

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Stefan Baeßler
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Oktober 1996

Die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons

Gutachter: Prof. Dr. Dirk Dubbers

Prof. Dr. Karl-Heinz Meier

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Einführung in die Theorie	3
2.1.	Die Übergangsmatrix	4
2.2.	Bestimmung der Kopplungskonstanten im Neutronenzerfall	8
2.2.1.	Theoretische Korrekturen	10
2.2.2.	Die Meßgrößen im Neutronenzerfall	14
3.	Beschreibung des Experiments	17
3.1.	Das Meßprinzip	17
3.2.	Übersicht über den Aufbau	18
3.3.	Die Untergrundabschirmungen	20
3.4.	Die Rohdaten	22
4.	Die Polarisation der Neutronen	25
4.1.	Der Polarisator	25
4.2.	Der Spinflipper	26
4.3.	Unsere Meßmethode	28
4.3.1.	Meßprinzip	28
4.3.2.	Die Messungen	29
4.4.	Mathematische Beschreibung	32
4.5.	Vergleich mit anderen Meßmethoden	33
5.	Die Detektorfunktion	37
5.1.	Das Modell des Detektors	37
5.2.	Die Energie-Kanal-Beziehung	40
5.3.	Die Triggerschwelle	47
5.4.	Der Randeffect	49
6.	Zuordnung der Ereignisse zu den Halbräumen	51
6.1.	Die Zeitauflösung	51
6.2.	Die Triggerschwelle	52

6.3.	Der magnetische Spiegeleffekt	53
7.	Behandlung des Untergrundes	55
8.	Das Ergebnis der Asymmetriemessung	61
8.1.	Die Anpassung der Daten	61
8.2.	Das Endresultat	64
9.	Diskussion des Ergebnisses	67
9.1.	Vergleich mit anderen Experimenten	67
9.2.	Die Kopplungskonstanten	70
9.3.	Rechtshändige Ströme	74
10.	Untersuchungen zur Messung des schwachen Magnetismus am Neutron	79
10.1.	Der schwachen Magnetismus in der gemessenen Asymmetrie	79
10.2.	Der schwachen Magnetismus in den Differenzspektren	80
10.3.	Die verwendete Methode	81
11.	Zusammenfassung und Ausblick	83
12.	Schlußbemerkungen	85
13.	Literaturverzeichnis	87

1. Einleitung

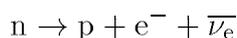
In dieser Arbeit wird die erste Messung mit dem Spektrometer PERKEO II vorgestellt, die Messung der Betaasymmetrie A im Zerfall des freien Neutrons. Zusammen mit Messungen der Neutronenlebensdauer kann man daraus die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung, g_A und g_V bestimmen. Das Neutron ist vom theoretischen Standpunkt ein sehr geeignetes System dafür, denn die Korrekturen sind klein und gut beherrschbar aufgrund der relativen „Einfachheit“ des Systems „Neutron“. Ein wichtiger Grund für unsere Messungen sind Test des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung, in das die Kopplungskonstanten als freie Parameter eingehen. Durch einen Vergleich unserer Ergebnisse mit Messungen von g_V an anderen Systemen wie Myonen oder bestimmten Kernen kann die Konsistenz des Modells überprüft werden. Diskrepanzen der Ergebnisse der verschiedenen Methoden wurden in der Vergangenheit mit Erweiterungen des Standardmodells erklärt, so wurden rechtshändige Ströme entdeckt oder an der Unitarität der Kobayashi-Maskawa-Matrix gezweifelt, aber die Datenlage war nicht eindeutig. Mit PERKEO II sollten nun diese Probleme nun von der experimentellen Seite angegangen werden, durch eine drastische Reduzierung der systematischen Korrekturen hoffte man, durch ein genaueres Resultat diese Fragen zu entscheiden.

Die Kopplungskonstanten haben eine große Bedeutung in vielen Bereichen der Physik [Dub91]: In der Hochenergiephysik werden sie zum Beispiel zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte in der Neutrino-Hadron-Streuung und der Raten der Z^0 - oder W^\pm -Produktion der existierenden und zukünftigen Beschleuniger benötigt. Mit Myon-Hadron-Streuung bestimmt man die Quarkspinverteilung in Nukleonen, diese kann über die Bjorken- und die Ellis-Jaffe-Summenregel mit g_A und g_V in Verbindung gebracht werden (in beiden Fällen liegt aber der größere Meßfehler bei den Strukturfunktionen). Mit Hilfe der Bjorken-Summenregel wird die starke Kopplungskonstante $\alpha_S(q)$ bestimmt. Das Versagen der Ellis-Jaffe-Summenregel ist eines der aktuellen Probleme der Teilchenphysik, die bisherige Annahme, daß der Nukleonspin sich aus den Spins der Valenzquarks ergibt, scheint nicht haltbar zu sein. Die Neutrino Physiker brauchen die Kopplungskonstanten zur Eichung ihrer Neutrinodetektoren. Auch die Zahl der erwarteten Sonnenneutrinos wird durch sie festgelegt, denn die Rate der Startreaktion im Sonnenzyklus ist durch g_A gegeben. In der Kosmologie wird mit Hilfe der Kopplungskonstanten das ${}^3\text{He}/\text{H}$ -Verhältnis bestimmt, welches eine wichtige Rolle bei der Erklärung der Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Elemente spielt. Lange vor LEP gelang es, mit kosmologischen Argumenten und den Kopplungskonstanten die Zahl der Neutrinofamilien auf 3 zu begrenzen.

Das Experiment wurde in Kollaboration zwischen dem Physikalischen Institut der Universität Heidelberg und dem Institut Laue-Langevin in Grenoble durchgeführt.

2. Einführung in die Theorie

Ein freies Neutron zerfällt mit einer Lebensdauer von $\tau = 887(2) \text{ s}$ [PDG96] in ein Proton, ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino:



Die bei diesem Betazerfall freiwerdende Energie beträgt $E_0 = 782,3189(9) \text{ keV}$, die als kinetische Energie auf die Zerfallsprodukte übertragen wird.

In unserem Experiment soll die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons bestimmt werden; so bezeichnet man die räumliche Anisotropie der Elektronenemission relativ zum Neutronenspin. Eine solche Anisotropie betrachtete Wu et al. [Wu57] zum ersten Male an polarisiertem ^{60}Co . Dieses Isotop zerfällt in einem reinen Gamow-Teller-Übergang ($^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$). Der Spin des Tochterkerns ist um eins kleiner als der des Mutterkerns, wegen der Drehimpulserhaltung zeigen die Spins von Kobalt- und Nickelkern, ebenso wie die der Leptonen, in dieselbe Richtung. Das Elektron hat die Helizität $H = -\beta = -v/c$ und fliegt deshalb bevorzugt in die Gegenrichtung seines Spins. In den Zählraten in den beiden Halbräumen relativ zum Spin des Kerns (N^\uparrow und N^\downarrow) kann man demnach eine Anisotropie beobachten. Die Struktur der Beschreibung von Prozessen der schwachen Wechselwirkung ist in allen Betazerfällen gleich. Die Tatsache, daß bei einem Gamow-Teller-Zerfall die Elektronenverteilung anisotrop ist, gilt auch beim Neutron.

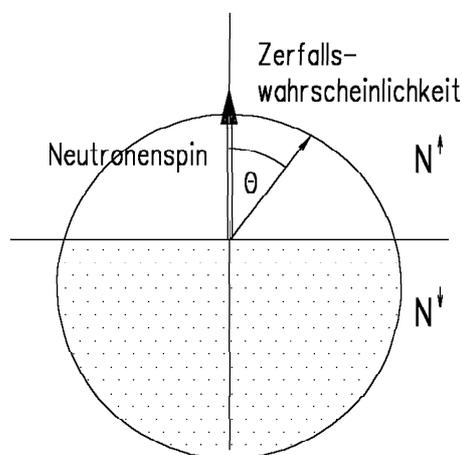


Bild 2.1: Anisotropie der Elektronenemission im Gamow-Teller-Zerfall

Der Neutronenzerfall ist ein supererlaubter Zerfall. Neben dem Gamow-Teller-Übergang ist auch ein Fermiübergang möglich, hier ist der Gesamtspin der Leptonen Null (Bei Gamow-Teller-Übergängen ist er Eins). Der Elektronenspin ist relativ zum Neutronenspin nicht ausgerichtet, deshalb ist die Elektronenverteilung trotz ihrer Helizität hier isotrop. Durch die Messung der verbleibenden Asymmetrie der Zählraten in den Halbräumen im Neutronenzerfall kann somit auf die relative Häufigkeit der beiden Zerfallskanäle geschlossen werden. Das Standardmodell beschreibt die Vorgänge der schwachen (und der elektromagnetischen) Wechselwirkung, kann aber die Stärke der beiden Übergänge nicht genau vorhersagen.

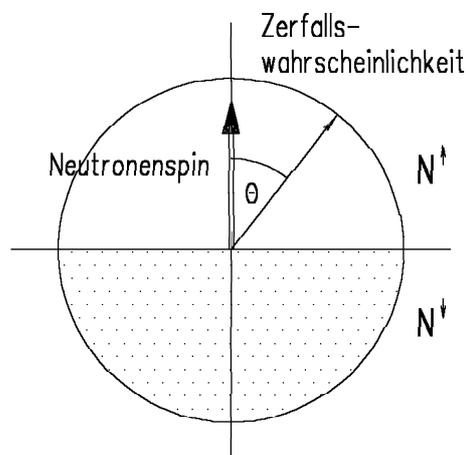


Bild 2.2: Isotropie der Elektronenemission im Fermi-Zerfall

Zur Beschreibung der Zerfallselektronen werde ich hier und in den folgenden Kapiteln immer E für dessen (kinetische) Energie, E_0 für die maximale Energie, β für seine Geschwindigkeit relativ zur Lichtgeschwindigkeit, \vec{p} für seinen Impuls, p für den Impulsbetrag, $\Theta = \angle(\vec{p}, \sigma_n)$ für den Winkel zwischen Emissionsrichtung und dem Neutronenspin und p_{\parallel} und p_{\perp} für den Betrag der Impulskomponenten parallel und senkrecht zum Neutronenspin verwenden.

2.1. Die Übergangsmatrix

Der Neutronenzerfall wird durch das Standardmodell erklärt. Das Standardmodell vereinheitlicht die Beschreibung von Prozessen der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung. Es ist ein Beispiel für eine Quantenfeldtheorie, in der die Teilchen

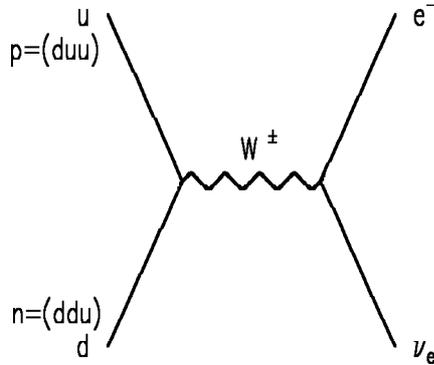


Bild 2.3: Feynmangraph des Neutronenzerfalls

durch Felder und ihre Wechselwirkung durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben werden. Mit diesem Modell werden beispielsweise β -, W^{\pm} - und Z^0 -Zerfälle, Neutrino-Hadron-Streuung, Neutrino-Elektron-Streuung und der paritätsverletzende Anteil der Elektron-Hadron-Streuung beschrieben. Im Quarkbild, der zur Zeit elementarsten Ebene, wird der Übergang von Neutron zu Proton durch die Umwandlung eines d-Quarks des Neutrons in ein u-Quark ersetzt, hierbei wird ein virtuelles W-Boson ausgesendet, welches in ein Elektron und ein Elektronantineutrino zerfällt. Bei der vorliegenden Situation kann das

Standardmodell durch dessen Niederenergielimes, die ältere V-A-Theorie, zur Erklärung des Zerfallsprozesses ersetzt werden. Hier wird das W-Boson wegen seiner großen Masse vernachlässigt. Das Übergangsmatrixelement für den Elementarprozeß $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ lautet:

$$T_{if} = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} J_{\mu}^{\text{hadronisch}} \cdot J^{\mu \text{ leptonisch}} \quad (2.1)$$

mit

$$J_{\mu}^{\text{hadronisch}} = \langle u | \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) | d \rangle = V_{\mu}^{\text{hadronisch}} + A_{\mu}^{\text{hadronisch}} \quad (2.2a)$$

$$J_{\mu}^{\text{leptonisch}} = \langle e^- | \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) | \nu_e \rangle = V_{\mu}^{\text{leptonisch}} + A_{\mu}^{\text{leptonisch}} \quad (2.2b)$$

Da hier ein leptonischer mit einem hadronischen Strom koppelt, nennt man den Gesamtprozeß semileptonisch. Der hadronische Strom (wie auch der leptonische) zerfällt in 2 Komponenten, der eine transformiert sich wie ein Vektor und beschreibt Fermiübergänge, der andere wie ein Axialvektor und beschreibt Gamow-Teller-Übergänge. G_{β} ist eine Kopplungskonstante, die für alle semileptonischen Prozesse gleich ist.

Die Eigenzustände der Quarks in der starken Wechselwirkung (die Masseneigenzustände d, s, b) sind nicht die der schwachen Wechselwirkung (d', s', b'), sondern sie sind über

die Kobayashi-Maskawa-Matrix [Kob73] („CKM-Matrix“ - das C steht für den Cabbibo-Winkel, der die Einschränkung der CKM-Matrix auf die ersten beiden Quarkgenerationen beschreibt [Cab63]) mit ihnen verknüpft:

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

Diese Matrix ist von einer Einheitsmatrix nicht sehr verschieden. Sie ist durch ihre Definition unitär. Ein experimenteller Test — die Summe der Quadrate der einzelnen Zeilen muß eins ergeben — ist bisher nur für die erste Zeile möglich, ich werde auf Seite 72 darauf zurückkommen.

Der Neutronenzerfall ist ein Zerfall der schwachen Wechselwirkung, demnach kann das d-Quark im Prinzip auch in ein c- oder ein t-Quark übergehen, nur ist das energetisch verboten. Andererseits wird die Übergangswahrscheinlichkeit in ein u-Quark um V_{ud} reduziert. Man führt an dieser Stelle die Fermikonstante $G_F = G_\beta/V_{ud}$ ein, die universell für alle Prozesse der schwachen Wechselwirkung ist. Sie kann in rein leptonischen Prozessen — am genauesten aus dem Myonenzerfall ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) — bestimmt werden. Die Übergangsmatrix T_{if} aus (2.1) für den Elementarprozeß „Betazerfall des d-Quarks“ lautet in den neuen Variablen:

$$T_{if} = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} J_\mu^{\text{hadronisch}} \cdot J_\mu^{\text{leptonisch}} \quad (2.4)$$

und der Elementarprozeß „Betazerfall des Myons“ hat aufgrund der Universalität die T-Matrix

$$T_{if} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^{\text{leptonisch}} \cdot J_\mu^{\text{leptonisch}} \quad (2.5)$$

Hierbei ist der erste leptoniche Strom der myonische (in Gleichung (2.2b) sind e^- und ν_e durch μ^- und ν_μ zu ersetzen) und der zweite der elektronische.

Die bisher dargestellte Theorie gilt nur für Elementarprozesse der schwachen Wechselwirkung. Für rein leptoniche Wechselwirkungen ist sie bis auf Strahlungskorrekturen damit vollständig. Für Prozesse mit Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen, wie den Nukleonen, muß sie modifiziert werden. Es gibt experimentell keine Anzeichen für eine Abweichung von der V-A-Struktur, jedoch wird die Stärke des hadronischen Stromes (2.2a) durch die Einführung zweier neuer Konstanten, c_V und c_A , geändert:

$$J_\mu^{\text{hadronisch}} = \langle p | \gamma_\mu (c_V + c_A \gamma_5) | n \rangle =: c_V V_\mu^{\text{hadronisch}} + c_A A_\mu^{\text{hadronisch}} \quad (2.6)$$

Oft definiert man $G_F V_{ud}$ in die Konstanten c_V und c_A hinein und schreibt

$$g_V = c_V G_F V_{ud} \quad , \quad g_A = c_A G_F V_{ud} \quad (2.7)$$

Die Größe dieser Konstanten ist zunächst unbekannt. Das Standardmodell, die Verallgemeinerung der bisher dargestellten V-A-Theorie, beschreibt auch die elektromagnetische

Wechselwirkung. Dort gibt es nur einen Vektorstrom, und bei dem ist der Einfluß der starken Wechselwirkung bekannt: Die Gleichungen bleiben erhalten. Das soll nun auf den Vektoranteil der schwachen Wechselwirkung übertragen werden. Diese Voraussage nennt man die „Conserved Vector Current“-Hypothese (CVC). Innerhalb des Standardmodells ist ihr Versagen schwer vorstellbar, da schwache und elektromagnetische Wechselwirkung vereinigt sind. Historisch war der Weg aber umgekehrt: Der Vorschlag, daß $\langle p|V_\mu^{\text{em}}|p\rangle$, $\langle p|V_\mu^{\text{schw}}|n\rangle$ und $\langle n|V_\mu^{\text{schw}}|p\rangle$ ein Isospintriplett bilden und deshalb CVC gilt, war ein wichtiger Schritt auf dem Weg zum Standardmodell. Mathematisch bedeutet CVC, daß $c_V = 1$ ist.

Eine solche Analogie gibt es für den Axialvektoranteil nicht und dieser ist auch nicht erhalten. Der Axialvektorstrom wird durch Feynmangraphen mit anderen Austauscheteilchen renormiert. Die Größe der Renormierung, c_A , sollte mit Quarkmodellen berechenbar sein, leider mangelt es hier bisher an Präzision, nur die Größenordnung von c_A ist auf diesem Weg bestimmbar. Weiter gediehen sind theoretische Vorhersagen der Stromalgebra, hier beginnt man mit der vereinfachenden Forderung, daß bestimmte Feynmangraphen den Effekt der höheren Ordnungen dominieren und versucht, nur diese mit experimentell zugänglichen Größen zu verbinden. Hier zu nennen wäre die Goldberger-Treiman-Relation [Gol58]. Ihre Ableitung beruht darauf, daß sich die Abweichungen von der Erhaltung des Axialvektorstromes durch Pionenaustausch beschreiben lassen (siehe beispielsweise Bild 2.4). Eine wichtige Rolle bei der Berechnung der Kopplung spielt die „Partially Conserved Axial-vector Current“-Hypothese (PCAC), die besagt, daß der Axialvektorstrom wenigstens im Grenzfall verschwindender Pionenmasse erhalten ist [Gell60]. Man errechnet daraus

$$|c_A| = \frac{f_\pi g_{\pi NN}}{m_N} \quad (2.8)$$

$f_\pi = 92,42(26)$ MeV [Mar93] ist die Kopplungskonstante für den Pionzerfall — der rechte Teil des Graphen von Bild 2.4 ist ein Pionzerfall —, man erhält ihn direkt aus der Pionenlebensdauer. $m_N = 938,919$ MeV steht für die mittlere Nukleonenmasse. $g_{\pi NN}$ ist die Kopplungskonstante zwischen Pion und Nukleonen, sie wird in Pion-Nukleon-Streuxperimenten ermittelt. Die Analyse ist leider modellabhängig: Der alte Wert $g_{\pi NN} = 13,40(8)$ [Bugg73] wurde Anfang der Neunziger Jahre durch Rechnungen mit einem Nukleon-Nukleon-Potential mit höheren Partialwellen korrigiert, das Ergebnis war $g_{\pi NN} = 13,12(13)$ [Bugg95]. Jedoch gibt es auch eine neue Messung, aus der $g_{\pi NN} = 13,55(3)$ gefolgert wurde [Eric95]. Je nach Wahl der Kopplungskonstanten erhält man c_A zwischen -1,29 und -1,33. Der experimentelle Wert liegt bisher bei $c_A = -1,2601(25)$ ([PDG96] — siehe auch die Diskussion in Kapitel 9.1.), die Abweichung kann auf das Vernachlässigen höherer Pionanregungen als Austauscheteilchen zurückgeführt

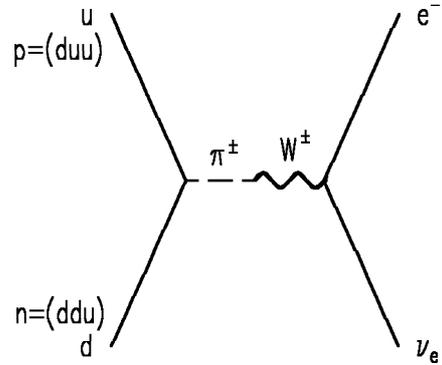


Bild 2.4: Alternativer Feynmangraph mit Pionenaustausch

werden [Dom82].

Eine weitere Relation, die aus der Stromalgebra folgt, ist die Adler-Weisberger-Relation. Auch ihre Ableitung benutzt PCAC und setzt den Pion-Proton-Wirkungsquerschnitt, der über alle Pionenergien integriert werden muß, mit c_A in Beziehung [Adl65, Wei66].

$$c_A^2 = 1 + \frac{f_\pi^2}{\pi} \int_{m_\pi/m_p}^{\infty} \frac{k d\nu}{\nu^2} [\sigma_{\pi^-p}(\nu) - \sigma_{\pi^+p}(\nu)] \quad (2.9)$$

ν ist dabei die Energie des Pions im Ruhesystem des Protons, gemessen in Einheiten der Protonenmasse. Die Auswertung des Integrals erbringt $c_A = -1,239(40)$ [Rod79], die Schwierigkeit liegt in der notwendigen Extrapolation der Wirkungsquerschnitte zu hohen Energien. Anstatt des Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitt kann man auch den Kaon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt einsetzen [Rod80], die Probleme der Extrapolation bleiben aber bestehen.

Innerhalb des Standardmodells können c_V und c_A auch aus Hyperonenzerfällen bestimmt werden. Die Flavoursymmetrie (oder auch SU(3)-Symmetrie) führt dazu, daß sich die Ergebnisse auf den Neutronenzerfall übertragen lassen. Dieser Gedanke stammt von Cabibbo [Cab63]. Es werden zwei neue Parameter F und D eingeführt, die die Stärke der symmetrischen und antisymmetrischen Kopplung zweier Quarktripletts zu einem Stromoperator beschreiben.

Zerfall	c_A/c_V (theor.)	c_A/c_V (exp.)
$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	$F + D$	
$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	$F + D/3$	-0,718(15)
$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$	$F - D$	0,340(17)
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}_e$	$F - D/3$	-0,25(5)

Die Daten entstammen [PDG96]. Benutzt man nur die Hyperonendaten zur Vorhersage der Kopplungskonstanten beim Neutron, so erhält man $c_A/c_V = F + D = -1,25(4)$, also ein ähnliches Ergebnis wie das der aus der Stromalgebra erhaltenen Relationen. Zusammengefaßt kann man sagen, daß keine der Methoden eine Vorhersage der Kopplungskonstanten erlaubt, die genauer als einige Prozent ist. Im Neutronenzerfall ist dies möglich.

In der bisherigen Ableitung wurde immer der Grenzwert für verschwindenden Impulsübertrag zwischen hadronischem und leptonischem Strom betrachtet. Dies ist in guter Näherung auch gerechtfertigt, da der Impulsübertrag gegen die Nukleonmassen klein ist. Berücksichtigt man ihn aber, so erfährt der hadronische Strom eine weitere Änderung: Dessen allgemeinste Form bei Erhaltung der V-A-Struktur ist [Hol74]:

$$J_\mu^{\text{hadronisch}} = V_\mu^{\text{hadronisch}} + A_\mu^{\text{hadronisch}} \quad (2.10)$$

mit

$$V_\mu^{\text{hadronisch}} = \left\langle p \left| f_1 \gamma_\mu + \frac{if_2}{m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + f_3 q_\mu \right| n \right\rangle \quad (2.11a)$$

$$A_\mu^{\text{hadronisch}} = \left\langle p \left| g_1 \gamma_\mu \gamma^5 + \frac{ig_2}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 q^\nu + g_3 \gamma^5 q_\mu \right| n \right\rangle \quad (2.11b)$$

In der Notation halte ich mich hier an Renton [Ren90], der eine sehr schöne Zusammenfassung der Theorie geschrieben hat. m_N die Nukleonmasse und q der Impulsübertrag. Die in (2.11) eingeführten Konstanten nennt man Formfaktoren, sie heißen nach ihrem Transformationsverhalten Vektor- (f_1), schwacher Magnetismus- (f_2), induzierter Skalar- (f_3), Axialvektor- (g_1), Pseudotensor- (g_2) und Pseudoskalar-Formfaktor (g_3) und sind im allgemeinen Fall Funktionen von q^2 . In Hyperonenzerfällen (z.B. $\Lambda \rightarrow p + e^- + \nu_e$) ist man auf die q^2 -Abhängigkeit empfindlich, man findet $f_1(q^2) = f_1(0)[1 + 2(q/M)^2]$, wobei $M \sim 1 \text{ GeV}$ ist [Bou83]. Analoges gilt für $g_1(q^2)$. In der Kernphysik kann demnach die q^2 -Abhängigkeit vernachlässigt werden.

Man unterscheidet zwischen der starken und der schwachen Form der CVC. Die schwache Form der CVC fordert nur $f_1 = c_V = 1$. Die starke Form treibt die Analogie weiter, im elektromagnetischen Vektorstrom modifiziert $f_2^{\text{em}} = \mu^a/2$ das magnetische Moment des Elektrons (μ_p^a und μ_n^a sind die anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron), f_3^{em} gibt es im elektromagnetischen Vektorstrom nicht. Diese Ergebnisse werden auf die schwachen Ströme übertragen, f_2 nennt man den schwachen Magnetismus, f_3 wird Null gesetzt. f_3 und g_2 beschreiben die Ströme 2. Klasse. Ströme 2. Klasse unterscheiden sich von den Strömen erster Klasse (das sind die durch die anderen Formfaktoren beschriebenen Ströme) durch ihre negative G -Parität, das ist ihr Transformationsverhalten unter Ladungskonjugation und gleichzeitiger Isospindrehung. Die gesamte q -Abhängigkeit der Ströme aus (2.11) wird durch die starke Wechselwirkung induziert. Die starke Wechselwirkung erhält die G -Parität, $f_3 \neq 0$ oder $g_2 \neq 0$ würde sie verletzen, deshalb nimmt man an, daß diese beiden Formfaktoren verschwinden. g_1 ist das vorher eingeführte c_A , welches sich aus PCAC ergibt. Der Beitrag des Koeffizienten g_3 ist klein, denn er ist durch die Abhängigkeit vom (in der Kernphysik sehr kleinen) Impulsübertrag unterdrückt. Er kann bisher nur in Myoneneinfang-Reaktionen gemessen werden. Man findet $g_3 \sim 80/\text{GeV}$ ([Tow95a] – dies ist eine lesenswerte Zusammenfassung des heutigen Stands der Theorie). Wir können g_3 deshalb vernachlässigen. Die Abhängigkeit des Vektorstromes vom Impulsübertrag, der schwache Magnetismus, wurde erstmals von Gell-Mann [Gell58] vorhergesagt und bisher zwar in Kern-, aber noch nie in Neutronenzerfällen gemessen.

2.2. Bestimmung der Kopplungskonstanten im Neutronenzerfall

Im folgenden Kapitel werde ich diese Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Energieübertrag zunächst wieder vernachlässigen und auf diese dann nachträglich korrigieren.

Die Zerfallswahrscheinlichkeit $w(E)$ für das Neutron ist nach Fermis goldener Regel gegeben durch

$$w(E)dE = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{if}|^2 \cdot d\varphi(E) \quad (2.12)$$

Hierbei ist T_{if} die T-Matrix, die die Stärke der Kopplung beschreibt und $\varphi(E)$ der Phasenraumfaktor, der für die Energieverteilung verantwortlich ist. Der Phasenraumfaktor, der die Zahl der möglichen Endzustände beschreibt, ist gegeben durch

$$d\varphi(E) \propto (E + m_e) \sqrt{(E + m_e)^2 - m_e^2} (E_0 - E)^2 dE \quad (2.13)$$

Er beschreibt das in Bild 2.5 dargestellte Fermispektrum. Die T-Matrix des Übergangs kann ausgerechnet werden, es gilt im Falle unpolarisierter Neutronen

$$|T_{if}|^2 = g_V^2 + 3g_A^2 \quad (2.14)$$

Die 3 resultiert aus der Summation über die verschiedenen Spinzustände.

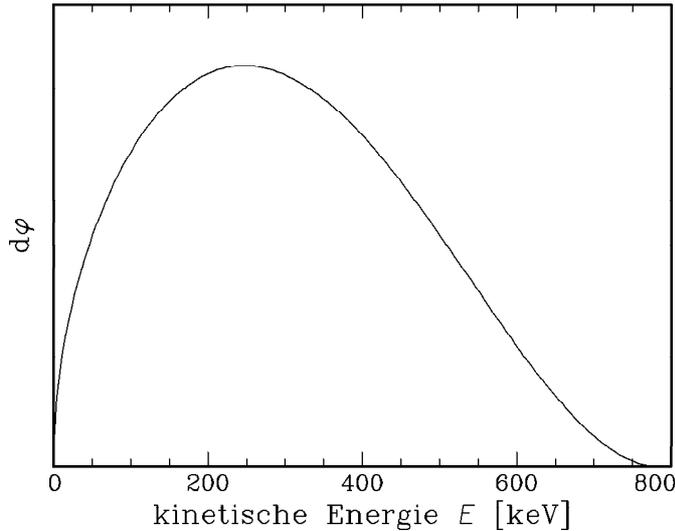


Bild 2.5: (Unkorrigiertes) Fermispektrum im Neutronenzerfall

Komplizierter wird die Rechnung für den Fall polarisierter Teilchen. Für Neutronenspin, Elektronenimpuls und Neutrinoimpulsrichtung als unabhängige Variablen ergibt sich nach [Jack57]:

$$|T_{if}|^2 = (g_V^2 + 3g_A^2) \left[1 + a\beta \widehat{p}_e \cdot \widehat{p}_\nu + A\beta \langle \sigma_n \rangle \cdot \widehat{p}_e + B\beta \langle \sigma_n \rangle \cdot \widehat{p}_\nu \right] \quad (2.15)$$

Dies ist auch die allgemeinste Form, die die V-A-Struktur erhält und T-invariant ist. Die eingeführten Koeffizienten a , A und B , sind Funktionen von $\lambda = g_A/g_V$. a ist die Korrelation zwischen Elektron- und Neutrinoimpuls, sie kann im Neutronenzerfall am genauesten aus dem Protonenspektrum bestimmt werden. Hier findet man $a = -0,1017(51)$ [Str78]. $B = -0,99$ [PDG96] ist die Neutrinoasymmetrie, sie kann aus der Beobachtung der Impulse von Elektron und Proton extrahiert werden. Ich werde auf die Meßergebnisse in Kapitel 9.3. zurückkommen. Unsere Meßgröße ist $A = -0,1139$ [PDG96], die Betaasymmetrie. Da wir nur die Elektronen nachweisen, sind wir nur auf A empfindlich. Der erwähnte Zusammenhang von den Kopplungskonstanten lautet:

$$A = \frac{-2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2} \quad (2.16)$$

Wenn nur das Elektron nachgewiesen wird, muß in Formel (2.15) über den Neutrinoimpuls integriert werden. Dann erhält man die Winkelverteilung der Elektronen:

$$w(E) \propto (1 + A\beta \cos \Theta) \quad (2.17)$$

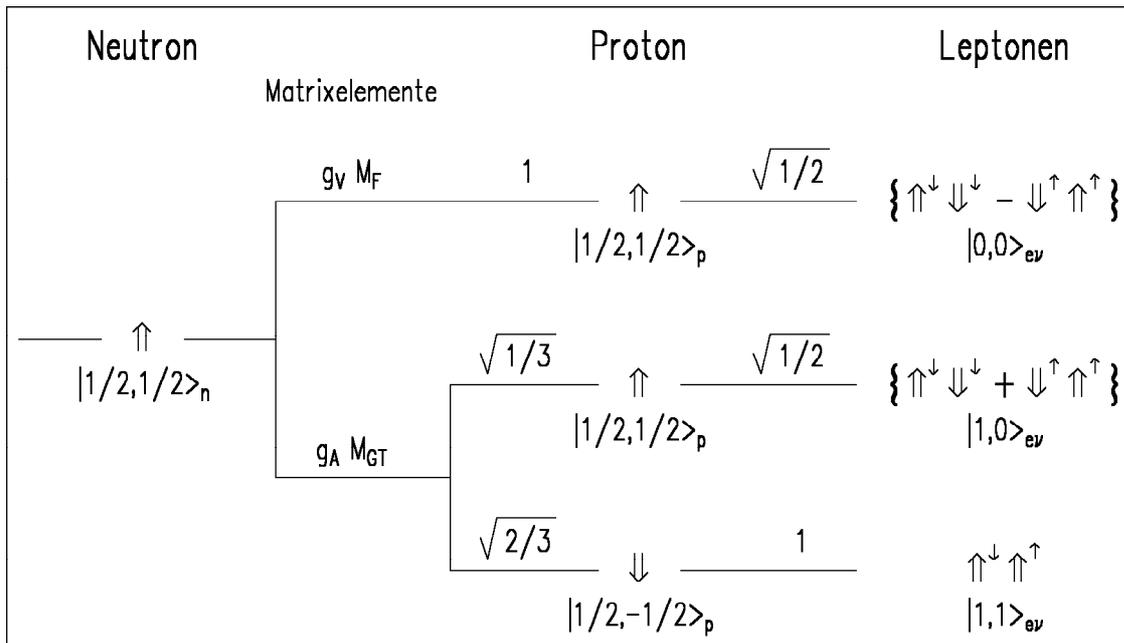


Bild 2.6: Die Spins im Zerfall polarisierter Neutronen. Die Spinstellungen werden durch die Doppelpfeile markiert, die Leptonenimpulse sind die kleinen Pfeile in den Exponenten. Die Clebsch-Gordon-Koeffizienten sind über die Verbindungslinien gezeichnet. Nur im untersten Fall ist die Elektronenemission anisotrop (aus [Döh90], Urheber ist D. Dubbers).

Anschaulich kann man die Form von A in Gleichung (2.16) verstehen, indem man die verschiedenen Möglichkeiten der Spinkopplung untersucht, so wie es in Bild 2.6 geschehen ist. Nur in der unteren Zeile des Schaubildes ist die Elektronenemission asymmetrisch. Summiert man die Amplituden der Zerfallskanäle auf, so erhält man die korrekte Beziehung zwischen A und λ [Döh90].

2.2.1. Theoretische Korrekturen

Zusätzlich zu den Korrekturen durch Prozesse der starken Wechselwirkung am hadronischen Strom gibt es auch noch Korrekturen der elektroschwachen Wechselwirkung, die sich in Feynmangraphen höherer Ordnung äußern und hadronischen und leptonischen Strom betreffen. Diese werden zu ihrer Berechnung in verschiedene Klassen eingeteilt: Die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Proton und Elektron ändert das Energiespektrum der Elektronen zu kleineren Energien hin, diese Korrektur nennt man die Coulombkorrektur. Die direkte Wechselwirkung der am Zerfallsprozeß beteiligten Teilchen untereinander oder mit dem Unendlichen wird in den Strahlungskorrekturen beschrieben. Zur Berechnung unterscheidet man diese zwei Arten [Sir67]: Die inneren Strahlungskorrekturen behandeln den Austausch weiterer Teilchen neben dem W-Boson: Hierdurch wird die Stärke der Wechselwirkung, nicht aber die Energieverteilung der ausgesandten Teilchen beeinflusst. Die Abstrahlung von Teilchen (und die Wechselwirkung mit unbeteiligten Nukleonen im Kernzerfall) wird in den äußeren Strahlungskorrekturen behandelt. In Bild 2.7 sind Beispiele von Feynmangraphen gegeben, die hier berücksichtigt werden.

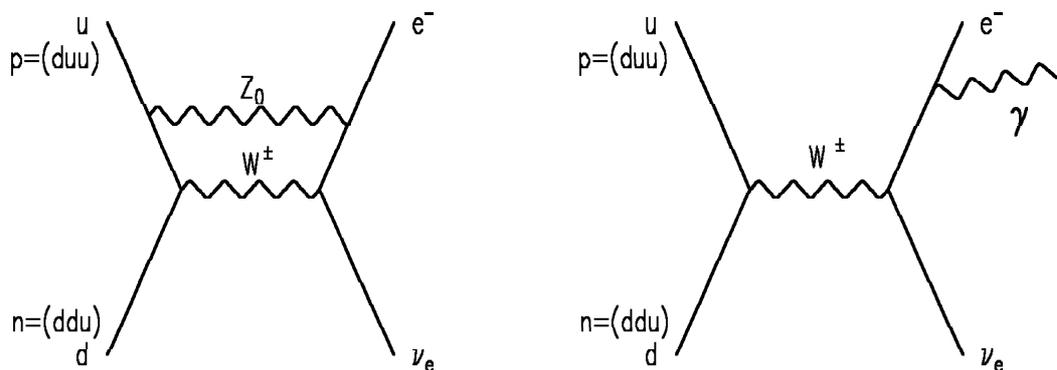


Bild 2.7: Beispiele für Strahlungskorrekturen. Das linke Diagramm ist eine innere Strahlungskorrektur, die die Kopplungsstärke beeinflusst. Das rechte Diagramm zeigt eine äußere Strahlungskorrektur, die Photon-Bremsstrahlung, die sich auf das Energiespektrum der Elektronen auswirkt.

Die inneren Strahlungskorrekturen sind unabhängig von den umgebenden Nukleonen und deshalb in semileptonischen Prozessen unbeobachtbar, denn anstatt f_1 und g_1 sind in Kernzerfällen nur die korrigierten Werte meßbar. Die Korrektur beträgt beim Neutron ungefähr 2% für beide Zerfallsarten, ihre Unsicherheit gibt Towner [Tow95a] mit 4% ihrer Größe an. In f_1 und g_1 werden die inneren Strahlungskorrekturen $(1 + \Delta_R^V)$ und $(1 + \Delta_R^A)$ hereindefiniert (Δ_R^V und Δ_R^A sind nur die Anteile, die nicht auch in rein leptonischen Prozessen wie dem Myonenzerfall auftreten, den hiermit werden die Kopplungskonstanten verglichen. Die vollständige Korrektur ist unbeobachtbar).

$$f_1^* = f_1 \left(1 + \Delta_R^V\right) \quad (2.18a)$$

$$g_1^* = g_1 \left(1 + \Delta_R^A\right) \quad (2.18b)$$

Damit wird unser Verhältnis der Kopplungskonstanten

$$\lambda = \frac{f_1^*}{g_1^*} \quad (2.19)$$

Für den schwachen Magnetismus wird $\kappa = f_2/f_1^* \sim \mu_p^a - \mu_n^a \sim 1,85$ eingeführt.

Im folgenden diskutiere ich die Auswirkung der Korrekturen auf die meßbaren Größen. Zunächst einmal befaße ich mich mit den Korrekturen auf das unpolarisierte Fermispektrum. Diese sind zum Beispiel in [Glü93] zusammengefaßt. Zunächst einige Definitionen:

$$\Delta = m_n - m_p \quad (2.20)$$

ist die beim Zerfall freiwerdende Gesamtenergie (das bedeutet: inklusive der Elektronenmasse).

$$E_{\max} = \Delta - \frac{\Delta^2 - m_e^2}{2m_n} \quad (2.21)$$

ist die maximale Gesamtenergie des Elektrons.

Das Fermispektrum aus (2.13) geht über in die korrigierte Form

$$F_{\text{kor}}(E) \propto (E + m_e) \sqrt{E^2 - m_e^2} (E_0 - E)^2 \cdot (1 + \delta_R(E)) (1 + R_0(E)) F_C(E) \quad (2.22)$$

In $\delta_R(E)$ sind die äußeren Strahlungskorrekturen zusammengefaßt, $R_0(E)$ ist die Korrektur aufgrund des Protonrückstoßes und F_C die Korrektur aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Proton und Elektron. Da ich mit diesen Korrekturen unsere Daten anpassen werde, liste ich hier die genaue Form auf:

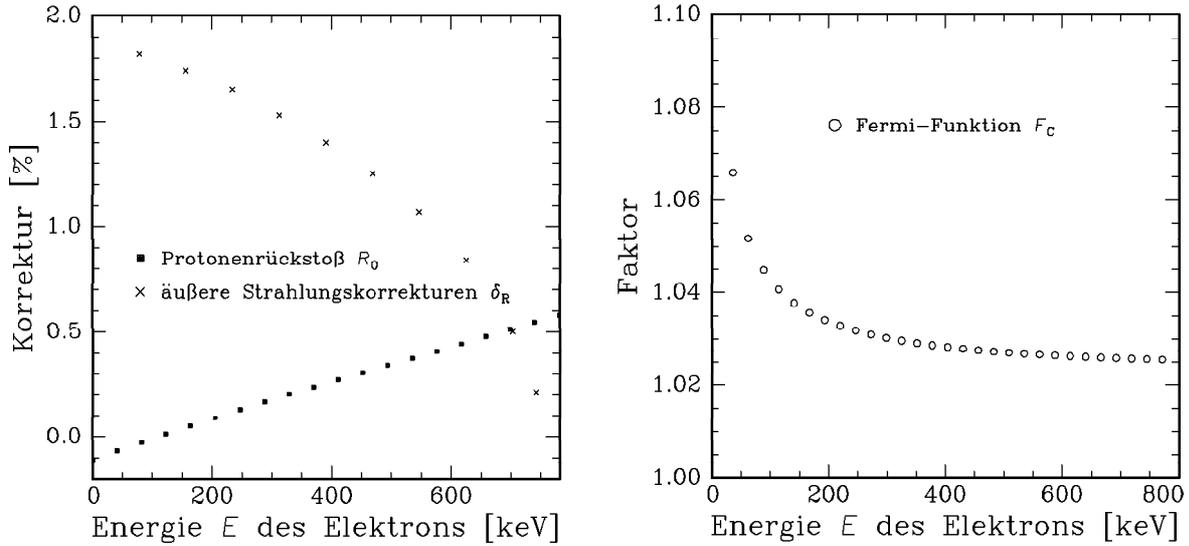


Bild 2.8: Theoretische Korrekturen zum Fermispektrum. Die Beiträge werden im Text besprochen.

Die äußeren Strahlungskorrekturen beim Neutronenzerfall sind nach [Sir67]:

$$\delta_R(E) = \frac{\alpha}{2\pi} \left\{ 3 \ln \frac{m_p}{m_e} - \frac{3}{4} + 4 \left(\frac{\text{atanh } \beta}{\beta} - 1 \right) \left[\frac{E_{\text{max}} - E - m_e}{3(E + m_e)} - \frac{3}{2} + \ln \frac{2(E_{\text{max}} - E - m_e)}{m_e} \right] + \frac{4}{\beta} L \left(\frac{2\beta}{1 + \beta} \right) + \frac{\text{atanh } \beta}{\beta} \left[2(1 + \beta^2) + \frac{(E_{\text{max}} - E - m_e)^2}{6(E + m_e)^2} - 4 \text{atanh } \beta \right] \right\} \quad (2.23)$$

$L(z)$ ist die Spence-Funktion $L(z)$:

$$L(z) = \int_0^z \frac{\ln |1-t|}{t} dt \quad (2.24)$$

Die absolute Genauigkeit der äußeren Strahlungskorrekturen gibt Glück mit einigen 10^{-4} an. In dieser Größenordnung liegen Beiträge von Graphen mit noch höheren Ordnungen und Fehler durch Unsicherheiten in den Wellenfunktionen der Nukleonen.

Für die Coulombkorrektur, das ist die Abstoßung von Elektron und Proton, nehme ich die für $E > 5 \text{ keV}$ auf $5 \cdot 10^{-4}$ genaue klassische Näherungsformel, die sogenannte Fermifunktion $F_C(E)$

$$F_C(E) = \frac{2\pi\alpha/\beta}{1 - \exp(-2\pi\alpha/\beta)} \quad (2.25)$$

Das Elektronenspektrum wird noch von Protonenrückstoß und vom schwachen Magnetismus beeinflusst [Wilk82]:

$$R_0(E) = \frac{1}{1 + 3\lambda^2} \left\{ 2 \frac{E + m_e}{m_n} + \lambda^2 \left[10 \frac{E + m_e}{m_n} - 2 \frac{m_e^2}{m_n(E + m_e)} - 2 \frac{E_{\max}}{m_n} \right] + \lambda(1 + 2\kappa) \left[2 \frac{E_{\max}}{m_n} - 4 \frac{E + m_e}{m_n} + 2 \frac{m_e^2}{m_n(E + m_e)} \right] \right\} \quad (2.26)$$

Die Abhängigkeit dieser Korrektur von λ und von κ ist vernachlässigbar gering.

Die besprochenen Korrekturen haben auch Auswirkungen auf die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte, die ich im folgenden besprechen will. Ich werde nur auf die Verteilung der Elektronen relativ zum Neutronenspin eingehen: Die gemessene Betaasymmetrie A wird durch den schwache Magnetismus, den Protonenrückstoß und $g_A g_V$ -Interferenzterme beeinflusst. Wilkinson [Wilk82] faßt diesen Einfluß wie folgt zusammen:

$$A(E) = A' \left\{ 1 + A_{\mu M} \left[A_1 \frac{E_0 + m_e}{m_e} + A_2 \frac{E + m_e}{m_e} + A_3 \frac{m_e}{E + m_e} \right] \right\} \quad (2.27)$$

mit

$$A_{\mu M} = \frac{\lambda + 2\kappa + 1}{\lambda(1 - \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{m_e}{m_n} \sim -1,7 \cdot 10^{-3} \quad (2.28)$$

$$A_1 = \lambda^2 + \frac{2}{3}\lambda - \frac{1}{3} \sim 2,1$$

$$A_2 = \lambda^3 - 3\lambda^2 + \frac{5}{3}\lambda + \frac{1}{3} \sim -8,6$$

$$A_3 = 2\lambda^2(1 + \lambda) \sim -0,85$$

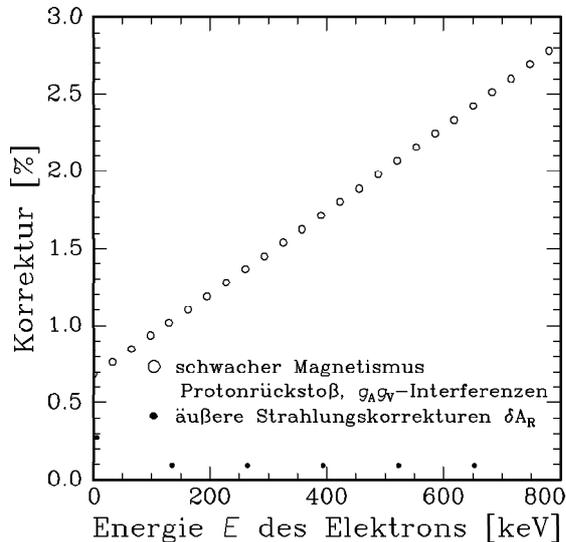


Bild 2.9: Theoretische Korrekturen auf die gemessene Betaasymmetrie

Die Korrektur ist energieabhängig, sie ist in Bild 2.9 dargestellt. Die inneren Strahlungskorrekturen sind in den Definitionen von f_1^* und g_1^* aufgenommen worden. A' ist noch nicht das A aus (2.16), denn die äußeren Strahlungskorrekturen δA_R müssen noch berücksichtigt werden. Sie können Shann [Sha71] oder Glück et al. [Glü92] entnommen werden. Die Abstrahlung von Photonen kann die Elektronen umlenken und verwischt deshalb die Asymmetrie. In guter Näherung (vgl. nebenstehendes Bild) ist $\delta A_R/A = 9 \cdot 10^{-4}$ energieunabhängig. Die Ungenauigkeit der Berechnung von δA_R gibt Glück mit ungefähr 10% an. Diese Zahl beruht auf Schätzungen über den Einfluß von höheren Ordnungen in den Korrekturen. In Gleichung (2.27) ist $A' = A \cdot (1 - \delta A_R/A)$, so erhalten wir aus der gemessenen Asymmetrie $A(E)$ die Asymmetrie A des Elementarprozesses ohne Impulsübertrag wieder.

Bei der inneren Bremsstrahlung, die Teil der äußeren Strahlungskorrekturen ist, entsteht ein γ -Teilchen im Zweig des auslaufenden Elektrons oder Protons. In 1% der Zerfälle entsteht zum Beispiel ein γ -Teilchen mit $E > 10 \text{ keV}$ ([Gap96] — eine Messung dieser Aussage ist in Vorbereitung). Es könnte passieren, daß wir dieses γ -Teilchen in einem unserer Detektoren nachweisen und dadurch die Asymmetrie verfälschen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit unserer Detektoren für γ -Teilchen ist jedoch noch gering genug, daß dieser Effekt nicht ins Gewicht fällt [Glü94].

Das auslaufende Proton und das Elektron können ein Wasserstoffatom bilden, dann wird das Elektron nicht nachgewiesen. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist aber nur ungefähr $4 \cdot 10^{-6}$ nach [Song87], in unserem Experiment kann dieser Effekt also vernachlässigt werden.

2.2.2. Die Meßgrößen im Neutronenzerfall

In diesem Teil sollen die Resultate für die experimentell zugänglichen Größen noch einmal zusammengefaßt werden.

Die Lebensdauer des Neutrons erhält man durch Integration über $w(E)$, dann erhält man

$$\tau = \frac{K}{V_{\text{ud}}^2 f (1 + \delta_R) \ln 2} \frac{1}{g_V^{*2} + 3g_A^{*2}} \quad (2.29)$$

In $K = 2\pi^3 \ln 2 / m_e^5 c^4 \sim 1,23 \cdot 10^{-124} \text{ J}^2 \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ sind alle Naturkonstanten zusammengefaßt, f ist der Phasenraum [Wilk82], δ_R ist der mittlere Wert der äußeren Strahlungskorrekturen. Oft benutzt man den sogenannten „ ft -Wert“, bei dem Phasenraum und die Lebensdauer zusammengefaßt werden:

$$ft = f\tau = \frac{K}{V_{\text{ud}}^2 (1 + \delta_R) \ln 2} \frac{1}{g_V^{*2} + 3g_A^{*2}} \quad (2.30)$$

oder auch den „ Ft -Wert“ (oder $f^R t$ -Wert), in dem auch die äußeren Strahlungskorrekturen enthalten sind:

$$Ft = ft(1 + \delta_R) = \frac{K}{V_{\text{ud}}^2 \ln 2} \frac{1}{g_V^{*2} + 3g_A^{*2}} \quad (2.31)$$

Für den strahlungskorrigierte Phasenraumfaktor gilt $f^R = f(1 + \delta_R) = 1,71465(15)$ nach Wilkinson [Wilk82]. Die Betaasymmetrie A ist in Gleichung (2.16) mit den Kopplungskonstanten ausgedrückt worden, zusammen mit (2.19) ergibt sich

$$A = \frac{-2 \frac{g_A^*}{g_V^*} \left(\frac{g_A^*}{g_V^*} + 1 \right)}{1 + 3 \left(\frac{g_A^*}{g_V^*} \right)^2} \quad (2.32)$$

Zur Bestimmung der Kopplungskonstanten werde ich dann nach der Beschreibung des Experimentes kommen.

3. Beschreibung des Experiments

3.1. Das Meßprinzip

Der Neutronenstrahl für unser Experiment am Experimentierplatz PF1 des ILL in Grenoble kommt aus der horizontalen kalten Quelle des 57 MW-Hochflußreaktors. Er wird durch einen 60 m langen, schwach gekrümmten Neutronenleiter (H53) zu unserer Experimentierzone geführt und hat an dessen Ende (in der vor unserem Experiment liegenden Kasematte ADAM) einen Querschnitt von $12 \times 6 \text{ cm}^2$ und einen Capture-Fluß von $\Phi_c = 7,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Messung durch Goldaktivierung durch den Strahlenschutz, zum Begriff des Capture-Flusses siehe Kapitel 4.3.1.). Bis dahin sind die Neutronen unpolarisiert. Sie wurden deshalb zunächst durch einen Polarisator, danach durch einen periodisch geschalteten Spinflipper (zum Umdrehen der Polarisationsrichtung – beide Geräte werden in Kapitel 4 beschrieben) und einen Kollimator in das Zerfallsvolumen des Spektrometers geführt. Nach weiteren 2,3 m endete der Strahl in einem 2,3 m entfernten Beamstop. Im Bereich des Kollimator konnten wir verschiedene Strahlunterbrecher (Shutter) in den Strahl einführen, um den Untergrund zu messen.

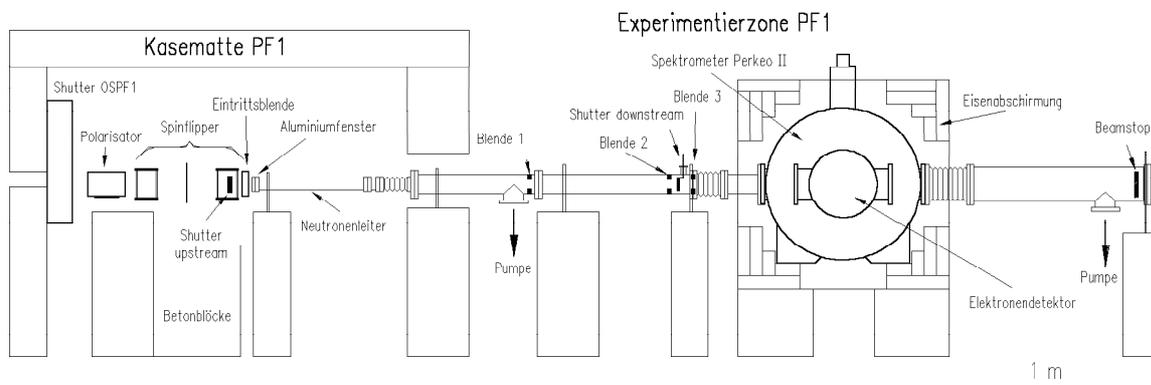


Bild 3.1: Gesamtseitenansicht des Experiments. Der Neutronenstrahl kam von links.

Die Winkelverteilung w der Elektronen im Neutronenzerfall ist nach Gleichung (2.17) mit dem Neutronenspin korreliert:

$$w \propto (1 + A\beta \cos \Theta) \quad (3.1)$$

Um A zu messen, muß man demnach bei gegebenem Neutronenspin die Richtung des Elektronenimpulses bestimmen. Wenn man zwei Halbräume definiert, deren Grenze durch das zerfallende Neutron und senkrecht zu dessen Spin verläuft, genügt es zu wissen, in welchem Halbraum das Zerfallselektron emittiert wurde. Dann wird $\cos \Theta = 1/2$ gesetzt, dem Mittelwert im Halbraum. Da der Proportionalitätsfaktor $A\beta$ energieabhängig ist, mißt man auch die Energie E der Elektronen.

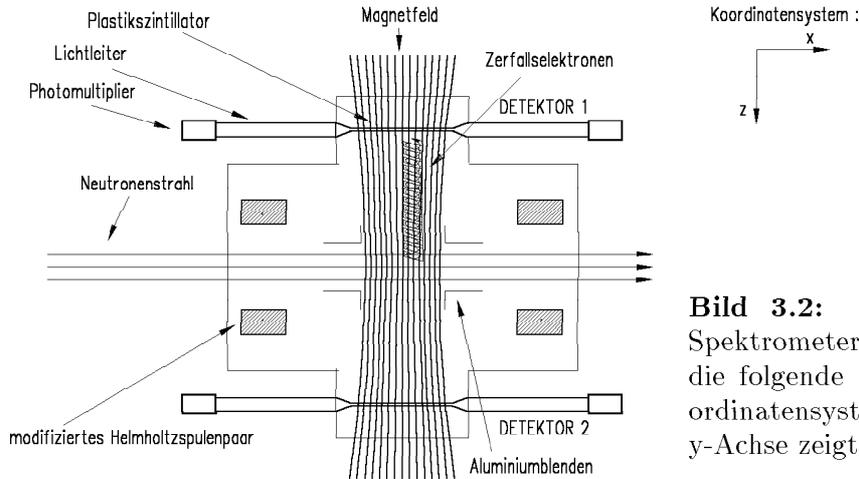


Bild 3.2: Schematischer Aufbau des Spektrometers, von oben gesehen. Das für die folgende Beschreibung benutzte Koordinatensystem ist im Bild definiert, die y-Achse zeigt von unten nach oben.

Das Innere des Spektrometers lag in einem starken, zum Neutronenstrahl senkrechten Magnetfeld. Die Neutronen waren in Magnetfeldrichtung polarisiert. Dieses Magnetfeld sorgte für die Trennung der Elektronen in die beiden Halbräume. Die Elektronen gyrierten um die Feldlinien und bewegten sich, je nach anfänglichem Impuls, parallel oder antiparallel zu ihnen auf einen der beiden Detektoren zu. Jeder Detektor sah also den vollständigen Halbraum, PERKEO II ist ein $2 \times 2\pi$ -Spektrometer. Mit diesem Trick vermieden wir die oft problematische Bestimmung des Raumwinkels, den der Detektor abdeckt. Als Detektoren kamen Plastikzintillatoren zum Einsatz, welche auf 2 Enden mit Photomultipliern ausgelesen wurden. Die Ladung am Ausgang der Photomultiplier ist proportional zur Elektronenenergie und wurde über ADCs digitalisiert. Das Ergebnis wurde zu einem PC übertragen.

3.2. Übersicht über den Aufbau

Ein supraleitendes Spulenpaar erzeugte das Magnetfeld. Die beiden Spulen des Magneten haben einen Durchmesser von 95 cm und einen Abstand von 36,4 cm, sie stehen somit etwas näher zusammen als bei einer Helmholtzspulenordnung. Im Symmetriezentrum des Magnetfeldes entsteht so ein Sattel des Magnetfeldes. Das Feld fällt im ganzen Zerfallsvolumen zu den Detektoren hin ab. Die Stärke des Feldes im Symmetriezentrum kann bis zu 1,2 T betragen, wir stellten es jedoch nur auf $B = 1$ T ein, um einen Quench des supraleitenden Magneten zu vermeiden. Um Streufelder außerhalb der Experimentierzone zu vermeiden, bauten wir noch eine 17 t schwere Eisenabschirmung rund um das Spektrometer auf. Der Magnetfeldverlauf wurde ausgemessen und entsprach den Erwartungen [Rav95, Metz95].

Das Volumen V , in dem die Zerfallselektronen entstanden, hatte eine Länge L von 27 cm in Neutronenstrahlrichtung (x-Richtung), es wurde durch 3 cm dicke Aluminiumblenden an den Enden begrenzt (Bild 3.2). Der Neutronenstrahl hatte hier einen Querschnitt von 8×8 cm², das gesamte Volumen betrug also $V = 1700$ cm³. Die Zerfallselektronen bewegten sich auf Spiralbahnen um die Feldlinien (Gyrationsradius $r = p_{\perp}/eB \lesssim 4$ mm; Ganghöhe $h = 2\pi p_{\parallel}/eB \lesssim 2,45$ cm). In einem inhomogenen Magnetfeld ändern sich die Kenngrößen der Spirale: Bewegen sich Elektronen in einem ansteigenden Feld, so dreht ihr

Impuls immer mehr in die Senkrechte zum Magnetfeld und das Elektron wird schließlich umgelenkt. Dieses Umlenken nennt man den magnetischen Spiegeleffekt. Auswirkungen auf die Zuordnung zu den Halbräumen werden in Kapitel 6.3. diskutiert. Ein einfacher Vergleich der Zählraten in den Halbräumen wird durch den Randeffect verhindert (Kapitel 5.4.): Schnellere Elektronen haben größere Bahnradien und werden deshalb eher in den Aluminiumblenden absorbiert, folglich wurde die effektive Zerfallslänge und damit die Akzeptanz der Detektoren abhängig von der Elektronenenergie.

Unsere Detektoren waren 44 cm lange, 16 cm hohe und 5 mm dicke Plastiksintillatoren der Firma Bicron (Typ BC-404). Ihr Szintillationslicht wurde auf beiden Schmalseiten über Lichtleiter zu 2 Photomultipliern (Typ Hamamatsu R-1332) geführt. Eine Schwierigkeit bei der Spektroskopie von niederenergetischen Elektronen ist die Rückstreuung. Die Elektronen verlieren ihre Energie in Vielfachstößen im Detektor. Mit einer von Detektormaterial und Einfallsimpuls abhängigen Wahrscheinlichkeit können sie auch wieder herausgestreut werden. In diesem Fall deponieren sie nur einen Teil ihrer Energie im Detektor, die Detektorfunktion bekommt einen energieabhängigen Ausläufer zu niedrigen Energien hin. Bei Plastiksintillatoren sind typischerweise 8% [Bell55], bei Halbleiterdetektoren 25% davon betroffen [Wald68]. Diesen Effekt konnten wir durch unser Magnetfeld umgehen. Rückgestreute Elektronen wurden bei uns entweder durch den magnetischen Spiegeleffekt zurückgeführt oder trafen auf den zweiten Detektor. Da wir die Signale beider Detektoren aufaddierten, konnten wir also auch im Fall von Rückstreueignissen eine vollständige Energiemessung machen.

In das Zerfallsvolumen unseres Spektrometers konnten verschiedene Eichpräparate eingeschwenkt werden, mit deren Hilfe wir die Detektorantwortfunktion bei verschiedenen Energien bestimmten. Wir benutzten Konversionselektronenpräparate (^{109}Cd , ^{139}Ce , ^{114}In , ^{113}Sn , ^{85}Sr und ^{207}Bi), die ein sehr enges Spektrum monoenergetischer Elektronen ausstrahlen und in ihrer Energie den gewünschten Bereich überdecken.

Als Detektoren für PERKEO II eignen sich Plastiksintillatoren; ihre Vorteile sind:

- genügende Zeitauflösung, um bei Rückstreueignissen den zuerst getroffenen Detektor zu bestimmen (Kapitel 6.1.)
- relativ geringe Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Strahlung
- geringe Totschicht (Kapitel 5.2.)
- geringe Rückstreuwahrscheinlichkeit
- große Oberfläche

Nachteilig ist nur ihre schlechte Energieauflösung von $\sim 15\%$ bei einer Elektronenenergie von 1 MeV.

Das Licht jedes Szintillators wurde auf den Schmalseiten der Szintillatorplatten durch Plexiglaslichtleiter zu den beiden Photomultipliern jedes Detektors übertragen [Metz95]. Die Photomultiplier befanden sich außerhalb der 17 t-Eisenabschirmung und waren selbst noch einmal von mehreren Lagen Mümetall und Eisen umgeben, um den Einfluß äußerer Magnetfelder zu reduzieren. Die beiden Photomultiplier jedes Detektors wurden in Koinzidenz ausgelesen, um ihre Dunkelzählrate (typisch 1 kHz bei einer Triggerschwelle im

Ein-Photoelektron-Peak) zu minimieren. Eine nachgeschaltete Elektronik überprüfte die zeitliche Koinzidenz der Signale beider Photomultiplier und sorgte in diesem Fall für die Konvertierung der Photomultiplier-Signale in den ADC's, stellte bei Rückstreueignissen den ersten Detektor fest und nahm noch verschiedene Kontrollsignale, Uhren, Neutronenfluß und Temperaturen an verschiedenen Stellen auf. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Mü96]. Die digitalisierten Daten wurden von einem PC mit dem Steuerprogramm MOPS [Metz95] ausgelesen; dieses speicherte die Daten jedes Ereignisses (Eventmode-Daten) und nahm auch verschiedene Spektren für die Online-Analyse auf, außerdem steuerte es die Meßzyklen (Untergrund, Eichungen, Spinflippersteuerung — siehe Kapitel 3.4).

3.3. Die Untergrundabschirmungen

Untergrund in unserem Experiment war jedes Signal im Detektor, welches nicht von einem Elektron aus dem Zerfall eines Neutrons im Strahl hervorgerufen wird. Der Detektor erzeugte selber Untergrund durch das thermische Rauschen der Photomultiplier. Die Höhenstrahlung und die Strahlung der Umgebung (Reaktor, Neutronenleiter, andere Experimente, unser Polarisator) erzeugten Untergrund im Szintillator. Der Reaktor war die stärkste Quelle, die Höhenstrahlung machte 30% davon aus, der Polarisator 10%. Die genannten Untergrundquellen sind in gewisser Weise einfach zu behandeln, sie sind „abziehbar“, das heißt, sie konnten in einer separaten Messung bestimmt und von unseren Meßspektren abgezogen werden. In den Bildern 3.1 und 3.3 sind die Positionen der verschiedenen Strahlverschlüsse (Beamshutter) eingezeichnet. „Shutter OS PF1“ bestand aus B_4C und Blei und trennt unseren Strahllaufbau inklusive des Polarisators vom Neutronenleiter. Mit „Shutter upstream“, einer 3 mm starken Platte aus 6LiF , die vor das Eintrittsfenster des Kollimators gefahren wurde, wurde der „abziehbare“ Untergrund bestimmt.

Schwieriger ist die Analyse des strahlbedingten Untergrundes. Nur eines von etwa 10^7 Neutronen zerfiel im Zerfallsvolumen. Normalerweise entsteht aber mindestens ein γ -Quant, wenn ein Neutron auf Materie trifft. Deshalb mußten wir den Kontakt des Neutronenstrahles mit Materie soweit als möglich vermeiden und da, wo das nicht ging, in den Blenden des Kollimationssystems und am Beamstop, auf ausreichende Abschirmung mit viel Blei und genügendem Abstand zu den Detektoren achten. Das geeignetste Material für die Neutronenabsorption ist 6LiF , der Wirkungsquerschnitt ist hoch ($\sigma({}^6Li) = 940$ barn) und es überwiegen (n,α) -Reaktionen. Das α -Teilchen wird ebenso wie das übrigbleibende Triton im Material gestoppt. Nur auf dem 10^{-4} -Niveau werden schnelle Neutronen [Lone80] und γ -Teilchen erzeugt. Beamstop und Kollimator sind deshalb aus diesem Material; hinter jeder Blende des Kollimators befindet sich eine 5 cm starke Bleiplatte, um die entstehenden γ -Teilchen abzuschirmen.

Der Aufbau der Abschirmungen ist in Bild 3.3 gezeichnet. Die verwendeten Materialien hatten die folgende Funktion:

B_4C : Absorption von Neutronen in (n,γ) -Reaktionen ($\sigma({}^{10}B) = 3837$ barn). Die dabei entstehenden γ -Teilchen haben nur $E = 480$ keV und sind deshalb leicht abzuschirmen.

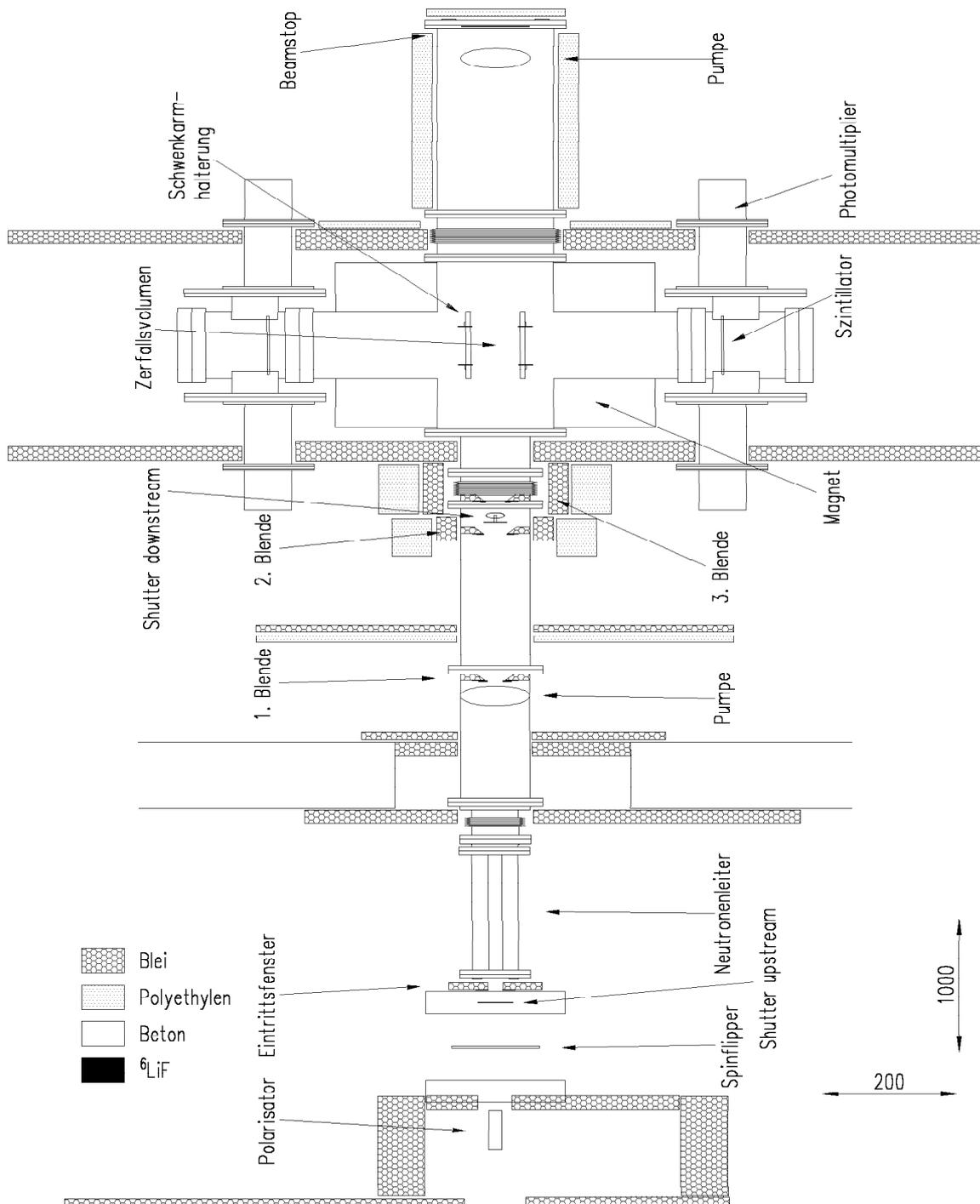


Bild 3.3: Ansicht des Experimentes von oben mit Abschirmungen. Die Längenmaße sind in mm angegeben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist das B_4C nicht gezeigt. 5 mm starke B_4C -Matten befanden sich hinter jeder Polyethylenwand, um Polarisator und Spinflipper herum und auf Ein- und Austrittsseite des Spektrometers.

Polyethylen: Durch die große Zahl von Protonen werden schnelle Neutronen effektiv thermalisiert.

Blei, Beton: Abschirmung von γ -Teilchen.

Die Abschirmungen wurden so konzipiert, daß keine Fläche, die Neutronen sieht, direkte Sicht zu den Szintillatoren hat. Shutter downstream diente zur Abschätzung des „strahlbedingten“ Untergrundes, er stand kurz vor der letzten Blende. Untergrund war in unserem Experiment kritisch, da er Asymmetrien in den Zählraten verwischt.

3.4. Die Rohdaten

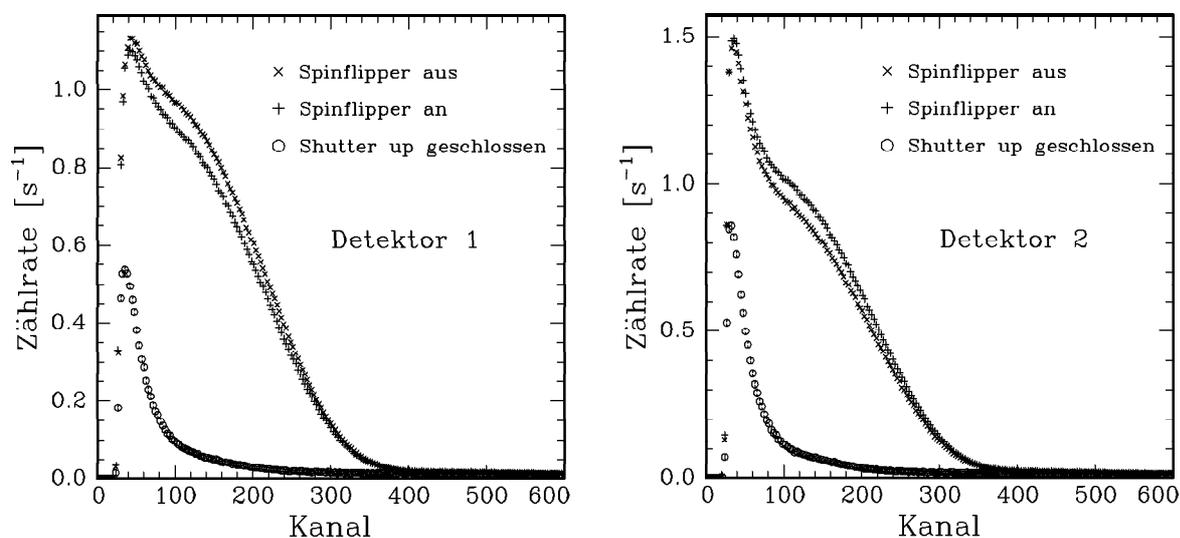


Bild 3.4: Neutronenzerfalls- und Untergrundspektren der beiden Detektoren. 1 Kanal entspricht ungefähr 2,5 keV.

Die Meßzyklen bestanden aus unterschiedlichen Abfolgen von Neutronenzerfallsmessungen, Untergrundmessungen (hierbei wurde einer der Shutter geschlossen) und Eichmessungen mit ^{207}Bi . Bei den Neutronenzerfallsmessungen wurde der Spinflipper alle 30 s umgeschaltet. Das Schalten des Spinflippers hatte bei Untergrund- und Eichmessungen keine Auswirkung auf die Meßergebnisse. Mit den Eichmessungen wurde die Stabilität der Detektoren kontrolliert (Die Probleme und ihre Lösung werden in [Metz95] besprochen).

Die Ereignisrate betrug ungefähr 450 s^{-1} , hiervon waren etwas über 300 s^{-1} Ereignisse aus dem Neutronenzerfall. Im zur Analyse herangezogenen Zeitraum wurden $4,5 \cdot 10^7$ Zerfallsereignisse registriert. Für die Bestimmung der Asymmetrie werden nur die Kanäle 150 – 300 benutzt, da sich in diesem Bereich der strahlbedingte Untergrund verlässlich genug abschätzen läßt. Hier war das Verhältnis von Signal zu abziehbarem Untergrund fast 20 : 1. Zählt man hier auch den strahlbedingten Untergrund dazu, so ist das Verhältnis im Fitbereich immer noch 15 : 1.

Die Ereigniszahl in den einzelnen Kanälen der Spektren wurde auf die Meßzeit normiert, so bezeichnen wir die gesamte abgelaufene Zeit minus der gesamten Totzeit. Eine 1 MHz-

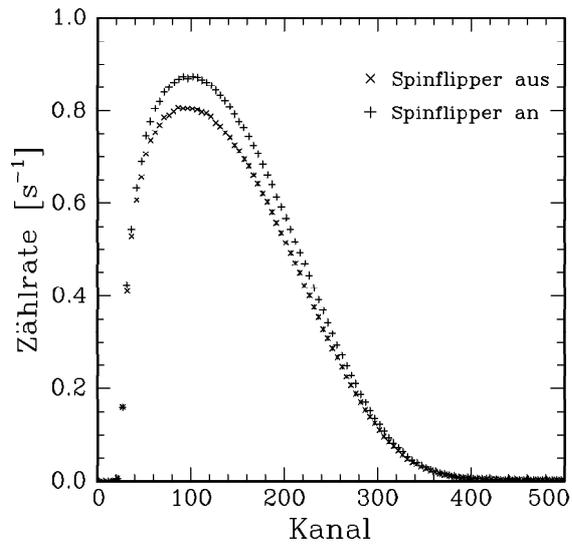


Bild 3.5: Spektrum in Detektor 1 für beide Flipperstellungen nach Abzug des Untergrundes. Ein Kanal entspricht ungefähr 2,5 keV. Schwelleneffekte sind erst unter Kanal 60 wichtig.

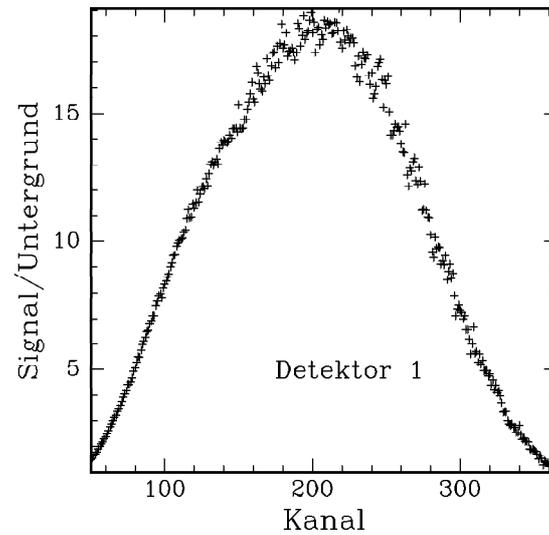


Bild 3.6: Signal zu Untergrundverhältnis in Detektor 1. Unser Fitbereich liegt zwischen Kanal 150 und Kanal 300, wie später begründet wird.

Uhr lief während der Meßzeit, wurde aber jedesmal, während die Elektronik ein Signal verarbeitete (Totzeit), angehalten. Die Totzeit betrug $112 \mu\text{s}/\text{Ereignis}$ [Mü96]. Die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Meßzeit durch die endliche Breite der Zählpulse (40 ns) und die Verarbeitungszeit der Unterbrecherlogik ($\sim 5 \text{ ns}$) waren vernachlässigbar [Bar72].

4. Die Polarisation der Neutronen

Eines der Hauptprobleme bei der Messung der Beta-Asymmetrie ist die Bestimmung des Polarisationsgrades des verwendeten Neutronenstrahles. Die gemessene Asymmetrie ist proportional zum Polarisationsgrad, meist ist das auch der dominierende Fehler. Erschwert wird die Aufgabe durch dessen Abhängigkeit von Ort und Wellenlänge und den großen Strahlquerschnitt.

4.1. Der Polarisator

Im Polarisator nutzt man aus, daß bei einigen Festkörpern die Kernstreuamplitude und die magnetische Streuamplitude der Elektronenhülle von der gleichen Größenordnung sind. Letztere ändert ihr Vorzeichen beim Umkehren des Neutronenspins, folglich gibt es eine Spinrichtung, bei der sich die Streuamplituden fast aufheben. Die Streuamplitude bestimmt die Höhe eines Potentialwalls für die Neutronen. Bei verschwindender Streuamplitude transmittiert deswegen der Festkörper, bei positiver Streuamplitude reflektiert er sie. Benutzt man nur die reflektierten Neutronen, erhält man demnach einen Polarisationsfilter. Bei den von uns verwendeten kalten Neutronen gibt es Reflexion jedoch nur bei Einfall unter kleinen Winkeln, andernfalls ist ihre kinetische Energie in senkrechter Richtung größer als der Potentialwall.

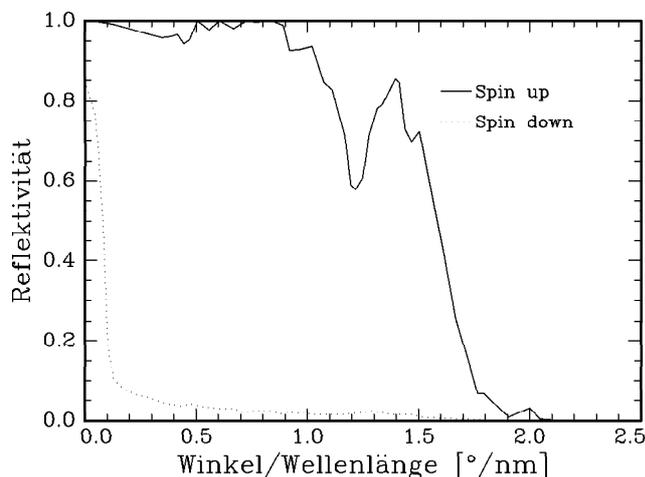


Bild 4.1: Typischer Reflexionskoeffizient für beide Spinrichtungen. In den Bereichen großer Unterschiede hat man gute Polarisation (aus [Schä89]).

Die besten Resultate erzielt man mit Glasplatten, auf denen sogenannte Supermirrors aufgedampft sind. Das sind Mehrschichtsysteme, bei denen sich an die Totalreflexion bei sehr kleinen Winkeln mehrere Braggreflexe bei etwas größeren Winkeln anschließen, die durch die Schichtstruktur verursacht werden. Das Ergebnis ist eine größere Winkelakzeptanz der Platten. Die Neutronen treffen zunächst auf eine Reflexschicht aus Kobalt- und Titanlagen, an dieser wird eine Spinkomponente reflektiert. Es folgt eine Antireflexschicht aus Gadolinium- und Titanlagen, die die andere Spinkomponente absorbiert ($\sigma_{abs}(\text{Gd}) \sim 50000$ barn). Für breite Strahlen benutzt man Stapel von Glasplatten. Die

Glasplatten sind gekrümmt, um die direkte Sicht durch den Plattenstapel zu verhindern. In unserem Fall sind sie zur Steigerung der Polarisierungseffizienz auch beidseitig beschichtet worden.

Der Polarisationsgrad hängt also vom Reflexionswinkel der Neutronen ab. Man erwartet daher eine Ortsabhängigkeit in Richtung der Krümmung des Polarisators, das war bei unserem Aufbau die Horizontale. Versucht man, mit den Kurven von Bild 4.3 die Ortsabhängigkeit der Polarisation im 5,7 m vom Polarisator entfernten Zerfallsvolumen vorherzusagen, so kann man Ortsabhängigkeiten von 0 bis 0,3% pro cm im Zerfallsvolumen erhalten, je nach Justierung des Polarisators. Diese Abschätzung ist aber sehr pessimistisch, in unserem Experiment benutzten wir einen 3 cm breiten Polarisator mit 60 Glasplatten, folglich mittelten wir über einen Winkelbereich von $0,3^\circ$. Weiter nivellierende Einflüsse sind die große Strahldivergenz am Eingang des Polarisators und die verschiedenen Wellenlängen des Neutronenstrahles.

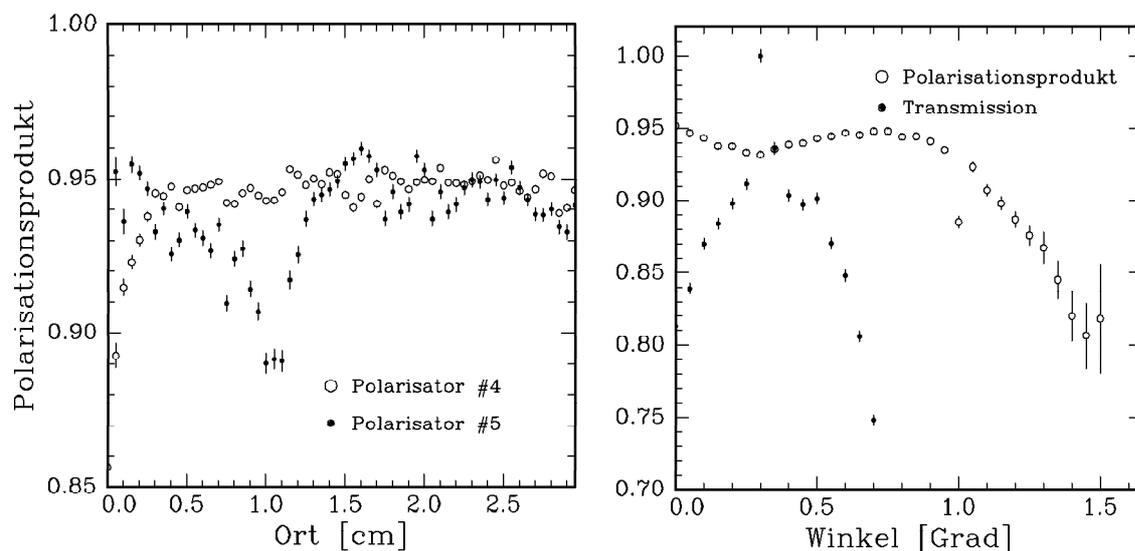


Bild 4.2: Ortsabhängigkeit des verwendeten (#4) und eines anderen, schlechteren Polarisators (#5). Aufgetragen ist das Produkt von dem Polarisationsgrad des Teststrahles ($\sim 97\%$) und der Polarisierungseffizienz des getesteten Polarisators. Der Teststrahl war ein monoenergetischer Bleistiftstrahl mit $\lambda = 7,2 \text{ \AA}$.

Bild 4.3: Polarisation und Transmission in Abhängigkeit des Reflexionswinkels bei Drehung des Polarisators #4. Dieser Polarisator wurde dann auch in der Messung verwendet.

Ein Supermirrorpolarisator hat eine typische Polarisierungseffizienz von 98% bei einer Transmission von 30%.

4.2. Der Spinflipper

Die Neutronenpolarisation bleibt erhalten, wenn der Neutronenstrahl durch ein homogenes Magnetfeld geführt wird. Ein Magnetfeld ist homogen genug, wenn dessen vom durchfliegenden Neutron gesehene Drehfrequenz klein gegen die Lamorfrequenz des Neutrons ist

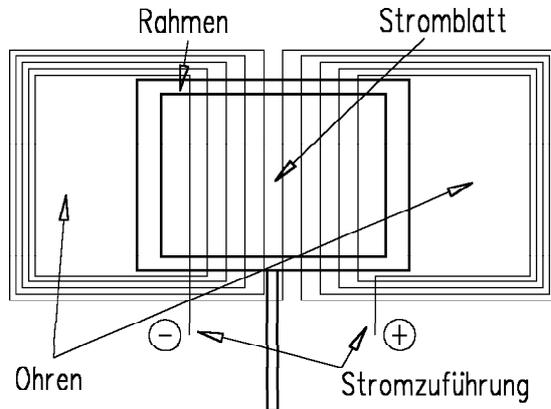


Bild 4.4: Skizze des verwendeten Spinflippers. Die Neutronen durchfliegen das Stromblatt von vorne nach hinten, das Magnetfeld dreht sich um das Stromblatt. In Wirklichkeit hat das Stromblatt 120 Windungen auf einer Breite von 10 cm.

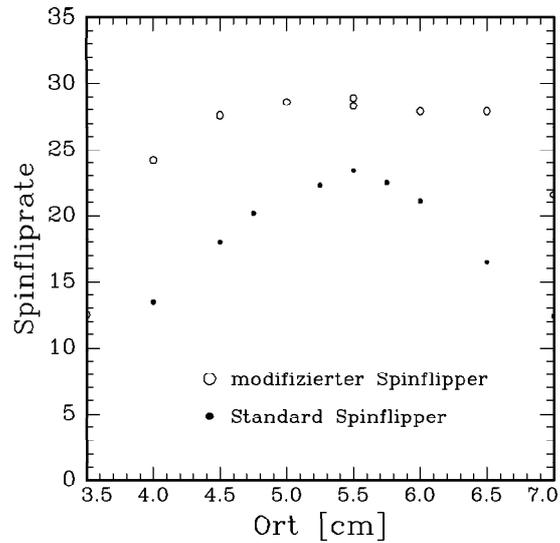


Bild 4.5: Ortsabhängigkeit vor und nach der Modifizierung. Die Messungen geschahen ohne Kompensationspule, nach deren Einbau stieg die Spinfliprate (siehe Formel (4.7)) auf 46.

[Vlad61]. Das ist die adiabatische Bedingung der Quantenmechanik. Wenn sie erfüllt ist, folgt der Neutronenspin dem Magnetfeld. Bei sehr schneller Änderung des Magnetfeldes hingegen kann der Neutronenspin nicht folgen und bleibt stehen. Dieser Effekt wird im current sheet (Stromblatt-) Spinflipper ausgenutzt: Die Neutronen fliegen durch eine Wand aus Aluminiumdrähten, welche an den Seiten in 2 „Ohren“ zu einer Spule geschlossen werden (Bild 4.4). Lässt man durch sie einen Strom fließen (typischerweise 5 A), so entsteht ein Magnetfeld um das Stromblatt herum, die Feldlinien schließen sich durch die Ohren. Die Neutronen fliegen durch das Stromblatt hindurch und sehen einen plötzlichen Wechsel der Richtung des Querfeldes, werden also relativ zum Magnetfeld entgegengesetzt polarisiert.

Eine solche Spinflipspule stellt man nun zwischen zwei ~ 50 cm auseinanderstehende senkrechte Führungsfelder von bei uns 1,5 mT Stärke (Bild 3.1). Im ausgeschalteten Zustand reicht das magnetische Haltefeld, um den Neutronenstrahl ohne Polarisationsverlust zu transportieren. Beim Einschalten wird mit der Spinflipspule zusammen ein Kompensationsfeld eingeschaltet, welches das Haltefeld am Ort der Flipspule verschwinden lässt. Nur dann zeigt das Magnetfeld vor und hinter der Spule entgegengesetzte Richtungen. Ein nach oben zeigender Neutronenspin dreht sich beim Eintritt in das Feld der Spinflipspule adiabatisch ins Querfeld, bleibt beim Durchgang durch den Flipper stehen und dreht sich danach auf dem Weg zum hinteren Führungsfeld nach unten.

Das magnetische Querfeld im beschriebenen Standard-Stromblattspinflipper verläuft nicht perfekt parallel zum Stromblatt, sondern es dreht sich um dieses herum. Dies äußerte sich in unseren Messungen in einer Ortsabhängigkeit der Effizienz des Spinflippers (Bild 4.5)

und konnte auch mit Eisenfeilspänen direkt bestätigt werden. Um hier eine Verbesserung zu erreichen, erhöhten wir den Strom im äußeren Bereich des Stromblattes, mit 9 A außen und 4 A innen bekamen wir die besten Ergebnisse („modifizierter“ Spinflipper in Bild 4.5).

4.3. Unsere Meßmethode

Unser Ziel war, den Polarisationsgrad auf einige Promille genau zu bestimmen. Auf diesem Genauigkeitsniveau lassen sich Orts- und Winkelabhängigkeiten des Polarisationsgrades nicht ausschließen. Die Polarisierungseffizienz eines Supermirror-Polarisators ist von der Justage abhängig. In viele herkömmlichen Methoden wurden Polarisatoren an andere Positionen bewegt und dabei wurde angenommen, daß ihre Eigenschaften ungeändert blieben. Wir entwickelten eine Methode, in der keine der zur Messung notwendigen Komponenten bewegt werden mußten.

4.3.1. Meßprinzip

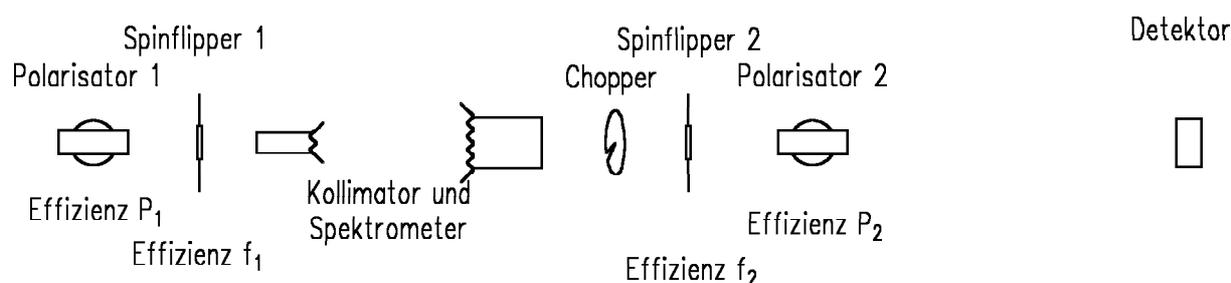


Bild 4.6: Aufbau zur PSSP-Messung. Die Neutronen fliegen von links nach rechts, die Gesamtlänge beträgt 10 m.

Zur Messung der Neutronenpolarisation wird der Neutronenstrahl nach Durchlaufen des Spektrometers zu einem Chopper mit kleinem Eintrittsfenster ($5 \times 3 \text{ mm}^2$) und dann durch einen weiteren Spinflipper und einen zweiten Polarisator geführt, hinter dem in 1 m Abstand ein Detektor steht. Wir bezeichnen diesen Aufbau als PSSP-Messung. Durch das Schalten der beiden Spinflipper entstehen 4 Zählraten, aus denen sich die Effizienzen der beiden Spinflipper f_1 und f_2 , die Transmission des Systems und das Produkt $P_1 P_2$ der Effizienzen der beiden Polarisatoren ableiten lassen (siehe [Ken69]).

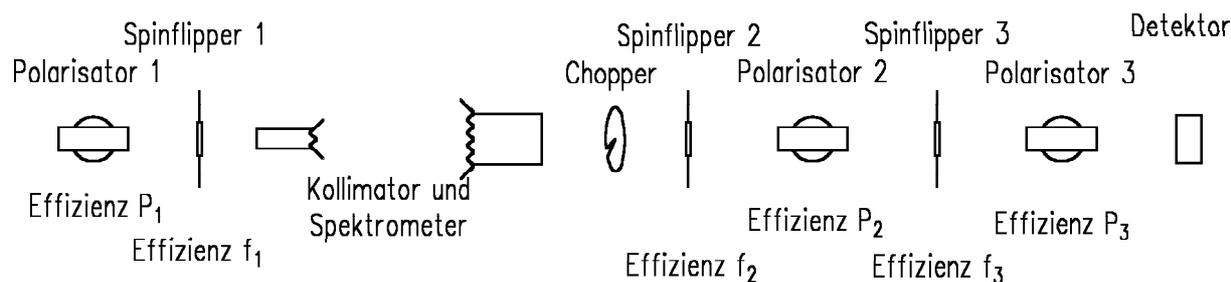


Bild 4.7: Aufbau zur PSPSP-Messung

Im zweiten Schritt wird vor dem Detektor noch ein Spinflipper und ein dritter Polarisator eingefügt. Das Schalten eines der vorderen und des hinteren Spinflippers ergibt wieder 4 Zählraten, aus denen sich das Verhältnis der Polarisationseffizienzen von vorderem und mittlerem Polarisator errechnen läßt. Das bezeichnen wir als PSPSP-Messung. Die Polarisation im Experiment ist dann

$$P = P_1 = \int_{\lambda} P_1 P_2(\lambda) \frac{P_1}{P_2}(\lambda) \Phi_c(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

hierbei ist $\Phi_c(\lambda)$ der separat gemessene Capture-Fluß (Absorptionsquerschnitte sind bei langsamen Neutronen $\propto 1/v$, der Capture-Fluß wird deshalb auf den Fluß eines äquivalenten thermischen Strahles bezogen — $\Phi_c = (v_{th}/v)\Phi$. Die Zerfallswahrscheinlichkeit von Neutronen im Fluge innerhalb einer festen Zerfallslänge hat dieselbe Geschwindigkeitsabhängigkeit). Das Eintrittsfenster in den Chopper ist klein genug, daß alle Neutronen den dritten Polarisator treffen, so daß möglicherweise verfälschende Winkelschnitte vermieden werden.

4.3.2. Die Messungen

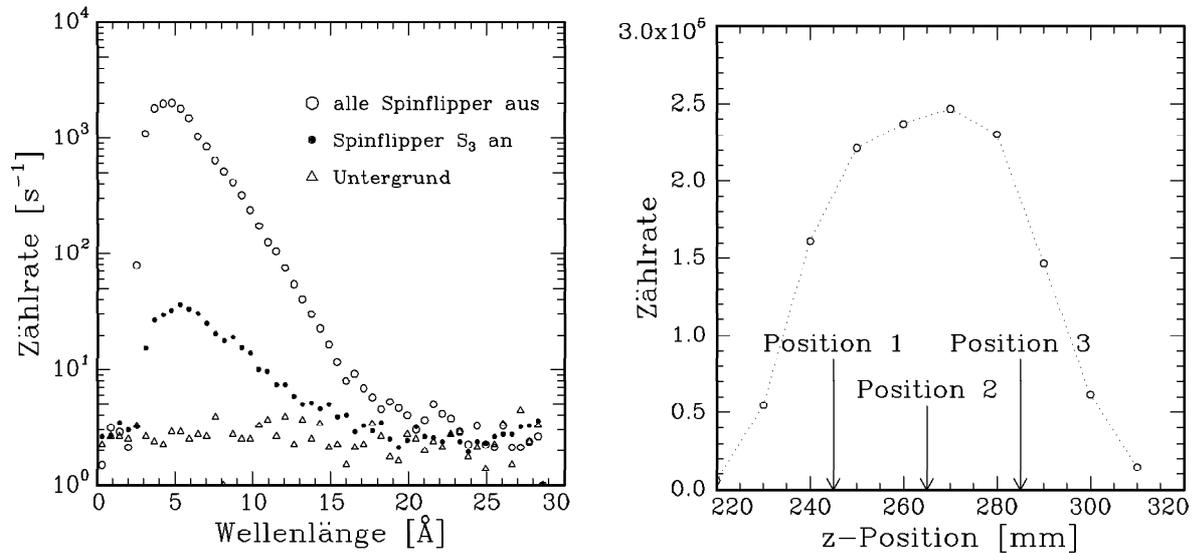


Bild 4.8: Gemessene Neutronenspektren im PSPSP-Aufbau ohne Spinflipper, mit eingeschaltetem ersten Spinflipper und der Untergrund. Hier wurde der Neutronenzähler mit 5 mm B_4C abgedeckt. Man erkennt das Fehlen von strahlbehaftetem Untergrund, wir können seine Intensität also aus den Spektren bei hohen Wellenlängen entnehmen und diesen abziehen.

Bild 4.9: Horizontaler Schnitt durch das Neutronenstrahlprofil am Austritt aus dem Spektrometer. Eingezeichnet sind auch die Orte der 3 Polarisationsmessungen.

Leider war es aus Zeitgründen nicht möglich, den ganzen Strahl abzuscannen, der am Austrittsfenster aus dem Spektrometer schon $9 \times 9 \text{ cm}^2$ groß war. Die Messungen von $f_1(\lambda)$

und $P_1(\lambda)$ wurden an drei verschiedenen Stellen im Strahl durchgeführt: Im Zentrum, 2 cm links und 2 cm rechts davon (Strahlprofil siehe Bild 4.9). Hierzu wurde der hintere Teil des Meßaufbaus ab dem Chopper verschoben und neu justiert. Die wesentlichen Teile des Strahlprofils sind damit abgedeckt [Metz95]. Eine Abhängigkeit der Polarisation von der Höhe ist nicht zu erwarten.

Die Spinflippeffizienz an den drei Punkten erscheint nicht ortsabhängig. Die Rohdaten ergeben $f_{\text{roh}} = 99,22(12)\%$. Das zugrundeliegende Wellenlängenspektrum der Neutronen muß noch auf die endliche Zeitauflösung durch den endlich großen Chopperschlitz und die Absorption im Austrittsfenster (1 mm Aluminium) und der Luftstrecke (1,5 m) korrigiert werden, da eigentlich der Fluß im Zerfallsvolumen interessiert. Um den Einfluß der Chopperfunktion — sie wurde als gaußförmig mit einer Breite von $\sigma_\lambda = 1 \text{ \AA}$ angenommen — auf das Wellenlängenspektrum der Neutronen abzuschätzen und eine Rückfaltung zu vermeiden, wird das Spektrum ein weiteres Mal mit der Detektorfunktion gefaltet und die Differenz der Ergebnisse für die Spinflippeffizienz von dem Rohwert abgezogen. Das ergibt eine Korrektur von $+0,06(6)\%$. Eine Berücksichtigung der Absorption ergibt eine weitere Korrektur von $-0,11(4)\%$. Unser Endergebnis ist demnach $f = 99,17(14)\%$.

Bei der Analyse der Rohdaten ist der Mittelwert der drei Messungen $P_{\text{roh}} = 97,63(20)\%$. Für den Polarisationsgrad läßt sich eine Ortsabhängigkeit nicht ausschließen, hier bieten sich verschiedene Auswertemethoden an: Man kann erst die $P_{\text{roh}}(\lambda)$ der verschiedenen Orte mitteln und dann über das totale Wellenlängenspektrum der Neutronen integrieren, man kann aber auch erst über die lokalen Wellenlängenspektren integrieren und die Werte dann entweder mitteln oder parabolisch interpolieren und über das Profil mitteln. Für die 3 Positionen erhält man mit dem lokalen Wellenlängenspektrum:

	Position 1	Position 2	Position 3	Mittelwert
P_{roh}	97,16(35)%	98,21(40)%	97,68(33)%	97,64(20)%

Berechnet man den Fehler aus der Streuung der Daten, so ist der Fehler des Mittelwertes 0,28%, man erhält also bei dieser Methode einen zusätzlichen Fehler aufgrund der Ortsabhängigkeit von 0,2%. Betrachtet man die Ergebnisse der verschiedenen Wichtungsmethoden, so differieren diese um etwas weniger als 0,2%, wir übernehmen also diese Zahl als zusätzlichen Fehlerbeitrag. Hinzu kommen wie beim Spinflipper Korrekturen aufgrund der endlichen Zeitauflösung ($+0,14(5)\%$) und der Absorption ($-0,14(5)\%$), das Meßergebnis lautet also $P_{\text{meß}} = 97,63(29)\%$.

Nach der Messung stellte sich heraus, daß der verwendete Chopper selbst den Strahl depolarisiert, und zwar entweder wegen des Motors oder wegen der sich drehenden Metallscheibe. Aufgrund des Magnetfeldes entstehen darin Induktionsströme, die wiederum schnell veränderliche Magnetfelder produzieren. Zwei Versuche, die Größe der Depolarisation zu bestimmen, scheiterten leider. Der Effekt kann nur dadurch abgeschätzt werden, daß die Polarisation sicherlich nicht größer als 100% war. Die Depolarisierung liegt also gleichverteilt zwischen 2,37% und Null. Wir korrigieren die Polarisation mit $+0,87(68)\%$ — der Fehler der Korrektur ist der einer Gleichverteilung, der angegebene Wert für die

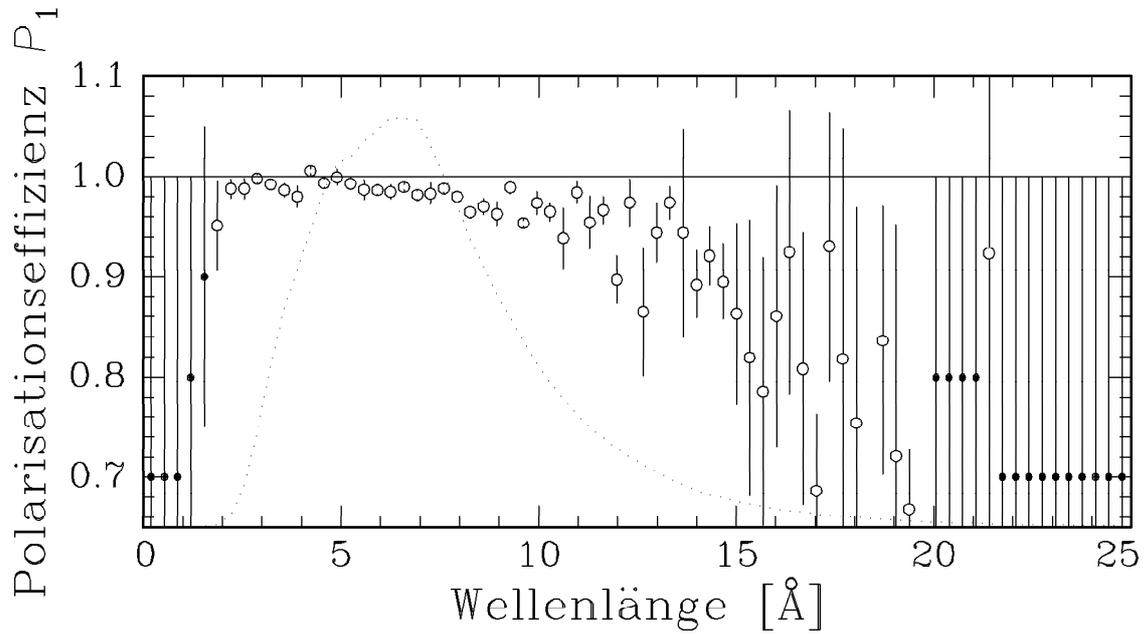


Bild 4.10: Gemessene Polarisation in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die schwarzen Punkte sind keine Messungen, sondern Extrapolationen. Die gepunktete Linie gibt die Wellenlängenverteilung des Neutronenstrahls wieder. Aus diesem Bild erhält man das noch unkorrigierte Ergebnis von $P_{\text{roh}} = P_1 = 97,63(20)\%$.

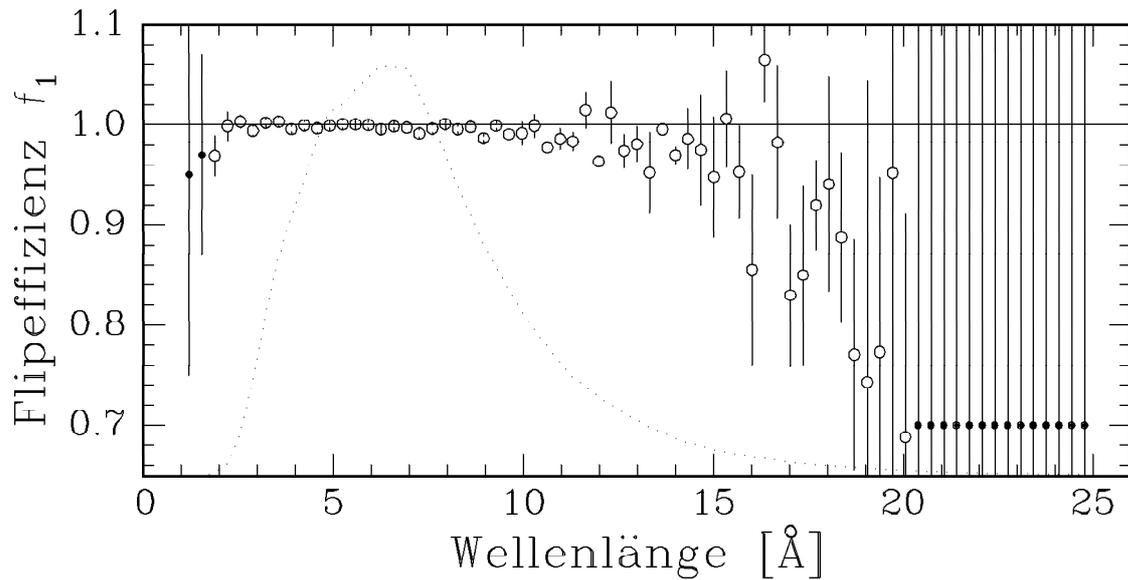


Bild 4.11: Gemessene Effizienz des ersten Spinflippers, der in den Asymmetriemessungen benutzt wurde. Das unkorrigierte Ergebnis ist $f_{\text{roh}} = f_1 = 99,22(12)\%$.

Korrektur ist etwas kleiner als der Mittelwert der Gleichverteilung, da Polarisationsgrade größer als 99% mit diesen Polarisatoren noch nie gemessen wurden. Unser Endergebnis, $P = 98,50(74)\%$ ist kompatibel mit den während der ganzen Meßperiode durchgeführten Messungen der Spinfliprate, die immer Werte zwischen 40 und 50 erbrachten und mit denen wir die Stabilität des Polarisationsgrades kontrollierten.

4.4. Mathematische Beschreibung

Einen Neutronenstrahl im Magnetfeld können wir durch einen sich klassisch verhaltenden zweikomponentigen Vektor darstellen, dessen Komponenten die beiden Polarisationsrichtungen darstellen. Beispielsweise wird ein vollkommen polarisierter Neutronenstrahl durch den Vektor

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

dargestellt. Ein ausgeschalteter Spinflipper hat auf den Polarisationsgrad des Neutronenstrahles keine Auswirkung, ein eingeschalteter kehrt die Polarisation um. Man kann ihn also mit der folgenden Matrix beschreiben:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1-f & f \\ f & 1-f \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Hierbei ist f entweder Null oder die Effizienz des Flippers. Für den Polarisator schreiben wir die Matrix in folgender Form:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1+p & B \\ B & 1-p \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1+p & 0 \\ 0 & 1-p \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$B \neq 0$ beschreibt eine Depolarisation im Polarisator. Diese könnte im Streuprozess durch inkohärente Spinflipstreuung verursacht werden. Da sich dann aber die Streuintensität isotrop im Raum verteilen würde, würden wir diese Neutronen in unserem Detektor nicht sehen. Eine Depolarisierung im Flug ist außerdem durch depolarisierende Magnetfelder denkbar. Dieser Effekt ist durch das starke, homogene Magnetfeld von ~ 50 mT, in dem der Polarisator steht, stark unterdrückt. Im letzten Jahr gab es Messungen von einer russischen Gruppe [Ser95, Bör95], die versuchten, einen experimentellen Wert für die Depolarisation zu finden (zur Methode siehe Abschnitt 4.5.). In der ersten Referenz erhielten sie $B = 4,4 \pm 4,0 \cdot 10^{-4}$, bei einer zweiten Messung am ILL (in der sehr vorläufigen Datenanalyse) eine (unverstandene) Abhängigkeit von B vom Drehwinkel des Polarisators, die Werte streuen um $2(2) \cdot 10^{-3}$.

Der Detektor weist die Neutronen unabhängig vom Neutronenspin nach, er wird deshalb durch den transponierten Vektor

$$D = (1 \quad 1) \quad (4.5)$$

beschrieben. Die Wirkung der verschiedenen neutronenoptischen Elemente kann nun durch eine Matrixmultiplikation beschrieben werden, beispielsweise führt der PSPSP-Aufbau zu

$$N = D \cdot P_3 \cdot S_3 \cdot P_2 \cdot S_1 \cdot P_1 \cdot v \quad (4.6)$$

$$= 2(1 + p_1 p_2 (1 - 2f_1) + p_2 p_3 (1 - 2f_3) + p_1 p_3 (1 - 2(f_1 + f_3 - 2f_1 f_3)))$$

Hierbei bekommt jeder ausgeschaltete Flipper die Effizienz Null [Metz95].

Im ersten Schritt wird die Spinfliprate berechnet: Man mißt mit dem Aufbau PSP, das heißt, der Neutronenstrahl durchfliegt nacheinander Polarisator 1, Spinflipper und Polarisator 2. N_{\downarrow} ist die Zählrate mit ausgeschaltetem Spinflipper, N_{\uparrow} die andere. In Gleichung (4.6) muß dann $p_3 = f_3 = 0$ gesetzt werden. Die Spinfliprate ist

$$\frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}} = \frac{1 + p_1 p_2}{1 + p_1 p_2 (1 - 2f_1)} \quad (4.7)$$

Eine praktische Umformung ist

$$\frac{N_{\uparrow}}{N_{\downarrow}} \doteq \overline{f_1} + \frac{1}{2}(\overline{p_1} + \overline{p_2}) \quad (4.8)$$

$\overline{f_1}$ ist $1 - f_1$, $\overline{p_1}$ ist $1 - p_1$ etc., „ \doteq “ bedeutet: „gleich bis auf Glieder höherer Ordnung“. Diese höheren Ordnungen können wir bei uns vernachlässigen, da die Effizienzen von Polarisator und Spinflipper nahe bei Eins liegen. Die Ergebnisse des PSSP-Aufbaus erhält man durch $p_2 = 0$, anstatt dem dritten (S_3) wird dann der zweite Spinflipper (S_2) benutzt. $N_{\downarrow\downarrow}$ ist die Zählrate mit ausgeschalteten Spinflippern, $N_{\uparrow\downarrow}$ die mit eingeschaltetem ersten Spinflipper, $N_{\downarrow\uparrow}$ die mit eingeschaltetem zweiten und $N_{\uparrow\uparrow}$ die mit beiden Flippern. Man erhält

$$f_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\downarrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow}} \right) \quad (4.9)$$

und

$$p_1 p_2 = \frac{N_{\downarrow\downarrow}^2 - N_{\uparrow\downarrow} N_{\downarrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow} N_{\downarrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow} N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} N_{\downarrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow} N_{\uparrow\downarrow}} \quad (4.10)$$

Mit dem vollen PSPSP-Aufbau kann dann das Verhältnis der Effizienzen von erstem und zweitem Polarisator bestimmt werden:

$$\frac{P_2}{P_1} = 2f_1 \frac{N_{\downarrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow}}{N_{\downarrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow} + N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}} - 1 \quad (4.11)$$

Die Pfeile geben hier die Stellungen von erstem und drittem Spinflipper an.

4.5. Vergleich mit anderen Meßmethoden

In der Vergangenheit wurden die Strahlpolarisation häufig mit einer reinen PSSP-Messung bestimmt [Ken69, Klemt88]. Hier erhielt man nur das Produkt der Polarisatoreffizienzen $P_1 P_2$, lag dies nahe genug an 100%, konnte man die Effizienz eines einzelnen Polarisators abschätzen. Für die von uns angestrebte Genauigkeit von 0,3% reichte das nicht aus.

Als erste Verbesserung schlugen Nastoll et al. in [Nas91] vor, diese Messung mit drei Polarisatoren durchzuführen, die zyklisch vertauscht werden. Aus $P_1 P_2$, $P_1 P_3$ und $P_2 P_3$ konnte dann P_1 bestimmt werden. Leider ist die Ortsabhängigkeit des Polarisationsgrades

so hoch (vgl. Bild 4.2), daß ein Polarisator an verschiedenen Stellen des Strahls auch verschiedene Effizienzen hat, so daß hier nur schwer bestimmbare Korrekturen angebracht werden müssten.

Erozolinskii et al. [Eroz91] kalibrierten einen sehr schmalen Fe-Co-Analysator (Eintrittsschlitz $0,15 \times 60 \text{ mm}^2$) mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Magneten. In ihrem Experiment hatten sie einen sehr schlecht polarisierten Strahl ($P \sim 78,67(70)\%$), dessen Polarisation noch dazu orts- und möglicherweise zeitabhängig war. Für die erwünschte Genauigkeit unseres Experimentes ist diese Methode nicht geeignet: Der Strahl müßte abgescannt werden, und bei den verschiedenen Messungen dürfte sich die Analysierstärke nicht ändern. Eine so genaue Justage hielten wir für nicht möglich.

Por et al. [Por94] maßen die Qualität von Polarisatoren mit Hilfe eines Aufbaus von 3 Polarisatoren, zwischen denen man entweder perfekte Depolarisatoren oder perfekte Spinflipper einfügen konnte. Durch Kombination der Zählraten mit und ohne Depolarisierung erhielten sie die Effizienz des mittleren Polarisators. Die Schwäche dieser Methode liegt in der Forderung, daß Spinflipper bzw. Depolarisator perfekt funktionieren müssen.

Serebrov [Ser95] schlug eine der unseren vergleichbare Methode vor, die mit 3 Polarisatoren und 4 Spinflippern, je 2 zwischen den 3 Polarisatoren, arbeitet. Durch Kombination von Zählraten bei verschiedenen Stellungen der Spinflipper konnte er P_1 und f_1 direkt bestimmen. Sein Chopper stand direkt vor dem 2. Polarisator und war nicht-metallisch. Er benutzte einen breiten Eintrittsspalt, so daß er einen größeren Strahlquerschnitt auf einmal messen konnte. Dafür verlor er die Neutronen mit zu großen Winkeln zur Strahlachse. Dadurch, daß er HF-Spinflipper [Egor74, Lusch84] benutzte, konnte er den Zwischenraum zwischen mittlerem und letztem Polarisator mit einem Neutronenleiter füllen, was diesen Effekt etwas verkleinerte. Winkelschnitte sind wegen der Winkelabhängigkeit des Polarisationsgrades immer gefährlich. Möglicherweise mischte der mittlere Polarisator die Winkel der Neutronen relativ zur Strahlachse so stark, daß die Messung der Polarisation der Gesamtheit der Neutronen, die das Eintrittsfenster des Systems am Chopper treffen, unbeeinflusst blieb. In unserer Methode standen die hinteren Polarisatoren so nahe zusammen und wir arbeiteten mit einem so kleinem Eintrittsfenster, daß es diese Winkelschnitte nicht gab. Einen anderen Winkelschnitt haben beide Methoden gemeinsam: Die Transmission der Polarisatoren ist auch winkelabhängig.

Im Serebrov'schen Aufbau können mittlerer und hinterer Polarisator vertauscht werden. Nimmt man die Polarisatoreffizienzen als unabhängig von der Position im Strahl an, kann man die Wahrscheinlichkeit für den Spinflip im Polarisator (Parameter B in der Polarisatormatrix (4.4)) bestimmen.

Eine völlig andere Idee ist es, ein polarisiertes Wasserstoff- [Zim95] oder ^3He -Target [Heil95] zu benutzen. In beiden Fällen nutzt man aus, daß die Transmission eines Neutronenstrahles stark spinabhängig ist. Im Falle des Wasserstofftargets dominiert der Streuquerschnitt die Transmission, im Falle von ^3He ist es der Absorptionsquerschnitt. Beide Targets führen zu einer Polarisation des transmittierten Strahles. Der Polarisationsgrad

kann über die Targetdicke auf Kosten der Transmission beliebig gesteigert werden. Für das ^3He -Target sind bei 70% Targetpolarisation und 19% Transmission 98% Polarisation möglich [Coul90, Tass92]. Der Vorteil einer Polarisationsanalyse mit einem polarisierten Target als Analysator läge darin, daß die systematischen Schwierigkeiten von Supermirrorpolarisatoren, die Abhängigkeit von den Strahleigenschaften, stark gemildert würden. Die Polarisierungseffizienz des Analysators könnte sehr nahe bei 100% liegen. Nach dem Nachweis, daß dem so ist, würden PSSP-Messungen im Neutronenstrahl ausreichen. Außerdem könnte man mit großem Eintrittsfenster arbeiten und so den ganzen Strahl untersuchen. Als Neutronenpolarisator sind diese Targets für Experimente, bei denen die Strahlintensität kritisch ist, deutlich schwächer als Supermirrorpolarisatoren.

Fazit: In unserem Experiment hatten wir einen Polarisationsgrad von $P = 98,50(74)\%$ und eine Spinflippeffizienz von $f = 99,17(14)\%$. Zur Bestimmung wurde eine neue Meßmethode entwickelt, mit der Genauigkeiten von 0,3% erzielt werden können. Wegen der Depolarisierung im Chopper konnten wir das nicht erreichen. Eine Methode von Serebrov liefert Ergebnisse vergleichbarer Genauigkeit.

5. Die Detektorfunktion

5.1. Das Modell des Detektors

Die Detektorfunktion $\Phi(K, E)$ ist die Verteilung der Kanäle, die unser Detektor zeigt, wenn er monoenergetische Elektronen der Energie E nachweist. Unser Modell des Detektors ist eng an die physikalischen Prozesse im Nachweis angelehnt.

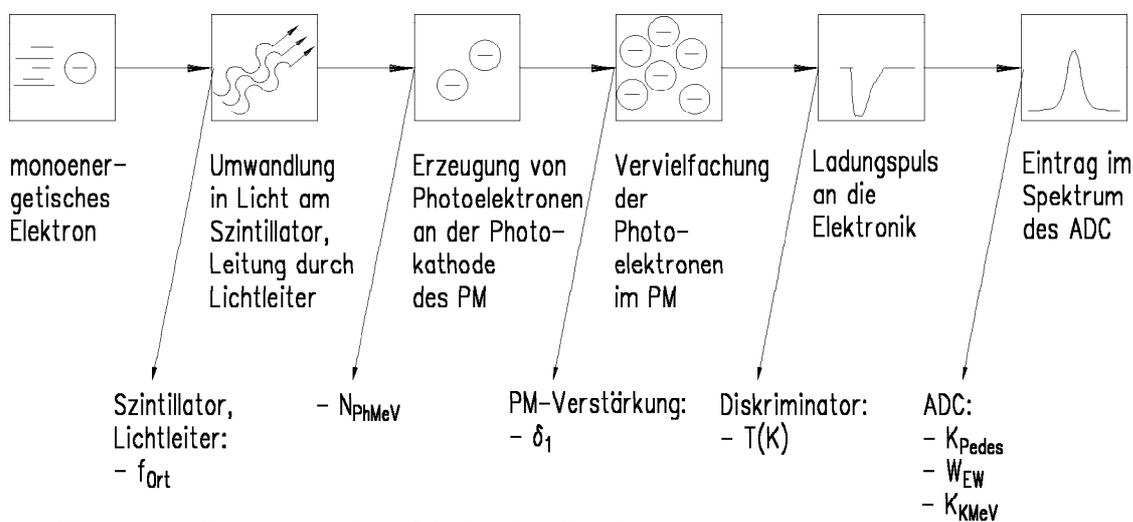


Bild 5.1: Das verwendete Modell des Detektors

Ein Elektron der Energie E , das am Ort x auf den Szintillator trifft, erzeugt dort eine bestimmte mittlere Anzahl von Photonen (~ 10000 Photonen/MeV). Das Licht wird auf beiden Seiten über Lichtleiter ausgekoppelt. Da die hierfür verwendeten Plexiglasstäbe lang und dünn (Länge ~ 50 cm, Durchmesser 4 cm) sind, sind die Reflexionsverluste hoch. Vereinfacht kann man sagen, daß nur die Photonen, die an allen Grenzflächen totalreflektiert werden, an den Photomultipliern ankommen, das wären an jedem Multiplier ~ 2000 Photonen/MeV. Hinzu kommen noch die Reflexionsverluste von typischerweise 2% pro Reflexion und die an den Klebestellen des Lichtleiters, so daß wir nur ~ 250 Photonen/MeV an der Photokathode jedes Photomultipliers erhalten. An dieser werden mit etwas über 20% Quanteneffizienz Photoelektronen erzeugt, die dann über die nachfolgenden Dynoden vervielfacht werden. Die erzeugte Ladung auf der Anode wird auf einen ADC gegeben, der sie digitalisiert. Alle diese Prozesse sind in guter Näherung linear, wir können deshalb vorläufig für die Kanalzahl $K(E)$ schreiben:

$$K(E) = K_{\text{KMeV}} \cdot E [\text{MeV}] + K_{\text{Pedes}} \quad (5.1)$$

Das sogenannte Pedestal (K_{Pedes}) ist ein künstlich erzeugter Offset, welcher bei uns ungefähr 5 bei jedem Photomultiplierkanal betrug (Bild 5.2). K_{KMeV} ist die Proportionalitätskonstante des ADC, sie gibt die Kanallage der Detektorfunktion wieder.

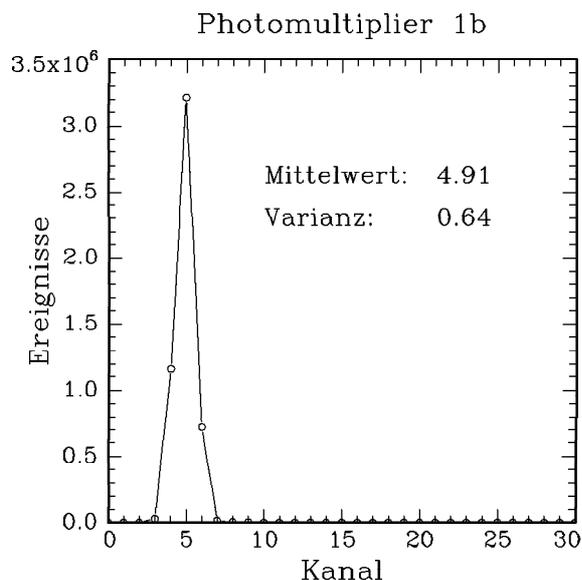


Bild 5.2: Pedestalspektrum eines Photomultipliers. Es entsteht, indem der ADC eines Photomultipliers immer dann ausgelesen wird, wenn nur der andere Detektor ein Signal erzeugt hat.

In jedem Ereignis werden die Signale der 4 Photomultiplier beider Detektoren addiert, um auch bei Rückstreueignissen die Energie vollständig zu messen. Die Kanalsumme hängt wie die einzelnen Kanäle linear von der Elektronenenergie ab. Das Pedestal ist hier die Summe aus denen aller Photomultiplier und die Proportionalitätskonstante K_{KMeV} ist die Summe derer von den 2 Photomultipliern des getroffenen Detektors. Da die Photomultiplier auf ungefähr gleiche Verstärkung eingestellt werden, gilt dies auch für Rückstreueignisse.

Die Breite der Detektorfunktion ist in erster Linie durch die Statistik der Photoelektronen gegeben, der hier bestimmende Parameter ist also N_{PhMeV} , die Anzahl der Photoelektronen pro MeV Elektronenenergie. Die Zahl der Photoelektronen ist mit hoher Genauigkeit poissonverteilt. Dank der geringen Effizienz der Lichtauskopplung spielt die Statistik der ursprünglich erzeugten Photonen keine Rolle. Die mittlere Zahl der Photoelektronen ist $\overline{N(E)}$,

$$\overline{N(E)} = N_{\text{PhMeV}} \cdot E [\text{MeV}] \quad (5.2)$$

die relative Breite einer Poissonverteilung ist $\sigma/\overline{N(E)} = 1/\sqrt{\overline{N(E)}}$.

Die weiteren Ursachen für Verbreiterungen der Detektorfunktion sind dagegen klein, hier gibt es noch:

- Die Statistik der Sekundärelektronen: Jedes Photoelektron erzeugt an der ersten Dynode eine poissonverteilte Anzahl von Sekundärelektronen, deren Schwerpunkt bei δ_1 liegt. δ_1 ist der Verstärkungsfaktor der ersten Dynodenstufe. Dies verursacht eine zusätzliche relative Breite von $1/\sqrt{\delta_1 \overline{N(E)}}$ [Eng80]. Die von uns benutzten Röhren (Hamamatsu R-1332) haben eine spezielle erste Dynode aus GaP, die eine sehr hohe Verstärkung von $\delta_1 = 20$ besitzen, deshalb ist dieser Effekt bei uns klein.
- Die Auflösung des ADC's (W_{EW}): Man erhält sie aus den Pedestalspektren (Bild 5.2), die Varianz beträgt $\sim 0,6$ Kanäle.
- Bei Betrachtung eines Gesamt ereignisses müssen die Verbreiterungen aller Photomul-

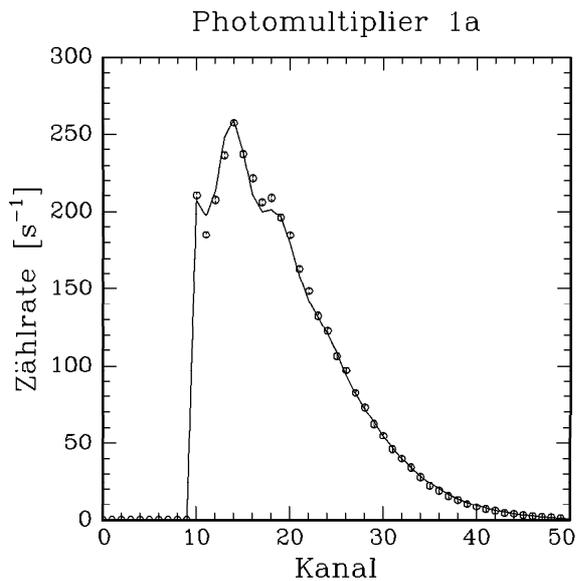


Bild 5.3: Spektrum eines Photomultipliers bei der Aufnahme eines ^{109}Cd -Präparates. In der periodischen Unterstruktur mit der Periode von ungefähr 4 Kanälen sieht man die verschiedene Zahl von Photoelektronen

tiplier quadratisch addiert werden, hinzu kommt noch der Einfluß der unterschiedlichen Effizienz der Photomultiplier eines Detektors. Die Versorgungsspannungen der Photomultiplier wurden so eingestellt, daß die Peaks der Konversionselektronen eines Eichpräparates (^{207}Bi) in allen Photomultipliern übereinander lagen. In dieser Einstellung wurden unterschiedliche mittlere Photoelektronenzahlen durch entsprechend unterschiedliche Verstärkung der Photomultiplier kompensiert. Betrachten wir jetzt einen Detektor mit zwei unterschiedlich gut an den Szintillator angekoppelten Photomultipliern: Dann hat der Photomultiplier mit der geringeren Photoelektronenzahl die höhere Verstärkung, und wird so stärker gewichtet als der andere. Das Resultat ist eine größere Breite des Detektorsignals, als die, die aus der Addition der mittleren Photoelektronenzahlen folgen würde. Der Effekt ist nicht groß, er erzeugt eine relative Verbreiterung von bei uns $1/\sqrt{58 \cdot N}$. Eine sichtbare Auswirkung ist, daß die Kammstruktur der Photomultiplierspektren (Bild 5.3) in den Detektorspektren nicht zu sehen ist.

- Die Ortsabhängigkeit der Szintillatoren längs der x-Achse ist in Bild 5.10 gezeigt. Sie verbreitert das Photoelektronenspektrum (N_{PhMeV} fällt um 1,5%). Der Einfachheit halber behandeln wir sie trotzdem wie die anderen kleinen Breiten.

Der Einfluß der genannten kleinen Effekte auf die gesamte Breite ist bei Zerfallselektronen aus dem Neutronenzerfall 6%, bei Konversionselektronen aus den Eichquellen nur 5% (hier fällt die Ortsabhängigkeit weg, unsere Eichpräparate sind praktisch punktförmig). Alle diese zusätzlichen Verbreiterungen können in guter Näherung als gaußförmig angenommen werden.

Die Detektorfunktion $\Phi(K, E)$ modelliert man deshalb, indem man der Energie E zuerst ein poissonförmiges Photoelektronenspektrum zuordnet und dann jede Anzahl von Photoelektronen gaußförmig auf die Kanalskala abbildet. In dieser Gaußkurve stecken die erwähnten zusätzlichen Breiten, die fest angenommen werden.

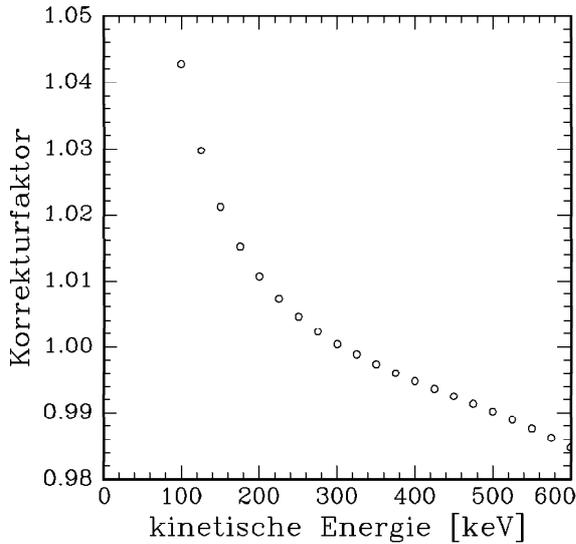


Bild 5.4: Korrektur auf die Asymmetrie durch die Detektorfunktion.

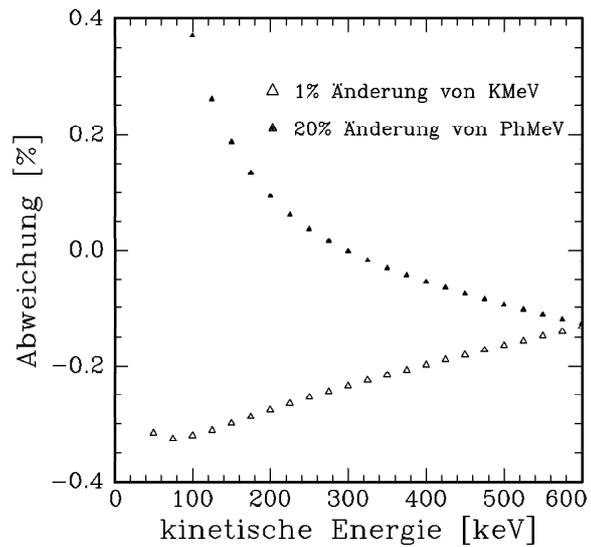


Bild 5.5: Fehler in A bei Änderung von K_{KMeV} oder N_{PhMeV}

Im Asymmetriebruch muß der Einfluß auf Zähler und Nenner getrennt betrachtet werden:

$$A_{\text{exp}}(K) := \frac{N^{\uparrow}(K) - N^{\downarrow}(K)}{N^{\uparrow}(K) + N^{\downarrow}(K)} = \frac{\int_E A\beta\Phi(K, E)F_{\text{korrr}}(E) dE}{\int_e \Phi(K, E)F_{\text{korrr}}(E) dE} \quad (5.3)$$

Der Einfluß der Detektorfunktion auf die Asymmetrie A beträgt im interessierenden Bereich ungefähr 1%, wie in Bild 5.4 dargestellt wird. Er wurde berechnet, indem man das korrigierte $A_{\text{exp}}(K)$ durch das unkorrigierte $A_{\text{exp}} = A\beta/2$ teilt. In Bild 5.5 erkennt man die Abhängigkeit unserer Asymmetrie A von Fehlern in der Bestimmung von Mittelwert und Breite der Detektorfunktion: Eine um 1% falsche Verstärkung (K_{KMeV}) ergibt einen 0,2%-Fehler in A , ein 10%-Fehler in der Breite (das entspricht 20% in N_{PhMeV}) ergibt nur einen 0,1%-Fehler in A . In beiden Fällen würde der Wert für den schwachen Magnetismus, wenn man ihn aus der Energieabhängigkeit der Asymmetrie bestimmt, um 10% falsch bestimmt werden.

5.2. Die Energie-Kanal-Beziehung

Zur Energieeichung unseres Detektors konnten wir verschiedene Eichpräparate in das Zerfallsvolumen einschwenken. Hierbei handelte es sich um Konversionselektronenpräparate, die den Energiebereich von 50 bis 1000 keV überdecken sollten. Wir benutzten ^{109}Cd , ^{139}Ce , ^{114}In , ^{113}Sn , ^{85}Sr und ^{207}Bi . Diese Kerne zerfallen unter Aussendung eines reellen oder virtuellen γ -Teilchen, welches mit einer charakteristischen Wahrscheinlichkeit von der Elektronenhülle unter Ausstoß eines Elektrons absorbiert wird. Dieses sogenannte Konversionselektron übernimmt die Energie des γ -Teilchen, ist also für unsere Zwecke monoenergetisch. Anschließend hat die Hülle ein Loch, deshalb können neben dem Konversionselektron auch noch Augerelektronen ausgesandt werden. Unser ADC-Gate war so lang (350 ns), daß die Augerelektronen mit den Konversionselektronen mitgemessen wurden. Wir addierten also deren Energien dazu. Deshalb hat jedes Präparat in unserem

Experiment eine Serie von eng beisammenliegenden Linien ([Metz95, Arn87] – ^{207}Bi hat 2 solche Serien). Einige der Eichquellen (^{139}Ce , ^{114}In) wurden im Elektronenspektrometer PERKINO vermessen [Schm92]. Das Meßprinzip war hier ähnlich wie bei PERKEO II: Das Präparat stand in einem starken Magnetfeld zwischen zwei gegenüberliegenden Detektoren. Bei PERKINO handelte es sich dabei um Halbleiterdetektoren, denn diese besitzen eine weitaus bessere Energieauflösung ($\delta E \sim 1 \text{ keV}$). Das Ergebnis dieser Untersuchungen war, daß die tabellierten Intensitäten der Augerlinien bis zu 20% fehlerhaft ist. Bei der sehr viel schlechteren Auflösung von PERKEO spielt das aber noch keine Rolle (PERKINO wurde dann zu einer Suche nach 17 keV-Neutrinos eingesetzt [Abe93], bei der es auf eine sehr gut verstandene Detektorfunktion ankam).

Zum Abziehen von Elektronen- und Gammauntergrund (Unser Szintillator hat eine Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Teilchen von ca. 1%) mußten wir „Viererdifferenzen“ nehmen [Mü96], um die Elektronenspektren der Präparate zu erhalten. Hierbei mißt man vier Spektren mit und ohne Quelle und mit und ohne Magnetfeld. e_Q und e_U seien die Elektronenspektren von Quelle und Untergrund, γ_Q und γ_U die entsprechenden γ -Spektren. Ohne Magnetfeld werden aufgrund des Raumwinkels nur noch ungefähr 5% der Elektronen aus der Quelle detektiert.

$$\begin{aligned} S_{Q0}: & \quad 5\% \cdot e_Q + \gamma_Q + e_{U0} + \gamma_U \\ S_{QB}: & \quad e_Q + \gamma_Q + e_{UB} + \gamma_U \\ S_{U0}: & \quad e_{U0} + \gamma_U \\ S_{UB}: & \quad e_{UB} + \gamma_U \end{aligned}$$

Dann ist

$$e_Q \propto S_{QB} - S_{Q0} - S_{UB} + S_{U0} \quad (5.4)$$

Die entstehenden Spektren sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Die Spektren wurden mit der diskutierten Detektorfunktion gefittet, freie Parameter waren dabei neben der Zerfallsrate nur K_{KMeV} (Kanallage) und N_{PhMeV} (Breite der Peaks). Der Zusammenhang der erhaltenen Parameter mit der Energie ist in Bild 5.7 dargestellt.

Die Energie-Kanal-Beziehung wird als linear angenommen. Auch nach Abziehen des ADC-Pedestals geht sie nicht durch den Ursprung, es erscheint so, als würde die Energie $E_0 = 22 \text{ keV}$ verloren gehen. Dies ist kein Fehler der Eichmessungen, auch beim Vergleich der Spektren von Rückstreu- und Ein-Detektor-Ereignissen sieht man den leichten Energieverlust der Rückstreuereignisse (Bild 5.8). Über die Ursache kann nur spekuliert werden: Eine Totschicht, aber auch eine Nichtlinearität bei niedrigen Energien könnte die Kurve erklären. In der Tat gibt es Hinweise auf Effekte dieser Art bei Plastiksintillatoren, Kausch-Blecken von Schmeling [Schm60] erklärt sie mit Veränderungen der Oberflächenschicht (Schädigung oder Ionisation der fluoreszierenden Moleküle). Bei ihm war dieser Energieverlust nur 5 keV.

Die Energie-Kanal-Beziehung wurde im letztlich zur Auswertung herangezogenen Zeitraum dreimal gemessen. In der folgenden Tabelle ist die mittlere quadratische Abweichung zwischen den aus den einzelnen Fits erhaltenen K_{KMeV} (das entspricht der Lage

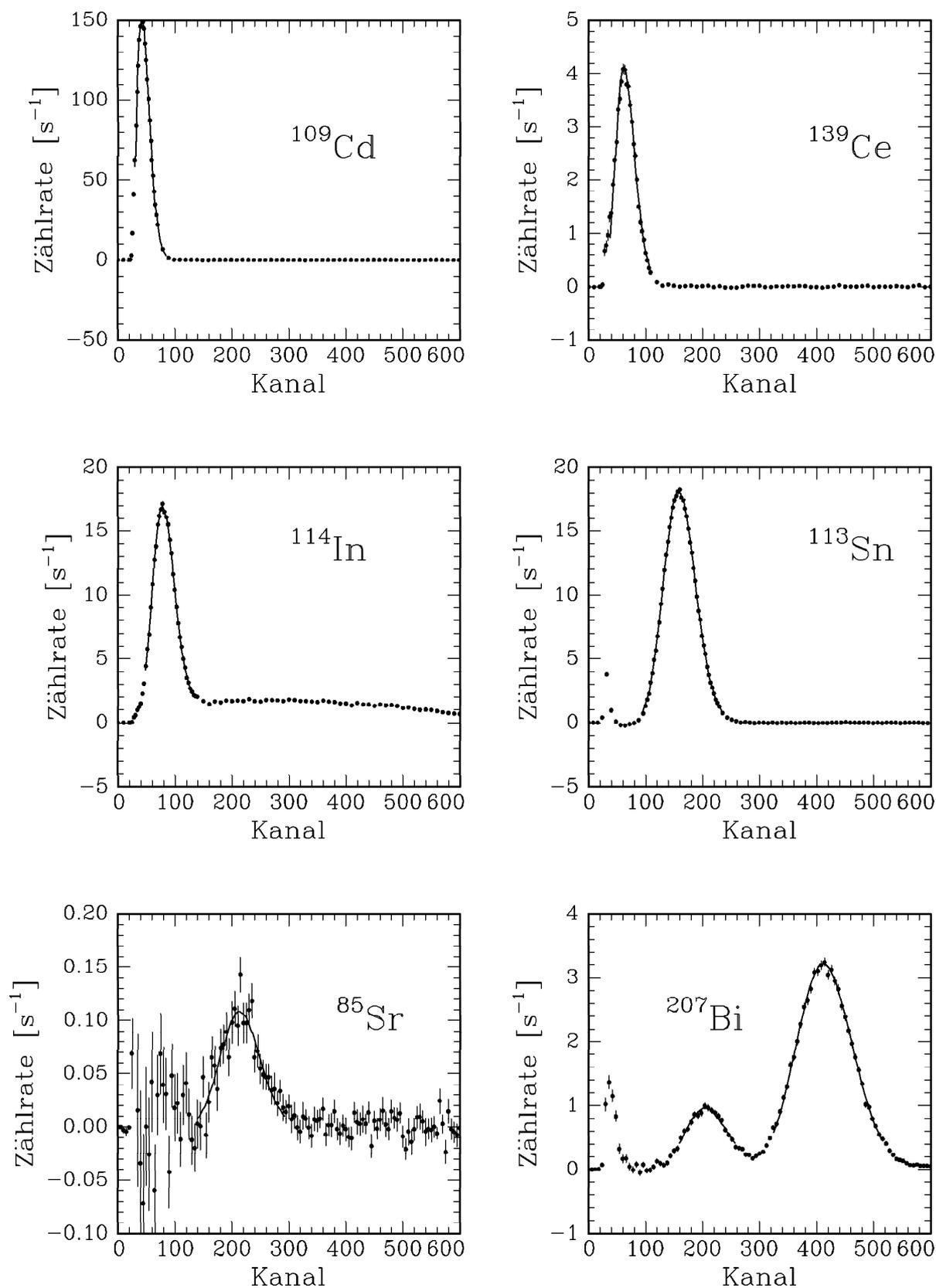
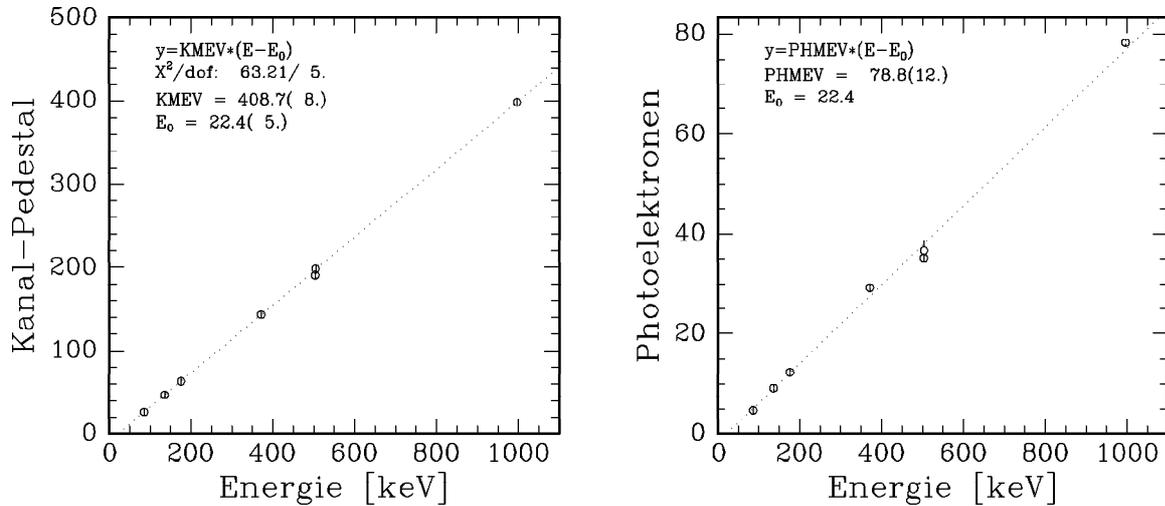


Bild 5.6: Gemessene Spektren der Eichquellen (Viererdifferenzen) in Detektor 1 und die zugehörigen Fits. Beim ¹¹⁴In-Präparat ist der Konversionselektronenlinie ein Betaspektrum unterlegt. Bis auf den Fit an ¹⁰⁹Cd ist das zugehörige reduzierte $\chi^2 < 1, 2$. Die Situation ist für Detektor 2 nicht anders.

Detektor 1



Detektor 2

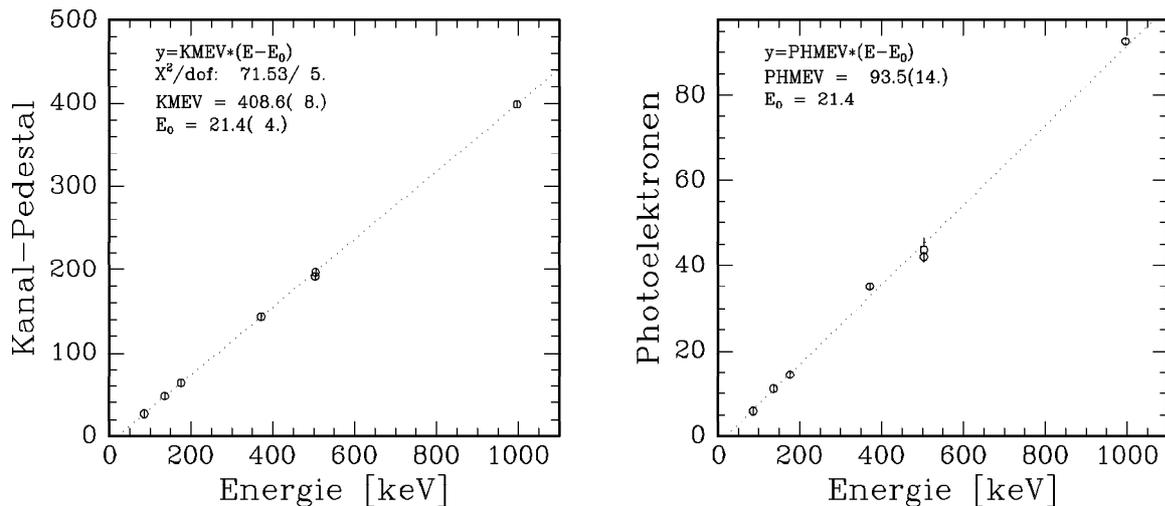


Bild 5.7: Kanallage ($K_{KMeV} \cdot E[\text{MeV}]$) und Photoelektronenzahl ($N_{PhMeV} \cdot E[\text{MeV}]$) beider Detektoren bei den verschiedenen Eichquellen.

der Eichpeaks) und dem linearen Fit (bei dem $E_0 = 22 \text{ keV}$ festgehalten wurde) an die Energie-Kanal-Beziehung erhaltenen K_{KMeV} aufgetragen. Hierbei wurden nur die Präparate benutzt, deren Energien in dem Bereich lagen, wo auch die Neutronenzerfallsdaten gefittet wurden (^{113}Sn , ^{85}Sr und der untere ^{207}Bi -Peak).

Tag	Detektor 1		Detektor 2	
	ΔK_{KMeV}	ΔN_{PhMeV}	ΔK_{KMeV}	ΔN_{PhMeV}
29.8.95	0,7%	9%	1,1%	7,0%
(1.9.95)	1,5%	19%	1,3%	24,9%
2.9.95	0,8%	6,9%	1,1%	7,0%

Bei der ^{207}Bi -Eichmessung am 1.9.95 stand der Hauptshutter OS PF1 offen, so daß nur die Neutronen durch unsere LiF-Shutter abgeschirmt waren. Die γ -Strahlung des Pola-

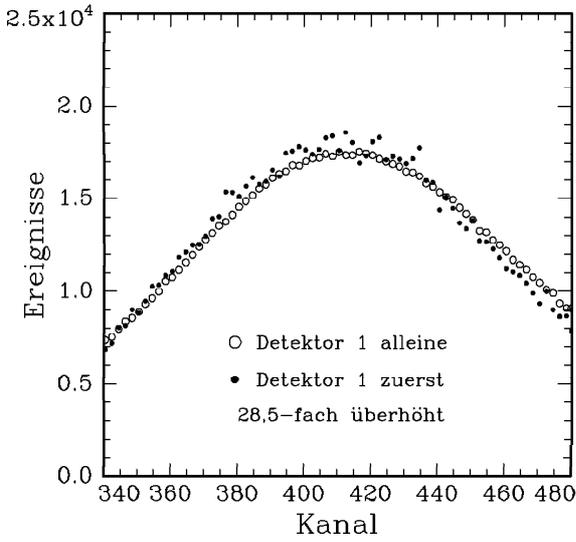


Bild 5.8: Spektren von Ein-Detektor- und Rückstreuereignissen einer ^{207}Bi -Eichung.

risators traf aber auf das Präparat und störte unsere Messung, deshalb ist dieser Wert eingeklammert.

Zusammenfassend können wir für K_{KMeV} einen durchschnittlichen Fehler von 1% aufgrund möglicher Nichtlinearitäten und für N_{PhMeV} einen durchschnittlichen Fehler von 8% angeben. Die differentielle Nichtlinearität fällt bei uns nicht ins Gewicht, das sie sich in der Asymmetrie herauskürzt.

Wenn wir wirklich eine Totschicht auf den Szintillatoren hätten, könnte dies unsere Detektorfunktion winkelabhängig machen, denn Elektronen mit unterschiedlichen Winkeln Θ relativ zu dem senkrecht auf dem Detektor stehenden Magnetfeld hätten unterschiedliche Bahnlängen und deshalb einen unterschiedlichen Energieverlust in der inaktiven Detektorschicht. Für die nun folgende Abschätzung bezeichne ich die Bahndaten der Elektronen am Detektor mit einem Strich, die bei der Entstehung im Zentrum des Spektrometers haben keinen. Bei der Bewegung von geladenen Teilchen in inhomogenen Magnetfeldern ist p_{\perp}^2/B eine adiabatische Invariante. Das Magnetfeld am Detektor ist ungefähr halb so groß wie im Zentrum:

$$p_{\perp}^2 \rightarrow p'_{\perp}{}^2 = \frac{1}{2}p_{\perp}^2 \quad (5.5)$$

$$\sin \Theta = \frac{p_{\perp}}{p} \rightarrow \frac{p'_{\perp}}{p} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \Theta' \quad (5.6)$$

Der Energieverlust der Elektronen in der Totschicht ΔE hängt von der Wegstrecke in ihr ab, also gilt

$$\Delta E(\Theta) \propto \frac{1}{\cos \Theta'} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \Theta}} \quad (5.7)$$

Die Proportionalitätskonstante ist so groß, daß bei Mittelung wird über den ganzen Halbraum $E_0 = \langle \Delta E(\Theta) \rangle_{\Theta} = 22 \text{ keV}$ gilt. Die Korrektur auf A ist dann

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\langle A\beta(E + \Delta E(\Theta)) \cos \Theta \rangle_{\Theta} - \langle A\beta(E + E_0) \cos \Theta \rangle_{\Theta}}{\langle A\beta(E + E_0) \cos \Theta \rangle_{\Theta}}$$

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\left\langle \frac{\partial \beta}{\partial E}(E + E_0) (\Delta E(\Theta) - E_0) \cos \Theta \right\rangle_{\Theta}}{\frac{1}{2}\beta(E + E_0)} < 10^{-3} \quad (5.8)$$

Die Winkelabhängigkeit der Detektorfunktion kann also vernachlässigt werden.

Desweiteren hätte eine Totschicht zur Folge, daß unsere Summation der Energien von Konversions- und Augerelektronen (genauso wie die von Rückstreuereignissen) falsch wird, dann verliert nämlich nicht das Gesamtereignis, sondern jedes Elektron die Energie E_0 . Versuchsweise wurde das in den Eichpräparatespektren berücksichtigt. Das Ergebnis ist, daß K_{KMeV} um 1% steigt, während N_{PhMeV} unverändert bleibt. Die Qualität der Fits und die der Linearität der Energie-Kanal-Beziehung bleibt unverändert, weshalb wir hieraus keine Entscheidung für und gegen die Existenz einer Totschicht fällen können.

Neben der Unsicherheit der Eichung beeinflussen noch zwei Effekte die Energie-Kanal-Beziehung: Ihre Zeit- und Ortsabhängigkeit. Um Detektordrifts zu erkennen und zu korrigieren, wurde periodisch ein ^{207}Bi -Präparat gemessen. Betrug die Änderung der Kanallage zweier benachbarter ^{207}Bi -Eichmessungen mehr als 1%, so wurde der dazwischenliegende Zyklus verworfen, andernfalls wurde das Spektrum zum Ausgleich gestreckt (rebinnt) [Mü96]. Die Detektordrifts waren zu Beginn der Strahlzeit ein großes Problem, nach einer Verbesserung der Wärmekopplung der Photomultiplier an ihr geregeltes Kühlschild betrug die Drift nur noch typischerweise 1% pro Tag.

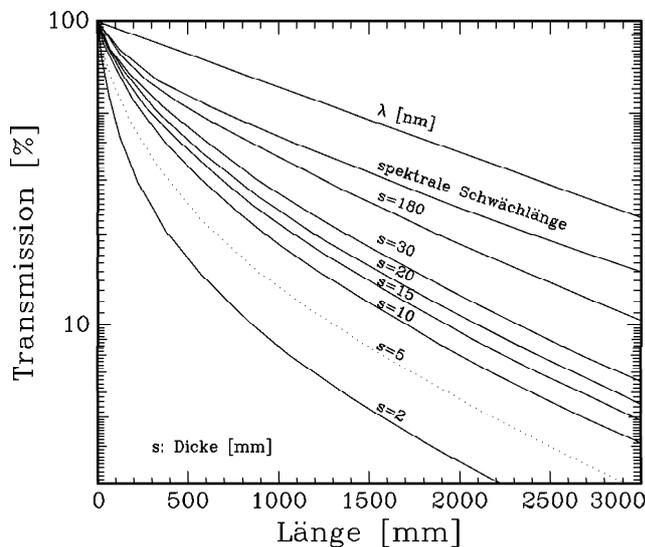


Bild 5.9: Typische Ortsabhängigkeit eines Szintillators bei Auskopplung des Lichtes an einer Seite nach Berechnungen aus [Ket75]. Unsere Szintillatoren sind 400 mm lang und 5 mm dick.

Für die Ortsabhängigkeit in x-Richtung (in diese Richtung wird das Licht ausgekoppelt) sind mehrere Effekte verantwortlich:

- Die Materialabsorption sorgt für einen nicht-exponentiellen Abfall der Lichtintensität, da die Transmission wellenlängenabhängig ist und sich deshalb das Wellenlängenspektrum mit zunehmendem Abstand von der Lichtquelle ändert.
- An den Wänden gibt es Reflexionsverluste (Der Reflexionskoeffizient ist typischerweise 98%). Bei langen Szintillatoren sieht man praktisch nur die Photonen, die an allen Begrenzungsflächen zum Vakuum Totalreflexion machen, der dadurch verursachte Abfall

der Intensität ist exponentiell. Das stimmt nicht mehr, wenn die Lichtquelle nahe an der Auskoppelfläche ist: Dann haben auch andere Photonen die Chance, den Lichtleiter zu erreichen.

Wie in Bild 5.9 zu erkennen ist, befanden wir uns in einem Bereich, wo alle diese Effekte eine Rolle spielen, deswegen war unsere Ortsabhängigkeit stärker als exponentiell. Wir koppelten an jedem Szintillator das Licht auf 2 gegenüberliegenden Seiten aus, deshalb ist unsere Ortsabhängigkeit (Bild 5.10) die Summe zweier in unterschiedliche Richtungen gehender Intensitätsabfälle.

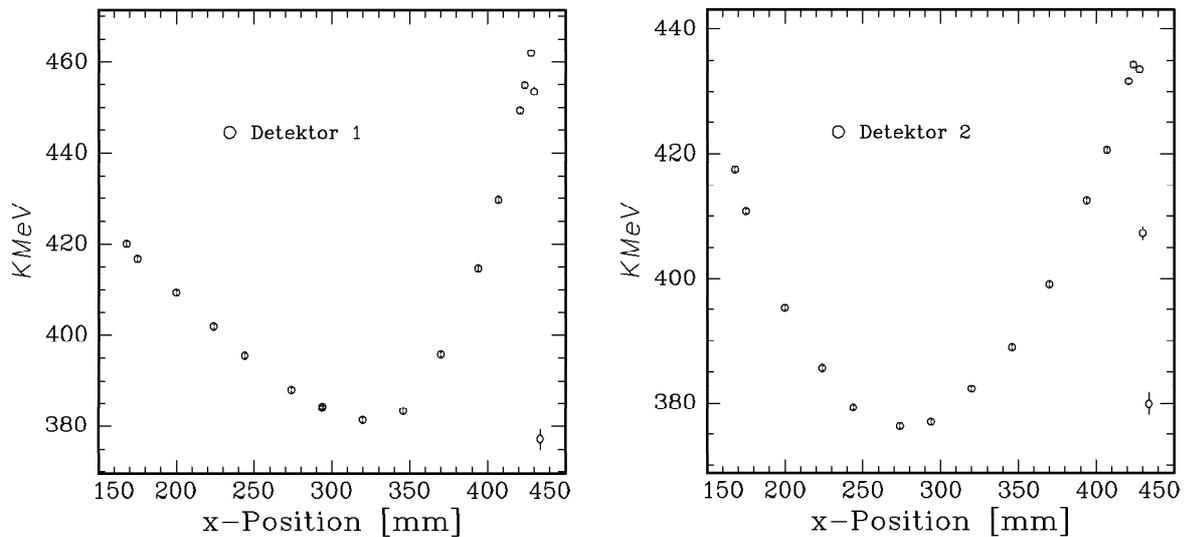


Bild 5.10: Ortsabhängigkeit unserer Detektoren, gemessen mit einem ^{113}Sn -Präparat. Die Eichmessungen geschahen in der Mitte des Detektors ($x = 291$ mm). Bei ganz großen x trafen die Elektronen die hintere Blende des Zerfallsvolumens.

Durch Aufsummieren aller dieser Messungen (Hierbei muß man mit $1/\text{Abstand}$ wichten, denn die x -Positionen sind nicht äquidistant) erkennt man, daß das effektive K_{KeV} 4,4% größer ist als das durch die Eichungen erhaltene. Die relative Breite der Detektorfunktion ist nur unwesentlich größer, das berücksichtigen wir in der Photomultiplierbreite (Seite 38).

Eine Ortsabhängigkeit quer zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes (in y -Richtung) konnten wir nicht feststellen, aber unterhalb des 5%-Niveaus auch nicht ausschließen, eine effektive Verschiebung von K_{KeV} von 1% erscheint möglich [Mü96].

Wir erhalten also unseren Wert für K_{KeV} , indem wir den Wert aus den Eichspektren auf die Ortsabhängigkeit in x -Richtung korrigieren, die Unsicherheit ist wegen der möglichen y -Abhängigkeit und der möglichen Totschicht etwa 1%.

Das auf Zeit- und Ortsabhängigkeit korrigierte K_{KeV} können wir mit dem direkt aus den Neutronendaten gewonnenen vergleichen: Hierzu fitten wir die untergrundfreien $N^\downarrow - N^\uparrow$ -Spektren, freie Parameter sind dabei nur die Zählrate und K_{KeV} . Ein solcher Fit ist

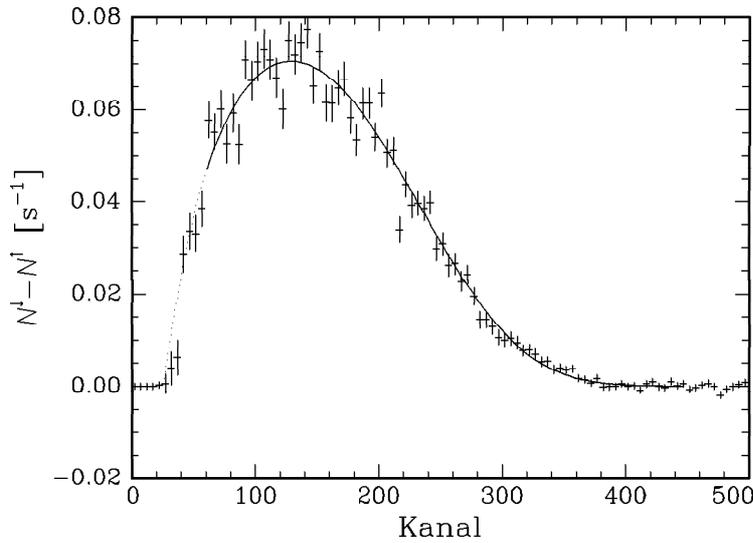


Bild 5.11: Fit an $N^\downarrow - N^\uparrow$ von Detektor 1 am 3.9.95. Der Fitbereich ist der der durchgezogenen Linie. Er ist größer als bei den Fits der Asymmetrie, weil diese Kombination der Spektren untergrundfrei ist. Aus solchen Fits wird der experimentelle Wert für K_{KMeV} gewonnen. Die Qualität der Fits ist an allen Tagen und in beiden Detektoren gleich.

in Abbildung 5.11 gezeigt. Eine Variation der Breite der Detektorfunktion (N_{PhMeV}) im durch deren Fehler erlaubten Bereich ändert nichts Wesentliches.

K_{KMeV}	Detektor 1		Detektor 2	
Tag	aus Eichung	aus $N^\downarrow - N^\uparrow$	aus Eichung	aus $N^\downarrow - N^\uparrow$
29.8.95	421,6		420,8	
29.8.95 – 30.8.95		429,0(17)		427,4(20)
30.8.95 – 31.8.95		425,9(26)		429,0(26)
31.8.95 – 1.9.95		431,9(19)		432,1(18)
(1.9.95)	422,4		424,0	
1.9.95 – 2.9.95		428,3(23)		425,3(21)
2.9.95	423,2		423,2	
2.9.95 – 3.9.95		426,0(20)		424,6(18)

Die Neutronendaten wurden immer über Nacht gemessen, sie bekommen im weiteren Text immer das Datum, an dem die Messung beendet wurde. Das aus den Neutronendaten gefittete K_{KMeV} liegt signifikant um 1% höher als das den Eichmessungen entnommene und korrigierte. Das könnte der auf Seite 45 erwähnte Effekt der fehlenden Augerelektronen sein. Genauer ist das korrigierte K_{KMeV} aber sowieso nicht, die Unsicherheit ist bei der möglichen Nichtlinearität, der Ortsabhängigkeit und den Drifts zu suchen. Ich werde im folgenden immer den Mittelwert zwischen dem aus den Eichkurven und dem aus den Neutronendaten gewonnenen K_{KMeV} benutzen und hierfür einen 1%-Fehler annehmen.

5.3. Die Triggerschwelle

Die Triggerschwelle für Detektor 2 kann bestimmt werden, indem wir Detektor 2 immer dann auslesen, wenn Detektor 1 angesprochen hat. Wenn in Detektor 2 Energie deponiert wurde, handelt es sich um ein Rückstreueignis. In Bild 5.12 ist die Wahrscheinlichkeit dafür aufgetragen, daß Detektor 2 bei einer gegebenen Kanalnummer K auch ein Triggersignal erzeugt hat. Diese Wahrscheinlichkeit $T(K)$ ist die Effizienz des Triggers. Dasselbe Verfahren wurde auch für den anderen Detektor durchgeführt.

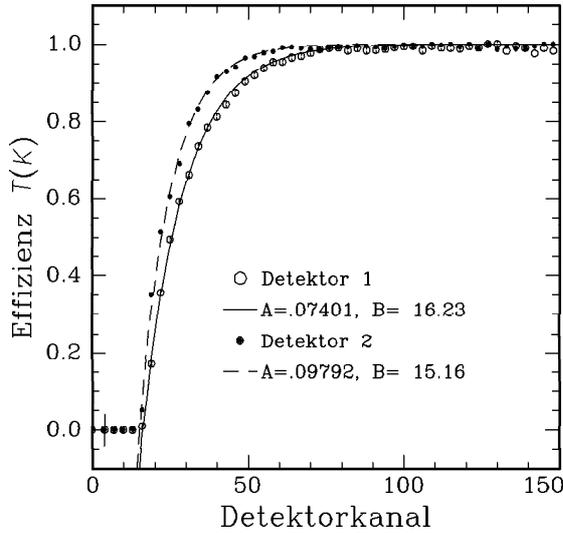


Bild 5.12: Die Triggereffizienz $T(K)$ der Detektoren. Detektor 1 ist schlechter, da hier weniger Photoelektronen pro Energie erzeugt werden. Für die Triggereffizienz des Spektrometers muß man noch das Pedestal des anderen Detektors addieren.

Zu dieser Form der Triggereffizienz eines Detektors führt unsere Forderung, daß die Diskriminatoren beider Photomultiplier ein Triggersignal erzeugen mußten. Die Ergebnisse sind verträglich mit der Annahme, daß jeder Photomultiplier bei 2 und mehr in ihm erzeugten Photoelektronen immer triggert, und bei nur einem Photoelektron noch mit $\sim 50\%$ Wahrscheinlichkeit, wenn in ihm ein Photoelektron erzeugt wurde. Ohne Photoelektron triggert er natürlich nie. Bei dem schlechteren Detektor 1 betrug die Schwelle, ab der 50% der Ereignisse erkannt werden, 64 keV, 90% werden ab 120 keV erkannt. Für Detektor 2 waren diese Werte 53 keV und 92 keV.

Streng genommen ist das nur die Triggereffizienz für Ein-Detektor-Ereignisse. Eine Korrektur auf Rückstreuereignisse wäre aber klein, da diese nur mit 2,5% Wahrscheinlichkeit auftreten.

Nun haben wir alles beisammen, um unsere Detektorfunktion hinzuschreiben:

$$\Phi(K, E) = T(K) \sum_N P(N, E) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot W(N)} e^{-\frac{1}{2} \frac{(K - gN - K_{\text{Pedes}})^2}{W^2(N)}} \quad (5.9)$$

Hier wird E in MeV angegeben, $g = K_{\text{KMeV}}/N_{\text{PhMeV}}$ ist die (mittlere) Verstärkung der Photomultiplier und $P(N, E)$ ist die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Photoelektronenzahl N bei einer gegebenen Energie E

$$P(N, E) = \frac{(N_{\text{PhMeV}} \cdot E)^N}{N!} e^{-N_{\text{PhMeV}} \cdot E} \quad (5.10)$$

und in $W(N)$ sind die zusätzlichen Breiten (siehe Seite 38) zusammengefaßt:

$$W(N) = \sqrt{W_{\text{FW}}^2 + g^2 \frac{N}{\delta_1}} \quad (5.11)$$

5.4. Der Randeffect

Das Zerfallsvolumen wird durch dicke Aluminiumblenden begrenzt, welche die Elektronen absorbieren, deren Bahn die Blende trifft. Die effektive Länge des Zerfallsvolumens L_{eff} ist um deshalb um den doppelten Gyrationradius $\rho = p_{\perp}/eB$ kleiner als der Abstand der Blenden $L = 27$ cm, denn Elektronen, deren Führungszentrum näher an den Blenden entlangläuft, werden absorbiert. L_{eff} ist über p_{\perp} abhängig von Energie E und Emissionswinkel Θ der Elektronen. Folglich verursacht dieser Effekt, den wir den Randeffect nennen, eine energieabhängige Deformation der Winkelverteilung. Da vor allem die Elektronen mit großen Emissionswinkeln Θ absorbiert werden, wird die zu messende Asymmetrie A scheinbar vergrößert. Die Annahme, daß alle Elektronen, die die Blende treffen, dort auch absorbiert werden, ist gut, denn die Blenden sind dicker als die maximale Ganghöhe der Elektronenbahnen und selbst bei einer Rückstreuung – das passiert mit ungefähr 10% Wahrscheinlichkeit [Jak70] – werden die Elektronen in den meisten Fällen durch das Magnetfeld wieder auf die Blende zurückgeführt. Für die quantitative Berechnung gehe ich von der einer Winkelverteilung der Elektronen von $w(\Theta) \propto (1 \pm A\beta \cos \Theta)$ aus. Ich brauche zunächst die Wahrscheinlichkeit $w(p_{\perp})$ dafür, daß ein Elektron der Energie E den Transversalimpuls p_{\perp} trägt [Rav95]:

$$w(p_{\perp}) dp_{\perp} = \frac{1}{1 \pm \frac{1}{2}A\beta} \frac{p_{\perp}}{p} \left(\frac{1}{p_{\parallel}} \pm A \frac{1}{E} \right) dp_{\perp} \quad (5.12)$$

Das Vorzeichen unterscheidet sich je nach betrachtetem Halbraum. Die Wahrscheinlichkeit, von einer der Blenden absorbiert zu werden, ist dann

$$w(E) = \int \frac{2\rho(p_{\perp})}{L} w(p_{\perp}) dp_{\perp} = \frac{2p}{eBL} \frac{1}{1 \pm \frac{1}{2}A\beta} \left[\frac{\pi}{4} \pm \frac{A\beta}{3} \right] \quad (5.13)$$

Das theoretische Spektrum muß für unser Experiment mit $1 - w(E)$ multipliziert werden. Der Einfluß des Randeffects auf die Zählraten und die daraus bestimmte Asymmetrie A ist in Bild 5.13 dargestellt. Dies wird in unseren Fits korrigiert. Die Ungenauigkeit dieser Rechnung ist klein, der wesentliche Fehler dieser Korrektur ist die Vernachlässigung der Rückstreuung an den Blenden. Auf die Asymmetrie A wirkt sich das aber mit Sicherheit weniger als 0,1% aus.

Das experimentelle unpolarisierte Fermispektrum muß also gegenüber Formel (2.22) noch einmal korrigiert werden, es gilt:

$$F_{\text{korrr}} = F'_{\text{korrr}} (1 - w(E)) = F'_{\text{korrr}} \left(1 - \frac{\pi}{2} \frac{p}{eBL} \right) \quad (5.14)$$

Und im polarisierten Fall ist

$$N^{\uparrow} = F'_{\text{korrr}} \left(1 + \frac{1}{2}A\beta \right) (1 - w(E)) = F'_{\text{korrr}} \left[1 + \frac{1}{2}A\beta - \frac{2p}{eBL} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{A\beta}{3} \right) \right] \quad (5.15)$$

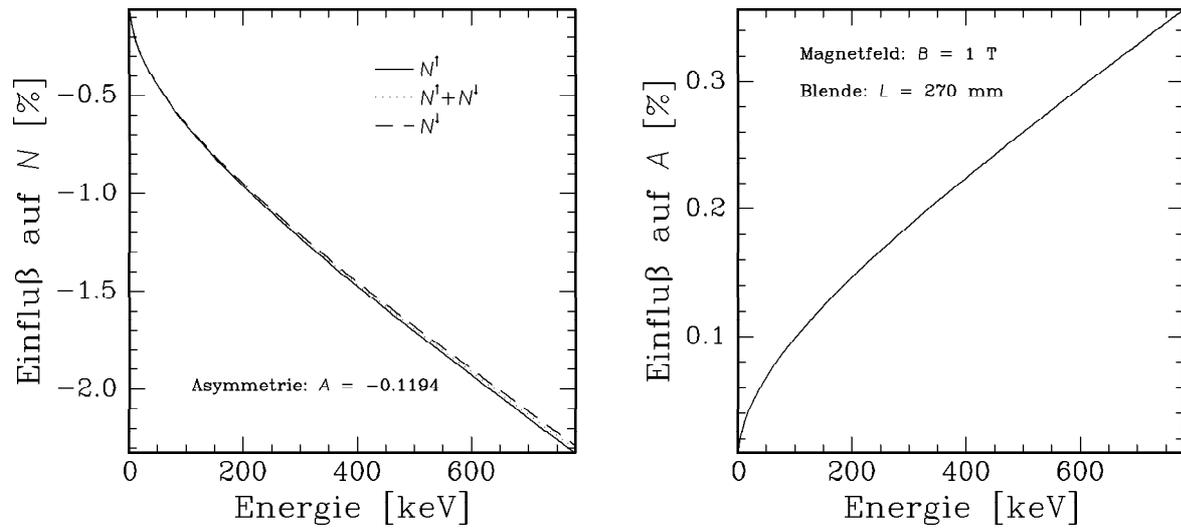


Bild 5.13: Einfluß des Randeffekts auf die Zählraten (links) und die Asymmetrie (rechts)

6. Zuordnung der Ereignisse zu den Halbräumen

Eigentlich ist die Zuordnung der Ereignisse sehr einfach, die Neutronen sind in Richtung des Magnetfeldes polarisiert, das Magnetfeld trennt die Elektronen und führt sie zu den beiden Detektoren, die jeweils einen Halbraum vollständig abdecken. Rückstreueereignisse sind schwieriger zu behandeln, hier muß der zuerst getroffene Detektor ermittelt werden. Probleme bereiten dabei die Zeitauflösung des Systems und die Möglichkeit, daß der zuerst getroffene Detektor aufgrund der Triggereffizienz überhaupt nicht anspricht. Der magnetische Spiegeleffekt führt dazu, daß Elektronen im Flug umgelenkt werden können und so vom falschen Detektor gezählt werden.

6.1. Die Zeitauflösung

Die Zeitauflösung haben wir gemessen, indem wir die Zeitdifferenzen der beiden Detektoren aufnahmen (da der verwendete TDC nur positive Zeiten messen kann, wurde Detektor 2 um ~ 112 ns verzögert). Das gemessene Spektrum ist in Bild 6.1 dargestellt. Die beiden Peaks bedeuten eine positive bzw. negative Zeitdifferenz der Detektoren, je nachdem, welcher zuerst getroffen wurde. Man erkennt einen Überlapp, bei ungefähr 2% der Ereignisse wird der frühere Detektor falsch ermittelt.

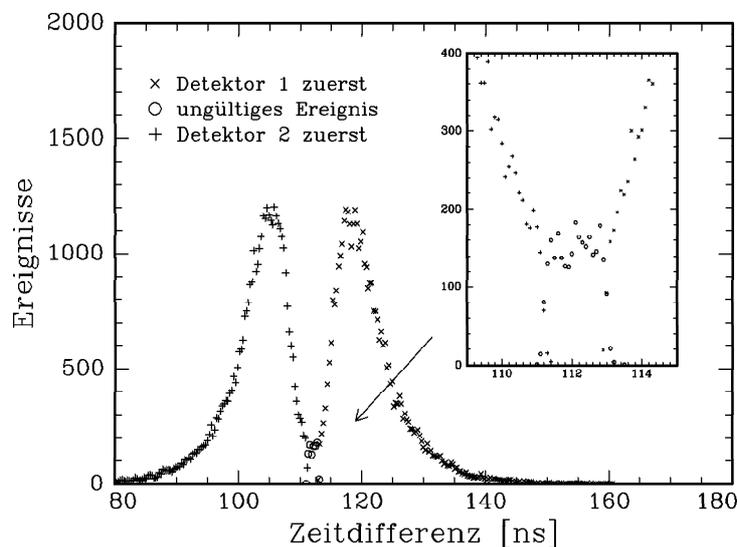


Bild 6.1: Differenz der Ansprechzeiten beider Detektoren bei Rückstreueereignissen. Der Überlapp wird im Text diskutiert. Die Flanken fallen auf Null ab, Zufallskoinzidenzen spielen also keine Rolle.

Die Wahrscheinlichkeit für den Fall, daß ein Zerfallselektron ein Rückstreueereignis macht, hängt in nicht bekannter Weise von seiner Energie E und seinem Winkel relativ zum Magnetfeld φ ab. Die Rückstreueereignisse tragen also irgendeine Asymmetrie $cA\beta$, $c = 0 \dots 1$. Das sind die Werte zu einem beliebigen Winkel φ in den interessierenden Halbraum. Einerseits sind Rückstreueereignisse bei flachen Auftreffwinkeln auf den Detektor wahrscheinlicher, andererseits könnte es eine Korrelation zwischen dem Auftreffwinkel und dem Winkel des gestreuten Elektrons geben und dann sind gerade die anderen besonders schnell am anderen Detektor.

Seien nun N^\uparrow und N^\downarrow die Zahl der Ereignisse in den verschiedenen Halbräumen und ΔN die Zahl der falsch zugeordneten Rückstreuergebnisse:

$$N^\uparrow = N \left(1 + \frac{1}{2} A\beta \right) \rightarrow N^\uparrow + \Delta N \cdot \left(c - \frac{1}{2} \right) A\beta \quad (6.1)$$

$$N^\downarrow = N \left(1 - \frac{1}{2} A\beta \right) \rightarrow N^\downarrow - \Delta N \cdot \left(c - \frac{1}{2} \right) A\beta \quad (6.2)$$

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} \rightarrow \frac{N^\uparrow - N^\downarrow + \Delta N \cdot 2 \left(c - \frac{1}{2} \right) A\beta}{N^\uparrow + N^\downarrow} = \frac{1}{2} A\beta \left(1 + (2c - 1) \frac{\Delta N}{N} \right) \quad (6.3)$$

2,5% der Ereignisse sind Rückstreuergebnisse, von diesen werden 2% falsch zugeordnet, also ist $\Delta N/N = 5 \cdot 10^{-4}$. Der Einfluß auf die Asymmetrie ist also sicher kleiner als $5 \cdot 10^{-4}$.

6.2. Die Triggerschwelle

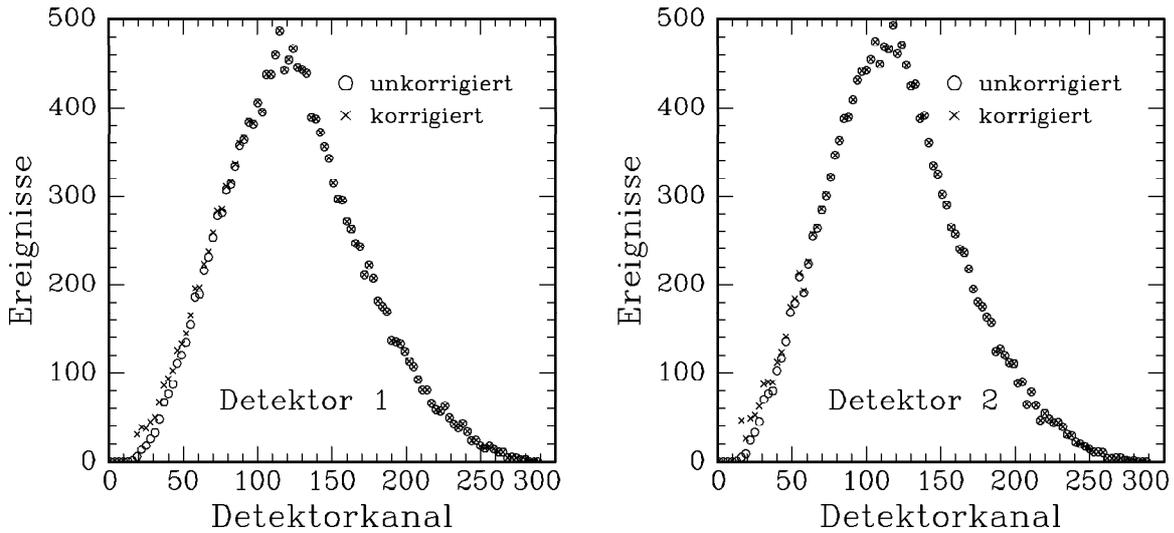


Bild 6.2: Kanalnummer des früheren Detektors bei Ereignissen im Fitbereich (Gesamtkanalnummer zwischen 150 und 300). Die gekreuzten Punkte sind auf die Triggereffizienz korrigiert. Auch wenn man den Niederenergieschwanz extrapoliert, werden weniger als 3% der Ereignisse vom Trigger nicht erkannt, ohne diese Extrapolation sind es 2%.

Wenn ein rückgestreutes Elektron im früheren Detektor überhaupt kein oder ein zu kleines Signal macht, um diesen ansprechen zu lassen, wird das Ereignis als Ein-Detektor-Ereignis im anderen Detektor fehlinterpretiert. Die Zahl der Fälle, in denen das Signal im früheren Detektor unter der Triggerschwelle liegt, kann man dadurch bestimmen, daß man das Kanalspektrum des früheren Detektors aller Rückstreuergebnisse aufnimmt und durch die Triggerschwelle $T(K)$ dividiert. Selektiert man nur die Ereignisse im zum Asymmetriefit herangezogenen Bereich, so enthält das auf die Triggerschwelle korrigierte Spektrum $\sim 3\%$ mehr Ereignisse als das unkorrigierte. Die Auswirkung auf die Asymmetrie A wird wie

im Fall der Fehlzuordnung von erkannten Rückstreueignissen berechnet, es ergibt sich $\Delta A/A < 7,5 \cdot 10^{-4}$.

6.3. Der magnetische Spiegeeffekt

Wie schon auf Seite 44 erwähnt, ändert sich der Winkel der Elektronenbahnen relativ zum Magnetfeld, wenn dieses Feld sich ändert. Wenn Elektronen gegen ein ansteigendes Feld anlaufen müssen, kann das zur Umkehrung ihrer Bewegungsrichtung führen. Da unser Magnetfeld vom Zentrum zu den Detektoren abfällt und der Neutronenstrahl breit ist, gibt es Elektronen aus den äußeren Bereichen des Strahles, die gegen das ansteigende Feld im Zentrum anlaufen müssen. Die mit zu großem Winkel

$$\Theta > \Theta_{\text{grenz}} = \arcsin \sqrt{\frac{B}{B_{\text{max}}}} \quad (6.4)$$

relativ zum Magnetfeld werden umgelenkt (B ist das Feld am Zerfallsort, B_{max} das maximale Feld auf der Elektronenbahn). Die quantitative Analyse ist in [Rav95] durchgeführt, ich will hier nur die Ergebnisse der Rechnung wiederholen: Der Mittelwert der Asymmetrien beider Detektoren \bar{A} bekommt nur eine kleine Korrektur $\bar{A} \rightarrow \bar{A}M$, denn unser Magnetfeld ist auf hohe Homogenität im Zentrum optimiert worden. Begrenzend wirkt hier die Nebenbedingung, daß das Feld überall im Zerfallsvolumen zu den Detektoren hin abfallen muß. Dies schließt die echte Helmholtzkonfiguration aus. Kleine Verschiebungen des Neutronenstrahles in z -Richtung wirken sich deutlich auf die Asymmetrien A_1 und A_2 in den einzelnen Detektoren aus, die Differenz der Detektoren ist

$$\delta A := A_1 - A_2 = \frac{-2k}{1 - k^2} AM \quad (6.5)$$

M und k sind Funktionen der Profile von Neutronenstrahl und magnetischem Feld und sind in Bild 6.3 dargestellt. Unser Neutronenstrahl war um $1,5 \pm 1,0$ mm zu Detektor 1 verschoben [Metz95], also ist $M = 0,9991(1)$ (das ist die Genauigkeit der Feldberechnung) und $k = 0,0019(13)$. Wir erwarten also eine Verkleinerung von \bar{A} um $0,10(1)\%$ und eine Differenz der Asymmetrien der beiden Detektoren $\delta A/A = -0,4(3)\%$.

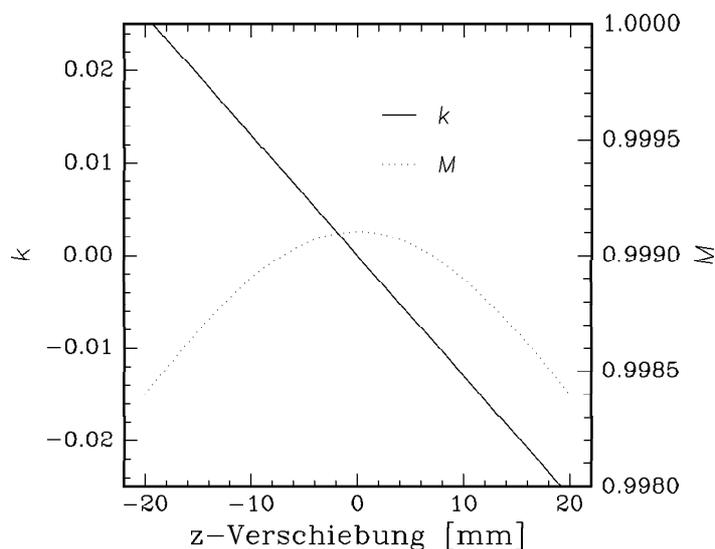


Bild 6.3: Die die Inhomogenität des Feldes beschreibenden Größen M und k sind abhängig von der Verschiebung des Neutronenstrahles gegenüber dem Magnetfeldzentrum in z -Richtung. Unser Strahl war durchschnittlich um $z = -1,5$ mm zu Detektor 1 hin verschoben (aus [Rav95]).

Die Differenz der Detektoren $\delta A/A$ wird auch von Schwankungen im Neutronenfluß beeinflusst. Diese Problem wird in [Mü96] behandelt, das Ergebnis ist, daß die Neutronenintensität aufgrund von Schwankungen im Primärneutronenfluß sich auch bei Mittelung über alle Daten in beiden Spinstellungen um $2 \cdot 10^{-4}$ unterschied (Die Neutronenintensität wurde mit einem ^3He -Zählrohr auf dem Bleidach des Polarisators gemessen, der auf Streuneutronen und γ -Teilchen aus dem Polarisator empfindlich war, beide Zählraten sollten proportional der Primärintensität sein). Demnach erwartet man eine zusätzliche Differenz $\delta A/A = -0,75\%$ (Der Fehler ist vernachlässigbar) , insgesamt ergibt sich $\delta A/A = -1,15(27)\%$

7. Behandlung des Untergrundes

Nichterkannter Untergrund verwischt die Asymmetrie A . Der Untergrund (das sind nicht durch Neutronenzerfall im Zerfallsvolumen hervorgerufene Ereignisse im Detektor, zum Beispiel γ -Strahlung) ist nicht spinabhängig, also gilt

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} \rightarrow \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow + 2U} \doteq A_{\text{exp}} \left(1 - \frac{U}{N}\right) \quad (7.1)$$

$N = (N^\downarrow + N^\uparrow)/2$ ist die Zählrate eines unpolarisierten Zerfallsspektrums, ein bestimmter relativer Untergrundanteil in den Spektren erzeugt also einen genauso großen relativen Abfall der Asymmetrie.

Im Experiment konnten wir an 2 Stellen ${}^6\text{LiF}$ -Shutter in den Strahl schieben, um Information über den Untergrund zu bekommen. Shutter upstream befand sich direkt vor dem Eintrittsfenster ins Vakuumsystem 5,8 m vom Zentrum des Spektrometers entfernt. Mit dessen Hilfe konnte der Neutronenstrahl absorbiert werden, ohne daß zusätzlicher Untergrund aufgrund des Absorbtionsprozesses erzeugt wurde [Mü96]. So konnten wir den „abziehbaren“ Untergrund bestimmen. Das ist der nicht vom Neutronenstrahl erzeugte Anteil am Gesamtuntergrund. Im wesentlichen handelte es sich dabei um die aus der Höhenstrahlung (Anteil: 30%) kommende und die durch den Reaktor (Anteil: 50%) oder den Polarisator (Anteil: 10%) erzeugte γ -Strahlung.

Schwieriger ist das Abschätzen des strahlbedingten Untergrundes. Unser Ziel ist es, dafür eine Genauigkeit von 30% zu erreichen. Mit einem Ge-Detektor konnten wir zeigen, daß starke Quellen an den Blenden des Kollimationssystems und am Beamstop waren (Die Dosisleistung betrug bei beiden einige $\mu\text{Gy}/h$). Leider war der Meßbereich dieses Detektors für γ -Strahlung auf unterhalb von etwa 2 MeV beschränkt, so daß wir nur die Comptongestreuerten γ -Teilchen sahen und nicht auf das Material der Quelle schließen konnten. Die direkte Sicht dieser beiden Untergrundquellen auf die Plastiksintillatoren war durch mindestens 15 cm Blei und den Raumwinkel genügend unterdrückt. Der in unserem Experiment gemessene Untergrund entsteht also durch Mehrfachstreuung. Informationen darüber bekamen wir durch weitere Tests: Wir schoben kurz hinter den geschlossenen Shutter downstream einen 10 cm dicken Bleiklotz, er schwächt die Intensität der γ -Strahlung selbst bei den ungünstigsten Energien um 1 MeV um eineinhalb Größenordnungen. Das Untergrundspektrum im Szintillator war dasselbe wie ohne Bleiklotz, folglich spielte die γ -Strahlung, die sich entlang des Strahlrohres ausbreitet, und hauptsächlich von Shutter downstream, dem Kollimator und dem Polarisator erzeugt wird, keine Rolle, obschon sie hinter dem Beamstop deutlich meßbar war. Zum Zweiten schirmten wir das Photomultipliergehäuse des vorderen Photomultipliers von Detektor 1 mit 5 cm Blei ab. Dadurch sank der Untergrund von Shutter down im Fitbereich um die Hälfte (Leider wurde diese Abschirmung wieder abgebaut, da diese Messung zunächst falsch ausgewertet wurde). Eine wichtige Quelle des strahlbedingten Untergrundes war also die γ -Strahlung von der letzter

Blende, die durch das Photomultiplierrohr in den Detektor eindringt. Diese Strahlung konnte aus geometrischen Gründen nicht direkt, sondern nur durch Mehrfachstreuung nachgewiesen werden. Außer der γ -Strahlung entstehen in den ${}^6\text{LiF}$ -Blenden noch schnelle Neutronen, die mit Polyethylen und Borplastik abgeschirmt wurden. Diese Abschirmung war ausreichend gut. Wir hatten verschiedene Testquellen, einige insgesamt 4 MBq starke ${}^{60}\text{Co}$ -Quellen, die γ -Teilchen mit 1,1 und 1,3 MeV aussenden und eine AmBe-Quelle, die schnelle Neutronen und ebensoviele hochenergetische γ -Strahlung ($\sim 4,4$ MeV) aussendet. Wenn wir die AmBe-Quelle für schnelle Neutronen neben die letzte Blende oder hinter den Beamstop stellten, konnten wir zwar dessen γ -Strahlung in unseren Detektoren sehen, nicht aber die Neutronen, wie wir mit Hilfe von Bor-Polyethylen-Abschirmungen nachweisen konnten.

Der Untergrund des Beamstops konnte nicht direkt gemessen werden. Der Beamstop war ähnlich aufgebaut und genauso abgeschirmt wie Shutter downstream, auch die Intensität war, korrigiert auf den kleineren Raumwinkel des Plastiksintillators, etwa gleich hoch. Deshalb sollte er eine sehr vergleichbare Untergrundquelle gewesen sein.

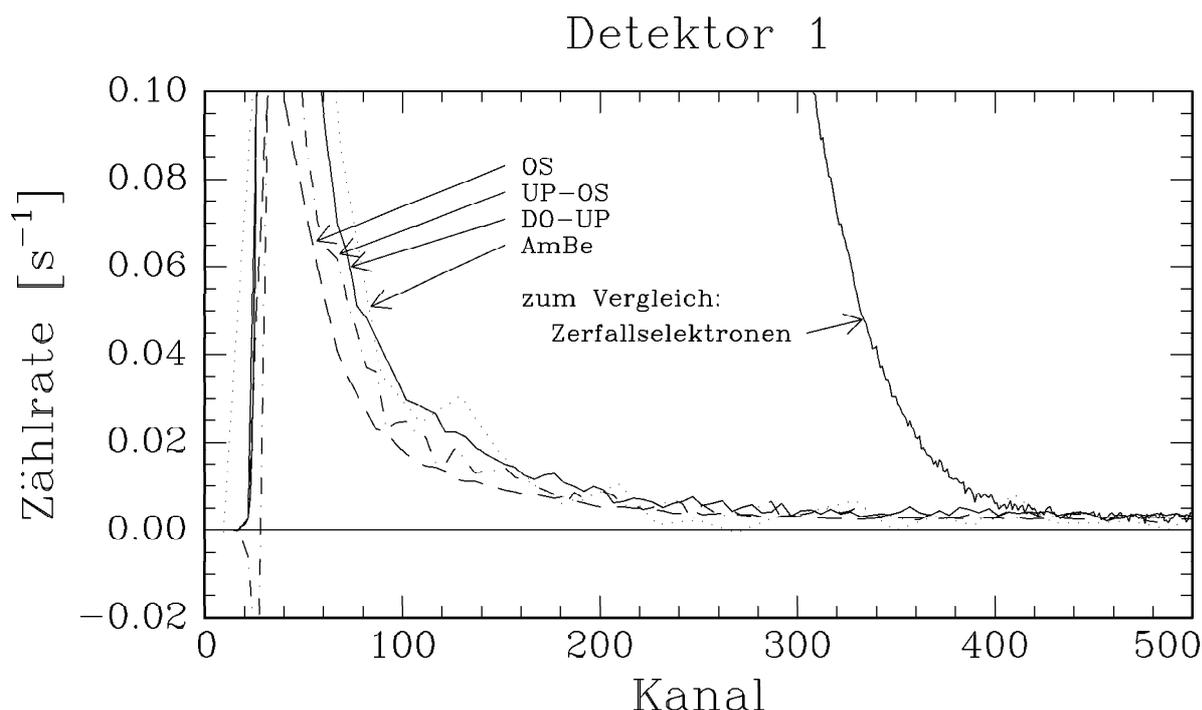


Bild 7.1: Form der Untergrundspektren von Reaktor- und Hallenuntergrund (OS PF1 geschlossen), Polarisatoruntergrund (Shutter upstream – OS PF1), Untergrund einer ${}^6\text{LiF}$ -Blende (Shutter downstream – Shutter upstream) und der γ -Strahlungs-Untergrund einer Americium-Beryllium-Testquelle am Beamstop. Die Intensität wird so skaliert, daß sie bei hohen Energien (Kanal 500 bis 960) mit der im Zerfallsspektrum übereinstimmt. Ab etwa Kanal 150 sind alle Untergründe sehr ähnlich, obschon die Energiespektren der Quellen unterschiedlich sind.

Die Form der Untergrundspektren war strukturlos und einander ähnlich (Bild 7.1). Wir stellten den Germaniumdetektor neben den Elektronendetektor und konnten beim Öffnen der einzelnen Shutter jedesmal eine Erhöhung der Zählrate feststellen, hierbei wurden

nacheinander die Quellen Polarisator, Kollimator und ${}^6\text{LiF}$ -Shutter, Beamstop hinzugeschaltet. In keinem Fall stieg aber eine bestimmte γ -Linie überproportional, der Anstieg verteilte sich gleichmäßig über das gesamte Spektrum. Durch das partielle Abschirmen des Germaniumdetektors wurde gezeigt, daß der Untergrund sehr isotrop ist, auch dies paßt in das Bild, daß unser Untergrund mehrfach gestreut wurde. Um auf die unterschiedliche Quellstärke zu korrigieren, skaliert man alle Testuntergründe so, daß ihre Zählrate gleich der der Zerfallselektronenspektren über der Endpunktsenergie (Kanäle 500 – 960) ist. Dann ergibt sich für Zählraten im Fitbereich (Kanal 150 – 300):

Untergrund	Detektor 1		Detektor 2	
	Skalierungsfaktor	Zählrate [Hz]	Skalierungsfaktor	Zählrate [Hz]
OS	0,250(3)	0,78(1)	0,280(3)	1,19(2)
UP-OS	1,020(38)	0,98(5)	2,50(19)	1,44(14)
DO-UP	1,224(30)	1,18(3)	1,16(23)	1,19(3)
AmBe	6,2(2)	0,91(3)	76(22)	4,1(13)

Es ist wahrscheinlich, daß der strahlbedingten Untergrund durch (n,γ) -Reaktionen von diffundierenden Neutronen oder im ${}^6\text{LiF}$ selber erzeugt wurde. Der Plastiksintillator wies ihn nicht direkt, sondern nur über Mehrfachstreuung nach. So ist es zu erklären, daß trotz der Verschiedenheit der Untergrundspektren in der Tabelle das Niveau im Fitbereich immer ähnlich ist. Der aufgrund der Entstehung geeignetste Modelluntergrund ist der von Shutter downstream (Man erhält ihn, indem man von seinem Untergrundspektrum das von Shutter upstream subtrahiert). Als erste Methode der Untergrundabschätzung skalieren wir also diesen Untergrund so, daß dessen Intensität mit dem der Neutronenspektren über der Endpunktsenergie übereinstimmt (Der Skalierungsfaktor ist fast 1, also war der Untergrund von Shutter downstream wirklich so groß wie der „strahlbedingte“ Untergrund) und ziehen ihn von den Neutronenspektren ab.

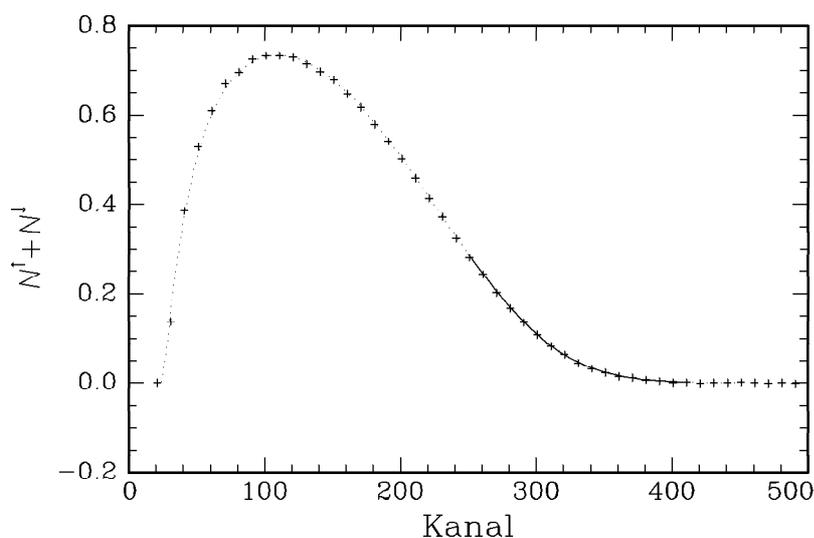


Bild 7.2: Viererdifferenz und ein Fit, der nur in den hohen Kanälen (250 – 410) angepaßt und dann zu niedrigeren Energien verlängert wurde. Freie Parameter waren die Intensität und K_{KMeV} (Das angepaßte $K_{\text{KMeV}} = 429,3$ ist genau da, wo es aufgrund der Fits der Differenzspektren sein sollte).

Eine andere Idee ist es, die bei den Eichspektren gut funktionierenden Viererdifferenzen auch hier anzuwenden. Hier fällt der Anteil der γ -Strahlung am Untergrund weg. Der

Restuntergrund in den Viererdifferenzen war immer negativ, das bedeutet, daß die Untergrundelektronen, die durch Photo- oder Comptoneffekt aus der γ -Strahlung entstehen könnten, ohne Magnetfeld mit höherer Wahrscheinlichkeit den Detektor trafen. Wie bei der Zweierdifferenz wird der Untergrund von Shutter down nun als Viererdifferenz genommen, bei hohen Kanälen angepaßt und dann von der Viererdifferenz der Zerfallselektronen abgezogen. In Bild 7.2 ist eine solche Viererdifferenz dargestellt, an sie wird im Fitbereich die theoretische Kurve angepaßt. Auch in der Verlängerung paßt der Fit perfekt zu den Daten, $\chi^2 \sim 1$ gilt im ganzen Bereich. Untergrundprobleme würden eine Abweichung hervorrufen, die zu kleinen Energien hin immer größer würde. Da das Fermispektrum im Neutronenzerfall noch nie mit dieser Genauigkeit gemessen wurde, gibt es allerdings genügend Möglichkeiten, sich vorzustellen, wie sich Untergrund und Abweichungen der theoretischen Kurvenform gegenseitig kaschieren können. Man könnte da zum Beispiel an den Fierzinterferenzterm denken.

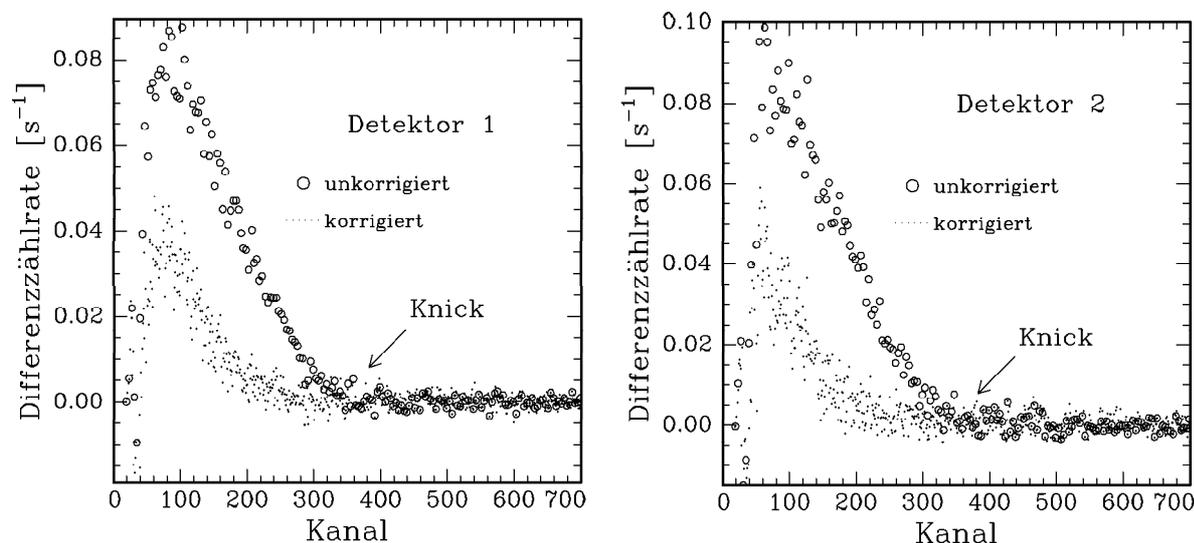


Bild 7.3: Differenz zwischen Zweier- und Viererdifferenz. Die Kreise stehen für die einfache Differenz, die Punkte für die so skalierte, daß der Knick bei der Endpunktsenergie verschwindet. Der Skalierungsfaktor ist 1,0625(25) für Detektor 1 und 1,0675(25) für Detektor 2 (Detektor 2 ist etwas näher am Neutronenstrahl als Detektor 1, die Ungenauigkeit ist durch die Genauigkeit gegeben, mit der die Bedingung „kein Knick“ erkannt werden kann).

Wie auf Seite 41 dargestellt, wird bei einer Viererdifferenz auch ein ungefähr 5% großer Teil der Zerfallselektronen abgezogen, nämlich die, die ohne Magnetfeld trotzdem den Detektor erreichen. Man kann diesen Anteil genauer bestimmen, indem man von der Zweierdifferenz die Viererdifferenz abzieht, die so skaliert wird, daß im Differenzspektrum bei der Endpunktsenergie kein Knick mehr zu sehen ist. Dies ist die zweite Methode, den Untergrund abzuschätzen. Sie baut darauf, daß der Elektronenanteil des Untergrundes in den Zerfallsspektren dieselbe Form wie der von shutter downstream hat. Ein weiteres Argument für diese Untergrundschatzung ist der gut passende Fit des Fermispektrums.

Eine dritte Methode, den Untergrund abzuschätzen, ist es, anzunehmen, daß das Verhältnis

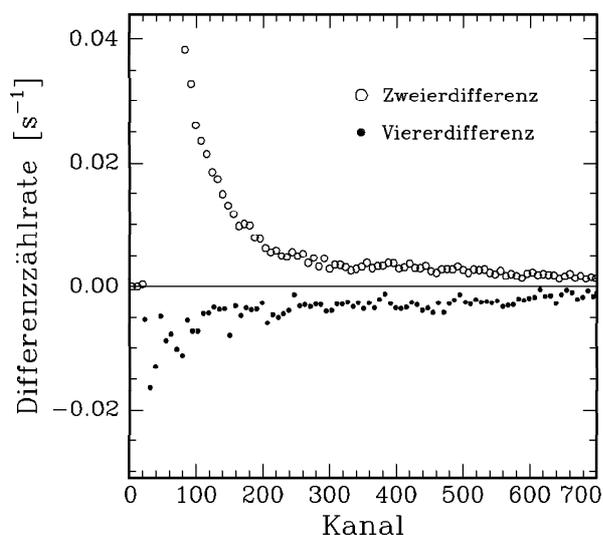


Bild 7.4: Zweier- und Viererdifferenz für den von Shutter downstream produzierten Untergrund (Shutter downstream - Shutter upstream). Bei vollständiger Untergrundsubtraktion müßte in beiden Fällen Null herauskommen.

von Elektronen- und γ -Anteil des Untergrundes unabhängig von der Herkunft ist. In einer Zweierdifferenz sieht man beide Anteile, in einer Viererdifferenz nur den Elektronenanteil. Im Untergrundspektrum von Shutter downstream kann man lernen, wie dieses Verhältnis aussieht (Bild 7.4), und dies überträgt man auf die Zerfallselektronenspektren.

Diese 3 Methoden liefern uns drei Schätzungen über den Anteil des strahlbedingten Untergrundes in den Spektren. Unser Wert für den Untergrundfehler ergibt sich aus der Mittelung des Ergebnisses dieser drei Methoden, der Fehler ergibt sich aus deren Streuung. Die Ergebnisse sind in Bild 7.5 dargestellt.

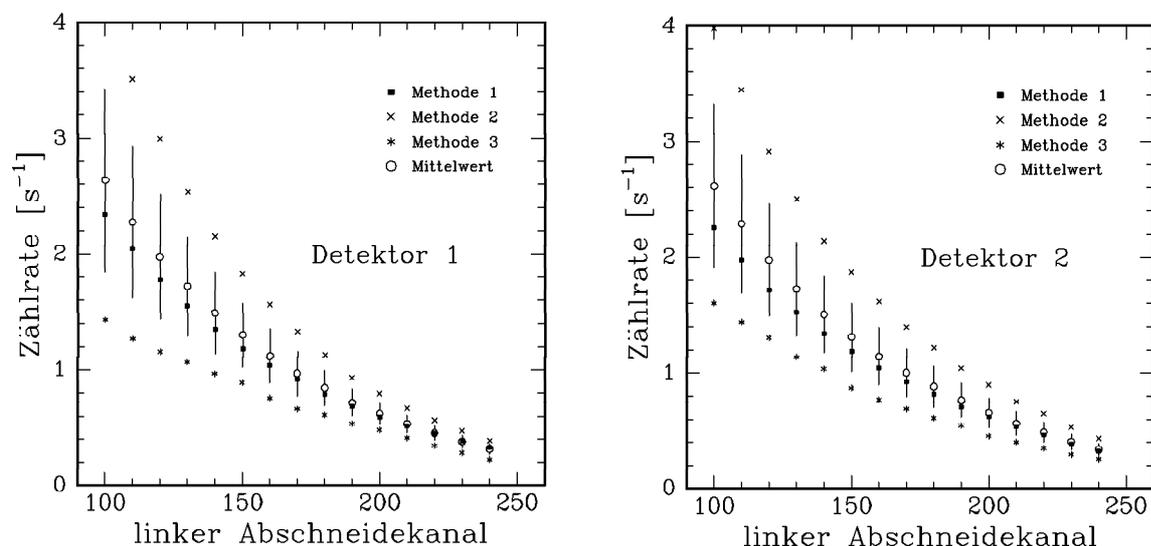


Bild 7.5: Gesamte Untergrundzählrate in den Neutronenspektren. Der Integrationsbereich geht von dem auf der x-Achse angegebenen Kanal bis zu Kanal 300.

8. Das Ergebnis der Asymmetriemessung

8.1. Die Anpassung der Daten

In unseren Fits werden wir die Zerfallselektronenspektren benutzen, die mit Hilfe der ersten Methode untergrundbefreit wurden, wir werden nachträglich auf den mittleren restlichen Untergrundanteil korrigieren. Ein kombinierter Test auf die Qualität des Modells der Detektorfunktion und des Verständnisses des Untergrundes ist der Fit der unpolarisierten Fermispektren. Die Fitfunktion ist dabei das mit der Detektorfunktion gefaltete Fermispektrum $F_{\text{kor}}(E)$, also

$$N^{\downarrow} + N^{\uparrow} = \int_E \Phi(K, E) F_{\text{kor}}(E) dE \quad (8.1)$$

Bei Berücksichtigung der endlichen Polarisation müßte sie eigentlich

$$N^{\downarrow} + N^{\uparrow} = \int_E \Phi(K, E) F_{\text{kor}}(E) \left[1 + \frac{1}{2} P(1 - f) A \beta \right] dE \quad (8.2)$$

sein. Ich werde hier und im Folgenden den Ausdruck in der eckigen Klammer vernachlässigen, $[1 + (1/2)P(1 - f)A\beta] < 4 \cdot 10^{-4}$.

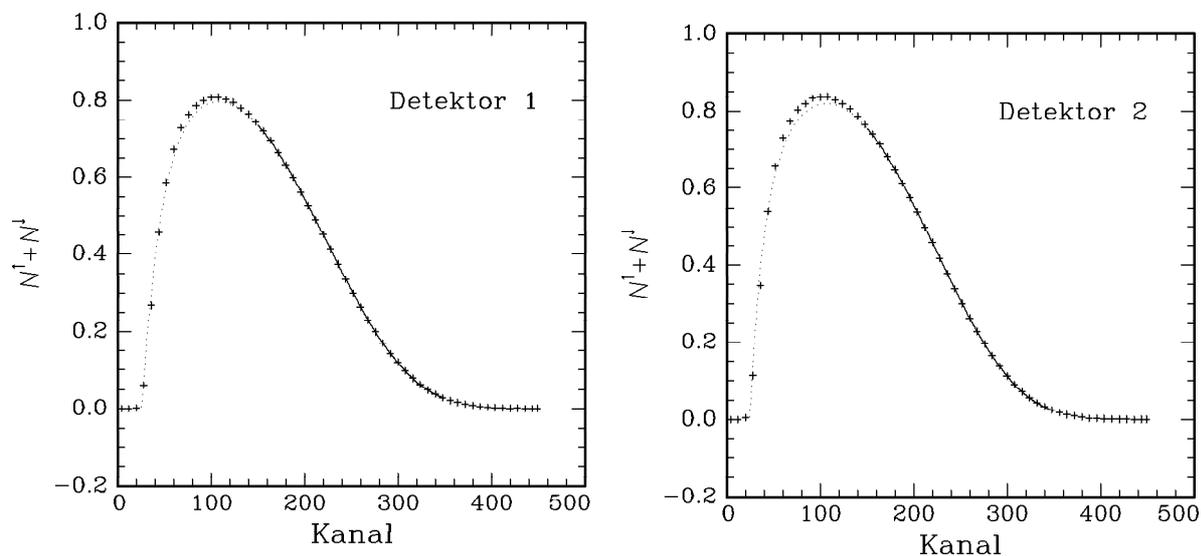


Bild 8.1: Fit des unpolarisierten Fermispektrums zwischen Kanal 150 – 300. Die Fitkurve wurde zu kleinen Kanälen verlängert.

Die Fits sind in Bild 8.1 dargestellt. Man erkennt einen sehr kleinen Anteil von Restuntergrund bei niedrigen Energien (Das in Bild 7.2 vorgestellte Untergrundmodell – Methode 2 – paßt noch besser). Trägt man nun die Asymmetrie $A_{\text{exp}} = (N^{\uparrow} - N^{\downarrow}) / (N^{\uparrow} + N^{\downarrow})$ der

polarisierten Spektren gegen die Energie auf und fittet unter Berücksichtigung der Detektorfunktion mit A als einzigen freien Parameter, so erhält man die Kurven aus Bild 8.2. Fitbereich sind hier wieder die Kanäle 150 – 300. Diese Einschränkung mußte gemacht werden, da nur hier die Verlässlichkeit der Untergrundkorrektur gut genug ist. Der Fit wurde zu den niedrigeren Kanälen verlängert. Man erkennt die Energieabhängigkeit der experimentellen Asymmetrie A_{exp} , die hauptsächlich durch den Faktor β verursacht wird. Die Breite der Detektorfunktion führt dazu, daß die Daten und die Fitkurve nicht durch den Ursprung gehen. In der Fitfunktion werden Zähler und Nenner von A_{exp} einzeln mit der Detektorfunktion gefaltet, nur so kann die Detektorfunktion korrekt berücksichtigt werden:

$$A_{\text{exp}}(K) = \frac{\int_E \Phi(K, E) F_{\text{kor}}(E) \frac{1}{2} A \beta dE}{\int_E \Phi(K, E) F_{\text{kor}}(E) dE} \quad (8.3)$$

Mit endlicher Polarisation ergäbe sich

$$A_{\text{exp}}(K) = \frac{P f \int_E \Phi(K, E) F_{\text{kor}}(E) \frac{1}{2} A \beta dE}{\int_E \Phi(K, E) F_{\text{kor}}(E) \left[1 + \frac{1}{2} P(1 - f) A \beta\right] dE} \quad (8.4)$$

Auch hier vernachlässige ich den Ausdruck in der eckigen Klammer und werde auf P und f nachträglich korrigieren.

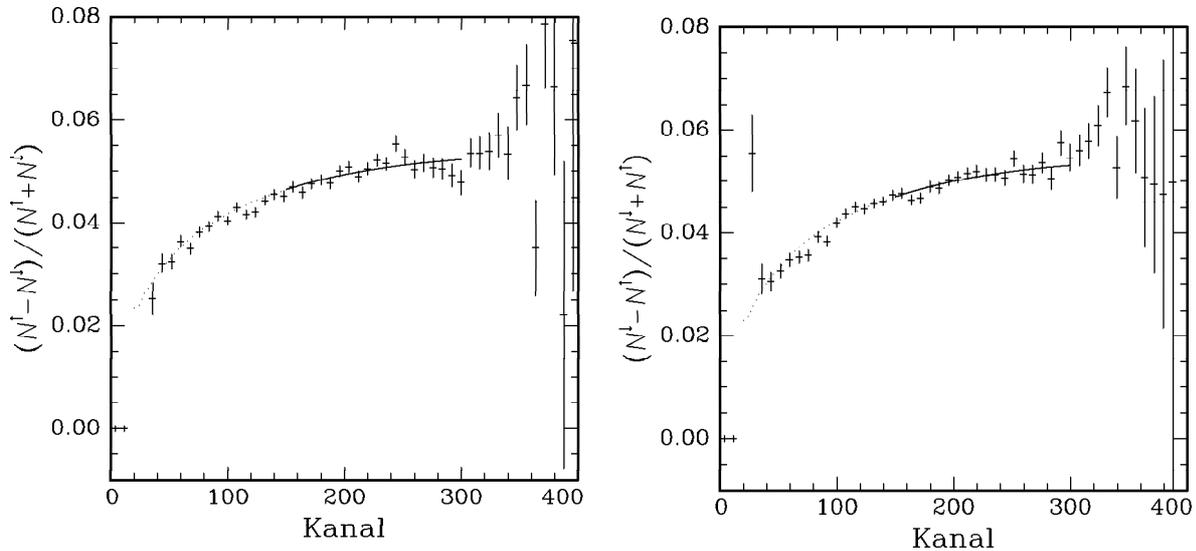


Bild 8.2: Fits der Asymmetrie bei Summation aller Spektren der letzten 5 Tage. gefittet wird in den Kanälen 150 – 300, die gepunktete Linie ist eine Verlängerung der Fitkurve.

Für die Auswertung werden nur die letzten 5 Tage der Strahlzeit benutzt, da nur hier die Untergrundabschätzungen die gewünschte Verlässlichkeit haben. Die Tage werden einzeln gefittet, da dann auf die Pedestal- und Schwellenwerte der einzelnen Tage korrigiert werden kann (Im Rahmen der Statistik ergibt der Fit der Summe der Spektren aller 5 Tage kein anderes Resultat). In den Tagen vor dem Auswertzeitraum wurde noch an den Untergrundabschirmungen gearbeitet, die Untergrundzählraten sanken noch merkbar. Daß dies

keine erheblichen Auswirkungen auf die Tageswerte der Asymmetrie hat, weist darauf hin, daß unsere Untergrundsubtraktion verläßlich funktioniert.

Die Ergebnisse der noch unkorrigierten Asymmetrien sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Tag	A_1	A_2	\bar{A}	δA
30.8.95	-0,11663(129)	-0,11813(147)	-0,11738(98)	0,00150(196)
31.8.95	-0,11248(184)	-0,11526(174)	-0,11387(127)	0,00278(253)
1.9.95	-0,11747(144)	-0,11463(141)	-0,11605(101)	-0,00284(201)
2.9.95	-0,11421(165)	-0,11571(166)	-0,11496(117)	0,00150(234)
3.9.95	-0,11307(141)	-0,11750(142)	-0,11529(100)	0,00443(200)
Mittel	-0,11507(67)	-0,11632(69)	-0,11570(48)	0,00125(96)

Die Meßwerte von Detektor 1 streuen stark, die statistische Wahrscheinlichkeit dafür ist aber noch 20%, weshalb der Fehler nicht vergrößert wurde. Die Differenz der Asymmetrien der beiden Detektoren δA ist kompatibel mit dem in Kapitel 6.3. vorhergesagten Wert (1,15%).

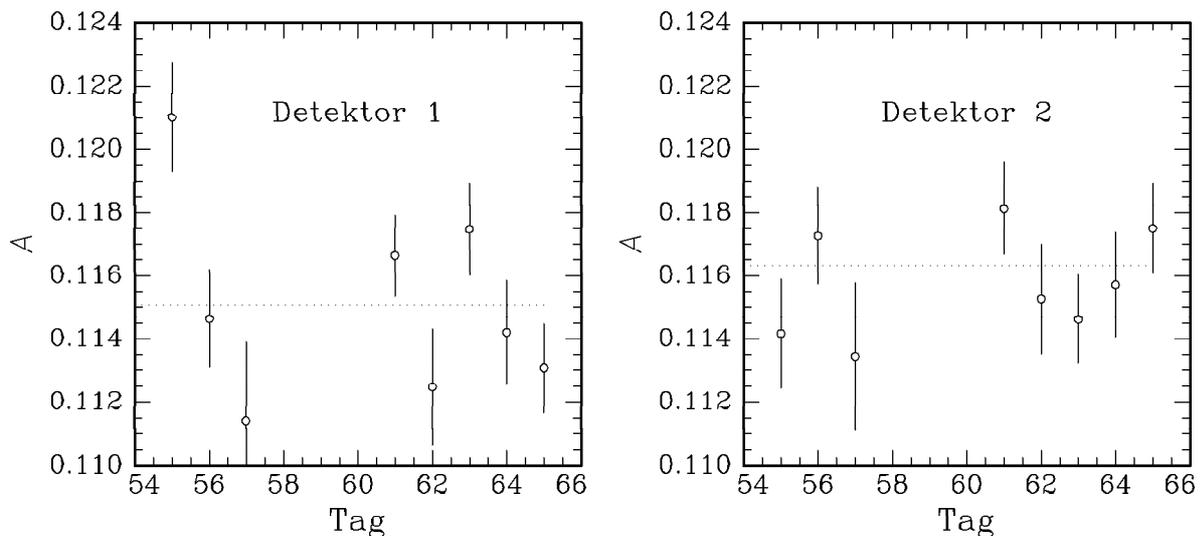


Bild 8.3: Tageswerte der Asymmetrien A_1 und A_2 der beiden Detektoren. Die Tage werden seit dem 1.7.96 gezählt, nur die letzten 5 Tage werden zur Auswertung herangezogen.

Als weiteren Test untersuchen wir noch die Abhängigkeit des Fitergebnisses von linkem und rechtem Abschneidekanal. Die Abhängigkeit vom linken Abschneidekanal ist in Bild 8.4 dargestellt, nach einer Korrektur auf den Untergrund nach Bild 7.5 sind die Schwankungen mit statistischen Effekten erklärbar. Eine Änderung des rechten Abschneidekanal hat ähnliche Auswirkungen.

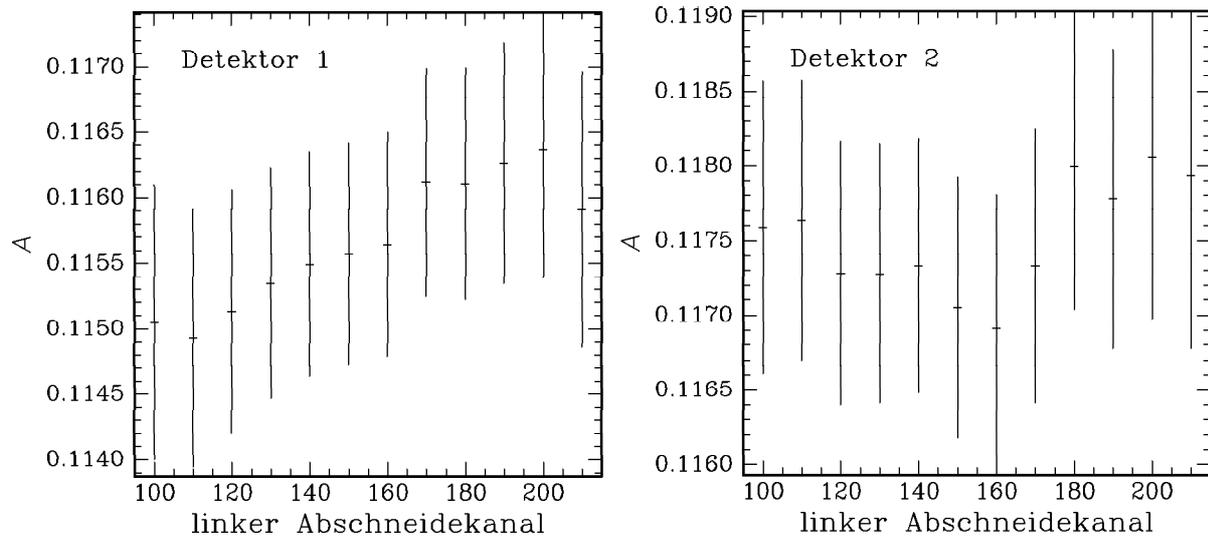


Bild 8.4: Asymmetriewerte bei Variation des linken Abschneidekanals, korrigiert auf den Restuntergrund, der wie in Kapitel 7 geschildert abgeschätzt wurde.

8.2. Das Endresultat

In der Tabelle sind alle Fehler und Korrekturen auf das Meßergebnis aufgeführt. Einige Korrekturen sind in der Fitfunktion bereits enthalten, die energieunabhängigen werden erst an dieser Stelle berücksichtigt. Ein fehlender Eintrag in der Tabelle bedeutet, daß hier keine Korrektur zu machen ist.

Effekt	Korrektur [%]		Fehler [%]
	in \bar{A} enthalten	noch durchzuführen	
Polarisation:			
• Messung		+2,37%	0,29%
• Chopperkorrektur		-0,87%	0,68%
Spinflieffizienz		+0,83%	0,14%
Zählraten:			
• Statistik			0,42%
• strahlbehafteter Untergrund	+1,37%	+0,18%	0,45%
• Randeffekt	-0,24%		0,1%
• Neutronenflußschwankungen			0,05%
Energie-Kanal-Beziehung:			
• Bestimmung von K_{KMeV}			0,2%
• Bestimmung von N_{PhMeV}			0,04%
• Winkelabhängigkeit			< 0,1%
• Drift			0,06%

Effekt	Korrektur [%]		Fehler [%]
	in \bar{A} enthalten	noch durchzuführen	
Detektorzuordnung:			
• Zeitauflösung			0,05%
• Triggerschwelle			0,08%
• Spiegeleffekt		+0,10%	0,01%
äußere Strahlungskorrekturen		+0,09%	0,01%
Fitfunktion		+0,04%	0,01%
Summe	+1,13%	+2,74%	1,01%

Mit einem mittleren Fitwert von $\bar{A} = 0,1157$ erhalten wir als Ergebnis:

$$\mathbf{A} = -\mathbf{0,1189(12)}$$

9. Diskussion des Ergebnisses

9.1. Vergleich mit anderen Experimenten

In den letzten Jahren gab es 4 Experimente, in denen A mit vergleichbarer Genauigkeit bestimmt wurde:

Zunächst den direkten Vorgänger PERKEO [Klemt88, Bopp88], dessen Meßprinzip ähnlich war: Auch PERKEO arbeitete mit 2 Plastikszintillatoren als Elektronendetektoren und einem hier zum Neutronenstrahl parallelen starken Magnetfeld zur Rückstreuunterdrückung und zum Verteilen der Elektronen auf die Halbräume. Die Zerfallelektronen spiralteten entlang des Neutronenstrahles, durch zusätzliche Spulen wurden sie auf sich um den Strahl krümmende Szintillatoren gelenkt. In diesem Experiment konnte die Energieabhängigkeit der gemessenen Asymmetrie, die durch $\beta = v/c$ gegeben ist, zum ersten Male gemessen werden. Das Ergebnis war $A = -0,1146(19)$.

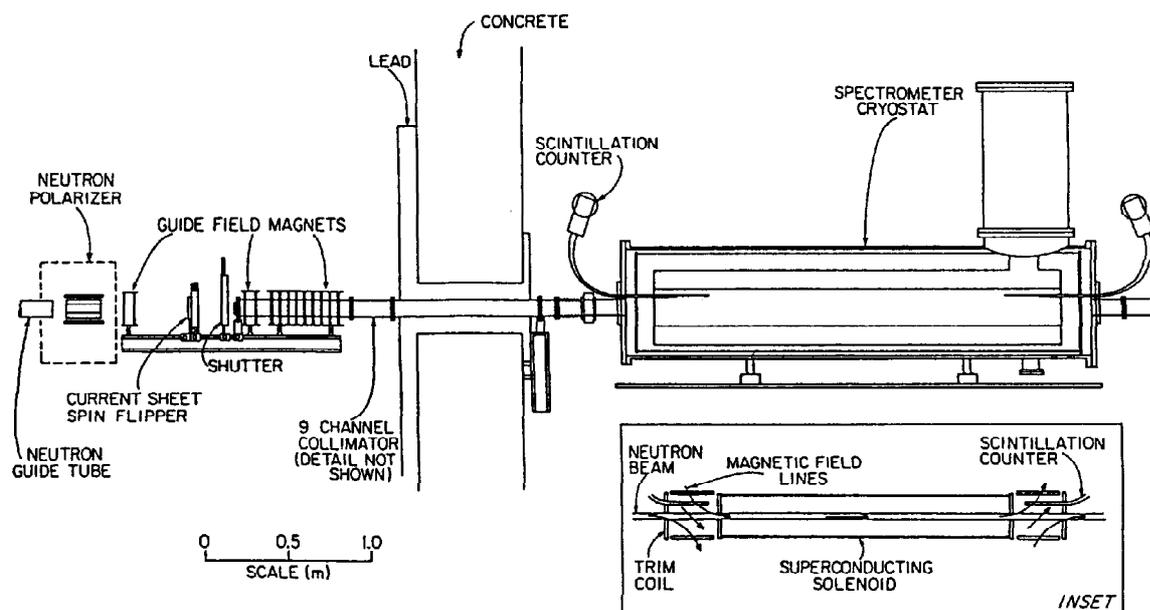


Bild 9.1: Schematischer Aufbau des Spektrometers PERKEO

Auch Messungen der Neutronenlebensdauer wurden mit diesem Aufbau durchgeführt [Last88, Döh90]. Hierzu wurde der Neutronenstrahl in Pakete zerhackt. Die Zählrate an Zerfallelektronen im Spektrometer in der Zeit, in der sich das Neutronenpaket vollständig im Zerfallsvolumen befand, wurde mit der Gesamtzahl der Neutronen eines Pakets verglichen, die man aus der Aktivierung eines Beamstops aus ^{59}Co erhielt. Die Hauptfehlerquellen des alten Experimentes bei der Messung der Betaasymmetrie waren die nicht gut genug bekannte Energie-Kanal-Beziehung, der strahlbedingte Untergrund, der Polarisationsgrad und der magnetische Spiegeleffekt. In diesen Punkten konnten in unserem

Experiment mehr oder weniger deutliche Verbesserungen erreicht werden: Die Energie-Kanal-Beziehung wurde deutlich besser verstanden. Der strahlbehaftete Untergrund wurde nur wenig besser unterdrückt, obschon die Aufgabe wegen der vom Strahl weiter entfernten Detektoren eigentlich einfacher sein sollte. Der Polarisationsgrad war etwas besser und konnte dank einer eigens entwickelten Methode viel genauer bestimmt werden. Die Depolarisation im Chopper während der Polarisationsmessung machte diesen Fortschritt jedoch wieder zunichte. Der Spiegeleffekt spielte wegen der großen Homogenität des Magnetfeldes keine Rolle mehr.

Ein anderes Experiment von Erozolimskii et al. [Eroz90, Eroz91] aus Gatchina arbeitete mit einem Elektronen- und einem Protodetektor auf beiden Seiten eines polarisierten Neutronenstrahls. Auf ein starkes Magnetfeld zum Sammeln der Elektronen und zum Unterdrücken der Rückstreuung wurde verzichtet (Ein schwaches Haltefeld lag natürlich an, sonst bliebe die Polarisation der Neutronen nicht erhalten). Alle im Zerfallsvolumen entstandenen Protonen wurden durch ein elektrisches Feld auf den Protonendetektor geführt, während der Elektronendetektor nur einen kleinen, durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmten Raumwinkelbereich abdeckte. Getriggert wurde das System nur bei Koinzidenz von Proton- und Elektronendetektor, dadurch gelang es, den Untergrund massiv zu unterdrücken. Die Rückstreuung am Elektronendetektor mußte in einem separaten Experiment gemessen und darauf korrigiert werden. Eine Winkelabhängigkeit der Detektorfunktion, die dadurch hervorgerufen werden mußte, wurde nicht berücksichtigt. Ausgewertet wurde die Asymmetrie der Elektronenzählraten bei verschiedenen Spinstellungen. Das Experiment litt während seiner Durchführung unter einem schlechten und noch dazu zeit- und ortsabhängigen Polarisationsgrad. Das Meßergebnis war $A = -0,1116(14)$, der angegebene Fehler der Asymmetriemessung ist durch den Fehler der Polarisationsmessung dominiert.

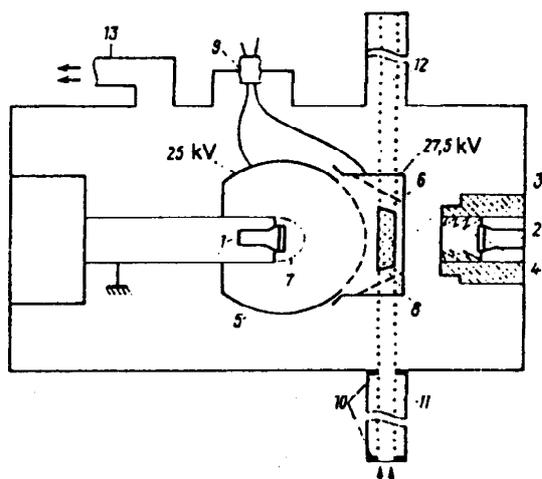


Bild 9.2: Schematischer Aufbau des Spektrometers des Gatchina-Experiments. Die Neutronen fliegen von unten nach oben durch das Spektrometer. Die Zahlen bedeuten: 1 - Protonendetektor, 2 - Elektronendetektor, 3 - Bleiabschirm, 4 - Elektronenkollimator, 5 - Elektrode, 6 - Abzugselektrode, 7 - Gitter, 8 - Zerfallsvolumen, 9 - HV-Durchführung, 10 - ${}^6\text{LiF}$ -Kollimator, 11 - Eintrittsfenster, 12 - Austrittsfenster, 13 - zur Pumpe

In einem dritten Experiment von Schreckenbach et al. [Schr95, Lia96] wurden polarisierte Neutronen durch eine Driftkammer geführt. An den Seiten waren große Plastikszintillatoren zum Triggern der Kammer und zur Bestimmung der Driftzeit angebracht. Außerdem wurde mit ihnen die Elektronenenergie bestimmt. Auch hier fehlte das starke Magnetfeld. Eine Besonderheit dieses Experimentes ist, daß durch die Rekonstruktion der Spuren in

der Driftkammer die Winkelverteilung der Elektronen und nicht nur die Zählrate in einem festen Raumwinkel gemessen werden konnte. Die Spurrekonstruktion ermöglichte auch eine deutliche Untergrundunterdrückung durch die Forderung, daß die Spur im Zerfallsvolumen beginnen muß. Problematisch ist neben der Rückstreuung an den Szintillatoren die Umlenkung der Elektronen im Zählgas. Die Größe dieser Störung mußte in Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. Bei Integration über den Raumwinkel der Detektoren erhielten Schreckenbach et al. $A = -0,1160(15)$. Möglicherweise sind Probleme der Berechnungen der Elektronenstreuung die Ursache dafür, daß die Winkelverteilung aus Gleichung (2.17) nicht herauskam [Lia96].

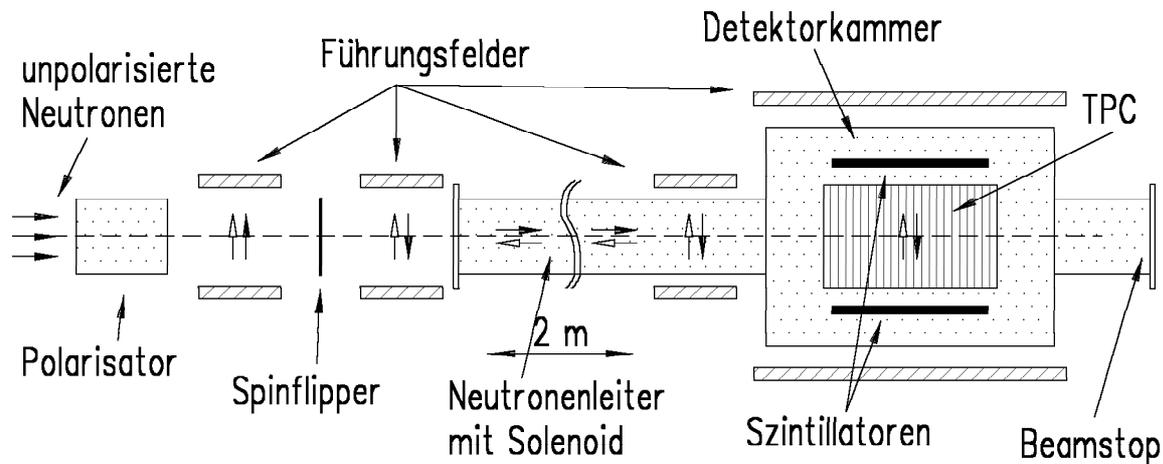


Bild 9.3: Schematischer Aufbau des Schreckenbach'schen Driftkammer-Experiments (einer Kollaboration zwischen dem ILL, der TU München und dem LAPP Anney). Die leeren und die ausgefüllten Pfeile bezeichnen die Stellung des Neutronenspins bei ein- und ausgeschaltetem Spinflipper.

Bei der jüngsten Analyse der Particle Data Group [PDG96] wurden 5 Experimente gemittelt, außer den erwähnten sind dies zwei ältere [Kro75, Ero79], die aber wesentlich größere Meßfehler haben. Der veröffentlichte Mittelwert all dieser Messungen liegt bei $A = -0,1139(11)$.

Ein wesentlicher Vorteil des Konzepts von PERKEO II ist die Größe der systematischen Korrekturen. Diese betrug bei jedem der anderen Experimente einige 10%, wohingegen bei PERKEO II auf die Rohdaten nur eine 3,9%-Korrektur angebracht werden muß.

Experiment	PERKEO	Erozolinski et al.	Schreckenbach et al.	PERKEO II
Spiegeleffekt	13%	-	-	0,1%
Polarisation	2,6%	27%	1,9%	1,5%
Raumwinkel	klein	3%	15%	0,24%
Untergrund	~ 3%	1)	3%	1,55%
A	-0,1146(19)	-0,1116(14)	-0,1160(15)	-0,1189(12)
λ	-1,2623(50)	-1,2545(36)	-1,2661(40)	-1,2738(33)

1) Die Untergrundkorrektur ist nicht veröffentlicht, vermutlich ist sie wegen der Forderung der Koinzidenz von Elektronen- und Protonendetektor vernachlässigbar klein

All diese Experimente bestimmten A mit einer Genauigkeit im Prozentbereich. Vergleicht man die Ergebnisse, so erkennt man, daß sie im Rahmen der Statistik nicht miteinander kompatibel sind, denn $\chi^2/\nu = 5$ ($\nu = 3$ ist die Zahl der Freiheitsgrade, das ist die Zahl der Messungen minus 1). Kombiniert man nun die 4 Ergebnisse zu einem Weltmittelwert, so erhält man $A_{\text{Welt}} = -0,1157(17)$ und $\lambda_{\text{Welt}} = -1,2653(45)$, die Meßfehler mußten dabei um Faktor 2,3 skaliert werden, um $\chi^2/\nu = 1$ zu erhalten (Dieses Verfahren wird von der Particle Data Group bei der Bestimmung ihrer Weltmittelwerte verwendet). Die experimentelle Situation ist sicherlich nicht befriedigend, anscheinend wurden die systematischen Fehler der Experimente nicht richtig eingeschätzt.

9.2. Die Kopplungskonstanten

Wie in Kapitel 2 dargestellt, kann man die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung g_V^* und g_A^* allein aus Neutronendaten bestimmen: Man braucht dazu einen Wert für die Asymmetrie A und einen Wert für die Neutronenlebensdauer τ_n . Mit A legt man das Verhältnis der Kopplungskonstanten fest, die erlaubten Werte liegen dann auf einer Ursprungsgeraden. $\tau_n^{-1} \propto g_V^{*2} + 3g_A^{*2}$ definiert eine Ellipse, auf der die erlaubten Werte liegen. Der Wert der Kopplungskonstanten liegt in den Schnittpunkten der beiden Kurven. Aus Konvention nimmt man den Schnittpunkt mit positivem g_V^* , physikalische Konsequenzen hat diese Definition nicht.

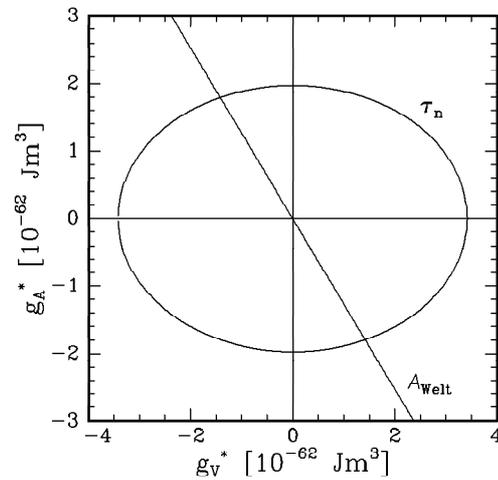


Bild 9.4: Bestimmung der Kopplungskonstanten

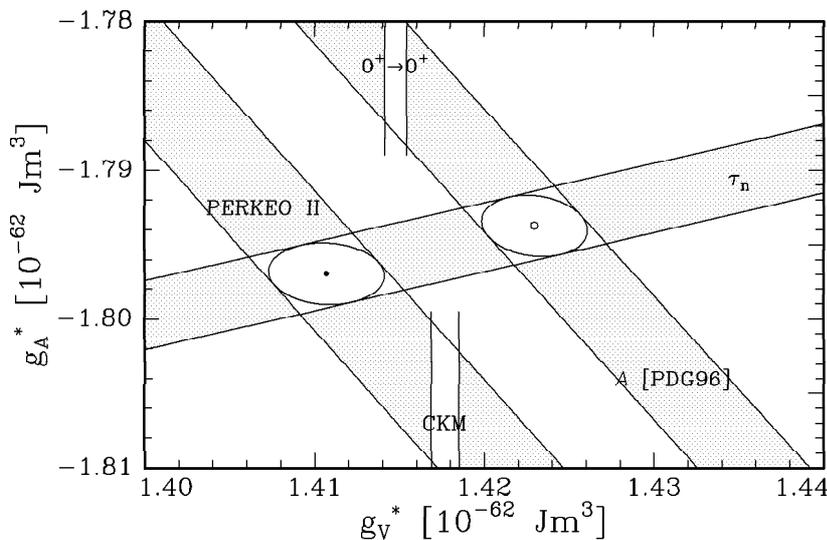


Bild 9.5: Bestimmung der Kopplungskonstanten auf verschiedene Arten. Die Messungen am Neutron sind gepunktet dargestellt. Außerdem kann g_V^* noch aus Fermizerfällen und aus Myonenzerfällen in Verbindung mit der CKM-Matrix bestimmt werden. Für die Betaasymmetrie wurde einmal unser Meßwert und zum Vergleich der Wert aus [PDG96] herangezogen.

Vergrößert man nun den Bereich um den Schnittpunkt, erhält man Abbildung 9.5. Die gepunktet dargestellten Daten stammen von Messungen am Neutron. Als Neutronenle-

bensdauer wurden die vorhandenen Meßwerte nach der Methode der Particle Data Group gemittelt, hierbei wurden nur die ausgewählt, deren Fehler nicht zu groß war. Dieses "nicht zu groß" bedeutet: Ich berechne den Fehler des Mittelwertes σ der N zur Auswahl stehenden Messungen. Nur die Messungen, deren Fehler kleiner als $3N\sigma$ ist, werden zur Mittelwertbildung berücksichtigt. Zur Zeit sind das die Mesungen von 8 Gruppen [Chr72, Spi88, Kos86, Paul89, Mam89, Nes92, Mam93, Byr96]. Man erhält einen neuen Weltmittelwert von $\tau_{\text{Welt}} = 886,7(19)$ s, die Fehlerbalken mußten um Faktor 1,23 skaliert werden. Zusammen mit dem Weltmittelwert von A erhält man durch Umkehrung der Gleichungen (2.32) und (2.29)

$$g_V^* = 1,4186(44) \cdot 10^{-62} \text{ Jm}^3 \quad (9.1a)$$

$$g_A^* = -1,7949(22) \cdot 10^{-62} \text{ Jm}^3 \quad (9.1b)$$

Mit dem PERKEO II-Meßwert von A ergibt sich

$$g_V^* = 1,4107(34) \cdot 10^{-62} \text{ Jm}^3 \quad (9.2a)$$

$$g_A^* = -1,7970(20) \cdot 10^{-62} \text{ Jm}^3 \quad (9.2b)$$

Zum Vergleich sind Daten aus der Lebensdauer von bestimmten Kernen herangezogen worden, und zwar sind es solche, die reine Fermiübergänge machen, da Mutter- und Tochterkern einen Kernspin von Null haben. Nur an solchen Kernen läßt sich das Kernmatrixelement genau genug bestimmen, um aus der Lebensdauer des Mutterkerns auf die Kopplungskonstanten zu schließen. Die Lebensdauer von Fermiübergängen hängt nur von g_V^* ab. Der Zusammenhang ist der Folgende:

$$Ft^{0^+ \rightarrow 0^+} = ft^{0^+ \rightarrow 0^+} (1 + \delta_R) (1 - \delta_C) = \frac{K}{2g_V^{*2}} \quad (9.3)$$

f ist hierbei das Integral über den Phasenraum. $\delta_R \sim 1,5\%$ sind die äußeren Strahlungskorrekturen. Bei perfekter Isospinsymmetrie ist das Übergangsmatrixelement 2 (das ist die 2 im Nenner auf der rechten Seite). $\delta_C \sim 0,4\%$ ist die Korrektur der Übergangsmatrix aufgrund der unterschiedlichen Ladungsverteilung in Mutter- und Tochterkern, die unterschiedliche Besetzungswahrscheinlichkeiten und Wellenfunktionen der Kernniveaus hervorruft. Die Isospinsymmetrie ist also nicht exakt. Bei Neutronen gibt es das Problem naturgemäß nicht. K ist eine in (2.29) definierte Zusammenfassung von Naturkonstanten.

$Ft^{0^+ \rightarrow 0^+}$ sollte für alle Kerne gleich sein, dies ist ein wichtiger Test für CVC oder für die berechneten Korrekturen. Verschiedene Autoren kommen hier zu verschiedenen Ergebnissen: Ormand et al. [Orm89] erhalten eine sehr gute Übereinstimmung der Ft -Werte von 8 Kernen ($\chi^2/\nu = 0,63$). Towner et al. [Tow95b] benutzen andere Korrekturen und eine neue Messung der Lebensdauer von ^{10}C [Sav95]. Sie bekommen $\chi^2/\nu = 1,34$, auch hier ist keine Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z erkennbar (Bild 9.6). Wilkinson [Wilk94] benutzt wieder andere Strahlungskorrekturen, er verzichtet dabei auf die Trennung zwischen inneren und äußeren Strahlungskorrekturen. Sein ft^* , das dem Ausdruck $Ft \cdot (1 + \Delta_R^V)$ bei den anderen Autoren entspricht, ist stark Z -abhängig. Die Ursache ist nicht bekannt, denn Δ_R^V ist für alle Kerne gleich. Bei Extrapolation zu $Z = 0$ erhält Wilkinson $ft^* = 3136,2(46)$ s (Bild 9.7).

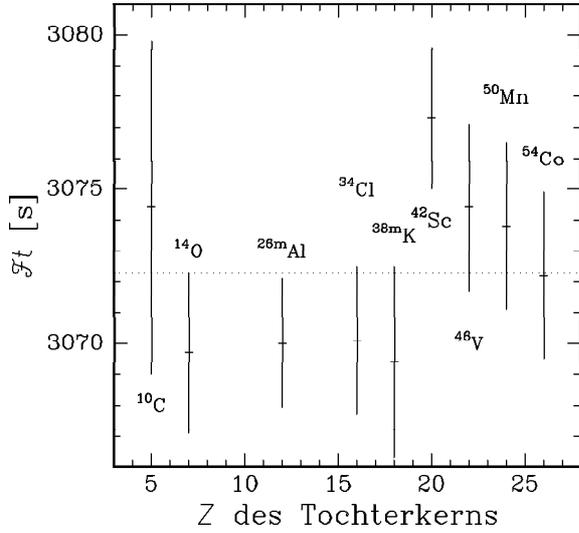


Bild 9.6: Ft -Werte verschiedener $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge nach Towner et al. [Tow95b]. Die verschiedenen Kernzerfälle führen nach den Korrekturen zum selben Wert.

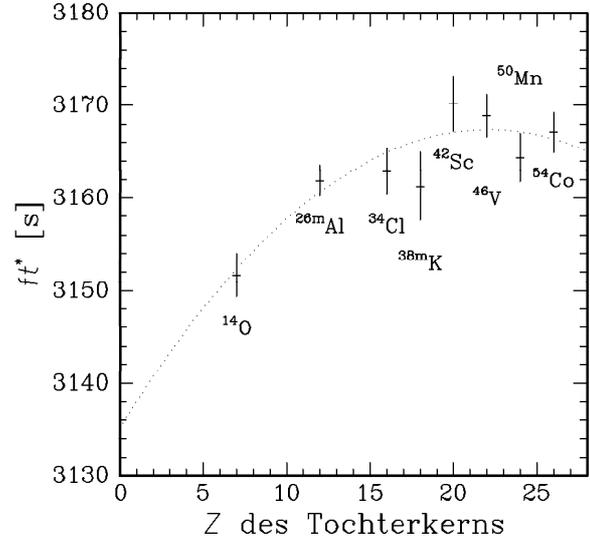


Bild 9.7: ft^* nach Wilkinson [Wilk94]. Man erkennt die (unverständene) Z -Abhängigkeit.

Autor	Ft [s]	g_V^* [10^{-62}Jm^3]
Ormand et al.	3077,3(19)	1,41403(43)
Towner et al.	3072,3(20)	1,41519(46)
Wilkinson	¹⁾	1,41727(104) ²⁾
Mittelwert		1,41480(66)

Der Fehler für Mittelwert für $g_V^* = 1,41480(66)$ mußte wegen des zu großen χ^2 um Faktor 2,2 vergrößert werden. Die Situation genausowenig befriedigend wie in der Betaasymmetrie. Die Resultate für g_V^* sind um Faktor 5 genauer als die Neutronendaten und mit ihnen konsistent.

Desweiteren ist in Bild 9.5 ein Wert für g_V^* eingetragen, den man durch die Ausnutzung der Unitarität der Kobayashi-Maskawa-Matrix erhält. Die Unitarität erfordert

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (9.4)$$

$|V_{ub}| = 0,0033(9)$ erhält man aus den der Verzweungsverhältnisse verschiedener Zerfallskanäle von Υ - und B -Mesonen. Ein ähnliches Verfahren mit K -Zerfällen liefert $|V_{us}| = 0,2205(18)$. Daraus kann man $|V_{ud}| = 0,9754(4)$ ableiten. Zusammen mit dem aus der Lebensdauer des μ gewonnenen $G_F = 1,43587(2) \cdot 10^{-62} \text{Jm}^3$ und $\sqrt{1 + \Delta_R^V} = 1,0122(4)$ ([Tow95a] – alle anderen Konstanten in diesem Abschnitt sind [PDG96] entnommen) kann man auch g_V^* errechnen:

$$g_V^* = g_V \sqrt{1 + \Delta_R^V} = G_F V_{ud} \sqrt{1 + \Delta_R^V} = 1,41763(68) \cdot 10^{-62} \text{Jm}^3 \quad (9.5)$$

¹⁾ Der Autor gibt ft^* an, diese Zahl ist nicht direkt mit den Ft -Werten vergleichbar

²⁾ Hier ist der übliche Ausdruck für die inneren Strahlungskorrekturen nachträglich hereingerechnet

Auch dieses Ergebnis ist mit den Neutronendaten kompatibel, weicht allerdings deutlich (um 3σ) von dem Wert der Kernzerfälle ab.

Umgekehrt kann man V_{ud} aus den Werten für g_V^* bestimmen und die Kobayashi-Maskawa-Matrix auf Unitarität testen:

Daten	$ V_{ud} $	$ V_{ud} ^2 + V_{us} ^2 + V_{ub} ^2$
A (PERKEO II) & τ_{Welt}	0,9706(24)	0,9907(47)
A_{Welt} & τ_{Welt}	0,9761(31)	1,0014(61)
Ft_{Welt}	0,9735(6)	0,9962(14)

Die einzige ernsthafte Diskrepanz ($2,7\sigma$) entsteht bei Benutzung des Weltmittelwertes für Ft . Eine allgemein akzeptierte Erklärung für die Abweichung gibt es nicht. Eine Möglichkeit wäre das Ersetzen des Wertes für V_{us} durch eine weitgehend modellunabhängige Analyse von García et al. [Gar92], nach der $|V_{us}| = 0,2258(27)$ ist. Dann wäre zusammen mit den Kernzerfällen $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,9986(17)$ und die Probleme wären gelöst.

Wie schon mehrfach erwähnt benötigt man bei den Neutronendaten immer Asymmetrie- und Lebensdauermessungen, um die Kopplungskonstanten zu erhalten. Bis zum letzten Jahrzehnt wurde τ_n oft genauer aus Betaasymmetrie und Ft -Wert als aus direkten Messungen bestimmt. In der Geschichte der Neutronenlebensdauermessungen (siehe zum Beispiel [Schr92]) gab es schon oft zurückgezogene oder korrigierte Auswertungen. Ich will deshalb auch eine Voraussage der Lebensdauer machen, obschon die Lebensdauermessungen durch die Benutzung gespeicherter ultrakalter Neutronen viel an Genauigkeit gewonnen haben. Ich kombiniere Ft_{Welt} und unser A und erhalte $\tau_n = 882(2)$ s.

Auf Seite 7 wurde besprochen, wie man aus den SU(3)-Parametern F und D $\lambda = -1,25(4)$ gewinnen kann. Benutzt man dagegen unseren Meßwert aus dem Neutronenzerfall für A , erhält man neue Bestwerte $F = 0,4754(18)$ und $D = 0,7964(24)$. Diese Parameter werden in die Bjorken-Summenregel und die Ellis-Jaffe-Summenregel eingesetzt. Die Bjorken-Summenregel verbindet die Differenz der Spinstrukturfunktionen g_1 von Proton und Neutron mit $\lambda = g_A/g_V$, aus den Korrekturen bestimmt man die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_S (siehe zum Beispiel [Beth95]). Der Fehler in α_S ist durch die Ungenauigkeit der Messung der Spinstrukturfunktionen dominiert, eine Änderung des Bestwertes für λ um einige Sigma hat keine wesentliche Auswirkung auf das Resultat.

In der Ellis-Jaffe-Summenregel wird der absolute Größe der Spinstrukturfunktionen in Abhängigkeit von F und D ausgedrückt. Mit den aktuellen Meßwerten erscheint sie verletzt, dieser Zustand wird als die Spinkrise des Protons bezeichnet. Die Abweichungen können die Ursache experimenteller Schwierigkeiten sein oder auf Probleme der Theorie hinweisen. In der Ableitung der Ellis-Jaffe-Regel tragen Seequarks und Gluonen keinen Spin und es gibt auch keine Bahndrehimpulse der Quarks [Dür96]. Exotischere Erklärungsmöglichkeiten sind rechtshändige Ströme [Shu94] oder SU(3)-Symmetriebrechung, die F und D energieabhängig machen könnte [Ehr95]. Die Neutronendaten deuten nicht auf eine Brechung dieser Symmetrie hin, sie liegen in dem Bereich, der von den Hyperonenzerfällen vorhergesagt wird.

Im Neutronenzerfall sind die modellabhängigen inneren Strahlungskorrekturen die größte theoretische Unsicherheit bei der Bestimmung der Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung. Im Vergleich zu den experimentellen Fehlern spielt diese Unsicherheit bisher keine Rolle. Auf etwa gleichem Niveau wie bei den Neutronen bewegt sich die theoretische Unsicherheit in den $0^+ \rightarrow 0^+$ -Kernzerfällen, begrenzend ist hier neben den inneren Strahlungskorrekturen das Wissen über die Ausdehnung der Nukleonladungsverteilung. Während die Berechnungen für die Strahlungskorrekturen noch ohne große Probleme verbessert werden können [Glü95b], ist bei der Ladungsverteilung in der nächsten Zeit kein Fortschritt mehr zu erwarten. Deshalb wäre es wünschenswert, die Bestimmungen der Kopplungskonstanten mehr und mehr auf Messungen am Neutronen umzustellen, noch sind hier allerdings die experimentellen Probleme begrenzend.

9.3. Rechtshändige Ströme

Bisher ist kein Grund dafür bekannt, warum das Standardmodell die Parität verletzt und gewisse Händigkeiten vor anderen auszeichnet. Eine mögliche Erklärung ist, daß analog zur linkshändigen V-A-Wechselwirkung ebenso die rechtshändige V+A Wechselwirkung vorhanden ist, die Parität ist zunächst erhalten. Modelle, die eine solche Wechselwirkung beschreiben, nennt man manifest links-rechts-symmetrisch. Die Eigenschaft „manifest“ grenzt sie von den allgemeinen links-rechts-symmetrischen Modellen ab, in der nur eine zusätzliche rechtshändige Wechselwirkung, die aber nicht V+A-Struktur haben muß, gefordert wird. Nach den manifest links-rechts-symmetrischen Modellen gibt es 2 Arten von W-Bosonen, das linkshändige W_L -Boson und das rechtshändige W_R -Boson. Diese sind nicht notwendigerweise Eigenzustände der starken Wechselwirkung. Dieses Eigenzustände seien W_1 und W_2 , sie sind analog den Quarkzuständen (vgl. Definition (2.3)) miteinander durch eine Drehmatrix verknüpft:

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} \quad (9.6)$$

In Experimenten wurde bisher nur der linkshändige Anteil der Wechselwirkung beobachtet, dies liegt in diesen Modellen daran, daß W_1 - und W_2 -Boson unterschiedliche Massen haben und die Kopplung umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse ist. Erst hier kommt die Paritätsverletzung ins Spiel, die Symmetrie zwischen linkshändigem und rechtshändigem Anteil der Wechselwirkung ist spontan gebrochen. Der Mischungswinkel ζ ist sehr klein, deshalb ist das (leichte) W_1 -Boson dem W_L -Boson sehr ähnlich. Bei den bisher zu Verfügung stehenden Energien konnte deshalb bisher nur die linkshändige Anteil nachgewiesen werden.

Die T-Matrix des Neutronenzerfalls lautet in den manifest links-rechts-symmetrischen Modellen

$$T_{if} = \frac{g^2}{8m_1^2} J_{1\mu}^{\text{hadronisch}} \cdot J_1^\mu \text{leptonisch} + \frac{g^2}{8m_2^2} J_{2\mu}^{\text{hadronisch}} \cdot J_2^\mu \text{leptonisch} \quad (9.7)$$

Im Standardmodell hängt die Fermikonstante G_F über $G_F = g^2/8m_W$ von der Masse des W-Bosons ab. In Links-Rechts-Symmetrischen Modellen muß dies explizit berücksichtigt

werden, da die Massen der Austauschteilchen unterschiedlich sind. Die hadronischen und leptonischen Ströme ergeben sich durch (9.6) zu

$$J_{1\mu}^{\text{hadronisch}} = \cos \zeta J_{L\mu}^{\text{hadronisch}} - \sin \zeta J_{R\mu}^{\text{hadronisch}} \quad (9.8a)$$

$$J_{1\mu}^{\text{leptonisch}} = \cos \zeta J_{L\mu}^{\text{leptonisch}} - \sin \zeta J_{R\mu}^{\text{leptonisch}} \quad (9.8b)$$

und Analoges gilt für die Ströme J_2 . Die Ströme $J_{L\mu}$ sind Ströme mit V-A-Struktur, wie sie im Standardmodell definiert werden, $J_{R\mu}$ sind die neuen rechtshändigen Ströme, mathematisch wird bei ihnen der Axialvektorteil A_μ durch $-A_\mu$ ersetzt (Nomenklatur wie in Formel (2.6)). Zum Beispiel ist

$$J_{L\mu}^{\text{hadronisch}} = V_\mu^{\text{hadronisch}} - |\lambda| A_\mu^{\text{hadronisch}} \quad (9.9)$$

wie in Gleichung (2.10), aber

$$J_{R\mu}^{\text{hadronisch}} = V_\mu^{\text{hadronisch}} + |\lambda| A_\mu^{\text{hadronisch}} \quad (9.10)$$

Hieraus kann man die Lebensdauer und die Korrelationskoeffizienten des Neutrons berechnen. Die Mathematik ist in [Beg77, Hol77, Döh90] vorgeführt, ich werde nur die Ergebnisse wiedergeben. Dabei ist

$$\delta = \left(\frac{m_{W_1}}{m_{W_2}} \right)^2 \quad (9.11)$$

das quadrierte Verhältnis der Massen der W-Bosonen und r_F und r_{GT} sind Anteile der rechtshändigen Beimischung für Vektor- und Axialvektorstrom. Durch Ausrechnen des Matrixelementes erhält man

$$r_F = \frac{\delta(1 + \tan \zeta) - \tan \zeta(1 - \tan \zeta)}{1 - \tan \zeta + \delta \tan \zeta(1 - \tan \zeta)} \doteq \delta - \zeta \quad (9.12a)$$

$$r_{GT} = \frac{\delta(1 - \tan \zeta) + \tan \zeta(1 + \tan \zeta)}{1 + \tan \zeta - \delta \tan \zeta(1 - \tan \zeta)} \doteq \delta + \zeta \quad (9.12b)$$

„ \doteq “ steht wieder für „gleich bis auf höhere Ordnungen“, die Näherung gilt für kleine δ und ζ . Das Verhältnis der Kopplungskonstanten $\lambda_{GT/F}$ wird dann zu

$$\begin{aligned} \lambda_{GT/F} &= \lambda_n \sqrt{\frac{1 + r_{GT}^2}{1 + r_F^2}} \quad (9.13) \\ &= \sqrt{\frac{(1 + \tan \zeta)^2 + \delta^2(1 - \tan \zeta)^2}{(1 - \tan \zeta)^2 + \delta^2(1 + \tan \zeta)^2}} \lambda \doteq (1 + 2\zeta) \lambda \end{aligned}$$

Im Standardmodell gibt es keine rechtshändigen Ströme, das bedeutet $\delta = \zeta = 0$ und deshalb auch $r_F = r_{GT} = 0$ und $\lambda_{GT/F} = \lambda_n = \lambda$. In links-rechts-symmetrischen Modellen ist λ (oder das in (9.13) definierte λ_n) ein freier Parameter, der weder Standardmodell- λ in den Korrelationskoeffizienten des Neutronenzerfalls noch dem der Bjorken-Summenregel noch dem aus $F + D$ in Hyperonzerfällen bestimmten entspricht. Das hier benutzte λ wäre die Größe, die in der Adler-Weisberger-Summenregel oder der Bjorken-Summenregel auftritt [Shu94].

Ich will hier in einer Analyse verschiedener Meßgrößen am Neutron Voraussagen für die Parameter δ und ζ rechtshändiger Ströme treffen. Die benutzten Meßgrößen sind die Korrelationskoeffizienten A und B und das Verhältnis R der Lebensdauer τ_n zu der von Kernen, die reine Fermizerfälle machen. In der vorgestellten Darstellung lauten sie

$$A = -2 \frac{\frac{1-r_{\text{GT}}^2}{1+r_{\text{GT}}^2} \lambda_{\text{GT/F}}^2 + \frac{(1-r_{\text{F}} r_{\text{GT}})}{[(1+r_{\text{F}}^2)(1+r_{\text{GT}}^2)]^{1/2}} \lambda_{\text{GT/F}}}{1 + 3\lambda_{\text{GT/F}}} \quad (9.14a)$$

$$B = 2 \frac{\frac{1-r_{\text{GT}}^2}{1+r_{\text{GT}}^2} \lambda_{\text{GT/F}}^2 - \frac{(1-r_{\text{F}} r_{\text{GT}})}{[(1+r_{\text{F}}^2)(1+r_{\text{GT}}^2)]^{1/2}} \lambda_{\text{GT/F}}}{1 + 3\lambda_{\text{GT/F}}} \quad (9.14b)$$

$$R = \frac{Ft^n}{Ft^{0^+ \rightarrow 0^+}} = \frac{2}{1 + 3\lambda_{\text{GT/F}}^2} \quad (9.14c)$$

Ich stelle nun einen Fit der Parameter δ und ζ der rechtshändigen Ströme mit den vorhandenen Messungen von A , B , τ_n im Jahre 1992 vor. In diesen Fit gehen die Meßdaten einzeln, nicht die Mittelwerte ein. Ausgewählt wurden die Daten nach den Regeln der Particle Data Group. Ihre Fehler wurden dabei so skaliert, daß $\chi^2/\nu = 1$. Bei der Neutronenlebensdauer heißt das, daß die Messung von Mampe et al. [Mam93] wegfällt und daß die Ergebnisse von Neshvizhevski et al. und Byrne et al. durch die vorläufigen Resultate aus [Alf90] und [Byr90] ersetzt werden. Hinzu kommt zur Bestimmung von R der beste Wert für $Ft^{0^+ \rightarrow 0^+}$ von Seite 72. Bei den Messung der Betaasymmetrie A fallen die neuen Resultate von Schreckenbach et al. und unseres weg, und die Neutrinoasymmetrie B wurde bis dahin zweimal gemessen, von Christensen et al. [Chr70] und Erozolinski et al. [Eroz70]. Die Ergebnisse der χ^2 -Anpassung sind in Abbildung 9.8 dargestellt. Die Parameter des Standardmodells sind mit $2,4\sigma$ ausgeschlossen. Einer der Gründe, unser Experiment durchzuführen, war, hier Klarheit zu schaffen, da die Abweichung des Neutronenfits vom Standardmodell nur durch ein Experiment, die A -Messung aus Gatchina, verursacht wurde (Zur Situation davor siehe [Carn88, Dub90]).

Der Betazerfall von ^{19}Ne ist ebenso wie der Neutronenzerfall ein supererlaubter Zerfall, analog zum Neutron mißt man hier Lebensdauer und Betaasymmetrie. Die aktuellen Meßwerte führten ebenso wie beim Neutron zum Ausschluß des Standardmodells, wenn auch nur mit $1,6\sigma$. Ein gemeinsamer Fit zusammen mit Messungen der Polarisation der Elektronen aus Fermi- und Gamow-Teller-Zerfällen sagte ein W_2 -Boson mit einer Masse von $m_{W_2} \sim 242 \text{ GeV}$ (Mit 90% Wahrscheinlichkeit ist $210 \text{ GeV} < m_{W_2} < 320 \text{ GeV}$) und einem Mischungswinkel von $\zeta = 0$ voraus. Das Standardmodell ist hier mit $2,6\sigma$ ausgeschlossen [Carn92]. Kurz darauf wurden diese Grenzen in einer Messung der richtungsabhängigen Polarisation an ^{107}In bestätigt [Sev93], in einer Korrektur wurde die 90%-Untergrenze dann auf 250 GeV gesetzt. Diese Analyse semileptonischer Zerfälle stand allerdings von vorneherein im Widerspruch zu Messungen der Michelparameter im Myonenzerfall (mit diesen wird die Form der Elektronenspektren parametrisiert) von Jodidio et al. [Jod86], die mit 90% Sicherheit $m_{W_2} > 406 \text{ GeV}$ fanden oder Resultaten aus der Hochenergiephysik: In einer Analyse der Massendifferenz von K_L und K_S folgerten Beall et al. [Bea82], daß $m_{W_2} > 1,6 \text{ TeV}$ ist. Diese Analyse ist allerdings modellabhängig.

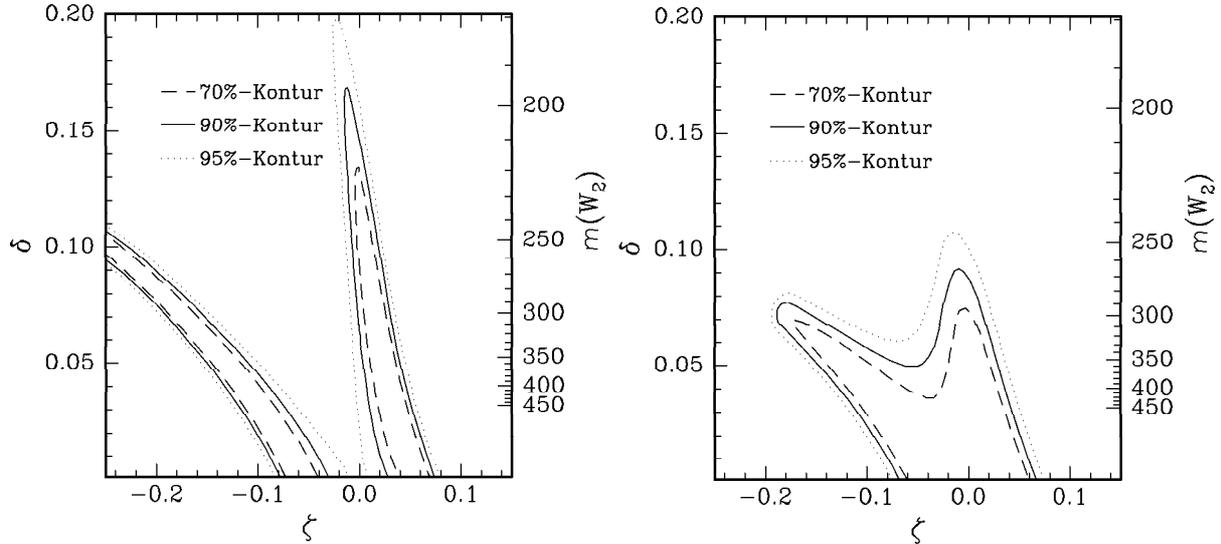


Bild 9.8: Ausschließungsplot für die Parameter rechtshändiger Ströme 1992. Ausgeschlossen sind immer die äußeren Bereiche im Parameterraum. Die Standardmodellwerte $\delta = \zeta = 0$ sind mit $2,6\sigma$ ausgeschlossen.

Bild 9.9: Ausschließungsplot für die Parameter rechtshändiger Ströme heute (einschließlich der Betaasymmetrie A dieser Arbeit).

In jüngster Zeit wurde die Analyse einiger neuer Experimente am Neutron abgeschlossen, außer den schon erwähnten Lebensdauer- und Betaasymmetriemessungen gab es noch eine präzise Messung der Neutrinoasymmetrie B von Kusnetsov et al. [Kuz94, Kuz95]. Nimmt man diese Resultate in den gemeinsamen Fit aller Neutronendaten auf, so verschwinden die Hinweise auf rechtshändige Beimischung von Seiten der Neutronen. Die neue Situation ist in Abbildung 9.9 wiedergegeben, das Standardmodell ist wieder im 1σ -Bereich, für die Masse des W_2 wird eine 90%-Untergrenze von 265 GeV gesetzt, ζ ist mit 0 verträglich und liegt mit 90% Wahrscheinlichkeit zwischen -0,189 und 0,068. Wenn man zusätzlich die Bedingung stellt, daß die Kobayashi-Maskawa-matrix unitär bleibt und dazu $Ft^{0^+ \rightarrow 0^+}$, G_F aus dem Myonzerfall und V_{us} und V_{ub} aus der Hochenergiephysik übernimmt, kann man zu wesentlich schärferen Grenzen für ζ kommen (vgl. [Aqui91]).

Mittlerweile gibt es auch weitere scharfe Grenzen für m_{W_2} : Am Fermilab wurde nach dem Prozeß $p + \bar{p} \rightarrow W' + \dots \rightarrow e + \nu_e + \dots$ gesucht (W' steht für ein beliebiges weiteres W-Boson mit gleichen Kopplungen wie W_L) [Abe95]. Die Signatur war die fehlende transversale Masse, das heißt, nur Ereignisse mit einem Elektronen, das genügend senkrecht zur Strahlachse in den Detektor fliegt, wurden akzeptiert. Das Neutrino entwich dabei unerkannt. Faßt man das als Suche nach W_R auf, so wurde bei dieser Analyse $\zeta = 0$ angenommen, andernfalls wäre der konkurrierende Prozeß $W_R \rightarrow W_L + Z_0$ möglich. Das Ergebnis der Suche von Abe et al. ist $m_{W'} > 652$ GeV.

Auch im neutrinolosen Doppelbetazerfall findet man eine scharfe Untergrenze für die Masse des rechtshändigen W-Bosons: Im Doppelbetazerfall wandeln sich gleichzeitig 2 Protonen

in 2 Neutronen um. Er ist neutrinolos, wenn das im ersten Prozeß ausgesendete Neutrino im zweiten absorbiert wird. Dies ist nur möglich, falls sich Neutrinos in Antineutrinos umwandeln können, die Neutrinos also Majorananeutrinos sind. Im Standardmodell muß man noch einen Mechanismus finden, um die Händigkeit des Neutrinos umzudrehen, zum Beispiel könnte man dem Neutrino Masse geben. Im Falle von Links-Rechts-Symmetrie ist das nicht notwendig, da es sowieso Wechselwirkungen mit Neutrinos beider Händigkeiten gibt. Aus der Tatsache, daß bisher kein neutrinoloser Doppelbetazerfall gefunden wurde, bekommt man Grenzen für die rechtshändigen Ströme: Für $m_{\nu_R} \leq 1 \text{ TeV}$ ist $m_{W_2} \geq 1,1 \text{ TeV}$ bei beliebigem Mischungswinkel ζ [Hir96] (Die erlaubten Massen des m_{ν_R} bei Limits aus der Kern-, Neutronen oder Hochenergiephysik liegen deutlich unter dem angegebenen Wert).

10. Untersuchungen zur Messung des schwachen Magnetismus am Neutron

Als schwachen Magnetismus bezeichnet man den Term $\kappa = f_2/f_1^* = (\mu_p^a - \mu_n^a)/2$ (siehe Definition (2.11a)), der Zusammenhang mit den magnetischen Momenten wird von der starken CVC gefordert. Bald nach seiner Vorhersage durch Gell-Mann [Gell60] wurde er in Kernzerfällen gemessen, zum ersten Male durch Lee et al. [Lee63] an $^{12}\text{C}^*$. Der Effekt ist hier wesentlich größer als am Neutron (hierzu Abbildung 2.9, die hier angegebene Korrektur ist vom schwachen Magnetismus dominiert). Eine präzise Messung der Form des Betaspektrums ist nicht sehr einfach. Die könnte die Ursache dafür sein, daß neben zahlreichen die starke CVC bestätigenden Messungen auch immer wieder welche mit Abweichungen veröffentlicht wurden, auch die Messungen von Lee et al. wurden später für unpräzise erklärt. Aus Hyperonenzerfällen kann man ebenfalls den schwachen Magnetismus extrahieren. Hier sollte $w = f_2(0)/f_1(0) = 0,97$ gelten (f_1 und f_2 müssen auf die Werte mit Impulsübertrag Null reduziert werden). In neuerer Zeit wurden 2 Messungen durchgeführt, Hsueh et al. [Hsu88] fanden $w = 0,90(15)$ im Zerfall des Ξ^- , während Dworkin et al. [Dwo90] am Λ mit $w = 0,15(30)$ im Widerspruch dazu stehen.

Wir wollen versuchen, den schwachen Magnetismus am Neutron zu messen, um hierzu Aussagen an einem theoretisch einfachen System zu treffen. Das unpolarisierte Fermispektrum ist unempfindlich auf κ , deshalb müssen wir die Energieabhängigkeit der unkorrigierten Betaasymmetrie $A(E)$ aus Gleichung (2.28), die nur 2% beträgt, bestimmen. Hierzu gibt es zwei Möglichkeiten:

10.1. Der schwachen Magnetismus in der gemessenen Asymmetrie

So wie wir aus der A_{exp} nach Formel (5.3) A angepaßt haben, kann man auch $A(E)$ anpassen und daraus A und κ extrahieren. Das größte Problem ist der Nachweis, daß der Fitbereich auf dem Niveau einiger Promille untergrundfrei ist, man tendiert deshalb dazu, nur den Bereich hoher Energien für die Anpassung zu benutzen. Dann bekommt man aber Probleme mit der Statistik. Eine realistische Annahme wäre, im ganzen Spektrum $N = 5 \cdot 10^8$ Neutronen zu messen, das wäre schon eine Größenordnung mehr als in der letzten Strahlzeit. Der Fehler im schwachen Magnetismus $\Delta\kappa$ skaliert mit $1/\sqrt{N}$. Berechnet man $\Delta\kappa$ nach der Methode aus 10.3., so erhält man in Abhängigkeit des linken Abschneideenergie des Fitbereichs Abbildung 10.1. In den Anpassungen sind A und κ freie Parameter, als Fitergebnis erhält man also eine Fläche im zweidimensionalen Parameterraum. Diese Fläche wird nun auf die κ -Achse projiziert, um $\Delta\kappa$ zu erhalten. κ und A sind in dieser Anpassung stark korreliert, $\Delta\kappa$ ist deswegen wesentlich größer als bei einem eindimensionalen Fit. Man kann aus der Abbildung ablesen, daß man bei einer linken Abschneideenergie von $E = 160 \text{ keV}$, die schon eine wesentlich bessere Unterdrückung des Untergrundes als in der letzten Strahlzeit erfordert, immer noch einen statistischen Fehler von 50% erhält. Hinzu kämen als bedeutende Fehlerursachen noch die Unsicherheit in der

Energie-Kanal-Beziehung (ungefähr 10% nach Seite 40) und die Genauigkeit der Untergrundabschätzung. Der Polarisationsgrad geht nicht ein, so daß man hier die Intensität auf ihre Kosten maximieren kann (Bei den verwendeten Polarisatoren sind Intensität und Polarisationsgrad (Bild 4.3) nicht gleichzeitig optimal zu justieren). Insgesamt läßt das einen Gesamtfehler von ungefähr 60% auf κ erwarten.

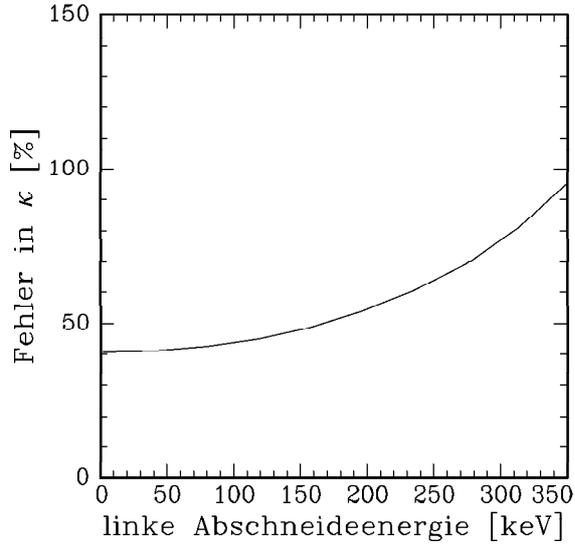


Bild 10.1: Abhängigkeit des statistischen Fehlers von κ beim Anpassen von A_{exp} unter Variation des Fitbereichs, der sich von der angegebenen linken Abschneideenergie bis zur Maximalenergie des Betaspektrums erstreckt

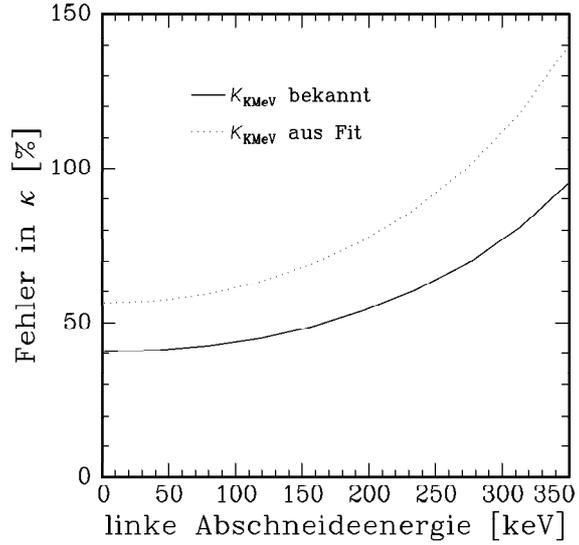


Bild 10.2: Der statistische Fehler von κ beim Anpassen der Differenzspektren bei bekannter (—) oder mitangepaßter (\cdots) Steigung der Energie-Kanal-Beziehung

10.2. Der schwachen Magnetismus in den Differenzspektren

Man kann den schwachen Magnetismus auch aus den Differenzspektren $N_{\text{sub}} = N^\dagger(E) - N^\downarrow(E) \sim A(E)\beta F_{\text{kor}}r$ gewinnen. Es ist dann nicht nötig, den Fitbereich einzuschränken, sofern er den Bereich der Triggerschwelle (Bild 5.12) nicht mit einschließt, denn diese Spektren sind untergrundfrei. Da die N_{sub} -Spektren etwa wie Fermispektren und damit sehr viel stärker als A_{exp} mit der Elektronenenergie E variieren, muß hierbei die Steigung der Energie-Kanal-Beziehung, das ist das in Gleichung (5.1) eingeführte K_{KMeV} , sehr viel genauer bekannt sein. Es gibt hierzu 2 Möglichkeiten. Zum einen kann man K_{KMeV} aus demselben Fit gewinnen, dann hätte man drei freie Parameter $N \cdot A$, κ und K_{KMeV} . Da sie stark korreliert sind, ist bei $N = 5 \cdot 10^8$ Neutronen nur eine statistische Genauigkeit von $\Delta\kappa/\kappa = 61\%$ bei einer linken Abschneideenergie von 100 keV erzielen. Dies wäre dann aber auch schon der dominierende Fehler. Als zweite Möglichkeit könnte man K_{KMeV} aus den Eichmessungen bestimmen und festzuhalten und dann im Fit nur noch $N \cdot A$ und κ anzupassen. Unter den gleichen Bedingung wäre der statistische Fehler nur 43%. Dann müßte aber K_{KMeV} wesentlich besser als auf ein Promille genau bekannt sein. Anhand unserer Spektren der letzten Strahlzeit wurde der Einfluß von K_{KMeV} auf κ untersucht: Eine

Verschiebung um 1,2 Promille ändert κ um 100%. Dies erscheint bei Plastiksziintillatoren nicht durch Eichmessungen erreichbar. Die Eichungen wird man jedoch auch im Falle eines Drei-Parameter-Fits brauchen, um den Einfluß möglicher Nichtlinearitäten abzuschätzen.

10.3. Die verwendete Methode

Ein Fit bedeutet eine Minimierung der χ^2 -Funktion, die die Abweichung der Daten $y_i \pm \sigma_i$ von der Fitfunktion $f(x_i, A, B)$ angibt (A und B seinen die anzupassenden Parameter):

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[y_i - f(x_i, A, B)]^2}{\sigma_i^2} \quad (10.1)$$

Die Werte A und B im Minimum sind die angepaßten Parameter. Ihre Fehler sind durch die Krümmung von χ^2 im durch A und B aufgespannten Parameterraum gegeben. Diese wird mit der Matrix $\alpha \sim C$ erfaßt, definiert durch

$$\begin{aligned} \alpha &:= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A^2} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A \partial B} \\ \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A \partial B} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial B^2} \end{pmatrix} \\ &\sim \begin{pmatrix} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{\partial f(x, A, B)}{\partial A} \right)^2 & \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \frac{\partial f(x, A, B)}{\partial A} \frac{\partial f(x, A, B)}{\partial B} \\ \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \frac{\partial f(x, A, B)}{\partial A} \frac{\partial f(x, A, B)}{\partial B} & \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{\partial f(x, A, B)}{\partial B} \right)^2 \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} C_{AA} & C_{AB} \\ C_{AB} & C_{BB} \end{pmatrix} =: C \end{aligned} \quad (10.2)$$

Die Varianzen der einzelnen Variablen sind die Wurzeln der Diagonalelemente der Inversen der soeben definierten sogenannten Kovarianzmatrix C . Zum Beispiel ist

$$\sigma_A = \sqrt{(C^{-1})_{AA}} \quad (10.3)$$

Ich werde das Verfahren am Beispiel der Anpassungen an A_{exp} erläutern, zu weiteren Details siehe [Glü95c, Pre86]. Ich definiere N_i^\uparrow und N_i^\downarrow als Zählrate pro Kanal bei den verschiedenen Spinflipperzuständen, $N_i = N_i^\uparrow + N_i^\downarrow$ als gesamte Zählrate pro Kanal, $N = \sum N_i$ als Gesamtzahl der gezählten Neutronen und $w_i = N_i/N$ als ihr relativer Anteil pro Kanal. Dann ist $(A_{\text{exp}})_i = (N_i^\uparrow - N_i^\downarrow)/(N_i^\uparrow + N_i^\downarrow)$, und für den statistischen Fehler dieser Größe gilt

$$\sigma_i^2 = \left(\frac{2N_i^\uparrow}{N_i^2} \Delta N_i^\downarrow \right)^2 + \left(\frac{2N_i^\downarrow}{N_i^2} \Delta N_i^\uparrow \right)^2 \sim \frac{1}{N_i} \quad (10.4)$$

Jetzt muß C berechnet werden, zum Beispiel ist

$$C_{AA} = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{\partial f(x_i, A, \kappa)}{\partial A} \right)^2 = \sum N_i \left(\frac{\beta(x_i)}{2} \right)^2 = N \sum w_i \left(\frac{\beta(x_i)}{2} \right)^2 \quad (10.5)$$

Die anderen Einträge der Kovarianzmatrix werden ähnlich berechnet. Einschränkungen des Fitbereichs können in der Summe berücksichtigt werden, die Definition von N als gesamte Anzahl der Zerfallsereignisse bleibt in jedem Falle erhalten. Wegen $C \propto N$ ist dann $\Delta\kappa \propto 1/\sqrt{N}$. Das Berechnen der Summen und das Invertieren der Matrix C geschieht dann numerisch, die erhaltenen Ergebnisse sind in den Abbildungen 10.1 und 10.2 gezeigt worden.

11. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Messung der Betaasymmetrie A im Neutronenzerfall mit dem Spektrometer PERKEO II vorgestellt. Das Experiment ist systematisch sauberer aufgebaut als die bisherigen, es hat wesentlich kleinere systematische Korrekturen. Unsere Meßergebnis, $A = 0,1189(12)$, löst eine Kontroverse, die dadurch hervorgerufen wurde, daß der Wert für die Kopplungskonstante g_V der schwachen Wechselwirkung bei der Bestimmung aus Neutronen, Myonen oder reinen Fermi-zerfällen in der Kernphysik unterschiedlich war. So konnte die Evidenz für rechtshändige Ströme beseitigt und die Abweichung der Kobayashi-Maskawa-Matrix von ihrer Unitarität zumindest vermindert werden. Nichtdestoweniger bleibt als ernstes Problem die große Streuung der verschiedenen Messungen von A bestehen, die auf bisher unerkannte systematische Fehler in mindestens einem der Experimente hinweist. Das Ziel wird sein, diese zu erkennen und nach weiterer Steigerung der Meßgenauigkeit die Bestimmung der Kopplungskonstanten allein aus Neutronendaten vorzunehmen, da die theoretischen Schwierigkeiten am elementareren System „Neutron“ kleiner sind als im Betazerfall von Atomkernen.

Mit dem Spektrometer PERKEO II sind auch Messungen der Neutrinoasymmetrie B durch Nachweis der Protonen [Rei91, Glü95a] und Messungen des schwachen Magnetismus möglich und werden sicherlich in naher Zukunft auch durchgeführt. Auch eine weitere Betaasymmetriemessung ist wünschenswert, da bei den größten Anteilen am Meßfehler, Polarisationsgrad, Untergrund und Statistik, noch Verbesserungen möglich sein. Eine Genauigkeit von $\Delta A/A \sim 0,5\%$ sollte erreichbar sein.

12. Schlußbemerkungen

An dieser Stelle möchte ich noch einmal allen danken, die mit großem Engagement das Experiment trotz all seiner Probleme zuletzt doch zu einem Erfolg haben werden lassen. Namentlich erwähnen will ich an dieser Stelle

- ... Herr Prof. Dubbers für das in mich gesetzte Vertrauen und die Hilfe mit Rat und Tat in allen Phasen unserer Arbeit und die Möglichkeit, die Resultate auf verschiedenen Tagungen zu präsentieren.
- ... Herr Dr. Hartmut Abele, der als Assistent am Anfang der Strahlzeit wieder zur PERKEO-Gruppe hinstieß, wertvolle Erfahrung mitbrachte und sofort mit vollem Einsatz dabei war.
- ... die Diplomanden Carsten Raven für die Hilfe bei der Vorbereitung der Strahlzeit (zu seinem Leidwesen erlebte er den Einsatz des Spektrometers nur noch als Zuschauer), Christian Metz, der die ganze Zeit am ILL mitarbeitete, und Thomas Müller, der später hinstieß und dann noch in der Auswertung mithalf. Sie mußten alle Höhen und Tiefen der Experimentalphysik miterleben, ich werde sie nicht nur als Mitarbeiter in guter Erinnerung behalten. Bei der momentanen Vorbereitung der nächsten Strahlzeit sind auch ihre Nachfolger Carsten Utz und Marga Astruc-Hoffmann eine große Hilfe.
- ... den Strahlplatzverantwortlichen Dr. Jürgen Last, der trotz beruflicher schwieriger Lage uns den Einstieg am ILL erleichterte, Dr. Ulrich Mayerhofer, der die Inbetriebnahme des Strahlplatzes leitete, Dr. Oliver Zimmer, der sich in der Endphase seiner eigenen Doktorarbeit trotzdem weitestmöglich engagierte, Dr. Valeri Nesvizhevski, der leider erst spät hinstieß und gleich mit Begeisterung die Untergrundbekämpfung übernahm.
- ... die Praktikanten: Axel Pichlmaier half beim Erstaufbau des Spektrometers, Sabine Rieger und Cornelia Grass bauten den ersten Prototyp des Protonendetektors.
- ... Dr. Hans Börner, der als Leiter des College III einige Probleme beiseite räumte und uns, als es dringend nötig war, mit Ralph Gross einen sehr hilfsbereiten und schnellen Techniker bezahlte.
- ... Prof. O. Schärpf, der seine Polarisatoren einbrachte und immer Ansprechpartner war bei Problemen im Umgang mit polarisierten Neutronen.
- ... unsere „Nachbarn“ Rene Günther und Frank Adams für die immer wieder erbetene Aushilfe und für die Rücksichtnahme beim Betrieb des gemeinsamen Strahlverschlusses.
- ... unsere Nachfolger am ILL Jim Byrne, Peter Dawber, Christian Habeck und Jeff

Spain, denen wir für die beiden Verlängerungen sehr verbunden sind, ohne die wir gar nichts erreicht hätten.

- ... Prof. Serebrov, Alexei Aldushenkov und Michail Lasakov, die uns auf das Problem der Depolarisation des Choppers hinwiesen und uns später in ihrer Strahlzeit versuchen ließen, diese zu bestimmen.
- ... Ferenc Glück, der viel zu unserem Verständnis der Theorie des Neutronenzerfalls beitrug.
- ... die Mitarbeiter der Werkstätten und des Strahlenschutzes in Grenoble und Heidelberg, die unsere dringenden Wünsche auch meist sehr schnell erledigten.

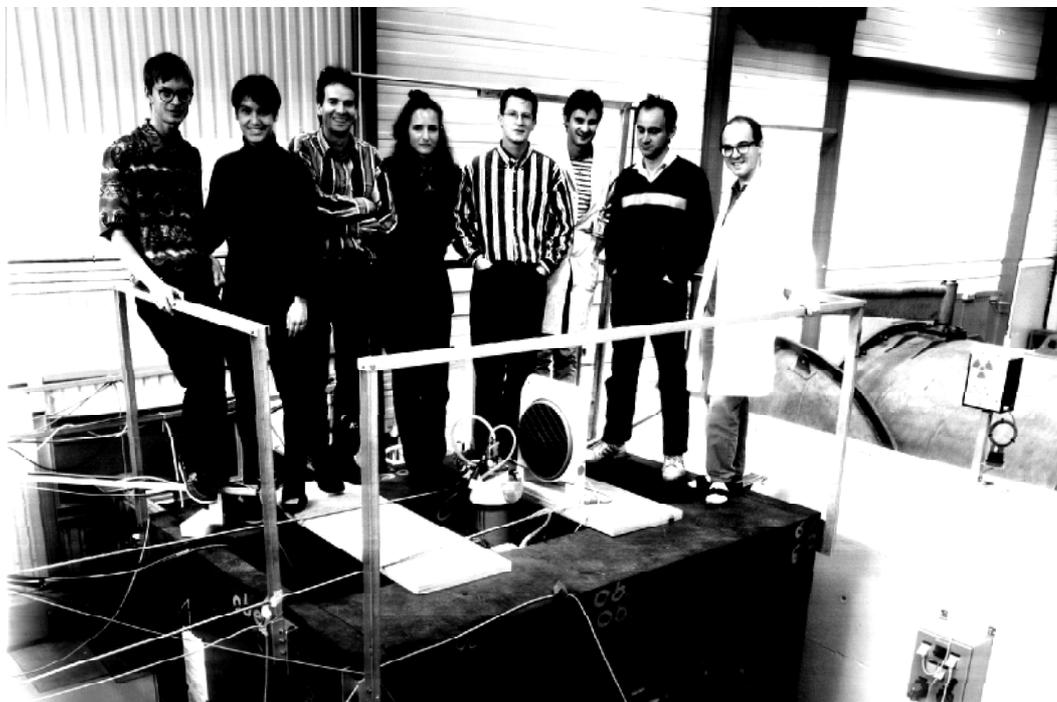


Bild 12.1: Der Teil des „Teams“, der am Fototermin am Ende der Strahlzeit anwesend war. Von links nach rechts: S.B., Sabine Rieger, Hartmut Abele, Cornelia Grass, Thomas Müller, Ralph Gross, Valeri Nesvizhevski, Oliver Zimmer

13. Literaturverzeichnis

- [Abe93] H. Abele, G. Helm, U. Kania, C. Schmidt, J. Last, D. Dubbers, Phys. Lett. **B 316**, 26 (1993)
- [Abe95] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2900 (1995)
- [Adl65] S.L. Adler, Phys. Rev. Lett. **14**, 1051 (1965)
- [Alf90] V.P. Alfimov, V.E. Varlamov, A.V. Vasil'ev, V.P. Gudkov, V.I. Lushchikov, V.V. Nesvizhevskii, A.P. Serebrov, A.V. Strelkov, S.O. Sumbaev, R.R. Talda'ev, A.G. Kharitonov, V.N. Shvetsov, Sov. Phys. JETP Let. **52**, 373 (1990)
- [Aqui91] M. Aquino, A. Fernandez, A. Garcia, Phys. Lett. **B 261**, 280 (1991)
- [Arn87] M. Arnold, Doktorarbeit, Universität Heidelberg 1987
- [Bar72] J. Bartošek, G. Windels, J. Hoste, Nucl. Inst. Meth. **131**, 451 (1975)
- [Bea82] G. Beall, M. Bander, A. Soni, Phys. Rev. Lett. **48**, 848 (1992)
- [Beg77] M.A.B. Beg, R.V. Budny, R. Mohapatra, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **38**, 1252 (1977)
- [Bell55] P.R. Bell, "The scintillation method" in K. Siegbahn, "Beta and Gamma Ray Spectroscopy", North Holland, 1955
- [Beth95] S. Bethke, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **39B,C**, 198 (1995)
- [Bör95] H. Börner über Messungen von A.P. Serebrov et al. im ILL Annual Report 1995
- [Bopp88] P. Bopp, E. Klemt, J. Last, H. Schütze, D. Dubbers, S.J. Freedman, Nucl. Inst. Meth. **A267**, 436 (1988)
- [Bou83] M. Bourquin et al., Z. für Phys. **C 21**, 1 (1983)
- [Bugg73] D.V. Bugg, A.A. Carter, J.R. Carter, Phys. Lett. **B 44**, 278 (1973)
- [Bugg95] D.V. Bugg, R. Machleidt, Phys. Rev. C **52**, 1203 (1995)
- [Byr90] J. Byrne, P.G. Dawber, J.A. Spain, A.P. Williams, M.S. Dewey, D.M. Gilliam, G.L. Greene, G.P. Lamaze, R.D. Scott, J. Pauwels, R. Eykens, A. Lamberty, Phys. Rev. Lett. **63**, 593 (1990)
- [Byr96] J. Byrne, P.G. Dawber, C.G. Habeck, S.J. Smidt, J.A. Spain, A.P. Williams, Europhys. Lett. **33**, 187 (1996)
- [Cab63] N. Cabbibo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963)

- [Carn88] A.S. Carnoy, J. Deutsch, B.R. Holstein, Phys. Rev. D **38**, 1636 (1988)
- [Carn92] A.S. Carnoy, J. Deutsch, R. Prieels, N. Severijns, P.A. Quin, J. Phys. G **18**, 823 (1992)
- [Chr70] C.J. Christensen, V.E. Krohn, G.R. Ringo, Phys. Rev. C **1**, 1693 (1970)
- [Chr72] C.J. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W.K. Brown, B.M. Rustad, Phys. Rev. D **5**, 1628 (1972)
- [Coul90] K.P. Coulter, T.E. Chupp, A.B. McDonald, C.D. Bowman, J.D. Bowman, J.J. Szymanski, V. Juan, G.D. Cates, D.R. Benton, E.D. Earle, Nucl. Inst. Meth. **A288**, 463 (1990)
- [Döh90] J. Döhner, Doktorarbeit, Universität Heidelberg 1990
- [Dom82] C.A. Dominguez, Phys. Rev. D **25**, 1937 (1982)
- [Dub90] D. Dubbers, W. Mampe, J. Döhner, Europhys. Lett. **11**, 195 (1990)
- [Dub91] D. Dubbers, Nucl. Phys. **A 527**, 239c (1991)
- [Dür96] M. Düren, Spinstruktur von Proton und Neutron, Skript zum Plenarvortrag auf der DPG-Tagung „Teichenphysik“, Hamburg, 1996
- [Dwo90] J. Dworkin et al., Phys. Rev. D **41**, 780 (1990)
- [Egor74] A.I. Egorov, V.M. Lobashev, V.A. Nazarenko, G.D. Porsev, A.P. Serebrov, Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 300 (1974)
- [Ehr95] B. Ehrnsperger, A. Schäfer, Phys. Lett. **B 348**, 619 (1995)
- [Eng80] R.W. Engstrom, Photomultiplier Handbook (RCA), 1980
- [Eric95] T.E.O. Ericson, B. Loiseau, J. Nilsson, N. Olsson, J. Blomgren, H. Condé, K. Elmgren, O. Jonsson, L. Nilsson, P.-U. Renberg, A. Ringbom, T. Rönnqvist, G. Tibell, R. Zorro, Phys. Rev. Lett. **75**, 1046 (1995)
- [Eroz70] B.G. Erozolimskii, L.N. Bondarenko, Yu.A. Mostovoï, B.A. Obinyakov, V.A. Titov, V.P. Zacharova, A.I. Frank, Phys. Lett. **B 33**, 351 (1970)
- [Eroz79] B.G. Erozolimskii, Yu.A. Mostovoï, V.P. Fedunin, A.I. Frank, O.V. Khakhan, Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 48 (1979)
- [Eroz90] B.G. Erozolimskii, I.A. Kuznetsov, I.A. Kuïda, Yu. A. Mostovoï, I.V. Stepanenko, Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 999 (1990)
- [Eroz91] B.G. Erozolimskii, I.A. Kuznetsov, I.V. Stepanenko, I.A. Kuïda, Yu. A. Mostovoï, Phys. Lett. **B 263**, 33 (1991)
- [Gap96] Yu.V. Gaponov, R.U. Khafizov, Phys. Lett. **B 379**, 7 (1996)
- [Gar92] A. García, R. Huerta, P. Kielanowski, Phys. Rev. D **45**, 879 (1992)
- [Gell58] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **111**, 362 (1958)

-
- [Gell60] M. Gell-Mann, M. Levy, *Nuovo Cimento* **16**, 705 (1960)
- [Glü92] F. Glück, K. Tóth, *Phys. Rev. D* **46**, 2090 (1991).
Nach einer persönlichen Mitteilung von F. Glück gibt es in Tabelle 5 einen Tippfehler, die Betaasymmetriewerte sind versehentlich mit $(-\beta)$ multipliziert worden.
- [Glü93] F. Glück, *Phys. Rev. D* **47**, 2840 (1993)
- [Glü94] F. Glück, Abschätzung unter Berücksichtigung unserer Geometrie, unveröffentlicht
- [Glü95a] F. Glück, I. Joó, J. Last, *Nucl. Phys. A* **593**, 125 (1995)
- [Glü95b] F. Glück, Vortrag über den Betazerfall des Neutrons im ANP-Seminar am Physikalischen Institut in Heidelberg, 1995
- [Glü95c] F. Glück, persönliche Mitteilung, die auch die Rechnungen ohne Einschränkung des Fitbereichs enthält. Im Teil der Differenzspektren weichen unsere Resultate hiervon ab, unsere Resultate sind mit Monte-Carlo-Simulationen überprüft worden.
- [Gol58] M.L. Goldberger, S.B. Treiman, *Phys. Rev.* **110**, 1178 (1958)
- [Heil95] W. Heil, H. Humblot, E. Otten, M. Schafer, R. Sarkau, M. Leduc, *Phys. Lett. A* **201**, 337 (1995)
- [Hir96] M. Hirsch, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, O. Panella, *Phys. Lett. B* **374**, 7 (1996)
- [Hol74] B.R. Holstein, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 789 (1974)
- [Hol77] B.R. Holstein, *Phys. Rev. D* **16**, 2369 (1977)
- [Hsu88] S.Y. Hsueh et al., *Phys. Rev. D* **38**, 2056 (1988)
- [Jack57] J.D. Jackson, S.B. Treiman, H.W. Wyld jr, *Phys. Rev.* **106**, 517 (1957)
- [Jak70] J. Jakschik, K.P. Jüngst, *Nucl. Inst. Meth.* **79**, 240 (1970)
- [Jod86] A. Jodidio, B. Balke, J. Carr, G. Gidal, K.A. Shinsky, H.M. Steiner, D.P. Stoker, M. Strovnik, R.D. Tripp, B. Gobbi, C.J. Oram, *Phys. Rev. D* **34**, 1967 (1986) & *Phys. Rev. D* **37**, 237 (1988)
- [Ken69] H. Kendrick, S.A. Werner, A. Arrott, *Nucl. Inst. Meth.* **68**, 50 (1969)
- [Ket75] G. Kettenring, *Nucl. Inst. Meth.* **131**, 451 (1975)
- [Klemt88] E. Klemt, P. Bopp, L. Hornig, J. Last, S.J. Freedman, D. Dubbers, O. Schärpf, *Z. für Phys.* **C37**, 179 (1988)
- [Kob73] M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973)
- [Kos86] Y.Y. Kosvintsev, V.I. Morozov, G.I. Terekhov, *Sov. Phys. JETP Let.* **31**, 236 (1986)

- [Kro75] V.E. Krohn, G.R. Ringo, Phys. Lett. **55B**, 175 (1975)
- [Kuz94] I.A. Kuznetsov, A.P. Serebrov, I.V. Stepanenko, A.V. Aldushenkov, M.S. Lasakov, A.A. Kokin, Sov. Phys. JETP Let. **60**, 315 (1994)
- [Kuz95] I.A. Kuznetsov, A.P. Serebrov, I.V. Stepanenko, A.V. Aldushenkov, M.S. Lasakov, A.A. Kokin, Yu.A. Mostovoĭ, B.G. Erozolimskii, M.S. Dewey, Phys. Rev. Lett. **75**, 794 (1995)
- [Last88] J. Last, M. Arnold, J. Döhner, D. Dubbers, S.J. Freedman, Phys. Rev. Lett. **60**, 995 (1988)
- [Lee63] Y. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **10**, 253 (1963)
- [Lia96] P. Liaud, K. Schreckenbach, R. Kossakowski, H. Nastoll, A. Bussière, J.P. Guillaud, to be published
- [Lone80] M.A. Lone, D.C. Santry, W.M. Inglis, Nucl. Inst. Meth. **174**, 521 (1980)
- [Lusch84] V.I. Luschikov, Y.V. Taran, Nucl. Inst. Meth. **A228**, 159 (1984)
- [Mam89] W. Mampe, P. Ageron, C. Bates, J.M. Pendlebury, A. Steyerl, Phys. Rev. Lett. **63**, 593 (1989)
- [Mam93] W. Mampe, L.N. Bondarenko, V.I. Morozov, Yu.N. Panin, A.I. Fomin, Sov. Phys. JETP Let. **57**, 82 (1993)
- [Mar93] W.J. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **71**, 3629 (1993)
- [Metz95] Ch. Metz, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1995
- [Mü96] Th. Müller, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1996
- [Nas91] H. Nastoll, K. Schreckenbach, C. Baglin, A. Bussière, J.P. Guillaud, R. Kossakowski, P. Liaud, Nucl. Inst. Meth. **A306**, 65 (1991)
- [Nes92] V.V. Nesvizhevski, A.P. Serebrov, R.R. Tal'daev, A.G. Kharitonov, V.P. Alifmenkov, A.V. Strelkov, V.N. Shvetsov, Sov. Phys. JETP **75**, 405 (1992)
- [Orm89] W.E. Ormand, B.A. Brown, Phys. Rev. Lett. **62**, 866 (1989)
- [Paul89] W. Paul, F. Anton, L. Paul, S. Paul, W. Mampe, Z. für Phys. **C 45**, 25 (1989)
- [PDG96] Particle Data Group, Review of particle properties Phys. Rev. D **54**, 1 (1996)
- [Por94] P.T. Por, W.H. Kraan, M. Th. Rekveldt, Nucl. Inst. Meth. **A339**, 550 (1994)
- [Pre86] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, Numerical Recipes, Cambridge University Press, 1986. Diesem Buch sind neben den Programm zum Matrixinvertieren auch unsere Fitroutinen nachempfunden
- [Rav95] C. Raven, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1995
- [Rei91] R. Reiner, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1991
- [Ren90] P. Renton, Elektroweak Interactions, Cambridge University Press, 1990

-
- [Rod79] A.M. Rodríguez-Vargas, *Nuovo Cimento* **51**, 33 (1979)
- [Rod80] A.M. Rodríguez-Vargas, G. Violini, *Z. für Phys.* **C 4**, 135 (1980)
- [Sav95] G. Savard, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg, J.C. Hardy, V.T. Koslowsky, D.C. Radford, I.S. Towner, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1521 (1995)
- [Schä89] O. Schärpf, *Physica* **B 156&157**, 631 (1989)
- [Schm60] H.H. Kausch-Blecken v. Schmeling, *Z. für Phys.* **160**, 520 (1960)
- [Schm92] C. Schmidt, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1992
- [Schr92] K. Schreckenbach, W. Mampe, *J. Phys. G* **18**, 1 (1992)
- [Schr95] K. Schreckenbach, P. Liaud, R. Kossakowski, H. Nastoll, A. Bussière, J.P. Guillaud, *Phys. Lett.* **B 349**, 427 (1995)
- [Ser95] A.P. Serebrov, A.V. Aldushenkov, M.S. Lasakov, I.A. Kuznetsov, I.V. Stepanenko, *Nucl. Inst. Meth.* **A357**, 503 (1995)
- [Sev93] N. Severijns, J. Deutsch, F. Gimengo-Nogues, B.H. King, I. Pepe, R. Prieels, P.A. Quin, J. Camps, P. De Moor, P. Schuurmans, W. Vanderpoorten, L. Vanneste, J. Wouters, M. Allet, O. Naviliat-Cuncic, B.R. Holstein, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4047 (1993) & *Phys. Rev. Lett.* **73**, 611 (1994)
- [Sha71] R.T. Shann, *Nuovo Cimento* **5A**, 591 (1971)
- [Shu94] N.B. Shulgina, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2658 (1994)
- [Sir67] A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.* **164**, 1767 (1967)
- [Song87] X. Song, *J. Phys. G* **13**, 1023 (1987)
- [Spi88] P.E. Spivak, *Sov. Phys. JETP* **67**, 1735 (1988)
- [Str78] Chr. Stratowa, R. Dobrozemsky, P. Weinzierl, *Phys. Rev. D* **18**, 3970 (1978)
- [Tass92] F. Tasset, T.E. Chupp, J.P. Pique, A. Steinhof, A. Thompson, E. Wasserman, *Physica* **B 180**, 896 (1992)
- [Tow95a] I.S. Towner, J.C. Hardy in „The nucleus as a Laboratory for Studying Symmetries and Fundamental Interactions”, ed. E.M. Henley, W.C. Haxton, 1995
- [Tow95b] I.S. Towner, E. Hagberg, J.C. Hardy, V.T. Koslowsky, G. Savard, *Proceedings der ENAM-Konferenz, Arles, 1995*
- [Vlad61] V.V. Vladimirkii, *Sov. Phys. JETP* **12**, 740 (1961)
- [Wald68] M. Waldschmitt, S. Wittig, *Nucl. Inst. Meth.* **64**, 189 (1968)
- [Wei66] W.I. Weisberger, *Phys. Rev.* **143**, 1302 (1966)
- [Wilk82] D.H. Wilkinson, *Nucl. Phys.* **A377**, 474 (1982)
- [Wilk94] D.H. Wilkinson, *Z. für Phys.* **A348**, 129 (1994)

- [Wu57] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D.Hoppes, R.P.Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)
- [Zim95] O.Zimmer, Doktorarbeit, Techn. Universität München 1995