zur Einschränkung des Drahtkammerbereichs eingegangen und die Stabilität der Messungen untersucht. Aufgrund auftretender systematischer Effekte in den Daten (Abschnitt 4.4) schließt sich eine Diskussion möglicher Ursachen dieser Effekte an (Abschnitt 4.4.2).

Auf verschiedene Methoden einer Auswertung, die versuchen, diese systematischen Effekte zu berücksichtigen, geht Abschnitt 4.5 ein, bevor in Abschnitt 4.6 die eigentliche Auswertung der Daten erfolgt. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung der Datenanalyse, der systematischen Effekte und einem Ausblick auf eine mögliche alternative Analyse der Daten.

4.1 Datenvorbehandlung

Die Vorbehandlung der Daten umfasst das Aussortieren von Zyklen, in denen der Detektor instabil lief. Weiter werden solche Ereignisse verworfen, bei denen eine eindeutige Zuordnung zu einer Detektorkombination nicht möglich ist. Die Daten werden anschließend nach den jeweils angesprochenen Szintillatoren sortiert und stehen zur Analyse der PiN-Spektren zur Verfügung. Die folgenden Angaben zur Datenvorbehandlung beziehen sich immer auf jeweils einen Datensatz (siehe Fussnote ⁶⁵ zur Einführung dieses Begriffs sowie Abschnitt 3.6.2 zu Begriffen der Datennahme).

Berechnung der Pedestal. Aus den Rohdaten werden zunächst die Pedestals der einzelnen Photomultiplier berechnet. Das Pedestal eines Photomultipliers umfasst etwa 10 Kanäle. Diese werden für jeden Datensatz zu einem Mittelwert zusammengefasst. Die Pedestalmittelwerte der Photomultiplier schwanken zwischen zwei Maschinentagen um weniger als 1 keV.

Aussortieren von Zyklen. Zunächst werden aufgrund der Information der Umgebungsdatei Zyklen aus dem Datensatz aussortiert, bei denen die Koinzidenzrate einer Drahtkammer und des entsprechenden Szintillators Sprünge außerhalb der Statistik aufweist. Diese sind im Wesentlichen verursacht durch Überschäge der Hochspannung oder der Drahtkammerspannung. In solchen Fällen wurde während der Messung die Drahtkammerspannung abgeschaltet und die Datenaufnahme für vier Minuten unterbrochen, um dem Detektor Zeit für eine Stabilisierung zu geben. In der Datenaufbereitung werden der

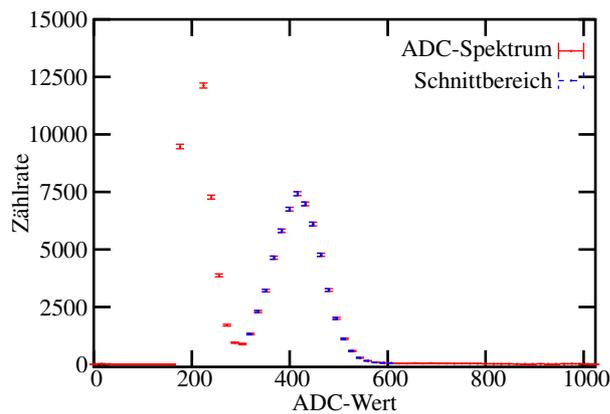


Abb. 4.1: ADC-Spektrum der PiN-Diode b05. Der Bereich des Schnitts in das ADC-Spektrum ist ebenfalls wiedergegeben; Binning 16.

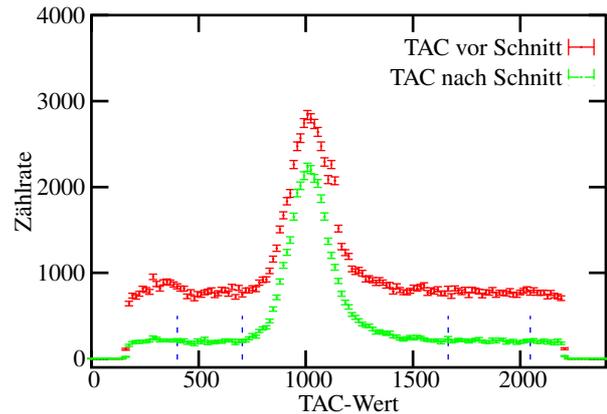


Abb. 4.2: TAC-Spektrum der PiN-Diode b05. Die zwei Bereiche, über die nach dem Schnitt der Untergrundfit erfolgt, sind angedeutet; Binning 16.

zugehörige und die sieben folgenden Zyklen verworfen⁶⁸⁾. Zyklen, in denen die Zählrate einer Diode der auf die Hochspannung empfindlichsten PiN-Ebene 04 (teilweise auch 05) 500 Hz überschreitet, werden ebenfalls aussortiert.

Nach der ersten Datenbereinigung sind etwa 3-5% der Ereignisse aussortiert. Die bereinigten Daten werden nach dem Status des Spinflippers⁶⁹⁾ in zwei Dateien aufgeteilt.

Aussortieren nicht eindeutiger Ereignisse. Die zweite Datenbereinigung sortiert alle Ereignisse aus, bei denen nicht genau ein Szintillator und genau eine PiN-Diode angesprochen haben, sowie alle Ereignisse ohne gültigen TAC-Wert. Dabei muss der Energiewert des angesprochenen Szintillators mindestens 14 keV oberhalb des jeweiligen Pedestals, die Energiewerte der anderen Szintillatoren unter 14 keV liegen. Der Schwellenwert ist ein Kompromiss aus der Forderung, Ereignisse, bei denen etwa durch optisches Übersprechen zwei Szintillatoren getriggert haben, zu verwerfen, jedoch nicht unnötig hoch in das Elektronenspektrum zu schneiden.

Der verwendete Anodenbereich der Drahtkammern unterliegt in diesem Schritt noch keiner Einschränkung. Als Ergebnis liegen zwei nach Status des Spinflippers sortierte Dateien vor.

4.2 Berechnung der TAC-Zählraten

Abb. 4.1 und 4.2 zeigen das ADC-Spektrum sowie das TAC-Spektrum der über alle Szintillatoren aufsummierten Ereignisse für die PiN-Diode b05 eines Datensatzes. Die typische Messzeit für einen Datensatz betrug etwa 12 Stunden. Die über alle PiN-Dioden aufsummierte Koinzidenzzählrate ist in Tab. 2.1 angegeben. Durch sogenannte prompte Ereignisse wie Gammas oder Höhenstrahlung können die einzelnen Detektorkomponenten gleichzeitig getriggert werden. Die hohe Energie dieser Ereignisse bringt die Elektronik in Sättigung. Die Einordnung ist als prompter Peak im ungeschnittenen TAC-Spektrum um Kanal 1120 erkennbar. Durch die Sättigung der Elektronik werden die Stoppsignale dieser prompten Ereignisse so stark verzögert. Weiter sitzt der Protonenpeak auf einem Untergrund, der vom Rauschen der PiN-Diode und der Elektronik herrührt. Im ADC-Spektrum ist die Trennung des Rauschens vom Signal der Protonen zu sehen.

⁶⁸⁾Dies ist mit der Teilbarkeit der Spinflipfolge durch 8 begründet und wird auch für Daten vor dem 27.06.03 (siehe Tab. 3.5) angewandt.

⁶⁹⁾Der Status des Spinflippers wird über eine Pick-Up-Spule an die Elektronik weitergegeben. Diese sperrt die Datenaufnahme, sollte der geforderte Status nicht erfüllt sein. Die Datenanalyse fordert explizit, dass das entsprechende Bit für den Status des Spinflippers gesetzt ist. Dies wurde in Hinblick auf die in Abschnitt 4.4 auftretenden Eingangssymmetrien für Stichprobendaten nochmals geprüft.

Es werden nun Schnitte in das ADC-Spektrum gelegt (blaue Datenpunkte in Abb. 4.1) und nur ein bestimmter ADC-Bereich zur weiteren Datenanalyse zugelassen. Die Reduzierung des Untergrunds sowie die Unterdrückung des prompten Peaks sind ebenfalls in Abb. 4.2 wiedergegeben.

Unter Anwendung dieser Schnitte erfolgt dann die Bestimmung der auf einen einzelnen Szintillator - und damit auf eine Detektorkombination - bezogenen TAC-Peakfläche. Die Erstellung der Schnitte wird im Weiteren beschrieben, wobei erst Abschnitt 4.2.4 detailliert auf das Berechnungsverfahren der Peakflächen eingeht.

4.2.1 Erstellen der PiN-Filter

Es bezeichnen \mathcal{N} die untergrundbereinigte Peakfläche und $\delta\mathcal{N}$ den Fehler des TAC-Peaks, der sich über die Kanäle $\tau_0 \dots \tau_1$ erstreckt. Die Gesamtfläche unter dem TAC-Peak sei mit \mathcal{A} , der Untergrund mit \mathcal{U} bezeichnet. Die unteren und oberen Schnitte π_0, π_1 in das ADC-Spektrum sind so gewählt, dass das Verhältnis $\delta\mathcal{N}(\{\pi_0 \dots \pi_1\})/\mathcal{N}(\{\pi_0 \dots \pi_1\})$ minimal ist⁷⁰⁾. Dazu setzt π_1 zunächst eine Grenze oberhalb des ADC-Peaks fest. Für in Schritten von 16 Kanälen variierendes π_0 erfolgt nun für den Bereich $\{\pi_0 \dots \pi_1\}$ die Berechnung des Untergrunds sowie der Werte $\delta\mathcal{U}$, $\delta\mathcal{A}$, $\delta\mathcal{N}$ und $\delta\mathcal{N}/\mathcal{N}$. Mit festgesetztem optimalem Schnitt π_0^{opt} bestimmt das Verfahren anschließend in gleicher Weise den Wert π_1^{opt} .

Als Ergebnis liegen für jede der 52 PiN-Dioden und für die beiden nach Status des Spinflippers getrennten Dateien die optimalen Filter vor. Die PiN-Filter für beide Spinrichtungen werden vereinigt $\{\pi_0^{\text{opt}} \dots \pi_1^{\text{opt}}\} := \{\pi_0^{\text{opt},\uparrow} \dots \pi_1^{\text{opt},\uparrow}\} \cup \{\pi_0^{\text{opt},\downarrow} \dots \pi_1^{\text{opt},\downarrow}\}$ und stehen zur Berechnung der TAC-Zählraten zur Verfügung. Die Stabilität der Filter zeigt Abb. 4.3 am Beispiel der PiN-Diode b05 für die Datensätze der zweiten Messreihe. Die Schwankungen des π_1^{opt} (etwa ± 32 Kanäle) hat kaum Auswirkungen auf die TAC-Zählrate, da der obere Schnitt in einem ADC-Bereich variiert, der nur noch wenig zur TAC-Zählrate beiträgt (siehe Abb. 4.1).

4.2.2 Eichung der Szintillatoren

Aufteilen nach Szintillatoren, Energieschnitt. Um die Daten für die Auswertung handhabbarer zu machen, werden die nach Status des Spinflippers getrennten Dateien nochmals einzeln nach angesprochenem Szintillator aufgeteilt. Mit den an Maschinentagen durchgeführten Kalibrationen der Szintillatoren erfolgt zusätzlich eine Einschränkung der Spektren auf Energien der Elektronen im Bereich [150...1000 keV]. Damit werden Koinzidenzereignisse, die aufgrund ihrer geringen Energie empfindlich auf systematische Effekte sind, aus der Auswertung herausgenommen. Weiter wäre für niedrige Elektronenenergien eine ortsempfindliche Nachweiswahrscheinlichkeit in den Szintillatoren zu erwarten (siehe auch Fußnote ⁷⁷⁾).

Die Eichung der Szintillatoren erfolgt über die zwischen zwei Maschinentagen gemittelte Energieinformation der Spektren der ^{113}Sn -Eichquellen, mit denen die Photomultiplier der einzelnen Szintillatoren aufeinander abgestimmt wurden. Offsets aufgrund der Beschleunigungsspannung für die Protonen und des Energieverlusts durch die verschiedenen Folien sind berücksichtigt. Abb. 4.4 zeigt das β -Spektrum der Diode b05 in Koinzidenz mit Szintillator D (Kombination 3) nach dem Energieschnitt und Anwenden der Filterbedingung für b05. Der zu kleineren Energien abgeschnittene Bereich ist ebenfalls eingezeichnet. Die Schwelle, oberhalb der Elektronen von dem Szintillator nachgewiesen werden, liegt bei 14 keV. Aufgrund der endlichen Energieauflösung muss das Spektrum über 781 keV hinausgehen. Weiter ist das β -Spektrum dadurch deformiert, dass durch die Detektoranordnung geometrische und damit kinematische Einschränkungen vorliegen. Diese wirken sich etwa für Kombinationen mit kleineren Winkeln als Kombination 3 dahingehend aus, dass Spektren bei größeren Energien eine Unterdrückung erfahren, deformieren aber auch das Spektrum der Kombination 3.

⁷⁰⁾Das Verhältnis $\delta\mathcal{N}/\mathcal{N}$ geht in die Berechnung des Fehlers der Asymmetrien für eine Detektorkombination ein.

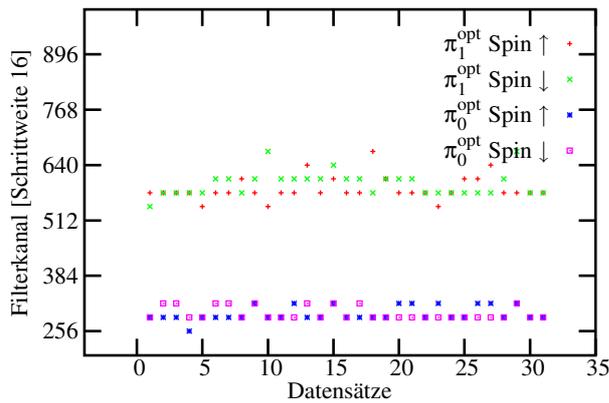


Abb. 4.3: Stabilität der PiN-Filter für die PiN-Diode b05; beide Spinrichtungen, zweite Messreihe. Die Schrittweite der Optimierung betrug 16 Kanäle.

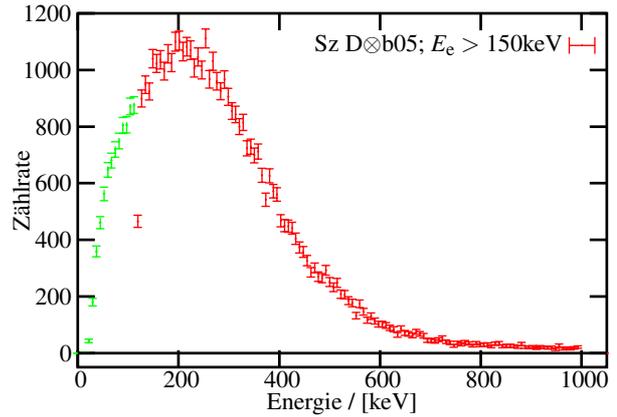


Abb. 4.4: β -Spektrum von PiN-Diode b05 und Szintillator D (Kombination 3) eines Datensatzes. Der Energieschnitt liegt bei 150 keV.

4.2.3 Neutronenmonitor

Der Neutronenmonitor misst einen kleinen Anteil des Neutronenflusses am Ende des Detektors. Die über einen Zylus integrierte Rate $M_s, s \in \{\uparrow, \downarrow\}$, berücksichtigt Variationen im Neutronenfluss sowie unterschiedliche Zeitintervalle in den Messzeiten für beide Spinrichtungen. Diese können durch eine unterschiedliche Anzahl von Zyklen auftreten⁷¹⁾. Der Neutronenmonitor enthält damit die Information über die Lifetime der Zyklen und wird zur Normierung der TAC-Zählraten für jeden Datensatz und jede Spinrichtung aus der Umgebungsdatei gelesen. Abb. 4.5 zeigt die mit der jeweiligen Messzeit kalibrierten Zählrate der Datensätze beider Messreihen. Sprünge in den Zählraten sind im Wesentlichen auf Schwankungen im Fluss des Heliums zurückzuführen, mit dem der Polarisator gespült wurde⁷²⁾.

4.2.4 Berechnung der TAC-Peakflächen

Abb. 4.6 zeigt das TAC-Spektrum der Detektorkombination 3 (Szintillator D \otimes Diode b05, für eine Spinrichtung) vor und nach Anwendung des entsprechenden PiN-Filters. Zur Bestimmung der Asymmetrie α^{ij} einer Detektorkombination muss die Peakfläche aus dem geschnittenen Spektrum bestimmt werden. Das Berechnungsverfahren dazu ist analog zu dem in [SOL00] vorgestellten. Hier wurde jedoch das NEWTON-Verfahren zur Optimierung des Untergrundfits gewählt (Abschnitt 4.2.4.1). Weiter kommt aufgrund der Untergrundverhältnisse eine andere Methode für die Bestimmung des TAC-Peakbereichs zum Einsatz (Abschnitt 4.2.4.2).

4.2.4.1 Anfitung des Untergrunds

Zur Berechnung der Peakfläche werden zunächst Untergrundbereiche im TAC-Spektrum vor und nach dem Peak festgesetzt ($\{\tau_0^{\text{UG,v}} \dots \tau_1^{\text{UG,v}}\}$ bzw. $\{\tau_0^{\text{UG,n}} \dots \tau_1^{\text{UG,n}}\}$, siehe Abbildung 4.6). Der Bereich ist für alle PiN-Dioden gleich und bildet keine Schnittmenge mit den im Weiteren zu definierenden Protonen-Peakbereichen. Die Anfitung des Untergrundbereichs erfolgt mit einer Exponentialfunktion $U(\tau) = U_0 e^{-w_0 \tau}$. Dies entspricht der Annahme, dass der TAC außerhalb des Peaks nur von zufälligen Koinzidenzen gestoppt wird (siehe [LEO94]). Der Fehler der Untergrundanpassung ist allgemein

⁷¹⁾Trotz des Verwerfens von jeweils acht aufeinanderfolgenden Zyklen kann es vorkommen, dass nach der Datenvorbehandlung eine unterschiedliche Anzahl an Zyklen für beide Spinrichtungen vorliegt. In der Datenbereinigung werden nicht benötigte Neutronenmonitordaten immer mit den Zyklen aussortiert.

⁷²⁾Dies hatte zum Zweck, den Neutronenfluss zu erhöhen sowie die Erzeugung von für die Polarisator-Superspiegel schädlichen Radikalen zu unterdrücken.

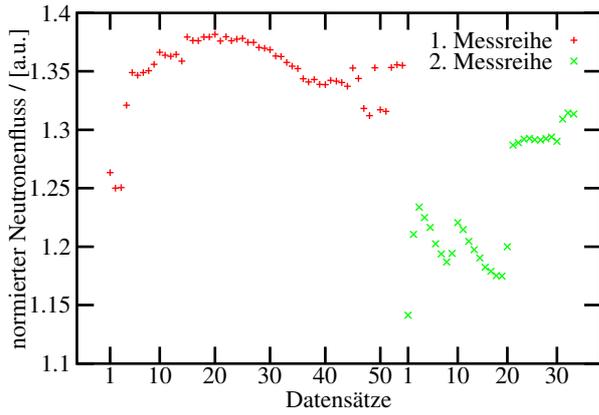


Abb. 4.5: Monitor Daten des auf die jeweilige Messzeit normierten Neutronenflusses für beide Messreihen.

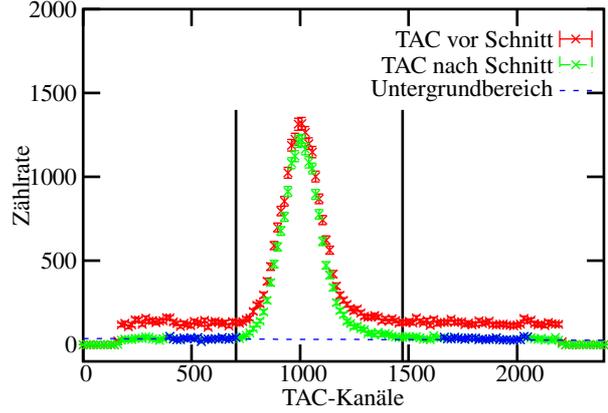


Abb. 4.6: TAC-Spektrum der PiN-Diode b05 (in Verbindung mit Sz D) vor und nach dem ADC-Schnitt.

gegeben durch:

$$(\delta U)^2 = \frac{\partial^2 U}{\partial U_0^2} (\delta U_0)^2 + \frac{\partial^2 U}{\partial w_0^2} (\delta w_0)^2 + 2 \frac{\partial^2 U}{\partial U_0 \partial w_0} \text{cov}(U_0, w_0) \quad (4.1)$$

mit dem Kovarianzterm:

$$\text{cov}(U_0, w_0) = \langle (U_0 - \langle U_0 \rangle)(w_0 - \langle w_0 \rangle) \rangle. \quad (4.2)$$

Die Berechnung der Werte U_0 , δU_0 , w_0 und δw_0 erfolgt über die Minimierung der Funktion

$$S(U_0, w_0) \equiv \chi^2 := \sum_{\tau \in \tau^{\text{UG}}} \left(\frac{N_\tau - U(\tau)}{\delta N_\tau} \right)^2, \quad (4.3)$$

wobei N_τ die Einträge im Untergrundkanal $\tau \in \tau^{\text{UG}}$ angibt. Die Forderung nach einem lokalen Minimum von (4.3) in der (U_0, w_0) -Ebene führt auf:

$$\frac{\partial S(U_0, w_0)}{\partial U_0} = - \sum_{\tau \in \tau^{\text{UG}}} 2 \frac{N_\tau - U_0 e^{-w_0 \tau}}{(\delta N_\tau)^2} e^{-w_0 \tau} \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial S(U_0, w_0)}{\partial w_0} = \sum_{\tau \in \tau^{\text{UG}}} 2 \frac{N_\tau - U_0 e^{-w_0 \tau}}{(\delta N_\tau)^2} U_0 \tau e^{-w_0 \tau} \stackrel{!}{=} 0. \quad (4.5)$$

Diese Gleichungen sind nicht nach U_0 und w_0 auflösbar. Daher wird die exponentielle Fitfunktion $U = U_0 e^{-w_0 \tau}$ zunächst über die Transformation

$$(\tau, N_\tau, \delta N_\tau = \sqrt{N_\tau}) \rightarrow (\tau, \ln N_\tau, \delta(\ln N_\tau) = 1/\sqrt{N_\tau}) \quad (4.6)$$

auf die lineare Form $f(\tau) = a\tau + b$ gebracht. Für die lineare Form existiert eine geschlossene Lösung des Problems (4.3) (siehe etwa [LEO94]), mit der zunächst die Größen a und b berechnet werden. Diese werden anschließend der Rücktransformation

$$U_0^{\text{lin}} = e^b, \quad \delta U_0^{\text{lin}} = U_0^{\text{lin}} \delta b, \quad w_0^{\text{lin}} = -a, \quad \delta w_0^{\text{lin}} = \delta a \quad (4.7)$$

unterzogen. Die so erhaltenen Werte U_0^{lin} , w_0^{lin} , δU_0^{lin} und δw_0^{lin} dienen schließlich als Eingangsparameter für das anschließende Iterationsverfahren zur Minimierung von $S(U_0, w_0)$. Das Iterationsverfahren berechnet zunächst im ersten Schritt die Matrix

$$(V^{-1})_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S(U_0, w_0)}{\partial x_i \partial x_j} \quad \text{mit} \quad x := \begin{pmatrix} U_0 \\ w_0 \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Beschreibung	Größe	statistischer Fehler
Einträge im TAC-Spektrum	N_τ	$\delta N_\tau = \sqrt{N_\tau}$
Untergrundformel	$U(\tau) = U_0 e^{-w_0 \tau}$	$\delta U = U \times$
Parameter von U	U_0, w_0	$\sqrt{\left(\frac{\delta U_0}{U_0}\right)^2 + (\tau \delta w_0)^2 - 2 \frac{\tau}{U_0} \text{cov}(U_0, w_0)}$ $\delta U_0, \delta w_0, \text{cov}(U_0, w_0)$, siehe Text
Cross Area \mathcal{A}	$\mathcal{A} = \sum_{\tau=\tau_0^{\text{Peak}}}^{\tau_1^{\text{Peak}}} N_\tau$	$\delta \mathcal{A} = \sqrt{\mathcal{A}}$
Untergrund \mathcal{U}	$\mathcal{U} = \sum_{\tau=\tau_0^{\text{Peak}}}^{\tau_1^{\text{Peak}}} U(\tau)$	$\delta \mathcal{U} = \sum_{\tau=\tau_0^{\text{Peak}}}^{\tau_1^{\text{Peak}}} \delta U(\tau)$
Peakfläche \mathcal{N}	$\mathcal{N} = \mathcal{A} - \mathcal{U}$	$\delta \mathcal{N} = \sqrt{(\delta \mathcal{A})^2 + (\delta \mathcal{U})^2}$
Rate des Neutronenmonitors	M_s	$\delta M_s = \sqrt{M_s}$
Zählrate N_s	$N_s = \frac{N_s}{M_s}$	$\delta N_s = N_s \sqrt{\left(\frac{\delta N_s}{N_s}\right)^2 + \left(\frac{\delta M_s}{M_s}\right)^2}$
exp. Asymmetrie α	$\alpha = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}$	$\delta \alpha = \frac{2N_\uparrow N_\downarrow}{(N_\uparrow + N_\downarrow)^2} \times \sqrt{\left(\frac{\delta N_\uparrow}{N_\uparrow}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_\downarrow}{N_\downarrow}\right)^2}$

Tab. 4.1: Zusammenfassung der Formeln zur Berechnung der Asymmetrie α .

Die Werte $\delta U_0, \delta w_0$ und die Kovarianz ergeben sich dann aus der Fehlermatrix:

$$V = \begin{pmatrix} (\delta U_0)^2 & \text{cov}(U_0, w_0) \\ \text{cov}(U_0, w_0) & (\delta w_0)^2 \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

Zur schrittweisen Minimierung von $S(U_0, w_0)$ wird nun das NEWTON-Verfahren angewandt, das die Fläche $S(U_0, w_0)$ in einer TAYLOR-Entwicklung als Paraboloid annähert:

$$S(U_0, w_0) \equiv S(\mathbf{x}) \simeq S(\mathbf{x}_0) + \mathbf{g}^T(\mathbf{x}_0) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) + \frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)^T \mathbf{G}(\mathbf{x}_0) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0). \quad (4.10)$$

\mathbf{g} ist der Vektor der ersten Ableitung $\partial S / \partial x_i$ und \mathbf{G} die Matrix der zweiten Ableitung $\partial^2 S / \partial x_i \partial x_j$. Das Minimum ist gegeben mit:

$$\mathbf{x}_{\min} = \mathbf{x}_0 - \mathbf{G}^{-1}(\mathbf{x}_0) \cdot \mathbf{g}(\mathbf{x}_0). \quad (4.11)$$

Mit den so erhaltenen neuen Eingangswerten werden weitere Iterationsschritte durchgeführt und die Werte von (4.4) und (4.5) überprüft. Diese erreichen bereits nach wenigen Schritten den Wert Null, womit die Iteration beendet ist⁷³⁾. Die Notwendigkeit, die Kovarianz in die Fehlerbehandlung mit einzubeziehen, ergibt sich aus den nahe bei 1 liegenden Werten für die aus den Fits berechneten Korrelationskoeffizienten $r = \text{cov}(U_0, w_0) / (\delta U_0 \delta w_0)$.

4.2.4.2 Berechnung der Peakflächen

Im Weiteren wird die TAC-Peakfläche aus den Spektren bestimmt. Der Peak ist dabei als der Bereich $\{\tau_0^{\text{Peak}} \dots \tau_1^{\text{Peak}}\}$ definiert, für den die Einträge im Flugzeitspektrum mehr als zwei Sigma vom Untergrundfit abweichen. Eine schrittweise Optimierung des Verhältnisses $\delta \mathcal{N} / \mathcal{N}$ wie bei der Optimierung der PiN-Filter ist nicht sinnvoll, da aufgrund des im Vergleich zur TRINE-2000 Messung höheren Untergrunds der Peakbereich zu stark eingeschränkt würde. Die Festsetzung einer Abweichung von zwei Sigma liegt begründet in der Forderung, den Peakbereich statistisch, aber nicht mehr als erforderlich,

⁷³⁾Im Rahmen der betrachteten Genauigkeit von 10^{-6} ; das NEWTON-Verfahren divergiert in seltenen Fällen, in denen die Paraboloid-Näherung durch zu wenig Einträge in den Untergrundkanälen versagt. Eine erneute Berechnung mit einem höheren Binning der Spektren ist dann erforderlich.

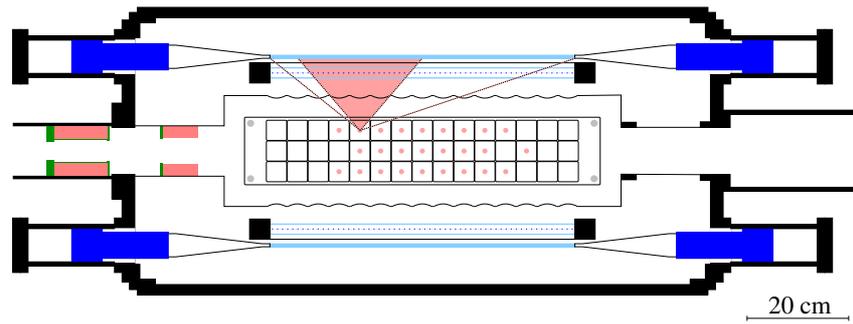


Abb. 4.7: Symmetrisierung des TRINE-Detektors: Eingezeichnet ist der akzeptierte Bereich für Elektronenbahnen bei Zulassung aller Anodendrähte sowie bei Einschränkung auf ± 11 Drähte am Beispiel der PiN-Diode d05.

vom Untergrund zu trennen. Alternativ könnte der Peakbereich auch von Hand bestimmt und dann festgehalten werden. Damit hinge er nicht mehr von der Statistik im jeweiligen Datensatz ab. Die in der Auswertung verwendeten Datensätze haben jedoch aufgrund des Ablaufs der Strahlzeit sehr ähnliche Statistiken. Untersuchungen zeigten weiter, dass mit der verwendeten Methode die Schwankungen des Peakbereichs über die Datensätze so gering sind⁷⁴⁾, dass sie aufgrund der niedrigen Kanaleinträge in den Randbereichen des Peakbereichs einen rein statistischen Einfluss von unter $2 \cdot 10^{-4}$ auf die berechneten TAC-Peakflächen haben.

Die Einträge im Peakbereich $\{\tau_0 \dots \tau_1\}$ werden als Cross Area \mathcal{A} (mit entsprechendem Fehler $\sqrt{\mathcal{A}}$) bezeichnet. Der Untergrund und sein Fehler ergeben sich aus der Summation der Funktion $U(\tau)$ und der Fehler δU in diesem Bereich. Die Peakfläche berechnet sich dann nach: $\mathcal{N} = \mathcal{A} - U$ mit dem Fehler $\delta \mathcal{N} = \sqrt{(\delta \mathcal{A})^2 + (\delta U)^2}$. Die Berücksichtigung der Messzeit erfolgt über die Kalibrierung der Peakflächen mit den Raten des Neutronenmonitors für die jeweilige Spinstellung. Bezogen auf eine Detektorkombination ij und eine Spinstellung s ist die normierte Zählrate dann: $N_s^{ij} = \mathcal{N}_s^{ij} / M_s$. Mit N_s^{ij} werden die Asymmetrien nach (2.9) berechnet. Die Formeln sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

4.2.5 Einschränkung des Drahtkammerbereichs

Die bisherige Vorauswertung der Daten erfolgte für Elektronenereignisse über den gesamten Szintillatorbereich. Dabei liegt nur für die mittlere Ebene 08 ein vollkommen symmetrischer Detektor vor. Andere Ebenen sind mit unterschiedlich großen Bereichen des Szintillators relativ zur Strahlrichtung kombiniert. Dies führt aufgrund der paritätsverletzenden Korrelationen im Neutronenzerfall zu Asymmetrien in Abhängigkeit von der Detektorposition (siehe Abschnitt 2.3.1, insbesondere Abb. 2.4). Die Information über die angesprochenen Anoden (siehe Abb. 3.16) ermöglicht jedoch eine Einschränkung auf solche Ereignisse, für die relativ zur Lage der PiN-Diode gleiche Raumwinkel des Szintillators angesprochen werden. Abb. 4.7 verdeutlicht dies anhand der PiN-Diode d05 und der Forderung, dass nur ± 11 Anodendrähte symmetrisch zur Position dieser PiN-Diode angesprochen haben dürfen. In der Datenauswertung werden die angesprochenen Anodendrähte zu Clustern zusammengefasst (siehe Abschnitt 3.6.2). Für ein gültiges Ereignis dürfen nicht mehr als 10 zugleich angesprochene Drähte und nicht mehr als 1 Cluster vorliegen. Hier nicht weiter aufgeführte Untersuchungen zeigten, dass Ereignisse mit 2 Clustern noch eine verwendbare Ortsauflösung in z -Richtung liefern, wohingegen bei mehr Clustern (und entsprechend mehr angesprochenen Drähten) dies nicht mehr gegeben ist.

Auf den Schwerpunkt eines Clusters kann eine Schnittbedingung gelegt und somit der Drahtkammerbereich relativ zu Lage einer PiN-Diode eingeschränkt werden. Sollen für alle Dioden gleich große Szintillatorbereiche gelten, ist ein maximaler Anodenbereich von ± 13 Drähten möglich. Kleinere Anodenbereiche als ± 7 Drähte sind nicht sinnvoll, da dann die Statistik einzelner Datensätze zu gering für die

⁷⁴⁾Bei dem für die Berechnung der Peakflächen verwendeten Binning der Daten von 64 Kanälen wichen die Peakbereiche über den Datensätzen um maximal einen Kanal voneinander ab. In Abb. 4.6 (Binning 16) entspricht dies 4 Kanälen.

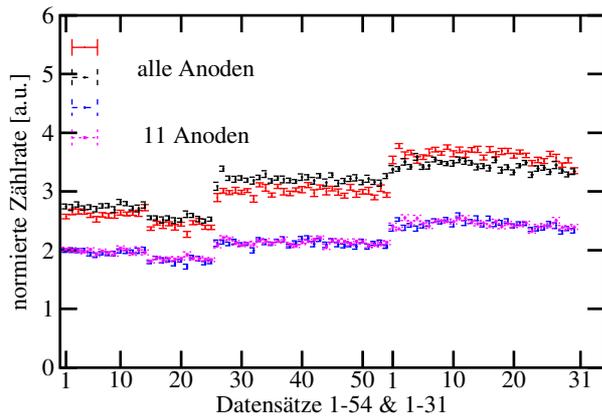


Abb. 4.8: TAC-Zählraten der PiN-Diode d05 für beide Spinrichtungen und den vollen/eingeschränkten Anodenbereich. Beide Datensätze sind eingetragen.

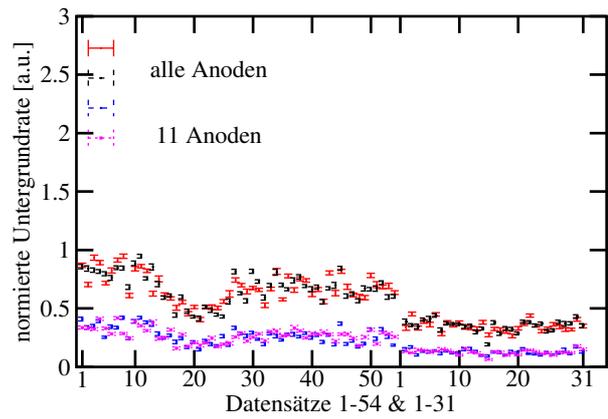


Abb. 4.9: Untergrund-Zählraten der PiN-Diode d05. Für die Ordinate wurde eine andere Skalierung gewählt. Beide Datensätze sind eingetragen.

Untergrundanpassung wird (siehe Fußnote ⁷³⁾).

4.3 Stabilität der Messung

Abb. 4.8 zeigt die mit der Neutronenmonitorrates kalibrierte TAC-Zählrate der PiN-Diode d05 bezogen auf den Szintillator B (Kombination 3) für beide Messreihen. Die Berechnung lässt den ganzen Anodenbereich zu bzw. fordert eine Einschränkung auf einen Drahtkammerbereich von ± 11 Anoden. Die Stufen in der 1. Messreihe stammen aus der Effizienzsteigerung der Drahtkammern durch Erhöhen der Anodenspannung auf 1860 Volt. Die Stufe zwischen den Messreihen hängt mit veränderten Anfangsbedingungen zu Beginn der zweiten Messreihe zusammen⁷⁵⁾. Die Koinzidenzzählrate blieb davon unberührt, wie eine stichprobenartige Analyse einzelner Datensätze zeigte.

Die Einschränkung des Anodenbereichs lässt nur noch etwa 2/3 aller Koinzidenzen zu. Darstellungen für gewählte Drahtkammerbereiche zwischen 10 und 13 Anoden sind vergleichbar mit der hier abgebildeten.

Der normierte Untergrund im TAC-Spektrum der Diode d05 ist in Abb. 4.9 wiedergegeben. Höhere Untergrundbeiträge sind auf Datensätze zurückzuführen, in denen der Detektor durch Spannungsüberschläge der Hochspannung oder der Drahtkammern unruhig lief. Auch Temperaturdrifts sowie erhöhter γ -Untergrund, der zu einer Erhöhung der Zufallskoinzidenzen beiträgt, wirken sich auf den Untergrund aus. Da dies nach den Untersuchungen keine Auswirkung auf die TAC-Rate hat⁷⁶⁾, ist ein Aussortieren solcher Datensätze nicht notwendig. Insgesamt stellte sich heraus, dass die Dioden - wie auch aus Abb. 4.9 für b05 hervorgeht - im Verlauf des Experiments immer niedrigere Untergrundraten lieferten.

Eine Aussage über die Güte der Untergrundfits macht Abb. 4.10. Aufgetragen sind die χ^2 der Untergrundfits für die 36 Dioden der Reihen a-d aus beiden Messreihen und beiden Spinrichtungen für die Kombination 3. Die Verteilung stimmt mit der erwarteten Verteilung nach:

$$P(\nu, \chi^2) = \mathcal{E} \cdot \frac{(\chi^2)^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{2^{\frac{\nu}{2}} \Gamma(\frac{\nu}{2})} \quad (4.12)$$

gut überein (\mathcal{E} = Zahl der Einträge = (54 + 31 Datensätze) \times 36 Dioden \times 2 Spinrichtungen; ν = Zahl der

⁷⁵⁾Zwischen erster und zweiter Messreihe lagen 4 Wochen Pause, in denen die Detektorkammern im Ganzen unter Hochvakuum waren. Anschließend wurden Parameter wie Zählgasdruck und Durchfluss von Neuem eingestellt.

⁷⁶⁾Totzeit erhöhende Effekte können etwa die TAC-Raten der Dioden verringern. Dies kommt insbesondere für die auf HV-Überschläge sensitive Ebene 04 in Frage. Es konnte kein Effekt einer Verringerung der TAC-Rate gerade aufgrund dieser Ebene festgestellt werden.

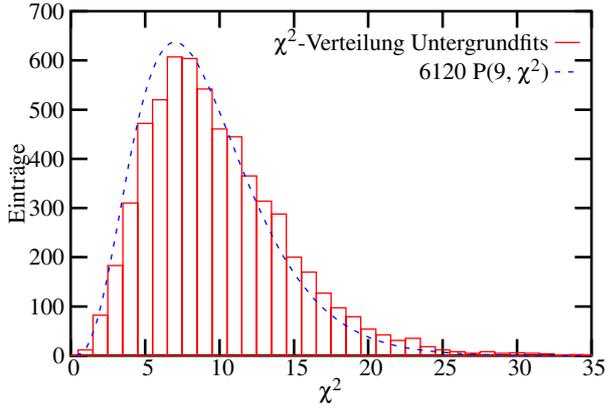


Abb. 4.10: χ^2 -Verteilung der Untergrundfits über alle Datensätze, Spinrichtungen und PiN-Dioden.

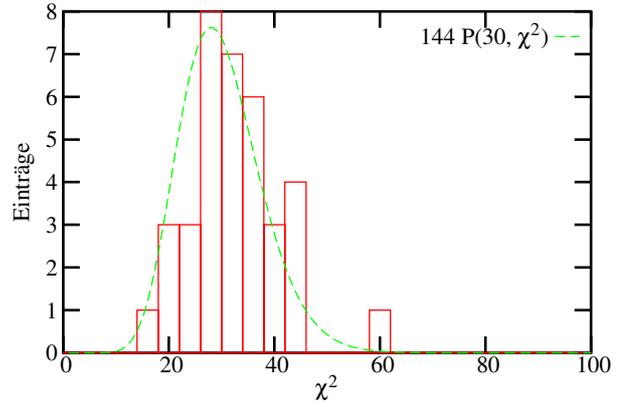


Abb. 4.11: χ^2 -Verteilung der Einzelasymmetrien der Kombination 3, zweite Messreihe. $\mathcal{E}=36$, Binning 4, $\nu=31-1$.

Freiheitsgrade = 11 Untergrundkanäle - 2 Fitparameter). Korrekturen zum Untergrund sind damit nicht erforderlich.

Aus den TAC-Raten für beide Spinrichtungen werden nach (2.9) die Einzelasymmetrien der PiN-Dioden gebildet. Die Prüfung ihrer zeitlichen Stabilität über die beiden Messreihen ist wieder durch einen χ^2 -Test möglich. Das χ^2 einer Diode wird dabei aus der Mittelung der Asymmetrien α^{ij} über die Datensätze k bestimmt:

$$\chi^2(\langle \alpha^{ij} \rangle) = \sum_k \frac{(\langle \alpha^{ij} \rangle - \alpha_k^{ij})^2}{(\delta \alpha_k^{ij})^2}. \quad (4.13)$$

Abb. 4.11 gibt am Beispiel der Kombination 3 (ohne Einschränkung des Anodenbereichs) die χ^2 -Verteilung für alle Datensätze der 2. Messreihe wieder (Einträge = 36 Dioden \times Binning, Anzahl der Freiheitsgrade = 31 Datensätze - 1 Fitparameter). Die Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung ist akzeptabel. Der Eintrag bei Kanal 60 stammt von Diode d05. Diese Diode wird in der späteren Analyse (siehe Abschnitt 4.6) nicht für die Auswertung verwendet.

Die hier gemachten Aussagen zum Untergrundverhalten und der Zusammenfassbarkeit der Dioden über die Datensätze treffen gleichermaßen für die Dioden der Reihen e und f zu. Die TAC-Raten können damit jeweils über die erste und zweite Messreihen zusammengefasst werden. Es steht danach für jeweils eine Diode und eine Detektorkombination die Asymmetrie α^{ij} zur Verfügung.

4.4 Systematik der Messung

In der weiteren Auswertung werden aus den Einzelasymmetrien die Größe α_D gebildet. Abb. 4.12 gibt im oberen Teil den Verlauf der Einzelasymmetrien für die Dioden a04 und a07 wieder (Kombination 3, erste und zweite Messreihe). Der von Null abweichende Wert der Randdiode a04 bei zugelassenem vollen Szintillatorbereich entspricht der Erwartung, da diese Ebene mit einem asymmetrischen Detektorbereich kombiniert ist und der Einfluss der Koeffizienten A und B am größten ist (vergleiche auch Abschnitt 4.2.5). Weiter reduziert sich bei Einschränkung des Drahtkammerbereichs (in diesem Fall auf 11 Anoden) und damit einhergehender Symmetrisierung des Detektorbereichs die Einzelasymmetrie für a04. Das Vorzeichen der Asymmetrie für die Werte mit vollem Detektorbereich kehrt sich aufgrund der Umpolung des magnetischen Führungsfeldes zwischen den Messreihen um.

Die Diode a07 sollte aufgrund ihrer zentralen Lage bereits ohne Einschränkung durch die Drahtkammern symmetrische TAC-Raten für beide Spinrichtungen liefern. Dies ist nach Abb. 4.12 (unterer

Teil) nicht gegeben. Die Asymmetrie liegt für die erste Messreihe unterhalb von Null und kehrt sich bei Umpolen des Führungsfeldes ebenfalls um. Die Asymmetrie reduziert sich nicht, wenn der Drahtkammerbereich für diese Diode eingeschränkt wird.

Diese Verhalten tritt für eine beträchtliche Anzahl an Dioden auf. Der Effekt ist systematischer Natur und wird im Folgenden als *Eingangsymmetrie* bezeichnet. Im Folgenden werden die Auswirkungen der Eingangsymmetrien auf die nach (2.19) zu bildenden Ebenenasymmetrien betrachtet.

Es muss betont werden, dass die Argumentation zur Einführung der Eingangsymmetrien nicht einer voraussetzungsfreien Analyse der Daten entspricht. Diese würde davon ausgehen, dass Eingangsymmetrien auftreten können. Diese sollten jedoch insbesondere bei Einschränkung des Drahtkammerbereichs statistisch miteinander verträglich sein. Es wird dahingehend argumentiert, dass - auch nach Einschränkung des Drahtkammerbereichs - Asymmetrien auftreten, die mit der bekannten oberen Grenze für D nicht vereinbar sind.

Bei der Bildung von (2.21) für die Ebene 07 kommt aufgrund der Eingangsymmetrie der Diode a07 ein Wert für α_D zustande (siehe Abb. 4.13, unterer Teil), der durch eine Einschränkung des Drahtkammerbereichs z.B. auf 11 Anoden für diese Ebene nicht reduziert werden kann. Wie bereits auch die Eingangsymmetrie kehrt sich das Vorzeichen von α_D zwischen den Messreihen um. Für die Ebene 04 (Abb. 4.13, oberer Teil) ist hingegen in beiden Messreihen kein von Null abweichender Wert α_D sowohl bei vollem als auch bei eingeschränktem Szintillatorbereich zu erkennen.

Folgerung. Einzelne α_{ij} unterliegen einer an den Eingangsymmetrien sichtbaren Systematik, die eine direkte Zusammenfassung der Ebenen nicht möglich macht. Es ist zunächst eine Untersuchung der Eingangsymmetrien notwendig.

4.4.1 Auftretende Effekte

Abb. 4.14 und Abb. 4.15 zeigen die aus der Zusammenfassung aller Datensätze der beiden Messreihen berechneten Asymmetrien und TAC-Zählraten für die Dioden a-d (für die Kombination 3) bzw. e-f (für die Kombination 6). Aufgrund des rein qualitativen Charakters der Darstellung wurde auf eine Fehlerberechnung verzichtet. Der relative Fehler der Asymmetrien kann mit 10^{-2} abgeschätzt werden. Um die Dioden besser vergleichen zu können, ist für die Berechnung der Drahtkammerbereich auf ± 11 Drähte eingeschränkt. In den PiN-Asymmetrien treten zwei Effekte auf:

- Für die Dioden a07, b09 und c11 liegen starke Eingangsymmetrien im Bereich von 3% vor. Viele Dioden haben ebenfalls Eingangsymmetrien von über 1%. Das Vorzeichen dieser Größe kehrt sich zwischen den beiden Messreihen bei nahezu allen Dioden um.
- Die Dioden untereinander weisen Unterschiede in den Zählraten von bis zu einem Faktor 3 auf. Die niedrigste Zählrate hat Diode b08, die höchste Zählrate hat Diode d07.

Ein Zusammenhang zwischen beiden Effekten ist nicht erkennbar (d07 hat eine große Zählrate, aber eine vergleichsweise niedrige Eingangsymmetrie; a07 liefert bei vergleichbarer Zählrate eine hohe Eingangsymmetrie). Die Differenzen in den Zählraten für die beiden Spinrichtungen sind für die Eingangsymmetrien verantwortlich. Mögliche Ursachen der beiden Effekte müssen zunächst näher untersucht werden. Dabei beginnt die Diskussion bei den inneren Komponenten des Protonennachweises und wird anschließend auf die mit dem Elektronennachweis verbundenen Komponenten ausgeweitet. Mögliche Einflüsse der Elektronik sowie der elektrischen und magnetischen Feldkonfiguration schließen die Diskussion ab, bevor Abschnitt 4.4.3 eine Zusammenfassung liefert.

4.4.2 Analyse der Eingangsymmetrien

4.4.2.1 Diskussion der Protonenkomponenten

Diskriminatorschwellen. Die Schwellen der Diskriminatoren für die PiN-Dioden werden an den Hauptverstärkern eingestellt. Die PiN-Dioden triggern nahe am Rauschen. Sind für einzelne Dioden die Dis-

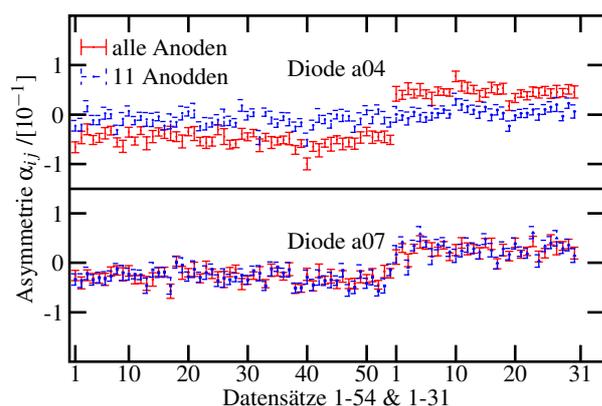


Abb. 4.12: Die Größe α_{ij} für die Dioden a04 und a07: Kombination 3, beide Messreihen, voller und auf 11 Anoden eingeschränkter Drahtkammerbereich.

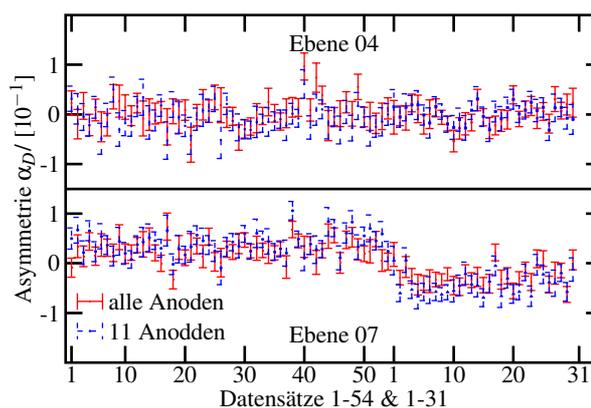


Abb. 4.13: Die Größe α_D für die Ebenen a04 und a07: Kombination 3, beide Messreihen, voller und auf 11 Anoden eingeschränkter Drahtkammerbereich.

kriminatorschwellen zu hoch eingestellt, würden Protonen bereits in dieser Phase der Datenaufnahme nicht erkannt und die Dioden hätten niedrigere TAC-Zählraten.

Ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen Triggerrate und TAC-Rate besteht jedoch nicht, da das Rauschen einer PIN-Diode stark von Einflüssen wie dem Dunkelstromverhalten und dem jeweiligen Vorverstärker abhängt. So hat etwa die Diode d07 eine hohe Triggerrate von etwa 100 Hz bei ebenfalls hoher TAC-Rate. Hingegen ist die TAC-Rate der Diode b08 bei vergleichbarer Triggerrate um einen Faktor 2 niedriger. Beide Dioden werden weiter unten nochmals anhand ihrer Spektren verglichen.

Feldkonfiguration. Effekte einer veränderten Feldkonfiguration können lokal Asymmetrien in der Nachweifeffizienz der Komponenten, die die Protonen nachweisen, erzeugen. Eine lokale Inhomogenität der Kupfergitter würde etwa die Protonen nicht mehr gleichmäßig auf die Eintrittsfenster fokussieren. Die Fokussierung setzte erst zu einem späteren Punkt der Flugstrecke ein und leitete die Protonen teilweise nicht mehr auf die Dioden. Erhöhte bzw. verminderte Zählraten insgesamt können auch dadurch zustande kommen, dass Protonen bevorzugt auf andere Dioden oder ganz aus dem Bereich der inneren Kammer gelenkt werden.

Die Feldmodifikation müsste auf Veränderungen etwa in der Struktur der Kupfergitter oder der Aluminiumfolie, die die Seitenwände der Elektrode abschließt, zurückzuführen sein. Auffälligkeiten oder Einbrüche in der Leitfähigkeit konnten bei augenscheinlicher Betrachtung bzw. Vermessung nach Abschluss der Strahlzeit jedoch nicht festgestellt werden.

Ein Feldeingriff durch ungenügenden Abschluss der Eintritts- bzw. Austrittsfenster der Elektrode müsste sich insbesondere bei den Dioden der äußeren Ebenen bemerkbar machen und zu den zentralen Ebenen hin kleiner werden.

Feldmodifikationen können unter bestimmten Umständen auch zu spinabhängigen Zählraten führen. Dies wird in Abschnitt 4.7.3 näher ausgeführt.

Gitter. Eine insgesamt niedrigere Transmission der auf der Elektrode aufgetragenen Kupfergitter kann die Zählrate senken. Die Gitter haben eine geometrische Transmission von 90 % und wurden über eine Fläche von $40 \times 40 \text{ mm}^2$ auf die Elektrode geklebt. Die Fixierung erfolgte mit Silberleitlack. Bedingt durch die im Vergleich zur Strahlzeit 2000 größere Fläche der Fokussiereinheit (damals $25.5 \times 24 \text{ mm}^2$, Transmission 95%) und die feinmaschigere Struktur traten bei der Fixierung der Gitter mehr Spannungen und Verzerrungen auf. Betrachtungen von gescherten oder gewölbten Gittern unter dem Mikroskop zeigten, dass durch solche Effekte die Transmissionseigenschaft der Gitter augenscheinlich nicht signifikant vermindert ist.

Kupfer zeichnet sich nach Silber durch die beste Leitfähigkeit aller Metalle aus. Die Kupfer(I)oxide und Kupfer(II)oxide bilden einen dunklen Belag auf Kupferoberflächen und sind ebenfalls leitfähig. Bei

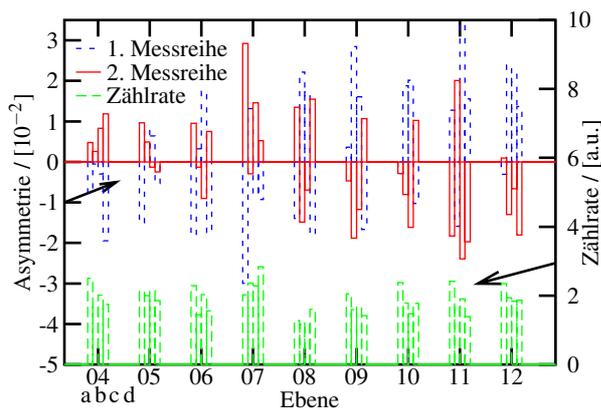


Abb. 4.14: Eingangsasymmetrien und normierte Zählraten der PiN-Reihen a-d.

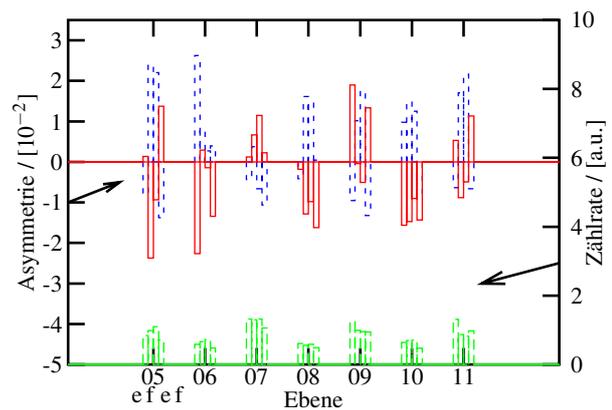


Abb. 4.15: Eingangsasymmetrien und normierte Zählraten der PiN-Reihen e und f.

der späteren Betrachtung der Gitter konnte ein Unterschied zwischen den beiden Seiten der Gitter festgestellt werden. Die eine Seite zeigte das für Kupfer charakteristische rötliche Glänzen, wohingegen die andere Seite einen eher graumatte Farbe aufwies. Unterschiede in der Leitfähigkeit konnten nicht festgestellt werden.

Dioden. Im Experiment kamen Dioden der Strahlzeit von 2000 und neue Dioden zum Einsatz. Ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen alten und neuen Dioden und den Eingangsasymmetrien liegt nicht vor. Abb. 4.16 zeigt das ADC- sowie das TAC-Spektrum der Dioden b08 (alt) und d07 (neu) für einen Datensatz (jeweils Kombination 3, keine Anoden-Einschränkung). Die Diskriminatorschwellen beider Dioden sind vergleichbar eingestellt, die Protonenpeaks sind jeweils vom Untergrund getrennt. Für b08 zeigt sich eine insgesamt geringere Zählrate in beiden Spektren. Die niedrigere Lage des Protonenpeaks im Flugzeitspektrum von b08 kann ein Effekt der nachgeschalteten Elektronik sein, wohingegen die niedrigere Zählrate auf ein Problem etwa der Transmission oder der Fokussierung der Protonen vor der Detektion hindeutet.

Die Protonen werden aus verschiedenen Bereichen des Zerfallsvolumens auf die Dioden fokussiert und können dort auf unterschiedliche Bereiche des Eintrittsfensters treffen. Ein inhomogenes Eintrittsfenster - etwa verursacht durch Adsorbate auf einem bestimmten Bereich - führt dann auf eine lokal inhomogene Nachweiseffizienz. Ablagerungen auf den Eintrittsfenstern der älteren Dioden, die nach der Strahlzeit 2000 im Detektor verblieben, wurden durch Besprühen mit Heliumgas beseitigt. Nach Beendigung der Strahlzeit wurden augenscheinlich keine weiteren Verunreinigungen gefunden.

Einige Dioden aus der neuen Fertigung wiesen hohe Dunkelstromraten auf und mussten gegen Dioden aus der Strahlzeit von 2000 ausgetauscht werden. Die Ursache für die Dunkelströme konnte auch vom Hersteller nicht gefunden werden.

Magnetischer Feldeinfluss. Der Einbau von magnetischen Komponenten wurde von Anfang an vermieden und durch nachträgliches Überprüfen des Feldes im zentralen Bereich der inneren Kammer ausgeschlossen. Die niederkapazitiven Kabel, die die Dioden mit den Vorverstärkern verbinden, weisen zwar magnetische Eigenschaften auf. Sie wurden jedoch aus dem letzten Aufbau übernommen und befinden sich im vorliegenden Aufbau noch weiter entfernt vom Strahlzentrum. Eine adiabatische Auslenkung der Neutronenspins durch lokale Magnetfeldänderungen im inneren Detektorteil würde eher zu einer Struktur im Asymmetrieverhalten der Dioden über die Ebenen führen.

4.4.2.2 Diskussion der Elektronenkomponenten

Abb. 4.17 gibt die Zählrate der Drahtkammern A und B in Koinzidenz mit den entsprechenden Szintillatoren wieder. Ersichtlich ist eine Inhomogenität im Übergang von Draht 32 zu Draht 33 für Drahtkammer B. Dies ist auf unterschiedliche Schwellen der Platinen zurückzuführen, mit denen die Drähte 1-32 und

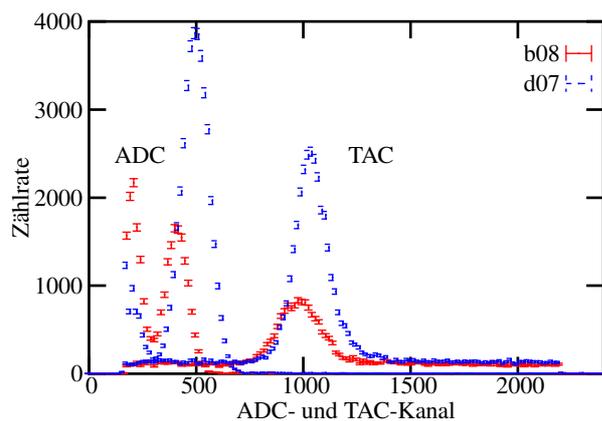


Abb. 4.16: ADC- und TAC-Spektren der PiN-Dioden b08 und d07 nach Binning der Daten um einen Faktor 16.

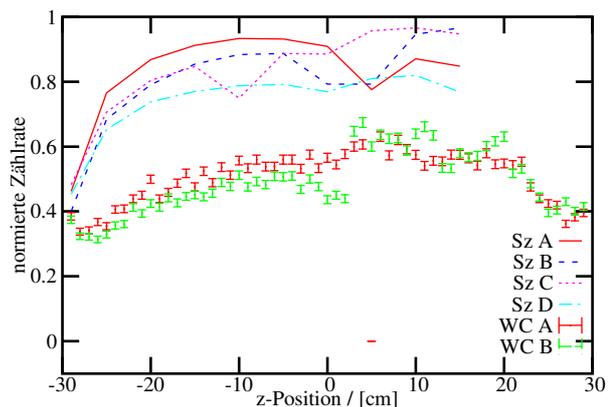


Abb. 4.17: Ortsabhängigkeit der Szintillatoren (obere Datenpunkte), gemessen mit den ^{113}Sn -Quellen an verschiedenen Anodenpositionen. Bedingt durch die Konstruktion konnte die Messung nicht symmetrisch von der Mitte zu gleichen Endpunkten $\pm z$ durchgeführt werden. Untere Datenpunkte: Zählrate (Messung über einen Datensatz) der Drahtkammern A und B in Koinzidenz mit den entsprechenden Szintillatoren. Der Datenpunkt (5 cm,0) ist durch einen ausgefallenen Draht in WC A verursacht.

33-59 ausgelesen werden. Weiter ist ein Anodendraht der Drahtkammer A ausgefallen. Ob diese lokale Inhomogenität Eingangssymmetrien hervorruft, kann durch eine geeignete Schnittbedingung mit den Drahtkammern überprüft werden. So werden etwa für die Diode a06 keine Ereignisse zugelassen, die in diesem Übergangsbereich liegen. Trotzdem zeigt diese Diode ein asymmetrisches Verhalten. Genauso tritt dieses Verhalten für Dioden auf, die über die Kombination 3 mit der homogeneren Drahtkammer A korreliert sind. Träten in der Datenauswertung Inhomogenitäten an den Drahtkammern auf, müsste eine zu einer asymmetrischen Diode benachbarte Diode ebenfalls dieses Verhalten zeigen, da der ihr zugewiesene Drahtkammerbereich mit dem der Nachbardiode überlappt. Am Verhalten der Dioden a08-a11 kann dieser Fall ausgeschlossen werden. Die gleiche Überprüfung schließt auch defekte Anoden als Ursache für die Eingangssymmetrien aus.

In ähnlicher Weise wie bei den Drahtkammern sollte eine inhomogene Nachweiseffizienz der Szintillatoren benachbarte Dioden gleichermaßen betreffen. Die Nachweiseffizienz der Szintillatoren spielt nur für kleine Energien eine Rolle. Elektronen aus der Mitte des Szintillators werden dann aufgrund der geringeren Lichtabschwächung mit höherer Wahrscheinlichkeit von beiden Photomultipliern nachgewiesen als Elektronen am Rand⁷⁷⁾. Für den in der Auswertung verwendeten Energiebereich >150 keV kann dieser Effekt jedoch vernachlässigt werden.

Die die MYLAR-Fenster unterstützenden Stege sind symmetrisch zu den Dioden angelegt und wurden in ähnlicher Weise bereits im vorherigen Detektoraufbau realisiert. Ein durch sie hervorgerufener Effekt sollte für alle Dioden gleich sein.

4.4.2.3 Diskussion der Elektronik

Die Elektronik des Spinflippers erzeugte bei der Drahtkammer B und bei einigen PiN-Dioden eine höhere Triggerrate, wie sie in Abbildung 4.18 am Beispiel der Diode a10 zu erkennen ist. Dies bewirkte einen zusätzlichen Untergrund in den TAC-Spektren dieser Dioden für eingeschalteten Spinflipper. Nach den Schnitten in das ADC-Spektrum verschwand der somit als zufällige Koinzidenzen bei nieder-

⁷⁷⁾Dann liegt ein Photomultiplier zwar in der Nähe der durch das Elektron erzeugten Lichtquelle. Der andere Photomultiplier erhält jedoch nur noch die über den gesamten Szintillator abgeschwächte Lichtmenge.

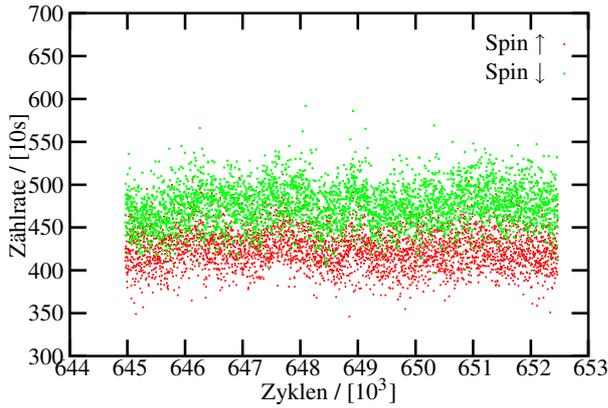


Abb. 4.18: Triggerrate PiN-Diode a10, aufgeteilt nach beiden Spinzuständen (Spin ↓ = Spinflipper an).

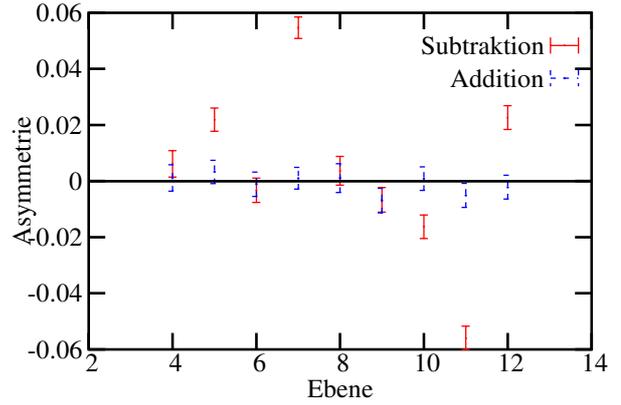


Abb. 4.19: Addition und Subtraktion der α_{D_1} und α_{D_2} für die Kombination 3 aus beiden Messreihen.

energetischen Signalen zu deutende Beitrag. Ein Zusammenhang zwischen dem Einfluss des Spinflippers und den Eingangsasymmetrien besteht offensichtlich nicht, da z.B. die Diode a10 trotz des Einflusses auf die Triggerrate keine Eingangsasymmetrie aufweist. Hätte die Eingangsasymmetrie ihre Ursache in auf die erhöhten Triggerraten zurückzuführenden Totzeiteffekten, beträfe dies alle Dioden zugleich, da die Datenaufnahme mit dem ersten eintreffenden PiN-Ereignis nach Durchlaufen der beiden Triggerstufen stoppt.

Sollte insgesamt der Spinflipper einen Einfluss auf die TAC-Rate haben, wäre weiter ein einheitliches Verhalten im Vorzeichen der Asymmetrie für die Dioden zu erwarten. Zudem dürfte sich das Vorzeichen der Asymmetrie nach Umpolen der Führungsfelder in der 2. Messreihe nicht ändern, da die experimentelle Asymmetrie in gleicher Form gebildet wird:

$$\alpha_1 = \frac{\overset{\Rightarrow}{N}_\uparrow - \overset{\Leftarrow}{N}_\downarrow}{\overset{\Rightarrow}{N}_\uparrow + \overset{\Leftarrow}{N}_\downarrow} \propto D, \quad \alpha_2 = \frac{\overset{\Leftarrow}{N}_\uparrow - \overset{\Rightarrow}{N}_\downarrow}{\overset{\Leftarrow}{N}_\uparrow + \overset{\Rightarrow}{N}_\downarrow} \propto -D. \quad (4.14)$$

($\uparrow\downarrow$) gibt den Status des Spinflippers, ($\Rightarrow\Leftarrow$) die Ausrichtung des Neutronenspins an. Um den möglichen Einfluss des Spinflippers zu untersuchen, werden zunächst die einzelnen Ebenenasymmetrien nach (2.21) gebildet, über alle Datensätze mit ihrem Fehlerquadrat gewichtet und aufaddiert. Ein signifikanter Test für den Einfluss des Spinflippers ist die Addition der beiden Messreihen. Die entstehende Größe ist einzig sensitiv auf den Einfluss des Spinflippers, weil die paritätsverletzenden Korrelationen sowie ein mögliches $D \neq 0$ die Vorzeichen der Asymmetrien umkehren würden. Abb. 4.19 zeigt das Ergebnis der Addition und der Subtraktion. Die Werte nach der Addition sind mit Null verträglich, womit ein Einfluss des Spinflippers ausgeschlossen werden kann.

4.4.3 Zusammenfassung

Die asymmetrischen Zählraten einzelner Dioden bereiten mit ihrer unverstandenen Verteilung über den Detektor große Probleme. Ihre Ursache ist mit großer Wahrscheinlichkeit in den Komponenten der Protonendetektoren zu suchen (s.a. Abschnitt 4.7), da Einflüsse der Drahtkammern, Szintillatoren und der Elektronik den Effekt nicht erklären können. Im Vergleich zum letzten Aufbau fanden folgende Änderungen statt:

- Vergrößerung der Flächen der Fokussiereinheiten,
- Einbau eines feinmaschigeren Kupfergitters auf die Fokussiereinheiten,
- längere Drift- und Beschleunigungsstrecke der Protonen,

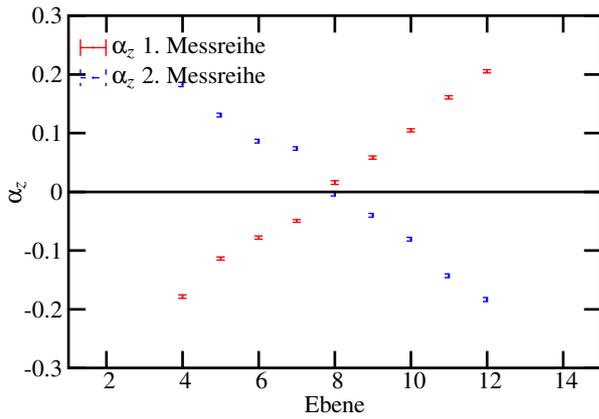


Abb. 4.20: Asymmetrie α_z für beide Messreihen, Kombination 3, ganzer Anodenbereich.

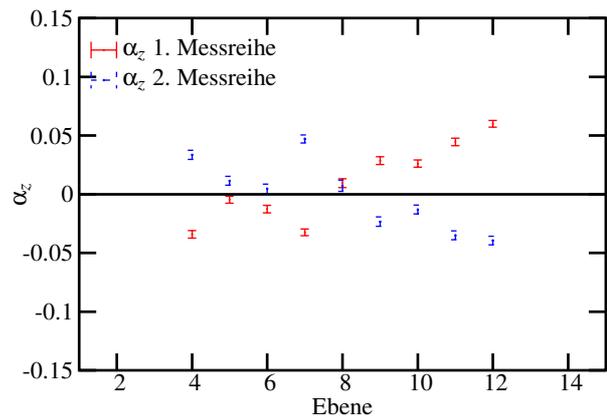


Abb. 4.21: Asymmetrie α_z für beide Messreihen, Kombination 3, ± 11 Anodendrähte.

- Verwendung von alten und neuen PiN-Dioden,
- Abschluss der Ein- und Ausgänge der Elektrode mit Potentialdrähten,
- größere Triggerrate, höhere Untergrundrate und Totzeit (Trine 2000 : $\approx 4\%$).

Als Konsequenz können solche Ebenen, in denen einzelne Dioden die Gesamtasymmetrie verziehen würden, nicht zur Datenauswertung herangezogen werden.

4.5 Auswertung I

4.5.1 Methoden der Auswertung

Im Folgenden werden zwei Methoden zur Berechnung der Größe α_D vorgestellt: Auswertung über die Ebenenasymmetrie (Abschnitt 4.5.1.1), Auswertung über die Reihenasymertrie (Abschnitt 4.5.1.2). Beide Methoden gehen zunächst von der in Abschnitt 4.3 untersuchten Zusammenfassbarkeit der Dioden-Asymmetrien über die Datensätze aus. Die Auswertung über die Ebenenasymmetrie fasst dabei alle Dioden einer Ebene zu einer Asymmetrie zusammen. Die Ebenenasymmetrien werden danach fehlergewichtet zur Größe α_D aufaddiert. Dies setzt die Zusammenfassbarkeit der Ebenen voraus. Die Methode der Reihenasymertrie fasst zunächst die Dioden über eine Reihe zusammen. Bestimmte Dioden, die bei Zusammenfassung zur Ebenenasymmetrie diese zu stark verziehen würden, können mit dieser Methode aussortiert werden.

Die Anwendung beider Methoden auf die Kombination 3 der zweiten Messreihe sowie die Resultate werden im Folgenden vorgestellt. Ähnliche Resultate mit den gleichen Schlussfolgerungen treffen auf die Kombination 6 sowie auf die erste Messreihe zu.

4.5.1.1 Auswertung über die Ebenenasymmetrien

Die Auswertung erfolgt über die Zusammenfassung der Dioden einer Ebene zur Ebenenasymmetrie (2.19 - 2.21):

$$\alpha_{D,\epsilon} = \sum_{\ell} \text{sign}(\kappa_{D,z}^{\ell}) \cdot \alpha_{\epsilon,\ell}, \quad (\delta\alpha_{D,\epsilon})^2 = \sum_{\ell} (\delta\alpha_{\epsilon,\ell})^2. \quad (4.15)$$

Die über die Datensätze gemittelten Asymmetrien sind dabei bereits gebildet (siehe Abschnitt 4.3). ϵ bezeichnet die jeweilige Ebene und $\ell \in \{a, b, c, d; e, f\}$ durchläuft die Dioden dieser Ebene. Die Vorzeichen folgen aus Tab. 3.1, wobei je nach Wahl des Vorzeichenverlaufs die Größen $\alpha_{\rho}, \rho \in \{x, y, z, D\}$

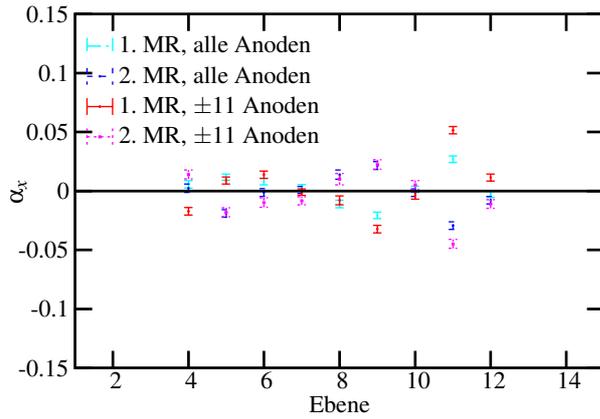


Abb. 4.22: Asymmetrie α_x für beide Messreihen, Kombination 3, alle Anoden und ± 11 Anodendrähte.

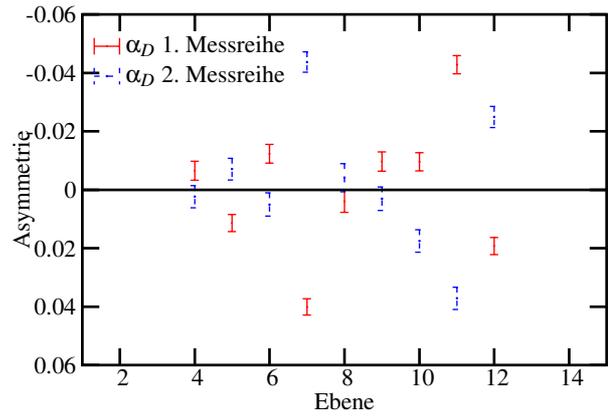


Abb. 4.23: Asymmetrie α_D für beide Messreihen; Kombination 3, ± 11 Anodendrähte.

gebildet werden. Die Ebenenasymmetrien werden fehlergewichtet zusammengefasst:

$$\langle \alpha_\rho \rangle = \frac{\sum_\epsilon \alpha_{\rho,\epsilon} / (\delta \alpha_{\rho,\epsilon})^2}{\sum_\epsilon 1 / (\delta \alpha_{\rho,\epsilon})^2}, \quad (\delta \langle \alpha_\rho \rangle)^2 = \frac{1}{\sum_\epsilon 1 / (\delta \alpha_{\rho,\epsilon})^2}, \quad \rho \in \{x, y, z, D\}. \quad (4.16)$$

Die Asymmetrien α_z , α_x und α_D der Kombination 3 für den Anodenbereich ± 11 Drähte sowie ohne Einschränkung des Drahtkammerbereichs sind in den Abb. 4.20-4.23 wiedergegeben. Die Auswertung erfolgte für beide Messreihen getrennt. Resultate mit größeren oder kleineren Drahtkammerbereichen sind qualitativ mit den hier dargestellten vergleichbar.

Abb. 4.20 zeigt die Abhängigkeit der α_z über die Ebenen. Bei Verwendung des gesamten Drahtkammerbereichs liegt nur für die zentrale Ebene 08 ein in $\pm z$ -Richtung symmetrischer Szintillatorbereich vor (siehe auch Abb. 4.7). Alle anderen Ebenen liefern einen von Null abweichenden Beitrag zu α_z . Dieser Beitrag ist abhängig von der z -Position der jeweiligen Ebene und ändert über den Verlauf der Ebenen sein Vorzeichen. Die α_z ändern aufgrund der Umpolung des Führungsfeldes und der damit verbundenen Spinumkehr zwischen den Messreihen insgesamt ihr Vorzeichen.

Aufgrund der mit der Einschränkung des Anodenbereichs einhergehenden Symmetrisierung des Detektors kommt es für die α_z -Werte zu einer weitgehenden Reduzierung der Ortsabhängigkeit (Abb. 4.21). Eine vollständige Unterdrückung ist jedoch nicht gegeben und wird - wie weitere Untersuchungen ergaben - auch nicht für eine weitere Einschränkung des Anodenbereichs erzielt.

Die Auswirkung der Einschränkung des Anodenbereichs auf α_x ⁷⁸⁾ sowie auf α_D ist in den Abb. 4.22 und 4.23 dargestellt. Die Werte ändern wiederum ihr Vorzeichen zwischen den beiden Messreihen. Eine deutliche Unterdrückung der α_x ist bei Verwendung von ± 11 Anoden nicht gegeben. Vielmehr erhöht sich etwa für die Ebene 11 die Abweichung des α_x von Null. Die Eingangsasymmetrien führen bei der Bildung von α_D insbesondere bei den Ebenen 07, 11 und 12 zu weit von Null abweichenden Beiträgen.

Eine Zusammenfassung der Ebenenasymmetrien nach (4.16) ist dann möglich, wenn die α_D der Ebenen statistisch verteilt sind. Aufgrund der hohen Eingangsasymmetrien einzelner Dioden innerhalb einer Ebene und des daraus folgenden Verzugs der ganzen Ebene kann davon nicht ausgegangen werden. Die Eingangsasymmetrien sind für die Abweichung von α_x und α_y von Null verantwortlich. Bei den α_D -Werten fallen insbesondere die Ebenen 07, 11 und 12 durch große Abweichungen von Null auf. Dies ist bei der Ebene 11 durch die hohen Eingangsasymmetrien aller beitragenden Dioden bedingt. Im Falle der Ebene 07 wird die Abweichung maßgeblich durch die hohe Eingangsasymmetrie der Diode a07 verursacht. In Ebene 12 bringt nur Diode a12 keine Eingangsasymmetrie mit.

Ein Maß für die statistische Güte der Zusammenfassung ist das über die Ebenen ϵ aufsummierte χ^2

⁷⁸⁾Die folgenden Aussagen treffen gleichsam für α_x und α_y zu, weswegen auf eine Darstellung von α_y verzichtet wurde.

Methode	Ebenenasymmetrie			Reihenasymmetrie		
	$\langle \alpha_D \rangle / [10^{-3}]$	$\delta \langle \alpha_D \rangle / [10^{-3}]$	χ^2	$\langle \alpha_D \rangle / [10^{-3}]$	$\delta \langle \alpha_D \rangle / [10^{-3}]$	χ^2 Reihe a
alle Anoden	2.62	1.10	168	0.58	1.09	3233
alle Anoden				Dioden aussortiert		
				3.35	1.23	2221
± 13 Anoden	3.60	1.23	279	1.88	1.37	97
± 12	3.21	1.26	296	1.18	1.39	93
± 11	2.78	1.29	322	0.51	1.43	83
± 10	2.00	1.32	333	-0.09	1.47	88
± 9	1.84	1.38	341	-0.12	1.53	84
± 8	2.79	1.44	319	0.41	1.60	80
± 7	2.32	1.51	329	0.11	1.68	76

Tab. 4.2: Zusammenfassung über die Ebenen- (links) bzw. Reihenasymmetrie. Für die die Reihenasymmetrie ist zusätzlich die Auswertung vor Aussortieren von Dioden (für den gesamten Anodenbereich) angegeben. Die aussortierten Dioden sind in Abschnitt 4.5.1.2 angegeben.

bezogen auf $\langle \alpha_D \rangle$:

$$\chi^2(\langle \alpha_D \rangle) = \sum_{\epsilon} \frac{(\langle \alpha_D \rangle - \alpha_{D,\epsilon})^2}{(\delta \alpha_{D,\epsilon})^2}. \quad (4.17)$$

Tab. 4.2 (linker Teil) listet die χ^2 -Werte für die Kombination 3; 2. Datensatz; verwendeter Drahtkammerbereich 7-13 Anoden und gesamter Anodenbereich auf. Dargestellt sind jeweils die Größen $\langle \alpha_D \rangle$, $\delta \langle \alpha_D \rangle$ sowie das nichtreduzierte χ^2 . Eine Einschränkung des Anodenbereich führt nicht zu einer Reduzierung der χ^2 -Werte, die weit entfernt von dem theoretischen Erwartungswert der reduzierten Anzahl von Freiheitsgraden liegen (8 bei 9 Ebenen; eine Variabel für die Zusammenfassung zum Mittelwert).

Eine Zusammenfassung der Ebenen ist vom statistischen Standpunkt her nicht gestattet. Eine Aussortierung einzelner Ebenen ist mit der Methode der Ebenenzusammenfassung zwar möglich, würde dann aber nach dem Befund von Abb. 4.14 nahezu alle Ebenen betreffen.

Aufgrund dieser Resultate wird mit der im nächsten Abschnitt erläuterten Methode der Reihenasymmetrie versucht, nur bestimmte Dioden einer Ebene in die Auswertung mit aufzunehmen und die Asymmetrien auf eine andere Art zusammenzufassen.

4.5.1.2 Auswertung über die Reihenasymmetrien

Einen anderen Zugang zu einer Auswertung liefert die Methode, zunächst die mit ihrem Fehler gewichteten Asymmetrien einer Diodenreihe aufzusummieren:

$$\alpha_{\rho} = \frac{\sum_{\ell} \alpha_{\rho,\ell} / (\delta \alpha_{\rho,\ell})^2}{\sum_{\ell} 1 / (\delta \alpha_{\rho,\ell})^2}, \quad \rho \in \{a, b, c, d; e, f\}. \quad (4.18)$$

ℓ läuft jeweils über bestimmte Dioden der Reihe ρ . Die Größe $\langle \alpha_D \rangle$ wird dann nach:

$$\langle \alpha_D \rangle = \sum_{\rho} \left(\text{sgn}_{\alpha_{\rho}} \right) \cdot \alpha_{\rho} \quad (4.19)$$

gebildet. Die Vorzeichen folgen wieder aus Tab. 3.1.

Diese Methode ermöglicht zunächst durch die Zusammenfassung der einzelnen Reihen eine Aussortierung bestimmter Dioden, ohne die ganze Ebene aus der Analyse herausnehmen zu müssen. Das Verfahren geht davon aus, dass die Dioden einer Reihe die gleichen systematischen Voraussetzungen erfüllen. Dies impliziert von vorneherein die Einschränkung auf einen Anodenbereich, damit für jede

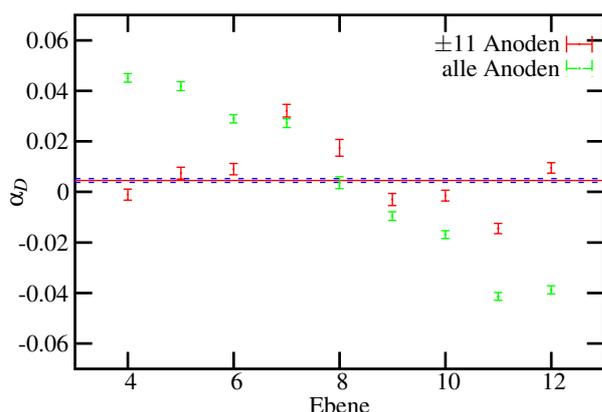


Abb. 4.24: Asymmetrien und Mittelwert der Reihe a.

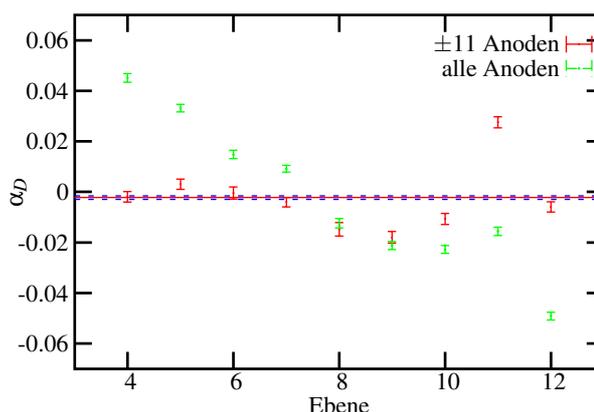


Abb. 4.25: Asymmetrien und Mittelwert der Reihe b.

Diode ein symmetrischer Szintillatorbereich vorliegt. Durch die Ortsabhängigkeit der Szintillatoren und die Strahldivergenz ist die systematische Gleichheit der gewählten Bereiche jedoch nur näherungsweise gegeben.

Als ein Kriterium zum Aussortieren bestimmter Dioden werden die einzelnen PiN-Asymmetrien der Dioden innerhalb einer Reihe in Relation zu dem über sie gebildeten Mittelwert dieser Reihe nach (4.18) betrachtet. Abb. 4.24 - 4.27 zeigen diese Werte für die Reihen a-d (Kombination 3, zweite Messreihe). Die Dioden, deren Asymmetrien am weitesten vom Mittelwert der jeweiligen Reihe entfernt liegen, sind im Einzelnen: a07, a11; b11; c07, c11; d11. Ohne Ausnahme haben diese Dioden auch hohe Eingangsasymmetrien in Abb. 4.14.

Ebenfalls ein Kriterium liefert der in den Abbildungen dargestellte Verlauf der Asymmetrien ohne Einschränkung des Anodenbereichs. Ähnlich zum Verlauf der Asymmetrie α_z unterliegen diese Größen dem Einfluss der asymmetrischen Szintillatorbereiche in Abhängigkeit von der Position der Ebene. Abweichungen von dem linearen Verlauf können ebenfalls auf die Eingangsasymmetrien zurückgeführt werden. Diese wirken sich am stärksten bei folgenden Dioden aus: a07, a11; b11; c07, d06, d11. Besonders bei a07 und c07 fällt auf, dass sich ihre Asymmetrie durch Einschränkung des Anodenbereichs kaum reduzieren lässt, wohingegen dies bei a11, d11 und d06 gegeben ist.

Auszusortierende Dioden. Aufgrund dieser Befunde werden folgende Dioden von der Auswertung über die Methode der Reihenasymmetrie ausgenommen:

Reihe a: a07, a11; Reihe b: b11; Reihe c: c07, c11; Reihe d: d06, d11.

Die Ergebnisse sind in Tab. 4.2 (rechter Teil) zusammengefasst. Die statistische Verträglichkeit der verwendeten Dioden wird mit einem χ^2 -Test untersucht. Das χ^2 ist gebildet aus den Asymmetriewerten einer Reihe bezogen auf das nach (4.19) gebildete $\langle \alpha_D \rangle$. In Tab. 4.2 sind diese Werte nur für die Reihe a aufgeführt. Die Werte für die Reihen b, c und d sind vergleichbar. Die Anzahl der Freiheitsgrade entspricht der um eins reduzierten Anzahl der verwendeten Dioden innerhalb einer Reihe. Es muss betont werden, dass die aufgeführten χ^2 -Tests für beide Methoden aufgrund der verschiedenen Zusammenfassung der Daten nicht direkt vergleichbar sind.

Die Methode der Reihenasymmetrie führt zu vergleichbaren Fehlern für den Wert $\langle \alpha_D \rangle$ (siehe auch Abschnitt 4.5.1.3). Trotz einer Verbesserung in den χ^2 -Werten bei Einschränkung des Drahtkammerbereichs sind die verbleibenden Dioden innerhalb einer Reihe streng genommen nicht zusammenfassbar. Auch ein weiteres Aussortieren von Dioden führt nicht zu deutlichen Verbesserungen, umso mehr bei einer weitergehenden Aussortierung die Allgemeingültigkeit der verbleibenden Dioden (etwa in Hinblick auf noch erhaltenen Symmetrie über den Detektor) ebenfalls in Frage gestellt werden muss.

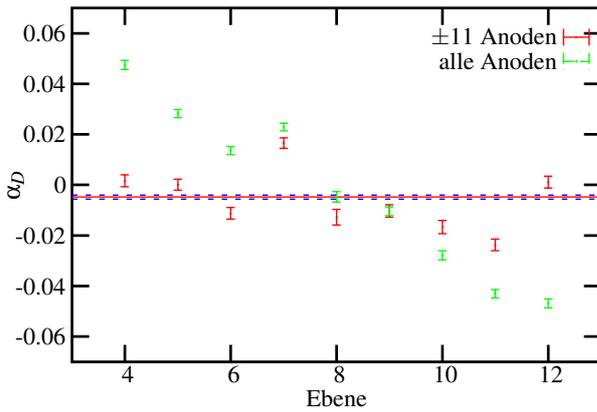


Abb. 4.26: Asymmetrien und Mittelwert der Reihe c.

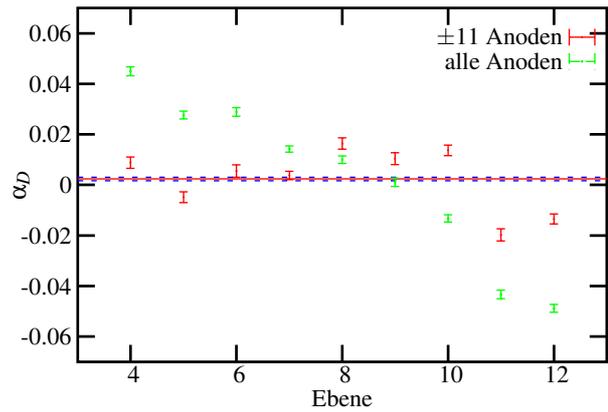


Abb. 4.27: Asymmetrien und Mittelwert der Reihe d.

4.5.1.3 Vergleich der statistischen Empfindlichkeit der beiden Methoden

Die Fehlerberechnung der beiden Methoden führt auf folgende Terme:

$$(\delta\alpha_{D_{\text{Ebenen}}})^2 = \frac{1}{\sum_{\epsilon} 1 / \sum_{\ell} (\delta\alpha_{\epsilon,\ell})^2} \quad \text{bzw.} \quad (\delta\alpha_{D_{\text{Reihen}}})^2 = \sum_{\ell} \frac{1}{\sum_{\epsilon} 1 / (\delta\alpha_{\epsilon,\ell})^2}. \quad (4.20)$$

Beide Methoden sind trivialerweise dann äquivalent, wenn nur eine Reihe bzw. nur eine Ebene verwendet wird. Ansonsten treten in den Brüchen von $\delta\alpha_{D_{\text{Reihen}}}$ Mischterme auf, die aufgrund der Struktur von (4.20 b) zu einem etwas kleineren Fehler als zu dem nach (4.20 a) berechneten führen⁷⁹⁾. Es konnte bei Verwendung gleicher Datenmengen gezeigt werden, dass der Fehler bei Auswertung über die Reihen-Asymmetrien um etwa 1 % kleiner ist.

4.5.1.4 Weitergehende Charakterisierung der Dioden und Ebenen

Beide bisher verwendeten Methoden nutzen die Ortsinformation der Drahtkammern und die damit einhergehende Symmetrisierung des Zerfallsvolumens. Bei Nichtverwendung der Drahtkammerinformation können aufgrund des Verlaufs der Daten die einzelnen Diodenasymmetrien weiter charakterisiert werden. Diese Methode wurde untersucht, da sie auf Fehler bei der Clusterbildung bzw. auf Fehler in der Ortsrekonstruktion durch die Drahtkammern unempfindlich ist. Darüber hinaus ist sie äquivalent zur Auswertung mit einem eingeschränkten Drahtkammerbereich.

Die über die Datensätze der zweiten Messreihe zusammengefassten PiN-Asymmetrien α^{ij} der Kombination 3 sind in Abb. 4.28 nochmals dargestellt. Es ist jeweils der gesamte Anodenbereich zugelassen. Der Verlauf der α^{ij} hängt mit dem asymmetrischen Detektorbereich relativ zur Lage der einzelnen Ebenen und mit den paritätsverletzenden Eigenschaften des Zerfalls zusammen (siehe auch Abschnitt 4.5.1.1).

Die Asymmetrien einer Ebene werden über (2.22) zur Größe α_z zusammengefasst (siehe Abb. 4.28, die Werte wurden zur Vergleichbarkeit mit Abb. 4.28 mit einem Faktor 1/4 skaliert). Sind die Einzeldetektoren einer Ebene symmetrisch zueinander⁸⁰⁾, stellt der abgebildete Fit einer Geraden an diese Punkte einen Erwartungswert für die Größe α_z - und damit für die Asymmetrie einzelner Dioden - der jeweiligen Ebene dar. Der Abstand der einzelnen α^{ij} von der Geraden ermöglicht eine Aussage über den Charakter der Asymmetrien der Dioden. Dabei muss betont werden, daß der Fit der Gerade selber auch die Eingangsasymmetrien widerspiegelt. Die Größe α_z hat jedoch gegenüber α_D rein additiven

⁷⁹⁾Dabei wird von Fehlerwerten < 1 ausgegangen. Für hier nicht auftretende Fehler > 1 wäre dies gerade umgekehrt.

⁸⁰⁾Ist der Detektor symmetrisch aufgebaut, weichen die α_{ij} nur statistisch von $\alpha_z/4$ ab. Da die Strahlführung und die Detektoranordnung symmetrisch abgestimmt sind, müssen nichtstatistische Abweichungen an Detektorinhomogenitäten bzw. an zu untersuchenden Asymmetrien liegen.

	Ebene 04	05	06	07	08	09	10	11	12
Kombination 3									
Reihe a (Sz C)	0.15	4.72	3.99	9.03	1.67	1.08	3.79	4.75	4.04
b (Sz D)	0.13	0.33	4.45	1.47	6.47	6.03	0.06	11.38	2.49
c (Sz A)	1.44	3.37	5.35	7.87	2.19	0.61	2.81	5.46	0.93
d (Sz B)	0.05	3.84	3.82	2.55	6.60	7.63	6.45	5.38	2.33
Kombination 6									
Reihe e (Sz B)		0.40	1.29	1.88	0.35	8.73	1.17	1.81	
f (Sz D)		3.42	0.17	2.24	1.33	0.91	2.56	0.34	
e (Sz C)		0.82	0.63	2.63	0.08	0.96	1.20	1.50	
f (Sz A)		2.48	3.20	2.56	2.54	5.59	1.30	3.36	

Tab. 4.3: Auflistung der Asymmetrie-Abweichungen von $\langle \alpha_z \rangle$ in Einheiten von σ des Asymmetrie-Fehlers; Kombination 3 und 6, zweite Messreihe.

- also aufsummierenden - Charakter. Relativ gesehen gibt dies einen kleineren Einfluss von Eingangssymmetrien auf α_z als auf α_D .

Bezeichnet ϵ die jeweilige Ebene, sind die Parameter der Geraden $\alpha_z(\epsilon) = m \cdot \epsilon + b$:

$$m = -11.26(0.02) \cdot 10^{-3}, \quad b = 9.00(0.18) \cdot 10^{-2}, \quad \chi_{\text{red}}^2 = 0.96; \quad (6 \text{ Freiheitsgrade}). \quad (4.21)$$

Der Offset der Geraden bei $\epsilon = 8$ ist damit verträglich mit dem erwarteten symmetrischen Verlauf der α_z bezüglich der transversalen Spiegelebene 08. Bei der Durchführung des Fits ist die Ebene 07 nicht berücksichtigt, da ihr α_z um mehr als zwei Sigma von dem Erwartungswert der dargestellten Geraden abweicht. Dies trifft sowohl bei Berücksichtigung, als auch bei Herausnahme der Ebene 07 im Fit zu. Die Berücksichtigung der Ebene 07 im Fit führt zwar immer noch zu einer - im Rahmen der Fehler - zur Ebene 08 symmetrischen Parametrisierung der Geraden. Das reduzierte χ^2 der Geraden ist mit 1.92 jedoch schlechter als der in Abb. 4.28 angegebene Wert von 0.96 ohne Ebene 07.

Aufgrund der Information aus Abb. 4.28 können die Asymmetrien der Dioden nach ihrem Abstand vom Erwartungswert der Geraden charakterisiert werden. Die Abstände werden dabei in Einheiten des Fehlers der Diodenasymmetrie ($n\sigma$ -Standardabweichung) angegeben. Die Auswertung der Kombination 6 für die zweite Messreihe verläuft analog zu der vorherigen Auswertung. Die in Einheiten von σ angegebenen Abstände der einzelnen Dioden sind in Tab. 4.3 angegeben.

Diodencharakterisierung. Die Analyse der Dioden-Asymmetrien der Kombination 6 lässt weitere Rückschlüsse auf das Auftreten von Eingangssymmetrien zu. Die für die vier Reihen angegebenen Abweichungen in Tab. 4.3 sind - im Gegensatz zur Kombination 3 - auf nur zwei Diodenreihen (e und f) zurückzuführen. Hohe Abweichungen für beide Kombinationen einer Diode mit den beiden mit ihr verknüpften Szintillatoren wären ein Indiz dafür, die Ursache der Eingangssymmetrien in den Dioden (oder der Fokussierung) selber zu suchen. Hingegen spräche der umgekehrte Fall einer hohen Abweichung in nur einer Kombination Diode-Szintillator für ein Zustandekommen der Eingangssymmetrie an den Szintillatoren oder Drahtkammern.

Ein Beispiel für den ersten Fall ist die Ebene 05. Hier liegt für Diode f in beiden Fällen eine relativ hohe Abweichung vor, wohingegen die Abweichung der Diode e für beide Fälle im 1σ -Bereich liegt. Hingegen tritt der umgekehrte Sachverhalt in Ebene 09 auf. Eine Systematik im Auftreten der Abweichungen ist demnach nicht zu erkennen (siehe auch abschließende Diskussion in Abschnitt 4.7). Es ist festzuhalten, dass die Dioden der Reihen e und f insgesamt weniger stark streuen als die Dioden der Reihen a-d.

Innerhalb der Reihen a-d sind die Abweichungen für die Dioden a07, c07, d09 und b11 am höchsten. Dies betrifft die Dioden, die auch bereits in Abschnitt 4.5.1.2 aus der Auswertung herausgenommen wurden. Die gesamte Ebene 11 weicht stark vom Erwartungswert ab, wohingegen die Dioden der Ebene 04 als einzige Ebene innerhalb eines Bereichs von 2.5 Sigma bleiben. Eine Auswertung der Ebene 04

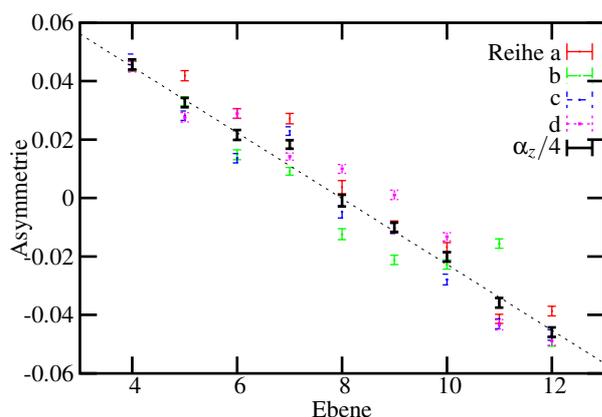


Abb. 4.28: Asymmetrie der Dioden ohne Einschränkung des Anodenbereichs, Kombination 3, zweite Messreihe, sowie aus den Asymmetrien gebildetes $\alpha_z/4$ und Geradenfit.

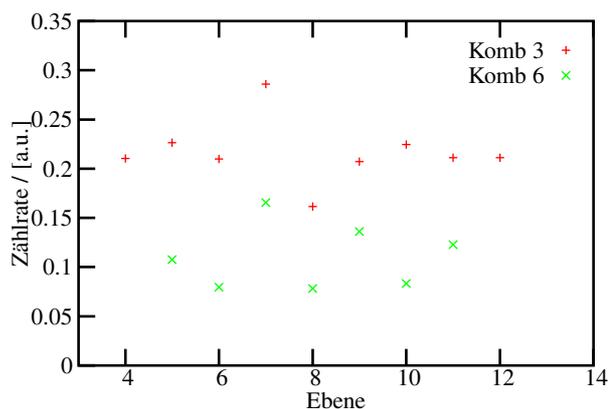


Abb. 4.29: Normierte TAC-Zählraten der Kombination 3 und 6, zweite Messreihe. Der relative Fehler für die Asymmetrien kann mit 10^{-2} abgeschätzt werden.

ausschließlich würde hingegen wiederum die Allgemeinheit des dann verwendeten Datensatzes in Frage stellen. In der abschließenden Zusammenfassung (Abschnitt 4.7.3) wird darauf eingegangen.

Ebenencharakterisierung. Um aus der Auswertung weitere Rückschlüsse auf mögliche Ursachen der Eingangsasymmetrien zu gewinnen, sind in Abb. 4.29 die über beide Messreihen aufsummierten TAC-Raten (jeweils normiert auf die Zählrate des Neutronenmonitors) der Kombinationen 3 und 6 über die Ebenen dargestellt. Besonders auffällig ist hierbei für die Kombination 3 (aufsummierte Reihen a-d) das stark unterschiedliche Verhalten der Ebenen 07 und 08 im Gegensatz zu den sich entsprechenden Werten der übrigen Ebenen. Das Verhalten der Zählraten für die Kombination 6 (aufsummierte Reihen e und f) ist dagegen im Ganzen sehr sprunghaft, jedoch weist auch hier die Ebenen 07 den höchsten Wert auf. Auf mögliche Ursachen dieses Verhaltens wird in der Zusammenfassung nochmals eingegangen.

Eine weitere Charakterisierung der Ebenen, die auch einen möglichen Zugang zu einer Auswertung der Daten miteinschließt, wird in Abschnitt 4.7.3 gegeben.

4.6 Auswertung II

Die hohen Eingangsasymmetrien verziehen die zur Berechnung des D -Koeffizienten zu bildende Größe α_D zu stark, um die Ebenen nach (4.16) zusammenzufassen. Die Methode der Reihenasymmetrie bringt aufgrund der gezielten Aussortierung einzelner Dioden zwar eine Verbesserung des χ^2 mit sich. Insgesamt jedoch sind die restlichen Dioden vom statistischen Standpunkt aus weiterhin nicht zusammenfassbar.

Eine Auswertung muss daher der hohen Streuung der Asymmetrien Rechnung tragen. Bis eine Erklärung der Ursachen der Eingangsasymmetrien vorliegt, darf die Auswertung zunächst keine Daten ausschließen (Verwendung aller Dioden einer Kombination) und keine Schnitte in die zu verwendende Datenmenge legen (Verwendung des gesamten Anodenbereichs). Damit ist die Allgemeingültigkeit eines Ergebnisses im Hinblick auf eine spätere Analyse gegeben.

4.6.1 Bildung des empirischen Mittelwerts

Im ersten Schritt werden die Dioden einer Ebene (nach Zusammenfassung über alle Datensätze) zur Ebenenasymmetrie nach (4.15) zusammengefasst. Die Fehlerberechnung erfolgt hierbei nichtgewichtet

Kombination	Messreihe	Ebenen	Anoden	Auswertung: Empirischer Mittelwert					Auswertung: Ebenenasymmetrie	
				$\langle \alpha_D \rangle$ [10 ⁻³]	$s_{\langle \alpha_D \rangle}$ [10 ⁻²]	$\Delta_{\langle \alpha_D \rangle}$ [10 ⁻³]	$\Delta_{\langle \alpha_D \rangle}, 68\%$ [10 ⁻³]	$\Delta_{\langle \alpha_D \rangle}, 95\%$ [10 ⁻²]	$\langle \alpha_D \rangle$ [10 ⁻³]	$\Delta_{\langle \alpha_D \rangle}$ [10 ⁻³]
3	1	4-12	alle	-0.888	1.608	5.361	5.790	1.212	-1.700	0.925
3	1	4-12	13	0.689	2.146	7.153	7.725	1.617	-0.695	1.003
3	1	4-12	12	0.623	2.246	7.486	8.085	1.692	-0.784	1.020
3	1	4-12	11	0.831	2.319	7.728	8.347	1.747	-0.600	1.042
3	1	4-12	10	0.870	2.408	8.026	8.668	1.814	-0.682	1.070
3	1	4-12	9	1.413	2.496	8.320	8.985	1.880	-0.201	1.112
3	1	4-12	8	1.675	2.552	8.506	9.186	1.922	-0.104	1.158
3	1	4-12	7	1.862	2.704	9.012	9.733	2.037	-0.065	1.214
3	2	4-12	alle	1.918	1.440	4.798	5.182	1.084	2.621	1.103
3	2	4-12	13	2.554	2.064	6.881	7.432	1.555	3.599	1.232
3	2	4-12	12	2.081	2.169	7.229	7.807	1.634	3.215	1.256
3	2	4-12	11	1.581	2.317	7.723	8.341	1.745	2.782	1.287
3	2	4-12	10	0.705	2.428	8.093	8.740	1.829	1.999	1.323
3	2	4-12	9	0.532	2.562	8.539	9.222	1.930	1.839	1.377
3	2	4-12	8	1.130	2.581	8.605	9.293	1.945	2.793	1.439
3	2	4-12	7	0.563	2.756	9.187	9.922	2.076	2.322	1.512
3	2	4-6; 9-12	alle	-1.555	1.261	4.765	5.147	1.077	-1.575	1.247
3	2	4-6; 9-12	11	-4.794	1.929	7.292	7.876	1.648	-4.338	1.445
6	1	5-11	alle	3.873	0.717	2.711	2.928	0.613	3.065	1.691
6	1	5-11	10	5.318	0.817	3.089	3.336	0.698	4.889	2.016
6	2	5-11	alle	2.990	0.675	2.552	2.757	0.577	2.581	1.923
6	2	5-11	10	2.210	0.891	3.368	3.638	0.761	1.454	2.382

Tab. 4.4: Auswertung über die Methode der empirischen Mittelwertbildung. Die Kombinationen 3 und 6 sowie beide Messreihen sind angegeben. $t_{68\%,9} = 1.08$, $t_{95\%,9} = 2.26$ (Entsprechende Werte für 7 Ebenen). Zusätzlich sind die Ergebnisse bei Auswertung über die Ebenenasymmetrie angegeben. Der Wert $\langle \alpha_D \rangle$ ist dabei lediglich zu Vergleichszwecken aufgeführt. Die Problematik seiner Berechnung wurde in Abschnitt 4.5.1.1 erörtert.

durch Aufsummation der Fehlerquadrate. Im zweiten Schritt wird aus den Ebenenasymmetrien nach:

$$\langle \alpha_D \rangle = \frac{1}{n} \sum_{\epsilon=1}^n \alpha_{D_\epsilon} \quad (4.22)$$

der empirische Mittelwert $\langle \alpha_D \rangle$ gebildet.

Zur Berechnung des Fehlers wird zunächst die empirische Streuung der Ebenenasymmetrien vom Mittelwert berechnet:

$$s_{\alpha_D}^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{\epsilon=1}^n (\langle \alpha_D \rangle - \alpha_{D_\epsilon})^2 = \frac{1}{n-1} \left(\sum_{\epsilon=1}^n (\alpha_{D_\epsilon}^2) - n \langle \alpha_D \rangle^2 \right). \quad (4.23)$$

s_{α_D} ist ein Schätzwert für den Fehler der Einzelwerte α_{D_ϵ} . Er nimmt den kleinstmöglichen Wert an, wenn $\langle \alpha_D \rangle$ der Mittelwert der Messreihe ist. Für den Fehler $\Delta \langle \alpha_D \rangle$ des Mittelwerts ergibt sich:

$$s_{\langle \alpha_D \rangle}^2 \equiv \Delta^2 \langle \alpha_D \rangle = \frac{s_{\alpha_D}^2}{n}. \quad (4.24)$$

$\Delta \langle \alpha_D \rangle$ gibt ein 1 Sigma-Vertrauensniveau an, was jedoch streng genommen nur für eine hinreichend große Anzahl an Stichproben ($n > 25$) gilt. Dies wird durch eine modifizierte symmetrische Verteilung (STUDENTsche- oder t -Verteilung) berücksichtigt⁸¹⁾. Die allgemeingültige Angabe eines Vertrauensniveaus von S [%] bei n Stichproben lautet danach:

$$\alpha_D = \langle \alpha_D \rangle \pm t_{S,n} \frac{s_{\alpha_D}}{\sqrt{n}}. \quad (4.25)$$

Der Faktor $t_{S,n}$ ist für entsprechende Parameter aus Tabellen zu entnehmen.

4.6.2 Analyse der Ergebnisse

Die Auswertung erfolgt für die statistisch relevanten Kombinationen 3 und 6 und für jeweils beide Messreihen. Zum Vergleich wird die Kombination 3 auch für die Anodenbereiche $\pm(13 - 7)$ Drähte und die Kombination 6 für den Anodenbereich ± 11 Drähte ausgewertet. Tab. 4.4 fasst die Ergebnisse zusammen, wobei jeweils auch das Resultat bei Auswertung über die Ebenenasymmetrie angegeben ist.

Die Werte $\langle \alpha_D \rangle$ der Messreihe 2 müssten noch mit einem Faktor (-1) multipliziert werden, da in der zweiten Messreihe der D -Koeffizient aufgrund der umgepolten Führungsfelder mit negativem Vorzeichen bestimmt wurde. Da das entsprechend umgekehrte Vorzeichen der Polarisation diesen Faktor bei der anschließenden Analyse jedoch enthält, werden die Werte in dieser Form belassen.

Der Unterschied im Fehler für die beiden Messreihen ist auf die unterschiedlich großen Datenmengen zurückzuführen (54 bzw. 31 Datensätze). Der unter Hinzunahme der Drahtkammerinformation größere Fehler ist mit der geringeren TAC-Rate und der damit geringeren Statistik bei zunehmender Einschränkung des Anodenbereichs zu erklären. Ist der Fehler der Kombination 6 bei Auswertung über die Ebenenasymmetrie größer als der der Kombination 3, kehrt sich dies bei Auswertung über die Methode der empirischen Streuung gerade um. Dies deutet auf die weniger stark streuenden Dioden der Kombination 6 (Reihe e und f) hin, wie es auch aus Tab. 4.3 hervorgeht.

Tab. 4.4 erlaubt einen direkten Vergleich des Verlustes an statistischer Sensitivität, die der Fehler aufgrund der Berücksichtigung der empirischen Streuung der Messdaten im Gegensatz zur Auswertung über die Ebenenasymmetrie erfährt. Der Unterschied der Fehler beider Methoden (bezogen auf den Wert für den 68 %-Vertrauensbereich) liegt für Kombination 6 bei einem Faktor 1.5, für Kombination 3 liegt er bei einem Faktor 7.

⁸¹⁾Erst für hohe Freiheitsgrade geht die t -Verteilung in die Normalverteilung über.

Kombination	Messreihe	$\langle \alpha_D \rangle$	$\Delta_{\langle \alpha_D \rangle}$	$\Delta_{\langle \alpha_D \rangle}$	κ_D	$\langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}$	$\delta \langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}$	$\delta \langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}$
			68 %	95 %			68 %	95 %
		$[10^{-3}]$	$[10^{-3}]$	$[10^{-3}]$		$[10^{-3}]$	$[10^{-3}]$	$[10^{-3}]$
3	1	-0.888	5.790	12.12	0.450	-0.493	3.226	6.738
3	2	1.918	5.182	10.84		1.066	2.928	6.046
6	1	3.873	2.928	6.128	0.443	2.186	1.981	3.627
6	2	2.990	2.757	5.769		1.687	1.770	3.363
Polarisation: $ \langle P_z \rangle = 0.980(7)$								

Tab. 4.5: Zusammenfassung der in die Auswertung eingehenden Daten. Als relativer Fehler für die Apparatekonstanten kann ein Wert $\delta \kappa_D / \kappa_D \approx 5\%$ angegeben werden.

Für normalverteilte Datensätze sind beide Methoden äquivalent, aber empfindlich auf unterschiedliche Abweichungen von der Normalverteilung. Bei kleiner Statistik ist der über die empirische Streuung berechnete Fehler des Mittelwerts größer als bei gewichteter Zusammenfassung. Für höhere Statistik konvergiert der Fehler gegen den Fehler der Methode der gewichteten Zusammenfassung. Gleiches gilt für den Mittelwert selber (Es wird betont, dass der Wert $\langle \alpha_D \rangle$ der Auswertung über die Ebenenasymmetrie in Tab. 4.4 rein zu Vergleichszwecken aufgeführt ist und nach den Untersuchungen von Abschnitt 4.5.1.1 keine Aussagekraft hat).

Aufgrund des hohen Fehlers der empirischen Streuung ist ein dahingehender Vergleich der $\langle \alpha_D \rangle$ für beide Methoden in Tab. 4.4 nur bedingt möglich. So entsprechen sich z.B. die Werte der $\langle \alpha_D \rangle$ für Kombination 3, 2. Messreihe bei Verwendung des gesamten Anodenbereichs, weichen dann aber bei einer zunehmenden Einschränkung des Anodenbereichs voneinander ab. Wird hingegen die Auswertung unter Ausschluss der Ebenen 07 und 08 gemacht (für den gesamten Anodenbereich und Einschränkung auf ± 11 Drähte), wechseln die $\langle \alpha_D \rangle$ zwar ihr Vorzeichen, liegen aber wiederum nahe beieinander. Eine Begründung des hier gemachten Ausschlusses dieser Ebenen liegt in ihren von anderen Ebenen deutlich abweichenden TAC-Raten (siehe Abb. 4.29). In Abschnitt 4.7 wird dies nochmals diskutiert.

Die Werte der $\langle \alpha_D \rangle$ liegen - mit Ausnahme von Kombination 6, 1. Messreihe und Kombination 6, 2. Messreihe, gesamter Anodenbereich - im 68 %-Vertrauensbereich des über die empirische Streuung berechneten Fehlers.

4.6.3 Berechnung von D

Um in Hinblick auf eine spätere Auswertung ein allgemein gültiges Ergebnis anzugeben, werden für die Kombination 3 und 6 alle Dioden sowie der gesamte Anodenbereich verwendet. In Tab. 4.5 sind die Daten, die in die abschließende Auswertung eingehen, nochmals zusammengefasst.

Nach (2.21) müssen die $\langle \alpha_D \rangle$ -Werte zur Berechnung des D -Koeffizienten noch mit den jeweiligen Apparatekonstanten (siehe Anhang A) und dem Mittelwert der Polarisation (siehe Anhang B) skaliert werden:

$$\langle \alpha_D \rangle_{\text{red}} = \frac{\langle \alpha_D \rangle}{4\kappa_D}. \quad (4.26)$$

Die Werte für $\langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}$ sind ebenfalls in Tab. 4.5 angegeben. Nach gewichteter Zusammenfassung der $\langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}$ über die Kombinationen und Messreihen zur Größe $\langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}^{\Sigma}$ wird die Polarisation im letzten Schritt für alle Daten mit eingerechnet:

$$D = \frac{\langle \alpha_D \rangle_{\text{red}}^{\Sigma}}{\langle P_z \rangle}. \quad (4.27)$$

Mit der Angabe eines Vertrauensniveaus von 95 % folgt:

$$D = (1.592 \pm 2.226) \cdot 10^{-3}. \quad (4.28)$$

Mit der Angabe eines Vertrauensniveaus von 68 % folgt:

$$D = (1.521 \pm 1.185) \cdot 10^{-3}. \quad (4.29)$$

4.7 Kommentare zur Auswertung

4.7.1 Datenanalyse

Im Abschnitt 4.5 wurde der allgemeine Zugang zu einer Auswertung dargestellt. Die Methode der Ebeneasymmetrie ist dabei vom systematischen Standpunkt die eigentlich zu bevorzugende Methode, da sie zunächst Dioden innerhalb einer Ebene mit gleichen systematischen Eigenschaften zusammenfasst. Für die vorliegende Messung ist sie jedoch nicht anwendbar, da viele Dioden mit hohen Eingangasymmetrien die zu bildene Ebenenasymmetrie zu stark verziehen.

Ein anderer Zugang zu einer Auswertung wurde mit der Methode der Reihenasyymmetrie versucht. Diese umgeht die Schwierigkeit, ganze Ebenen zu verwerfen, und fasst zunächst die Dioden reihenweise zusammen. Nach bestimmten Kriterien werden dabei Dioden aus der Auswertung herausgenommen. Die Methode führt zwar zu einer Verbesserung in den anschließenden χ^2 -Tests, zeigt aber dennoch, dass die einzelnen Asymmetrien nicht zusammenfassbar bleiben.

Die Daten werden über die Methode der empirischen Mittelwertbildung zusammengefasst. Die hohe Streuung der Asymmetrien wird direkt im Fehler aufgenommen. Der Fehler ist damit jedoch größer, als er mit gewichteter Zusammenfassung hätte erreicht werden können. Um hierfür eine Abschätzung zu gewinnen, werden die Fehler aus der Auswertung über die Ebenenasymmetrie für die Daten des Anodenbereich ± 10 Drähte gewichtet zusammengefasst (Kombination 3 und 6, beide Messreihen). Es ergibt sich unter Berücksichtigung der entsprechenden Apparatekonstanten (siehe Anhang A) ein Gesamtfehler von $\delta_{\text{Eb. Asym. } \alpha_D} = 3.7 \cdot 10^{-4}$. Dieser Fehler stellt das mit dem vorgestellten Aufbau und der vorgegebenen Messzeit erreichbare statistische Limit für eine Berechnung des D -Koeffizienten dar und liegt damit im Bereich des angestrebten Wertes von $(3 - 4) \cdot 10^{-4}$.

Der Vergleich der Methoden liefert einen Faktor zwischen den Fehlern der empirischen Streuung und denen der Ebenenasymmetrie. Aufgrund der in Abschnitt 4.6 gemachten Aussagen zur Äquivalanz der beiden Methoden sollte demnach eine Vergrößerung des Fehlers der Diodenasymmetrien um diesen Faktor innerhalb der Methode der Ebenenasymmetrie zu einem statistisch verträglichen χ^2 führen. Dies konnte am Beispiel der Kombination 3, 2. Messreihe, ± 10 Anoden bestätigt werden. Eine Vergrößerung der Fehler der Diodenasymmetrien um einen Faktor 10 führt auf ein nichtreduziertes χ^2 von 14, was nahe am erwarteten Wert (8) liegt. Die Methode der empirischen Streuung schließt die hohe Streuung der Asymmetrien in den Fehler ein, wohingegen die Methode der Ebenenasymmetrie mit einem für alle Dioden gleichen Skalierungsfaktor des Fehlers arbeiten muss.

4.7.2 Diodenasymmetrien

Abschnitt 4.4.2 hat die einzelnen Komponenten des TRINE-Detektors hinsichtlich möglicher Ursachen der Eingangasymmetrien untersucht. Die Aufnahme auch einzelner Dioden-Ereignisse (ohne Koinzidenz mit den Drahtkammern und Szintillatoren) würde weitere Aufschlüsse über den Effekt der Eingangasymmetrien geben. Solche Daten wurden jedoch im Rahmen dieser Strahlzeit nicht aufgenommen. In einer abschließenden Betrachtung sollen nun weitere Aspekte der Datenauswertung diskutiert werden.

Die Kombination 6 benutzt - wie die Kombination 3 - vier Detektormultiplizitäten (siehe Tab. 2.1) zur Datenerfassung, jedoch nur zwei Reihen (e und f) von PiN-Dioden. Ein immer gleiches Verhalten (hohe, bzw. niedrige Eingangasymmetrie) z.B. der Detektorverknüpfung eC und eB spräche für eine Ursache an den Elementen der Protonendetektion. Indirekt könnte ein verschiedenes Verhalten dieser Verknüpfung für eine Ursache an den Drahtkammern oder an den Szintillatoren sprechen. Aus Tab. 4.3

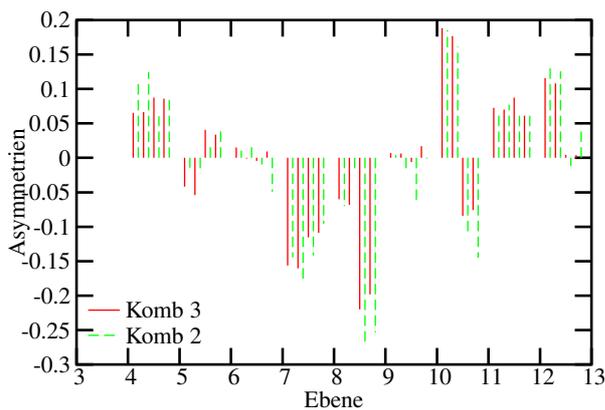


Abb. 4.30: Asymmetrien der Dioden a-d - aufgeteilt nach Spinstellung - für die Kombinationen 3 und 2.

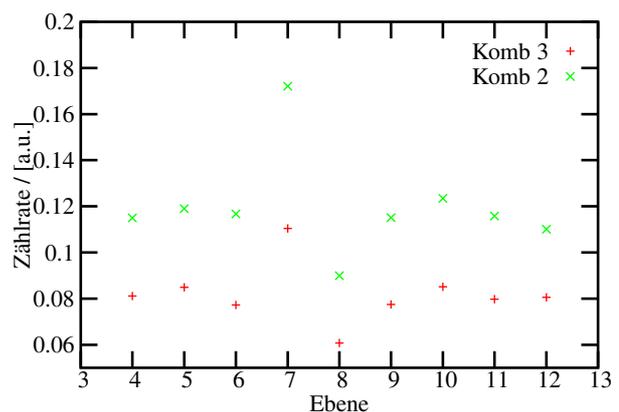


Abb. 4.31: Zählraten der Ebenen 4-12 für die Kombinationen 3 und 2.

geht jedoch kein eindeutiges Verhalten hervor. Vielmehr fallen die Eingangsymmetrien für die Kombination 6 insgesamt niedriger als die der Kombination 3 und damit der Dioden a-d aus.

Die Kombination 3 benutzt die Verknüpfungen aC, bD, cA und dB. Um ein umfassenderes Bild über das Verhalten dieser Dioden zu gewinnen, werden die Asymmetrien der Dioden a-d für die Kombination 3 und 2 und ihre Zählraten verglichen. Die Kombination 2 geht aus der Verknüpfung aB, bA, cD und dC und damit jeweils aus dem auf der gleichen Seite der Diode liegenden Szintillator mit der entsprechenden Drahtkammer hervor. Die in Abb. 4.30 dargestellten Asymmetrien werden aus der Differenz der aufsummierten Zählraten der beiden Spinstellungen berechnet. Die Fehler sind vernachlässigbar⁸²⁾ (siehe auch Abb. 4.14).

Es tritt der gleiche Verlauf in den Asymmetrien für beide Kombinationen auf. Nur für Ebene 09 ist ein Unterschied auf einem wesentlich kleineren Niveau als das der Eingangsymmetrien zu erkennen. Insbesondere die Ebenen 07 und 08 sind gleich stark von hohen Eingangsymmetrien betroffen. Dies macht sich ebenfalls in dem gleichen sprunghaften Verhalten der aufsummierten Zählraten der Ebenen bemerkbar (Abb. 4.31). Da für die Kombination 2 die Detektorseite mit anderen Szintillatoren und Anodendrähten verwendet wird, ist dies ein starkes Indiz dafür, die Ursache der Eingangsymmetrien in der Detektion der Protonen zu suchen. Im nächsten Abschnitt wird dargestellt, wie aufgrund dessen ein möglicher Zugang zu einer Datenauswertung bzw. zu einer Analyse, die weitere Rückschlüsse auf das Problem der Eingangsymmetrien gibt, erfolgen kann.

4.7.3 Mögliche Zugänge zu einer Auswertung

Ein möglicher Zugang zu einer Auswertung muss eine Erklärung der hohen Eingangsymmetrien implizieren und diese mit berücksichtigen. Dies wird im Folgenden anhand eines Beispiels erläutert: Als Hypothese soll die Vermutung aufgestellt werden, dass die Ursache der Eingangsymmetrien im elektrischen Potenzial innerhalb der inneren Kammer des Detektors ihre Ursache haben. Die Ursache wäre in nichtberücksichtigten Einflüssen der vergrößerten Geometrie oder des zu grobmaschigen Potentialgitters zu suchen. Dieser Effekt beträfe nicht das ganze Fokussierelement, sondern nur bestimmte Bereiche vor dem Fokussierelement, innerhalb derer sich Protonen nicht auf den durch die Kinematik des Zerfalls bestimmten Bahnen bewegen. Diese Annahme ist plausibel, da das Proton sich innerhalb der inneren Kammer in einem - theoretisch - feldfreien Raum mit einer sehr niedrigen Energie bewegt (Endpunktenergie < 750 eV). Bereits geringe Abweichungen von dem berechneten Feldeingriff (siehe Abschnitt 3.1.1.1) können die Bahnen insbesondere der niederenergetischen Protonen beeinflussen und Protonen in falsche Fokussierelemente lenken.

⁸²⁾Für Kombination 2 werden in dieser Auswertung nur die drei Datensätze mit der höchsten Statistik aus der zweiten Messreihe verwendet.

Dieser Effekt ist dann spinabhängig - und damit abhängig von der Polung der Führungsfelder - wenn das Zerfallsvolumen, aus dem die Protonen stammen, asymmetrisch bezüglich der Lage des jeweiligen Fokussierelements läge⁸³⁾. Der Großteil der Protonen aus dem nichtsymmetrischen Bereich gelangt dann in der einen Spinstellung aufgrund dieser elektrischen Einflüsse in falsche Fokussierelemente und wird von anderen PiN-Dioden nachgewiesen. In der anderen Spinstellung aber kommt der Großteil der Protonen aus einem anderen Bereich und wird, da in diesem Bereich keine störenden Feldeinflüsse vorliegen, nachgewiesen.

Als Schlussfolgerung einer möglichen Datenanalyse würden die Diodenebenen und Diodenreihen dann nicht mehr im Einzelnen betrachtet. Vielmehr wird die integrierte Zählrate z.B. der Reihen a,d und e in Verbindung mit dem Szintillator C als eine Kombination mit entsprechend berechneten Apparatekonstanten genommen. Eine Unterteilung der einzelnen Ebenen in verschiedene Segmente (z.B. Ebene 4-8, Ebene 9-12) ist darüber hinaus möglich, wie auch die Summation über alle Ebenen. Damit ist es nicht mehr notwendig zu unterscheiden, in welches Fokussierelement ein Proton gelangt.

Es muss betont werden, dass diese Art der Auswertung von der Annahme ausgeht, die Wirkung der Eingangsasymmetrien mit der Zusammenfassung der einzelnen Diodenreihen zu einem großflächigen Protonendetektor beheben zu können. Zwingend notwendig für die Auswertung ist jedoch weiterhin, die genau Ursache der Eingangsasymmetrien zu verstehen. Hierzu werden im Weiteren Untersuchungen erfolgen, die sich mit der Feldkonfiguration innerhalb der inneren Kammer aufgrund des Abschlusses durch die Potentialdrähte und der Potentialgitter zu befassen haben. Die Auswirkung eines möglichen inhomogenen Zerfallsvolumens der Protonen - bezogen auf eine Fokussiereinheit - sowie der Einfluss der paritätsverletzenden Koeffizienten A und B müssen in diesem Zusammenhang ebenfalls in Betracht gezogen werden.

⁸³⁾Diskutiert im Rahmen eines Kollaborationgespräches: Das effektive Zerfallsvolumen für eine bestimmte Detektorkombination ist nicht zentral bezüglich der Strahlachse, sondern spinabhängig mehr zu den jeweiligen Rändern des betrachteten Volumens gelegen. Dies muss in MONTE CARLO-Simulationen noch veranschaulicht werden.

Anhang A

Apparatekonstanten

Die in Abschnitt 2.1 eingeführten Apparatekonstanten werden über eine MONTE-CARLO-Rechnung mit dem Programm *integrate* [SOL00] bestimmt. Das Programm simuliert den Nachweis von Teilchen aus dem Neutronenzerfall mit allgemein anzugebenden Detektorkonfigurationen und Strahlgeometrien. Dabei wird der Gesamtaufbau aus seinen einzelnen Elektronen- und Protonendetektoren sowie Stegen und Gitterfenstern zusammengesetzt. Eine Einbeziehung der Drahtkammern mit geforderter Koinzidenz bestimmter Bereiche der angesprochenen Anoden ist möglich. Lokale Detektoreffizienzen sowie eine über einen Detektor variierende Effizienz können implementiert werden. Eine Strahldivergenz wird durch geometrische Aufweitung der vorgegebenen Strahlgeometrie an zwei Stützstellen realisiert. Allgemeiner kann das Strahlprofil als zweidimensionale FOURIER-Reihe an diesen beiden Stützstellen angegeben werden.

Für die Zerfallsgenerierung stehen zwei Modelle zur Verfügung. Das JACKSON-Modell erzeugt Ereignisse, die mit der über (1.33) gegebenen Wahrscheinlichkeit verteilt sind. Diese Methode beschreibt die Korrelation zwischen den Zerfallsteilchen und dem Neutronenspin und wird dafür benutzt, Trefferwahrscheinlichkeiten und Energiespektren der einzelnen Detektorkombinationen zu berechnen.

Das unkorrelierte Modell würfelt die Energie des Elektrons gleichverteilt über den erlaubten Bereich. Die Emissionsrichtungen von Elektron und Neutrino sind isotrop verteilt und unkorreliert zueinander. Die nach diesem Modell entstehenden Spektren und Trefferwahrscheinlichkeiten haben deswegen keine direkte physikalische Bedeutung. Hingegen erlaubt das unkorrelierte Modell die Berechnung der Integrale von (2.3)-(2.7). Zerfälle, die in den einzelnen Detektorkombinationen als koinzidente Ereignisse registriert werden, tragen zu den einzelnen Integranden bei. Bei der Bildung der reduzierten Apparatekonstanten kürzt sich der Vorfaktor k heraus.

Zunächst werden mit dem JACKSON-Modell die Trefferwahrscheinlichkeiten des Detektors für folgende Annahmen berechnet: Es existiert eine untere Energieschwelle für die Elektronen von 150 keV. Alle Detektoren haben eine Nachweiseffizienz von 100%. Die Drahtkammern schränken den Anodenbereich nicht ein. Der Strahl hat einen nichtdivergenten Querschnitt von $40 \times 60 \text{ mm}^2$.

Die Zerfallsraten für die einzelnen Detektorkombinationen sind über die Multiplizitäten der Kombinationen aufsummiert. Die normierten Trefferwahrscheinlichkeiten für jeweils eine PiN-Dioden-Reihe sind in Tab. 2.1 aufgelistet. Die entsprechenden Apparatekonstanten sind mit dem unkorrelierten Modell berechnet. Die Mittelwerte für die einzelnen Kombinationen sind in Tab. 2.1 angegeben.

Für die Berechnung der in der Auswertung (Abschnitt 4.6.3) verwendeten Apparatekonstanten wurde das gemessene Strahlprofil eingesetzt. Für die Divergenz folgt aus den gemessenen Profilen ein Wert von $1/30^\circ$. Mit diesen Parametern wird die Berechnung der Apparatekonstanten erneut durchgeführt. Abb. A.1 zeigt den Verlauf der $\kappa_{D,z}$ über die Ebenen.

Die Verhältnis der Apparatekonstanten $\kappa_{\eta,x,y}$, ($\eta \in A, B$) zu $\kappa_{D,z}$ ist in Abb. A.3 dargestellt - siehe auch (2.25). Wie in Abschnitt 2.1 ausgeführt, muss dieses Verhältnis möglichst klein sein, um den Einfluss der paritätsverletzenden Koeffizienten A und B zu unterdrücken. Die wirksamste Unterdrückung ist in der vorliegenden Geometrie für die Kombinationen 3 und 6 gegeben.

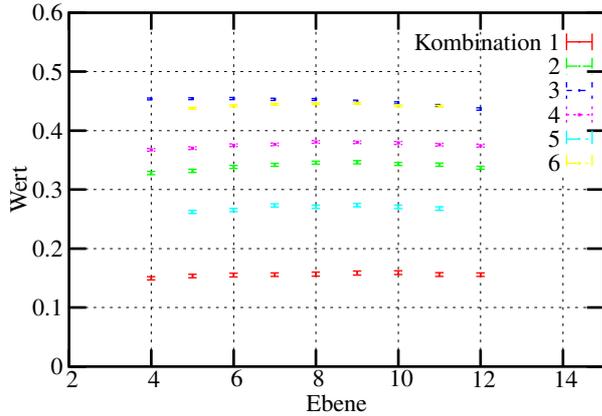


Abb. A.1: Apparatekonstanten $\kappa_{D,z}$ der Kombinationen 1-6. Den Werten liegt die Verwendung des gesamten Drahtkammerbereichs und die gemessene Strahldivergenz zu Grunde.

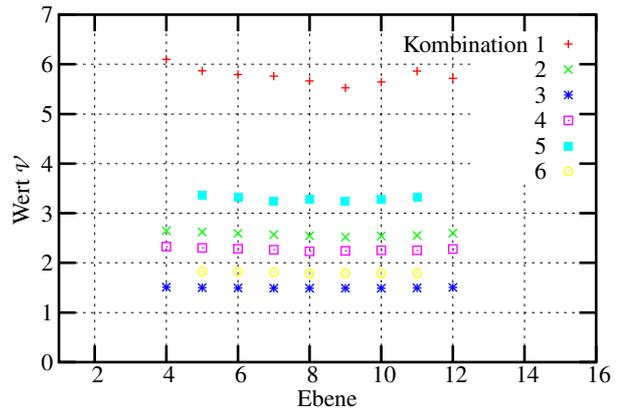


Abb. A.2: Verhältnis der Apparatekonstanten $\kappa_{\eta,x,y}$ ($\eta \in A, B$), zu $\kappa_{D,z}$ für die einzelnen Kombination bei gleichen Parametern der Simulation wie in Abb. A.1.

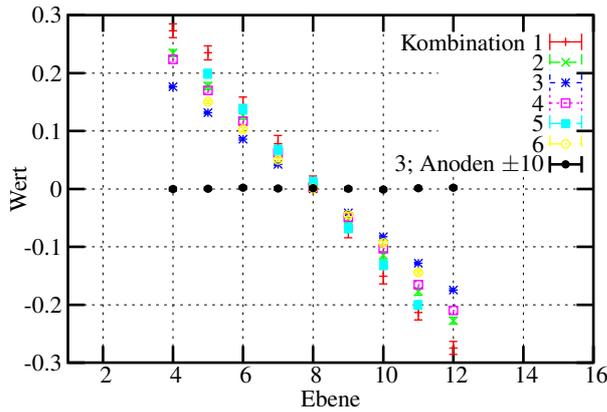


Abb. A.3: Apparatekonstanten $\kappa_{A,z}$ der Kombinationen 1-6 für den gesamten Anodenbereich. Für Kombination 3 ist ebenfalls $\kappa_{A,z}$ bei Verwendung des Anodenbereich ± 10 eingetragen.

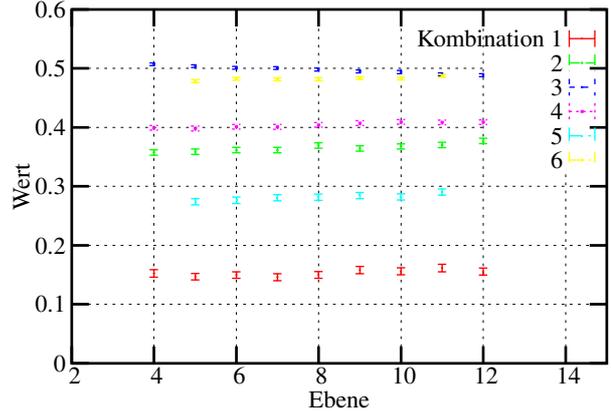


Abb. A.4: Apparatekonstanten $\kappa_{D,z}$ der Kombinationen 1-6 bei eingeschränktem Anodenbereich: ± 10 Drähte.

Für die gleichen Parameter der Simulation zeigt Abb. A.3 den Verlauf der Apparatekonstante $\kappa_{A,z}$ über die Ebenen. Der Verlauf entspricht qualitativ dem Verlauf der gemessenen α_z in Abb. 4.28. Weiter ist die Unterdrückung der $\kappa_{A,z}$ der Kombination 3 für den Anodenbereich ± 10 Drähte eingezeichnet (siehe Abschnitt 4.2.5, Symmetrisierung des Detektors).

Für die Ableitung des unteren statistischen Limits in Abschnitt 4.6.3 werden die Koeffizienten $\kappa_{D,z}$ auch für einen eingeschränkten Anodenbereich (± 10 Anoden) und vorliegender Strahldivergenz berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. A.4 aufgetragen. Aufgrund der mit der Anodeneinschränkung einhergehenden stärkeren Lokalisierung der Elektronen steigt die Sensitivität der Geometrie auf den D -Koeffizienten, was sich in höheren Werten der $\kappa_{D,z}$ bemerkbar macht.

Alle für die Auswertung relevanten Apparatekonstanten sind in Tab. A.1 zusammengefasst. Um eine obere Fehlerabschätzung für die Apparatekonstanten zu gewinnen, wird die Berechnung mit verschiedenen Werten für die Strahldivergenz durchgeführt. Weiter geht in den Fehler die Streuung der Apparatekonstanten ein. Als oberer Fehler kann ein Wert von 5% angegeben werden⁸⁴.

⁸⁴Die Variation der $\kappa_{D,z}$ ist stärker, wenn die Daten mit eingeschränktem Anodenbereich hinzugezogen werden. Die Aus-

Energie [keV]	Anoden	Strahlgröße, Divergenz [cm ²] bzw. [°]	κ_{D_z} Kombination 1-6
> 150	alle	40 × 60, \neg div.	0.155, 0.340, 0.458, 0.369, 0.264, 0.442
> 150	alle	40 × 60, 1/30	0.155, 0.340, 0.450, 0.376, 0.270, 0.443
> 150	± 10	40 × 60, \neg div.	0.153, 0.365, 0.498, 0.404, 0.282, 0.483

Tab. A.1: Auflistung der Apparatekonstanten κ_{D_z} für verschiedene Parameter der MONTE-CARLO-Simulation.

Anhang B

Polarisation

Die Polarisation wurde vor der Datennahme nach Justage der Strahlführung gemessen. Der Aufbau entsprach bis zum Ausgang der äußeren Kammer dem später im Experiment verwendeten (siehe auch Abb. 3.2). Am Ausgang der äußeren Kammer wurde der longitudinal ausgerichtete Neutronenspin in die trans-

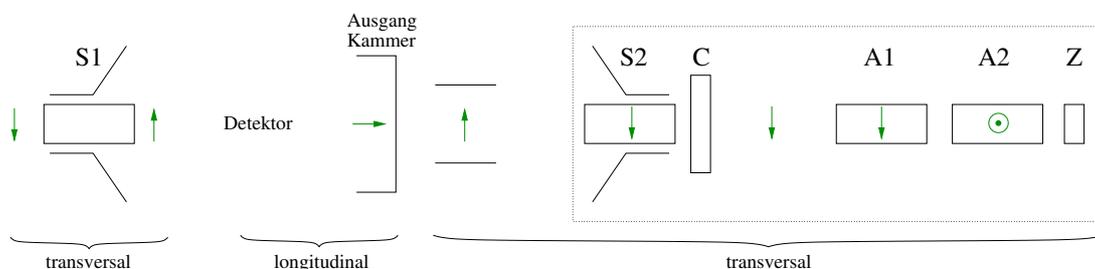


Abb. B.1: Skizze (nicht maßstabsgetreu) des Aufbaus zur Messung der Polarisation. Der Detektorbereich ist nur angedeutet.

versale Richtung gedreht und passierte in einem definiert abfallenden magnetischen Feldgradienten den Spinflipper S2. Die transversalen Führungsfelder wurden durch mit Stabmagneten verbundene Eisenbleche und Spulen für Gradientenbleche erzeugt. Der nachfolgende Chopper C kam zur Vermessung des Wellenlängenspektrums und zur nach der Wellenlänge aufgelösten Polarisationsmessung zum Einsatz. Anschließend gelangten die Neutronen in zwei als Analysatoren wirkende Polarisatoren A1 und A2. Die Ausrichtung der Polarisatoren war derart, dass die Neutronen für einen transversal ausgerichteten Spin in x -Richtung (für A1) bzw. in y -Richtung (für A2) weitergeleitet wurden (gekreuzte Geometrie, siehe [PET03]). Die Führungsfelder und der adiabatische Übergang zwischen A1 und A2 wurden von den magnetischen Gehäusen der Polarisatoren erzeugt. Nach A2 wies ein Zählrohr Z die Neutronen nach. Um den Strahl in x, y -Richtung absammeln zu können, befand sich der analysierende Teil des Aufbaus mit dem Spinflipper S2 auf einem verfahrbaren Tisch.

Wellenlängenspektrum. Zur Bestimmung des $1/v$ gewichteten Wellenlängenspektrums wurden die Polarisatoren A1 und A2 entfernt und ein Detektor mit geringer Effizienz in einem gewissen Abstand zentral hinter dem Chopper positioniert. Abb. B.2 zeigt die gemessenen Spektren für die Positionen $x = 0$ cm und $x = \pm 4$ cm. Das Maximum liegt bei etwa 3.5 \AA . Das Spektrum für die zentrale Position fällt bis 10 \AA auf 10 % ab.

Polarisation. Die einzelnen Komponenten des Aufbaus zur Polarisationsmessung sind: Neutronenquelle Q , Polarisator P , Analysatoren A_i mit Gesamtanalysierstärke $A=A_1 \cdot A_2$, Spinflipper S_i und Zählrohr Z . Ihre Beschreibung in Matrizenform lautet:

$$Q = \frac{N}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, Z = \begin{pmatrix} \epsilon & \epsilon \end{pmatrix}, \quad (\text{B.1})$$

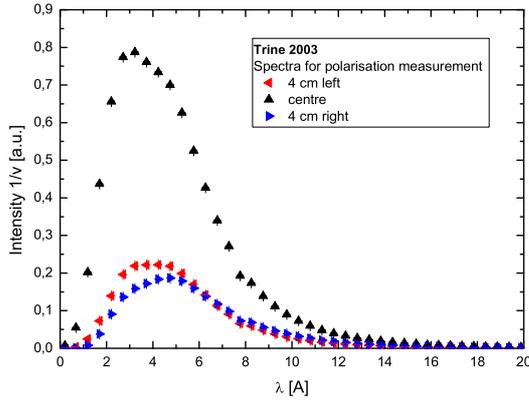


Abb. B.2: Wellenlängenspektren an den drei Positionen $x = 0$ cm und $x = \pm 4$ cm.

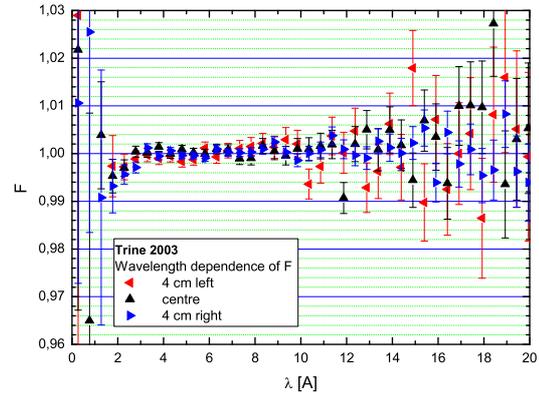


Abb. B.3: Effizienz des Spinflippers S1 über die Wellenlänge.

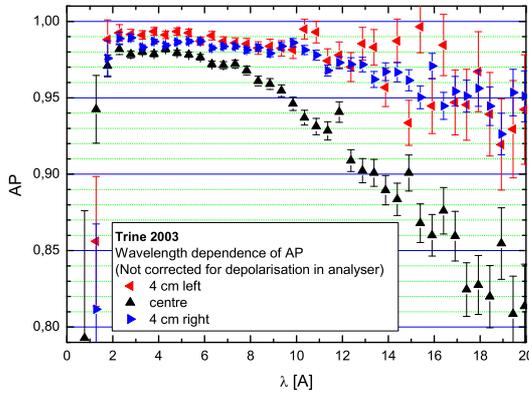


Abb. B.4: Das Produkt AP über die Wellenlänge an verschiedenen Positionen.

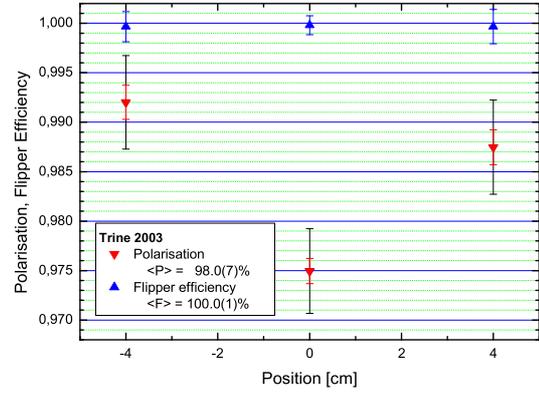


Abb. B.5: Homogenität der Polarisation und der Flippereffizienz, jeweils mit dem Spektrum gewichtet.

Platz

$$\mathbf{P} = \frac{T}{2} \begin{pmatrix} 1 + P & 0 \\ 0 & 1 - P \end{pmatrix}, \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1 - S & S \\ S & 1 - S \end{pmatrix}, \mathbf{A}_i = \frac{T}{2} \begin{pmatrix} 1 + A_i & 0 \\ 0 & 1 - A_i \end{pmatrix}. \quad (\text{B.2})$$

Dabei bezeichnet N die Zahl der einlaufenden Neutronen, P die Polarisation, S die Effizienz des jeweiligen Spinflippers und A die Analysierstärke (oder Polarisation) der Analysatoren. T ist die spinunabhängige Transmission des Polarisators und ϵ die Nachweiseffizienz des Zählrohres. Arbeiten die Flipper S1 und S2 sowie die Analysatoren A_i unabhängig voneinander⁸⁵⁾, können die Zählraten \mathcal{N}_i für die einzelnen Zustände der Spinflipper aus Linearkombination der Einzelkomponenten beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{11} &= ZAS_2S_1PQ, & \mathcal{N}_{10} &= ZAS_1PQ \\ \mathcal{N}_{01} &= ZAS_2PQ & \mathcal{N}_{00} &= ZAPQ. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Aus den Gleichungen lassen sich bei gemessenen \mathcal{N}_i die Effizienzen der beiden Spinflipper separat sowie das Produkt aus Polarisation und Analysierstärke AP bestimmen. Durch die Verwendung zweier Analysatoren (mittlere Analysierstärke ca. 98 %, Wellenlängenabhängigkeit der Einzelanalysatoren entspricht

⁸⁵⁾Diese Unabhängigkeit ist streng genommen nicht erfüllt, da die von P erzeugte Polarisation schon Auswirkungen auf den analysierenden Teil hat. Die im Rahmen dieser Beschreibung gemachten Näherungen sind jedoch für die vorliegende Messung akzeptabel. Eine tiefere Behandlung dieses Problems würde hier zu weit führen.

qualitativ Abb. B.4) ist die Gesamtanalysierstärke A sehr hoch und nahezu unabhängig von Wellenlänge und Einfallswinkel. Aufgrund früherer Messungen wird der Wert $A = 99.5(1) \%$ verwendet. Die Abweichung von der aus $A = A_1 \cdot A_2$ erwarteten Analysierstärke von 100% wird in [PET03] auf eine Wahrscheinlichkeit der Depolarisation von 0.5% bei der Reflektion der Neutronen im Analysator zurückgeführt. Damit ist A bekannt, und P kann explizit bestimmt werden.

Die nachfolgenden Messungen wurden genau wie das Wellenlängenspektrum an drei Positionen $x = 0 \text{ cm}$ und $x = \pm 4 \text{ cm}$ durchgeführt. Abb. B.3 zeigt zunächst die Wellenlängenunabhängigkeit der Flippeffizienz von S1 im Bereich von $3\text{-}10 \text{ \AA}$. Die schlechtere Statistik für größere Wellenlängen spielt aufgrund der geringen Gewichtung des Spektrums (siehe Abb. B.2) keine Rolle. Der Abfall bei kleineren Wellenlängen hat seine Ursache im Übergang des Feldes der Flipperspule S1 zum definierten Feldgradienten des Krokodils. Wegen Platzmangels konnten beide Komponenten nicht optimal zueinander ausgerichtet werden. Alternativ hätte eine Erhöhung der Eingangsleistung der Spinflipperspule diesen Effekt kompensiert. Es stand jedoch zum Zeitpunkt der Messung kein geeignetes Gerät dafür zur Verfügung. Der Effekt bei kleinen Wellenlängen ist nach Wichtung mit dem Neutronenspektrum vernachlässigbar.

Die Abhängigkeit des Produktes AP von der Wellenlänge ist in Abb. B.4 wiedergegeben. Der Abfall erklärt sich aus der bei größerer Wellenlänge vorliegenden höheren Wahrscheinlichkeit, dass Neutronen mit der falschen Spinkomponente ebenfalls noch an den Spiegeln reflektiert werden.

Abb B.5 zeigt die Flippeffizienz sowie das Ergebnis der Faltung des Wellenlängenspektrums mit den Werten für AP . Die gemittelte Polarisation beträgt $98.0(7) \%$ bei einer Flippeffizienz von $100.0(1) \%$. Der Fehler der Polarisation stammt maßgeblich aus der Faltung der Spektren der Polarisation und der Intensität bei kleinen Wellenlängen. In diesem Bereich ändern sich beide Funktionen stark und die Faltung ist sensitiv auf Offsets der Wellenlänge zwischen Polarisations- und Spektrumsmessung⁸⁶⁾.

⁸⁶⁾Die Polarisationsmessung wurde von SOLDNER ausgewertet.

Anhang C

Messungen zur Untersuchung systematischer Effekte

Zum Ende der Strahlzeit wurden zwei Messungen mit in x - bzw. in y -Richtung ausgelenkter Polarisation durchgeführt (siehe auch Abschnitt 3.3). Diese Messungen hatte u.a. zum Ziel, den Einfluss einer Polarisationsauslenkung auf die Asymmetrien und insbesondere auf die Größe α_D zu untersuchen. Die Ergebnisse werden im Folgenden anhand der Auslenkung der Polarisation in x -Richtung vorgestellt. Die Resultate für die Auslenkung in y -Richtung sind vergleichbar mit den hier vorgestellten.

Abb. C.1-C.4 zeigen den Verlauf der Asymmetrien α_x , α_y , α_z und α_D über die Ebenen. Ausgewertet wurde jeweils die Kombination 3 für den gesamten Anodenbereich. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte aus der zweiten Messreihe ebenfalls abgebildet. Die statistischen Fehler der systematischen Testmessung sind aufgrund der geringeren Messzeit (etwa 1.5 Tage) größer als die der zweiten Messreihe.

Für α_x kommt es aufgrund der Auslenkung des Spins in die x -Richtung zu einem nichtverschwindenden Beitrag von etwa 0.47(1) (ermittelt aus einem Fit mit einer Konstanten über die Messdaten). Daraus kann auf das Maß der Auslenkung der Polarisation geschlossen werden. Die Apparatekonstanten $\kappa_{A,x}$ und $\kappa_{B,x}$ für die entsprechenden Parameter (Kombination 3, gesamter Anodenbereich; die Werte sind in Anhang A nicht explizit aufgeführt) betragen -0.59 bzw. 0.39. Unter Vernachlässigung des Terms P_y kann damit über (2.22) auf die Polarisation in x -Richtung geschlossen werden:

$$P_x = \frac{\alpha_x}{4(A\kappa_{A,x} + B\kappa_{B,x})}. \quad (\text{C.1})$$

Mit den Werten aus Tab. 1.5 folgt: $P_x \approx 0.26$. Der Fehler dieses Wertes stammt im Wesentlichen aus dem Fehler der Apparatekonstanten (5 %) und kann zu etwa 10 % abgeschätzt werden.

Die Auslenkung des Spins in die x -Richtung erfolgte durch die Spule S1 bei einer Magnetfeldstärke von 15 A ($60 \mu\text{T}$). Mit der Magnetfeldstärke in z -Richtung von $303 \mu\text{T}$ ergibt sich eine Auslenkung der Polarisation in die x -Richtung um 0.20. Dies liegt im Bereich des über die gemessenen Asymmetrien berechneten Wertes.

Die Auslenkung der Polarisation hat keinen Einfluss auf die in y -Richtung sensitive Asymmetrie α_y (Abb. C.2). Keine signifikante Änderung ist ebenfalls im Verhalten der α_z (Abb. C.3) zu erkennen.

Der Verlauf der α_D in den Messungen zum D -Koeffizienten (in Abb. C.4 abgebildet) ist durch die Geometrie oder durch sonstige Einflüsse - etwa der Eingangsasymmetrien (siehe Abschnitt 4.4) - gegeben. Für die Messung mit ausgelenkter Polarisation ist ein ähnlicher Verlauf der α_D zu erkennen. Der Anstieg der α_D zwischen den Ebenen 10 und 11 sowie der Abfall bei Ebene 12 spiegelt sich auch in den Daten der Systematik-Messung wieder.

Zusammenfassung. Ein von den Daten der eigentlichen D -Messung stark abweichendes Verhalten aufgrund der Auslenkung der Polarisation bei einem hinreichend homogenen Feld ist nicht zu erkennen.

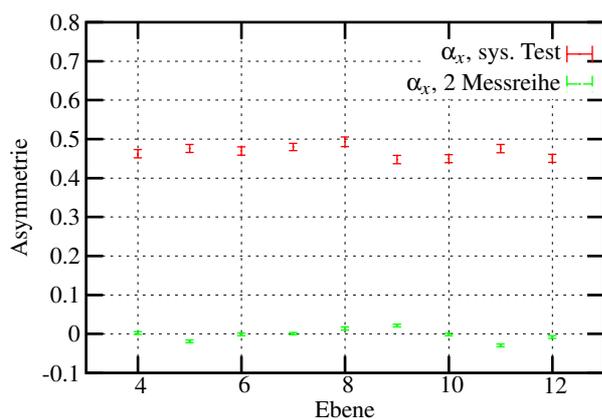


Abb. C.1: Verlauf der α_x über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe.

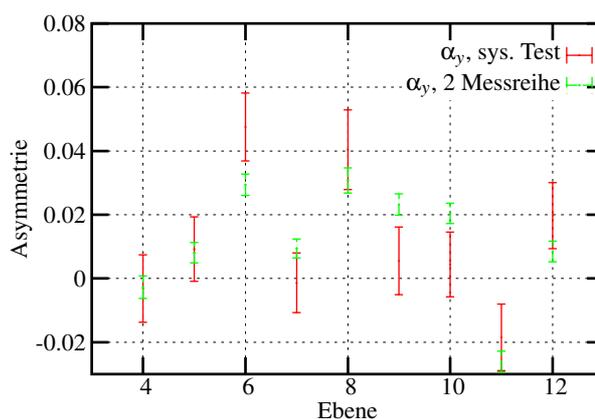


Abb. C.2: Verlauf der α_y über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe.

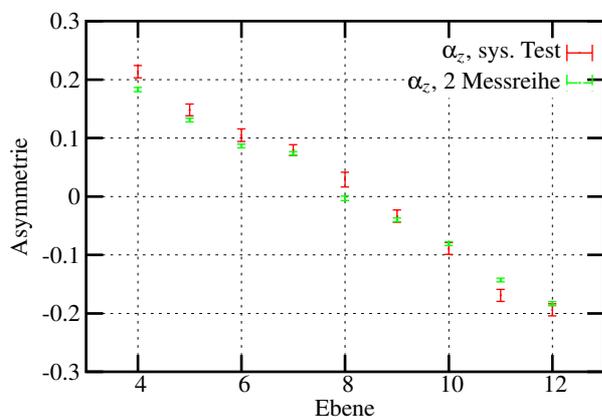


Abb. C.3: Verlauf der α_z über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe.

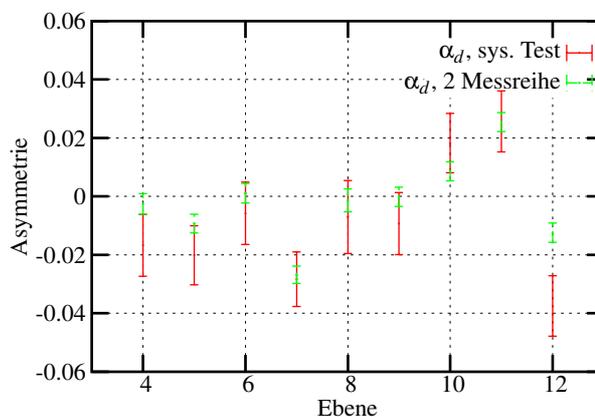


Abb. C.4: Verlauf der α_D über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe.

Die Kompensation nach (2.19) bei Auslenkung des Spins in x -Richtung ist für α_y , α_z und α_D noch immer gegeben (gleiches gilt für die zweite Testmessung und damit α_x). Die gemessene Ausrichtung des Magnetfeldes ist daher nicht verantwortlich für die auftretenden systematischen Effekte.

Der Einfluss lokaler Feldinhomogenitäten kann mit dieser Methode nicht untersucht werden. Bei der direkten Messung des Magnetfeldes wurden jedoch auch keine signifikanten Inhomogenitäten festgestellt.

Anhang D

Phoswich-Detektoren

Die im TRINE-Detektor verwendete Kombination von Drahtkammern und Szintillatoren ist insbesondere notwendig für eine wirksame Unterdrückung des γ -Untergrunds. Sie bringt jedoch auch eine geometrische Einschränkungen möglicher Detektoranordnungen mit sich. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit sogenannte Phoswich-Anordnungen von Plastik-Szintillatoren untersucht, die einen Nachweis von Elektronen bei gleichzeitiger Unterdrückung eines γ -Untergrunds erlauben.

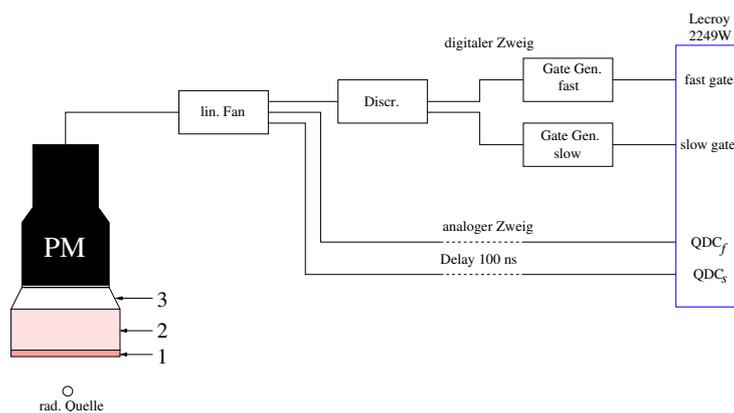


Abb. D.1: Skizze (nicht maßstabsgetreu) des Aufbaus und der Elektronik zur Phoswich-Messung. 1 und 2: Dünne (schnelle) und dicke (langsame) Szintillatorschicht. Der Lichtleiter (3) wurde in den vorgestellten Messungen nicht verwendet.

Detektoren, die Teilchen aufgrund unterschiedlicher Signalcharakteristiken unterscheiden, werden als Standardmethode etwa beim Nachweis von Neutronen und gleichzeitiger Unterdrückung eines γ -Untergrunds eingesetzt (siehe etwa [HEL88]). Diese Detektoren nutzen die Tatsache, dass ein Neutron in einem Flüssigszintillator wie NE213 Signale mit einer anderen zeitlichen Signalstruktur erzeugt als ein Photon. Die nachgeschaltete Elektronik analysiert die Signale nach ihrer Zeitstruktur und ordnet sie entsprechend als Neutron- oder γ -Ereignis ein.

Um Elektronen von anderen Teilchen oder einem γ -Untergrund zu unterscheiden, werden sogenannte Phoswich-Detektoren eingesetzt (siehe etwa [LEE92, PAS82, FOX96]). Diese bestehen aus einer ersten dünnen Schicht (typisch 0.1 mm) eines Szintillators mit einer schnellen und einer hinreichend dicken zweiten Schicht eines Szintillators mit einer langsamen Abfallskonstante der Fluoreszenz. Für Elektronen stellt diese Anordnung einen ΔE , E-Detektor dar. Sie verlieren in beiden Schichten kontinuierlich Energie bzw. werden in der zweiten Schicht gestoppt. Photonen hingegen verlieren ihre Energie durch COMPTON-Streuung oder Photoeffekt⁸⁷⁾. Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung ist abhängig von der Dicke des zu durchquerenden Materials und des Materials selbst. In einer hinreichend dünnen

⁸⁷⁾Der Effekt der Paarbildung wird hier nicht weiter berücksichtigt, da er erst bei entsprechend höheren Energien stattfindet.

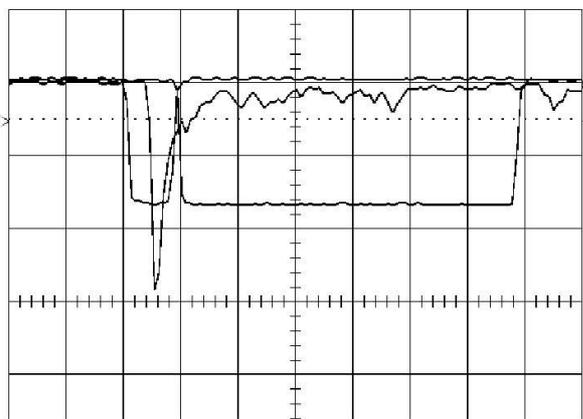


Abb. D.2: Typisches Signal eines Ereignisses, bei dem beide Szintillatoren angesprochen haben. Achsen: Zeit bzw. Spannung; Einheiten 50 ns bzw. 0.5 V pro Kasten. Die Gates für die Integration über den schnellen QDC_f- bzw. den langsamen QDC_s-Bereich des Signals sind ebenfalls eingezeichnet.

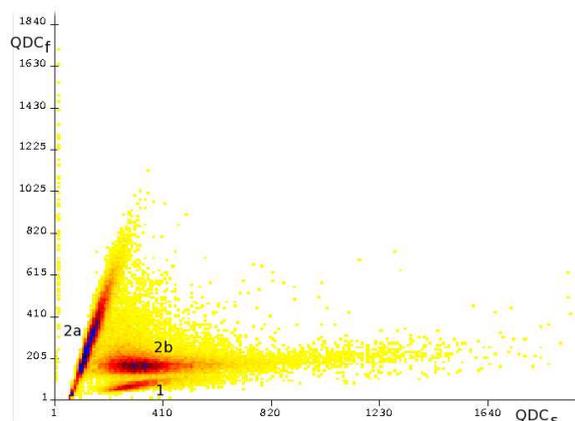


Abb. D.3: Auftragung der QDC_f- über die QDC_s-Werte. Die Bereiche des γ - und des Elektronennachweises sind mit Nummern markiert.

ersten Schicht⁸⁸⁾ ist die Wahrscheinlichkeit eines γ -Ereignisses somit sehr gering. Hingegen tritt diese mit entsprechend größerer Wahrscheinlichkeit in der dicken zweiten Schicht auf und muss von Elektronenereignissen unterschieden werden.

Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Abfallkonstanten der beiden Szintillatormaterialien mit einer nachgeschalteten Elektronik möglich. Elektronen, die in beiden Schichten Signale mit unterschiedlichen Abfallkonstanten induzieren, haben eine andere Signalkennung als Photonen, die nahezu ausschließlich in der zweiten Schicht Signale erzeugen. Bei Verwendung einer dünnen Szintillatorschicht mit schneller und einer dicken Schicht mit langsamer Abfallkonstante muss die nachgeschaltete Elektronik damit in zwei Zeitfenstern Elektronenereignisse von Photonen unterscheiden.

Für die Testmessungen wurde als erste Schicht BC404 mit einer Dicke von 0.4 mm gewählt. BC404 hat eine Abfallkonstante von 1.8 ns. Die dicke Schicht, die Elektronen mit den Maximalenergien der verwendeten Quellen (²⁰⁷Bi und ¹¹³Sn, siehe Fußnote ⁶⁴⁾ und ⁶³⁾) vollständig stoppt, besteht aus einer 12 mm dicken Schicht⁸⁹⁾ aus BC444 mit einer Abfallkonstante von 285 ns. Als Verbindungsmaterial kam Optical Grease von BICRON zum Einsatz⁹⁰⁾. Szintillator 1 war zur Erzielung einer höheren Lichtausbeute mit einer etwa 0.5 μ m dicken Schicht aus Aluminium bedampft

Abb. D.1 zeigt ein Schema des Aufbaus. Die Signale werden von einem Photomultiplier (R329-02 von HAMAMATSU) detektiert und in einem Linear Fan aufgesplittet. Über eine delay-Strecke gelangen die Signale im analogen Zweig an zwei unabhängige Eingänge *slow* und *fast* eines ladungsintegrierenden ADC (QDC: LeCroy 2249W). Die QDC-Werte werden im Folgenden als QDC_s und QDC_f bezeichnet. Im logischen Zweig wird das Signal diskriminiert und auf zwei Gate-Generatoren gegeben. Diese geben zwei Zeitintervalle an die Gateeingänge *slow* und *fast*. Die Zeitintervalle sind in Abb. D.2 für ein Ereignis dargestellt, bei dem beide Szintillatoren angesprochen haben. Innerhalb des *fast* Gates (50 ns) wird das Signal des schnellen Szintillators ausgelesen, innerhalb des *slow* Gates (200 ns) das des lang-

⁸⁸⁾Mit hinreichend dünn ist gemeint, dass Elektronen in dieser Schicht immer noch einen nachweisbaren Energiebetrag ΔE verlieren.

⁸⁹⁾Es handelte sich um ein Testexemplar von BICRON mit einer Schichtdicke, die dicker als notwendig war.

⁹⁰⁾Alternativ können die Szintillatoren thermisch miteinander verbunden werden, um eine Totschicht zwischen den Materialien zu vermeiden (siehe etwa [PRU90]).

samen Szintillators⁹¹⁾. Dies beinhaltet die Problematik, dass das langsame Signal von BC444 keinen scharf definierten Anfang hat (Anstiegszeit von BC444: 19.5 ns) und bereits innerhalb des Intervalls des schnellen Signals ansteigt. Weiter muss dem QDC über die Gateeinstellung eine Vorlaufzeit vor dem eigentlichen Signalanstieg gegeben werden. Dies ist in Abb. D.2 mit 20 ns für das schnelle Signal gegeben. Das langsame Signal wird hingegen ab einem nicht genau definierbaren Anfang integriert. Aus diesen beiden Gründen beginnen in der weiter unten aufgeführten Messung daher die Integration des langsamen Signals zeitgleich mit der des schnellen Signals nach einer ausreichenden Vorlaufzeit.

Für eine Messung mit ^{113}Sn ist die Auftragung der QDC-Zweige in Abb. D.3 dargestellt: Abzisse = QDC_s-Werte, Ordinate = QDC_f-Werte. Es können zwei Bereiche unterschieden werden:

- Bereich 1: Nahezu kein Beitrag von Szintillator 1; die Energie wird ausschließlich in Szintillator 2 deponiert. Dieser Bereich kann Photonen zugeordnet werden, die in zweiten Schicht einer Wechselwirkung unterliegen, in der ersten Schicht jedoch nur mit einer im Vergleich zu dickeren Schicht geringeren Wahrscheinlichkeit wechselwirken⁹²⁾. Das Zustandekommen eines QDC_s-Wertes ist so zu verstehen: Liegt die Signalstärke über der Diskriminatorschwelle, wird auch für ein γ , das in der zweiten Schicht seine Energie deponiert hat, die Datenauswertung gestartet. Damit liegt jedoch auch ein QDC_f-Wert vor und die Ereignisse führen eine Komponente im schnellen Zweig der Abb. D.3.
- Bereich 2 a/b: Nahezu konstanter Energieverlust in Szintillator 1; die restliche Energie wird in Szintillator 2 deponiert. Diese korrelierten Bereiche sind auf Elektronen zurückzuführen, die ihre gesamte Energie in der dünnen Schicht (2 a), bzw. einen Energiebetrag ΔE in der dünnen und die Restenergie in der dicken Schicht (2 b) deponieren.

Aufgrund von Abb. D.3 muss entschieden werden, inwieweit der Bereich, in dem es auch für Photonen zu einem Beitrag im schnellen Zweig kommt, von dem Bereich, in dem die Elektronen einen ΔE Betrag deponieren, trennen lässt. Auf der einen Seite kann eine deutliche Trennung dieser Bereiche durch eine erhöhte Schichtdicke 1 erzielt werden: Höherers ΔE , damit größere Trennung des Bereich von dem durch die Elektronik und der γ -Energie vorgegebenen Beitrag der Photonen. Auf der anderen Seite darf die erste Schicht nicht zu dick sein, da insbesondere für kleine Energien die Elektronen dann bereits in der ersten Schicht gestoppt werden. Weiter würde sich die γ -Empfindlichkeit dieser Schicht erhöhen, was der grundlegenden Idee dieser Methode widerspräche.

Photonen können durch in die erste Schicht rückgestreute Elektronen aus der COMPTON-Streuung oder des Photoeffekts Signale induzieren, die den durch Primär-Elektronen erzeugten Signalen entsprechen. Untersuchungen dieser Einflüsse müssten mit aufwändigen Simulationen analysiert werden.

Eine Trennung der Bereiche von Elektronen und Photonen ist in Abb. D.3 gegeben. Für die weiteren Messungen, die ein γ -unterdrücktes Energiespektrum einer ^{207}Bi -Quelle aufnehmen sollten, wurde die Datenauswertung dahingegen verändert, das langsame und schnelle Gate zeitgleich starten. Damit integriert der langsame Zweig auch über das schnelle Signal aus den Szintillatoren. Dies umgeht die Problematik, eine innerhalb des Signals definierte Anfangszeit für das *slow gate* festzusetzen. Dies ist auch deshalb sinnvoll, da die vollständige Energieinformation eines Elektronenereignisses aus dem über die gesamte Zeit des Signals integrierten Werts gebildet werden muss. Die Diskriminatorschwelle für diese Messung betrug 50 mV.

In der Datenauswertung wurden nach der Datennahme Schnitte auf bestimmte Bereiche der QDC_f-Werte gesetzt⁹³⁾ und gefordert, dass nur Ereignisse innerhalb eines festgelegten Bereichs des QDC-Spektrums für den schnellen Zweig weiter verwendet werden.

⁹¹⁾Die Diskriminatorschwelle wurde so niedrig wie möglich über dem elektronischen Rauschen gewählt, um Resulte über die tatsächliche γ -Unterdrückung erzielen zu können. Zur Triggerung ist das Signal aus der dünnen Schicht ausreichend. Es wird keine Koinzidenz mit der dicken Schicht gefordert.

⁹²⁾Das Verhältnis dieser Wahrscheinlichkeiten ist bei den verwendeten geringen Schichtdicken im Wesentlichen mit dem Verhältnis der Schichtdicken gegeben.

⁹³⁾Dies ist analog zu den in Abschnitt 4.2 vorgestellten Schnitten in das ADC-Spektrum der PiN-Dioden. Die Festlegung von Schnitten auf die QDC_s-Werte brachte keine signifikante Verbesserung oder Änderung in den erzielten Resultaten.

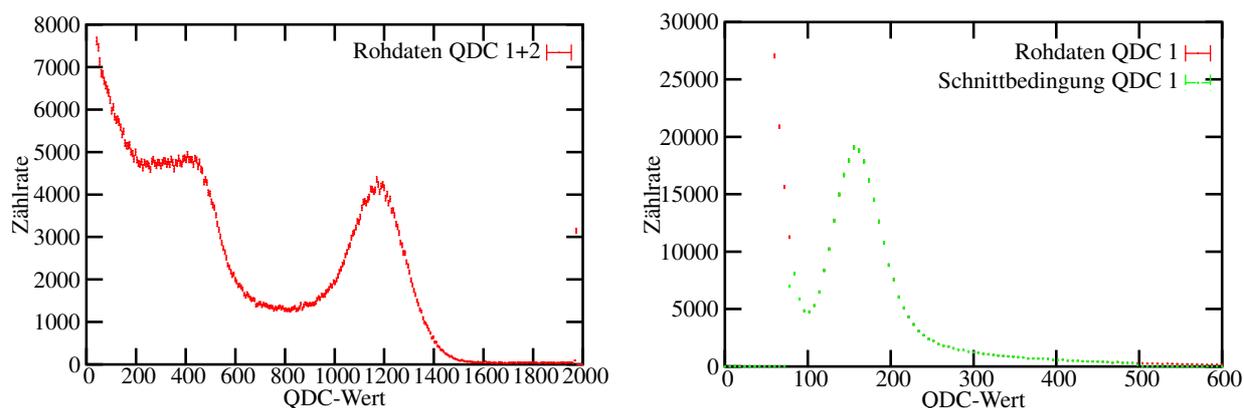


Abb. D.4: Links: Nichtkalibriertes Rohspektrum der Phoswich-Anordnung aus der Addition beider QDC-Werte. Rechts: Spektrum der QDC_f-Werte und Schnittbedingung auf die Werte.

Abb. D.4 verdeutlicht dies anhand der Darstellungen des Rohspektrums (links) und der QDC_f Werte (rechts, mit Schnittbedingung). Das Spektrum nach dem festgelegten Schnitt auf die QDC_f Werte ist in Abb. D.5 wiedergegeben. Im Rohspektrum werden die Konversionselektronen hoher Energie von ²⁰⁷Bi noch aufgelöst, der Peak bei niedrigerer Energie sitzt jedoch auf einem hohen γ -Untergrund. Auf den dargestellten Bereich der QDC_f Werte wird nun eine Schnittbedingung gelegt, die dem Bereich 2a in Abb. D.3 entspricht.

Für die Darstellung des Spektrums über die Energie muss berücksichtigt werden, dass die verwendeten Szintillatoren eine unterschiedliche Lichtausbeute haben und das schnelle Signal bei der Integration des langsamen Signals bereits mit aufgenommen wurde. Das aus der Addition beider QDC-Werte entstandene Spektrum nach Anwendung der Schnittbedingung enthält dementsprechend Gewichtungsfaktoren⁹⁴⁾.

Das Spektrum (Abb. D.5) nach dieser Schnittbedingung zeigt eine deutliche Reduzierung des Untergrunds im Bereich des Peaks bei 481 keV. Die Energieauflösung beträgt 25 % bei 991 keV (FWHM zu Peaklage). Das Verhältnis der Peakflächen (991 keV zu 481 keV) beträgt 6.3. Theoretisch ist hier ein Verhältnis von 4.5 zu erwarten. Nimmt man für die 991 keV Elektronen eine nahe bei 100 % liegenden Nachweiswahrscheinlichkeit an⁹⁵⁾, werden die 481 keV Elektronen mit dieser Methode mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 70 % nachgewiesen. Bei Eichung des Spektrums - wie sie in Abb. D.5 mit der Energie des 991 keV Peaks bereits durchgeführt wurde - ergibt sich für den 481 keV Peak eine tatsächliche Lage bei 432 keV. Der Unterschied ist zum einen auf die im Experimentaufbau vorliegende Lichtausbeute zurückzuführen, die aufgrund der Vorbehandlung der Szintillatoren von den Herstellerangaben abweichen kann. Weiter müsste die Empfindlichkeit der Photomultiplierkathode auf die unterschiedlichen Lichtspektren der beiden Szintillatoren berücksichtigt werden. Beide Effekte führen zu einem systematischen Fehler in der Gewichtung der Einzelspektren. Um diesen Fehler zu berücksichtigen, wäre eine Vermessung der Einzelszintillatoren notwendig.

Zusammenfassung und Ausblick. Mit der vorgestellten Methode ergibt sich nach der Schnittbedingung eine deutliche Verringerung des γ -Untergrunds bei der Aufnahme eines Konversionselektronenspektrum von ²⁰⁷Bi. Die Wahrscheinlichkeit des Elektronennachweises in Energiebereichen, die einem hohen γ -Untergrund unterliegen, nimmt jedoch ebenfalls ab. Offensichtlich werden mit Schnittbedingungen auf die QDC_f-Werte auch Elektronen mit niedrigen ΔE -Beträgen aus der Analyse herausgenommen. Möglichen Verbesserungen der Lichtausbeute und eines damit einhergehenden schmalere ΔE -Peaks sind aufgrund der endlichen Energieauflösung der Szintillatoren und der Forderung, einen über dem Beitrag der Photonen liegenden QDC_f-Wert zu erzielen, Grenzen gesetzt. Eine mögliche Verbesserung könnte der

⁹⁴⁾Die Lichtausbeute von BC404 beträgt 68 %, die von BC444 beträgt 41 % (bezogen auf Anthracen, siehe [B1C04]).

⁹⁵⁾Aufgrund der hohen Elektronenenergie und der hohen Lichtausbeute des Aufbau ist diese Annahme berechtigt.

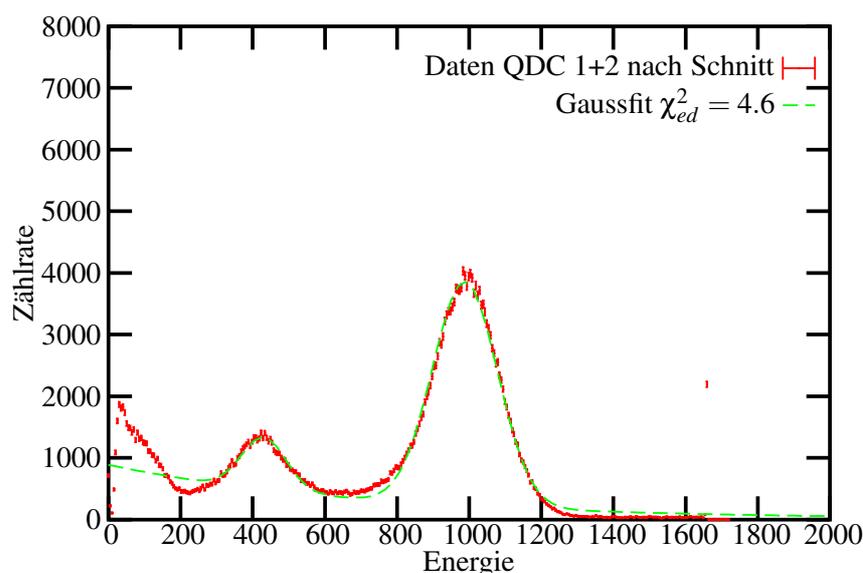


Abb. D.5: Kalibriertes Spektrum nach der Schnittbedingung und Fitfunktion mit zwei Gausskurven.

Einsatz von die Signalform digitalisierenden ADC-Modulen (Flash-ADC) darstellen, die in Echtzeit die Signale analysieren und entsprechend ihrer Charakteristik einordnen. Ein FOURIER-analysiertes Spektrum kann nach bestimmten Frequenzen und damit nach bestimmten Abfallscharakteristiken des zeitlichen Signals untersucht werden. Eine sauberer Trennung bestimmter Frequenzen wäre damit möglich.

Ebenfalls ist eine Trennung der Signale durch Anwendung elektronischer Filter auf die Signalabfallzeit denkbar. Problematisch hierbei ist das Nachpulsverhalten der verwendeten Photomultiplier, das Signale weit nach dem Abfall der schnellen Komponente mit ähnlicher Signalformen wie die des schnellen Szintillators hervorruft (siehe dazu auch [KRE04]). Ein Ausweg bietet die Verwendung anderer Photomultiplier oder eine Digitalisierung der Signalform mit anschließender Analyse, wie es oben bereits erwähnt wurde.

Um die nachweisende Fläche des verwendeten Aufbaus zu vergrößern, wurde ein ähnlicher Aufbau mit einem Photomultiplier und einer nachweisenden nichtverspiegelten Szintillatorfläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ getestet, der über einen pyramidenförmigen Lichtleiter das Licht auf den Photomultiplier fokussiert. Mit diesem Aufbau konnte nicht annähernd die in Abb. D.3 vorgestellte Trennung der beiden Zweige erreicht werden. Dies deutet darauf hin, dass der Aufbau in Abb. D.1 ohne Lichtleiter (3) und aufgrund der Verspiegelung des ersten Szintillators sowie der kurzen Lichtwege von einer hohen Lichtausbeute profitiert. Eine mögliche Verbesserung hin zu einer größeren Lichtausbeute würde eine Verspiegelung der Frontfläche der ersten Szintillatorschicht bringen. Im Hinblick auf die Problematik der Übertragbarkeit auf die im TRINE-Experiment geforderten großen Flächen der Szintillatoren wurde dieses Projekt nicht weiter verfolgt.

Literaturverzeichnis

- [ABO84] Y. ABOV, F. DJEPAROV, and L. OKUN. Test of CPT . *JETP Lett.* **39**, 493 (1984).
- [ANC96] L. A. ANCHORDOQUI, D. F. TORRES, and H. VUCETICH. Primordial Nucleosynthesis as a test of variable rest masses 5-dimensional cosmology. *Phys.Lett. A* **222**, 43 (1996).
- [ANG97] A. ANGELOPOULOS et al. CPLEAR results on the CP parameters of neutral kaons decaying to $\pi^+ \pi^- \pi^0$. *Phys.Lett. B* **413**, 422 (1997).
- [BEC98] L. D. BECK. *Messung der Zeitumkehrinvarianz am Betazerfall freier Neutronen*. PhD thesis, Technische Universität München (1998).
- [BER89] J. BERNSTEIN, LOWELL S. BROWN, and GERALD FEINBERG. Cosmological helium production simplified. *Rev. Mod. Phys.* **61**, 25 (1989).
- [BIC04] Bicron Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc. *Organic Scintillators, Related Materials and Detectors* (2004), <http://www.detectors.saint-gobain.com/>.
- [BYR95] J. BYRNE. *Neutrons, Nuclei and Matter*. Institute of Physics Publishing, Bristol (1995).
- [BYT02] V. V. BYTEV and E. A. KURAEV. T -odd correlation in polarized neutron decay. *JETP Lett.* **76**, 80 (2002).
- [CHR64] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH, and R. TURLAY. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [CLE98] B.C. CLEVELAND et al. Measurements of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.* **496**, 505 (1998).
- [COH98] A.G. COHEN, A. DE RÚJUHA, and S.L. GLASHOW. A matter-antimatter Universe? *Astrophys.J.* **495**, 539 (1998).
- [COH99] A.G. COHEN. CP violation and the Origins of Matter. Unpublished (1999).
- [COM73] E.G. COMMINS. *Weak Interactions*. McGraw-Hill Book Company, New York (1973).
- [DIN04] M. DINE and A. KUSENKO. The origin of the matter-antimatter asymmetry. *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004), arXiv: hep-ph/0303065.
- [EID04] S. EIDELMANN et al. The Review of Particle Physics. *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004), <http://pdg.lbl.gov>.
- [ELL76] J. ELLIS, M. K. GAILLARD, and D. V. NANOPOULOS. Left-handed currents and CP violation. *Nucl. Phys. B* **109**, 213 (1976).
- [ELL81] J. ELLIS, M. K. GAILLARD, D.W. NANOPOULOS, and S. RUDAZ. A cosmological lower bound on the neutron electric dipole moment. *Phys. Lett. B* **99**, 101 (1981).

- [FEI78] G. FEINBERG, M. GOLDBERGER, and G. STEIGMAN. Multiplicative baryon-number conservation and the oscillation of hydrogen into antihydrogen. *Phys. Rev.* **D 18**, 1602 (1978).
- [FEI03] F. VON FEILITZSCH and N. SCHMITZ (eds.). *Proceedings of the XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics*, volume 118 (April 2003).
- [FLÜ64] S. FLÜGGE. *Theoretische Physik IV, Quantentheorie I*. Springer Verlag, Heidelberg (1964).
- [FOX96] D. FOX, D.R. BOWMAN, G.C. BALL, A. GALINDO-URIBARRI, E. HAGBERG, D. HORN, L. BEULIEU, and Y. LAROCHELLE. Calibration of Plastic Phoswich Detectors for Charged Particle Detection. *Nucl. Instr. Methods A* **374**, 63 (1996).
- [GLÜ95] F. GLÜCK, J. JOÓ, and J. LAST. Measurable Parameters of Neutron Decay. *Nucl. Phys.* **A593**, 125 (1995).
- [GLÜ04] F. GLÜCK et al. The neutron decay retardation spectrometer aspect: Electron design and systematical effects. *EPJA* **1** (2004), to be published.
- [HAB38] C. L. CRITCHFIELD H. A. BETHE. He formation of deuterons by proton combination. *Phys. Rev.* **54**, 248 (1938).
- [HÄS02] H. HÄSE et al. A long ballistic supermirror guide for cold neutrons at ILL. *Nucl. Instr. Methods A* **485**, 453 (2002).
- [HEL88] J.H. HELTSLEY, L. BRANDON, A. GALONSKY, L. HEILBRONN, B.A. REMINGTON, S. LANGER, A. VANDER MOLEN, and J. YURKON. Particle identification via pulse-shape discrimination with a charge-integrating ADC. *Nucl. Instr. Methods A* **263**, 441–445 (1988).
- [HOL59] H.D. HOLMGREN and R. L. JOHNSTON. $H^3(\alpha, \gamma) Li^7$ and $He^3(\alpha, \gamma) Be^7$ reactions. *Phys. Rev.* **113**, 1556 (1959).
- [HOL74] B.R. HOLSTEIN. Recoil effects in allowed beta decay: The elementary particle approach. *Rev. Mod. Phys.* **46**, 789 (1974).
- [HOO76] G. 'T HOOFT. Symmetry breaking through bell-jackiw anomalies. *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976).
- [ILL03] Booklet, Institute Laue Langevin (ILL). *Neutrons and the Universe* (2003), http://www.ill.fr/pages/menu_g/docs/universe2003.pdf.
- [JAC57] J. D. JACKSON, S. B. TREIMAN, and H. W. WYLD. Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay. *Phys. Rev.* **106**, 517 (1957).
- [KÄL65] G. KÄLLÉN. *Elementarteilchenphysik*. Bibliographisches Institut, Mannheim (1965).
- [KRE04] M. KREUZ. *Messung von Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen mit dem Spektrometer Perkeo II*. PhD thesis, Universität Heidelberg (2004).
- [KUZ70] V. A. KUZMIN. CP -noninvariance and baryon asymmetry of the Universe. *JETP Lett.* **12**, 228 (1970).
- [LAM04] Analysis software, Institute Laue Langevin. *LAMP, Large Array Manipulation Program* (2004), http://www.ill.fr/data_treat/lamp/front.htm.
- [LEE92] H.K.W. LEEGTE, E.E. KOLDENHOF, A.L. BOONSTRA, and H.W. WILSHUT. Calibration of phoswich detectors. *Nucl. Instr. Methods A* **313**, 26–30 (1992).

- [LEO94] W. R. LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin, second edition (1994).
- [MAT90] J.C. MATHER et al. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the cosmic background explorer (COBE) satellite. *Astrophys. J.* **354**, 90 (1990).
- [NAC91] O. NACHTMANN. *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*. Vieweg, Braunschweig (1991).
- [NIE84] J. F. NIEVES and O. SHANKER. Analysis of models for hydrogen-antihydrogen oscillations. *Phys. Rev.* **D 30**, 139 (1984).
- [NIS04] Simulation software, National Institute of Standards and Technology. *STAR, Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions* (2004), <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text>.
- [PAS82] C. PASTOR, F. BENRACHI, B. CHAMBON, D. DRAIN, A. DAUCHY, A. GIORNI, and C. MORAND. Detection of charged particles with a phoswich counter. *Nucl. Instr. Methods* **212**, 209–215 (1982).
- [PET03] A. PETOUKHOV, T. SOLDNER, V. NESVIZHEVSKY, M. KREUZ, M. DEHN, and M. BREHM. Towards a perfectly polarised neutron beam. In *Proceedings of the “Workshop on Quark-Mixing, CKM-Unitarity”*, Heidelberg (2003). Mattes Verlag.
- [PRU90] C.A. PRUNEAU et al. New and improved phoswich detectors manufactured by a heat press technique. *Nucl. Instr. Methods A* **279**, 404–409 (1990).
- [REI00] J. REICH, H. ABELE, M. A. HOFFMANN, S. BAESSLER, P. V. BÜLOW, D. DUBBERS, V. NESVISHEVSKY, U. PESCHKE, and O. ZIMMER. A Measurement of the Beta Asymmetry in Neutron Decay with PERKEO. *Nucl. Instr. Methods A* **440**, 535 (2000).
- [SAK67] A. D. SAKHAROV. Violation of CP invariance, C asymmetry and Baryon asymmetry of Universe. *JETP Lett.* **5**, 32 (1967).
- [SOL00] T. SOLDNER. *Test der Zeitumkehrinvarianz am D -Koeffizienten des freien Neutronenzerfalls mit Trine*. PhD thesis, Technische Universität München (2000).
- [SOL04] T. SOLDNER, L. BECK, C. PLONKA, K. SCHRECKENBACH, and O. ZIMMER. New Limit on T Violation in Neutron Decay. *Phys. Lett. B* **581**, 49–55 (2004).
- [WEI94] S. WEINBERG. *The First Three Minutes: A Modern View of the Origin of the Universe*. Basic Books (1994).

Tabellenverzeichnis

1.1	Periodensystem der Elementarteilchen	1
1.2	Die vier fundamentalen Wechselwirkungen	2
1.3	CP - und B, L -verletzende Prozesse	8
1.4	Transformationsverhalten der Operatoren O_i unter C, P, T	10
1.5	Die Korrelationskoeffizienten und ihre Darstellung in der $V-A$ -Theorie	13
1.6	Parameter des Neutronenzerfalls	14
2.1	Vergleich von TRINE 2000 und TRINE 2003	24
2.2	Mathematische Symmetrieeigenschaften des TRINE-Detektors	25
3.1	Auflistung der Winkelkombinationen und Vorzeichen auf D	37
3.2	Auflistung der verwendeten Abkürzungen	37
3.3	Mathematische Beschreibung der Detektoren von TRINE 2003	38
3.4	Blendensystem von TRINE	41
3.5	Ablauf der TRINE 2003 Strahlzeit am ILL	50
4.1	Zusammenfassung der Formeln zur Berechnung der Asymmetrie α	56
4.2	Zusammenfassung über die Ebenen- bzw. Reihenasymmetrie	67
4.3	Auflistung der Asymmetrie-Abweichungen von $\langle \alpha_z \rangle$; Kombination 3, zweite Messreihe	70
4.4	Auswertung über die Methode der empirischen Mittelwertbildung	72
4.5	Zusammenfassung der in die Auswertung eingehenden Daten	74
A.1	Apparatekonstanten κ_{D_z} von TRINE 2003	81

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schema des FERMI- und GAMOV-TELLER-Übergangs im Neutronenzerfall	11
1.2	Energiespektren von Neutrino, Elektron und Proton	15
1.3	Erlaubter Energiebereich des Neutronenzerfalls	16
1.4	Korrelation zwischen Elektronen- und Protonenenergie	16
1.5	Korrelation zwischen Elektronen- und Neutrinoenergie	16
1.6	Korrelation der Winkel zwischen Elektron-Proton und Elektron-Neutrino	16
2.1	Zeitumkehr im Neutronenzerfall	20
2.2	Abhängigkeit des Winkels $\theta_{e,p}$ von E_e	22
2.3	Geometrische Symmetrieeigenschaften des TRINE-Detektors	25
2.4	Schematische Darstellung einer asymmetrischen Detektoreffizienz	27
2.5	Auswirkung einer Störung auf unterschiedliche Abfolgen des Spinflips	28
2.6	Verhältnis der Apparatekonstanten $\kappa_{\eta,x,y}$, ($\eta \in A, B$), zu $\kappa_{D,z}$	29
2.7	Verlauf der Apparatekonstanten $\kappa_{A,z}$ über die Ebenen	29
3.1	Querschnitt des TRINE-Detektors	32
3.2	Aufsicht des TRINE-Detektors	33
3.3	Konstruktionszeichnung der Elektrode	34
3.4	Konstruktionszeichnung der inneren Kammer	34
3.5	Trajektorien für 200 eV Protonen aus dem Strahlzentrum	35
3.6	Trajektorien für 200 eV Protonen vom Strahlrand	35
3.7	Trajektorien für 1 eV Protonen vom Strahlrand	35
3.8	Potenzialverlauf der Elektrode	35
3.9	Geometrie der einzelnen Winkelkombinationen	36
3.10	Magnetfeld entlang $x=0, y=0$ cm und $x=-4, y=0$ cm	39
3.11	Strahlführung des Aufbaus TRINE 2003	40
3.12	Konturplot des Strahlprofils am Detektoreingang	42
3.13	Konturplot des Strahlprofils am Detektorausgang	42
3.14	Querschnitt der Strahlprofile am Detektoreingang	43
3.15	Querschnitt der Strahlprofile am Detektorausgang	43
3.16	Aufgenommene Daten eines gültigen Ereignisses	45
3.17	Blockschaltbild der Elektronik	46
3.18	Koinzidenzzählrate der Drahtkammer B und der Szintillatoren C+D für einen Datensatz	47
3.19	Triggerraten der PiN-Dioden a06 und a07	47
3.20	Eichspektrum des Szintillators C mit ^{113}Sn	49
3.21	Kalibration der Szintillatoren	49
3.22	Eichspektrum des Szintillators C mit ^{207}Bi	49
3.23	Energie-Kanal-Beziehung des Szintillators C	49
4.1	ADC-Spektrum der PiN-Diode b05.	52

4.2	TAC-Spektrum der PiN-Diode b05	52
4.3	Stabilität der PiN-Filter für die PiN-Diode b05	54
4.4	β -Spektrum von b05 und Sz D	54
4.5	Monitordaten des Neutronenflusses in beiden Messreihen	55
4.6	TAC-Spektrum der PiN-Diode b05 vor und nach dem ADC-Schnitt	55
4.7	Symmetrisierung des TRINE-Detektors	57
4.8	TAC-Zählraten der PiN-Diode d05	58
4.9	Untergrund-Zählraten der PiN-Diode d05	58
4.10	χ^2 -Verteilung der Untergrundfits	59
4.11	χ^2 -Verteilung der Einzelasymmetrien; Kombination 3, zweite Messreihe	59
4.12	Größe α_{ij} für die Dioden a04 und a07	61
4.13	Größe α_D für die Ebenen a04 und a07	61
4.14	Eingangasymmetrien und normierte Zählraten der PiN-Reihen a-d	62
4.15	Eingangasymmetrien und normierte Zählraten der PiN-Reihen e und f	62
4.16	ADC- und TAC-Spektren der PiN-Dioden b08 und d07	63
4.17	Ortsabhängigkeit der Szintillatoren und Koinzidenzzählrate der Drahtkammern	63
4.18	Triggerrate PiN-Diode a10 für einen Datensatz, aufgeteilt nach beiden Spinzuständen	64
4.19	Addition und Subtraktion von α_{D_1} und α_{D_2}	64
4.20	Asymmetrie α_z für beide Messreihen, ganzer Anodenbereich	65
4.21	Asymmetrie α_z für beide Messreihen, eingeschränkter Anodenbereich	65
4.22	Asymmetrie α_x für beide Messreihen	66
4.23	Asymmetrie α_D für beide Messreihen	66
4.24	Asymmetrien und Mittelwert der Reihe a	68
4.25	Asymmetrien und Mittelwert der Reihe b	68
4.26	Asymmetrien und Mittelwert der Reihe c	69
4.27	Asymmetrien und Mittelwert der Reihe d	69
4.28	Asymmetrie der Dioden ohne Einschränkung des Anodenbereich	71
4.29	Normierte TAC-Zählraten der Kombination 3 und 6, zweite Messreihe	71
4.30	Asymmetrien der Dioden a-d für die Kombinationen 3 und 2	76
4.31	Zählraten der Ebenen 4-12 für die Kombinationen 3 und 2	76
A.1	Apparatekonstanten $\kappa_{D,z}$ der Kombinationen 1-6, gesamter Anodenbereich	80
A.2	Verhältnis der Apparatekonstanten $\kappa_{\eta,x,y}$, ($\eta \in A, B$), zu $\kappa_{D,z}$	80
A.3	Apparatekonstanten $\kappa_{A,z}$ der Kombinationen 1-6, gesamter Anodenbereich	80
A.4	Apparatekonstanten $\kappa_{D,z}$ der Kombinationen 1-6, ± 10 Drähte	80
B.1	Aufbau der Polarisationsmessung	83
B.2	Wellenlängenspektren bei $x = 0$ cm und $x = \pm 4$ cm	84
B.3	Effizienz des Spinflippers S1 über die Wellenlänge	84
B.4	Das Produkt AP über die Wellenlänge an verschiedenen Positionen	84
B.5	Homogenität der Polarisation und der Flippeffizienz	84
C.1	Verlauf der α_x über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe	88
C.2	Verlauf der α_y über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe	88
C.3	Verlauf der α_z über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe	88
C.4	Verlauf der α_D über die Ebenen; Testmessung und zweite Messreihe	88
D.1	Aufbau der Phoswich-Messung	89
D.2	Typische Signalform eines Ereignisses des Phoswich-Szintillators	90
D.3	Auftragung der QDC_f - über die QDC_s -Werte	90
D.4	Phoswich-Spektrum vor Anwendung einer Schnittbedingung	92

D.5 Phoswich-Spektrum nach Anwendung einer Schnittbedingung	93
---	----

Danksagung

All denjenigen, die sich mit ihrer Unterstützung, ihrem Interesse und ihrer Motivation an dieser Arbeit beteiligt haben, sei an dieser Stelle gedankt. Besonders hervorheben möchte ich folgende Personen:

- Torsten SOLDNER als Vorgänger bei TRINE war mit seinem enormen Erfahrungsschatz und mit vollem Einsatz am Experiment beteiligt. Die Durchführung der Strahlzeit mit ihm bleibt mir als sehr erfolgreich und harmonisch in Erinnerung. In vielen Diskussionen brachte er sich auch nach der Strahlzeit in die Datenauswertung ein und war beim Zusammenschreiben dieser Arbeit eine wertvolle Hilfe.
- Professor Klaus SCHRECKENBACH hatte neben seinen Verpflichtungen als technischer Direktor des FRM-II stets seine Tür offen für Diskussionen zum Experiment und für die anstehenden Probleme. Viele motivierende Anregungen zum Experiment und zur Datenauswertung entstammen aus Gesprächen mit ihm. Ich danke ihm für die Überlassung dieser interessanten Arbeit sowie für das Aussägen der Lithium-Kacheln vor der Strahlzeit.
- Ludwig BECK war als alter Hase von TRINE bei den heißen Phasen des Experiments und mit seiner Erfahrung im Elektronik-Sektor immer eine beruhigende und wertvolle Hilfe. Sein Laborbuch aus den Ur-Anfängen von TRINE wird nach wie vor zu den heiligen Schätzen unserer Kollaboration gehören.
- Sascha PETOUKHOV, Oliver ZIMMER und Bastian MÄRKISCH brachten sich mit wertvoller und dankenswerter Unterstützung während der Strahlzeit in Grenoble ein.
- Ich danke all den Werkstudenten, die in verschiedenen Zeitphasen am Experiment mitarbeiteten. Insbesondere Andre STEGNER hatte mit viel Einsatz und Energie während der Strahlzeit seinen Anteil am erfolgreichen Aufbau des Experiments in Grenoble.
- Die Arbeitsgruppe und Gemeinschaft Flachbau e.V. in Garching nahm mich von Anfang an in ihre Reihen auf. Ihr verdanke ich nicht nur während der Arbeit wertvolle Unterstützung. Auch an die Stunden in Münchens Freiluftgastronomie und an packende Tischtennisturniere (HAUHAU!) erinnere ich mich gerne. Christoph HUGENSCHMIDT, Benno STRASSER, Norbert WIEGNER, Albert FLEISCHMANN, Xiaosong LI, Reinhard REPPER und allen anderen wünsche ich weiterhin viel Erfolg.
- Die Arbeit der mechanischen Werkstätten an der TU München und am FRM-II waren stets nach Maß und immer im Zeitplan ausgeführt. Herrn STAHL und Herrn HERZOG danke ich ganz besonders für Ihre mir vermittelte Sachkenntnis und ihre Mühen.
- Meinen neuen Kollegen des College 3 am Institut Laue-Langevin / Grenoble um Hans BÖRNER danke ich für die sympathische Aufnahme in ihre Gruppe und für die Geduld, die der Abschluss dieser Arbeit auch für sie mit sich brachte.
- Den lieben Freunden und Bergkameraden Rudi LOIDL und Stefan PHILIP danke ich für ein unvergessliches Jahr 2004 in Grenoble und, dass sie mich den tiefen Tälern der Datenauswertung so manches Mal ein Stück entreissen konnten.
- Barbara - danke für den notwendigen interdisziplinären Gedankenaustausch.
- Meinen Eltern danke ich für Worte der Ermutigung, für die moralische und hin und wieder auch noch finanzielle Unterstützung und für all die Jahre der schönen Freundschaft und des Verständnisses zwischen uns.

