

**Messung  
des elektrischen Formfaktors  
des Neutrons  $G_{\text{en}}$  an  ${}^3\vec{\text{He}}$   
mit dem A1-Elektronspektrometer**

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

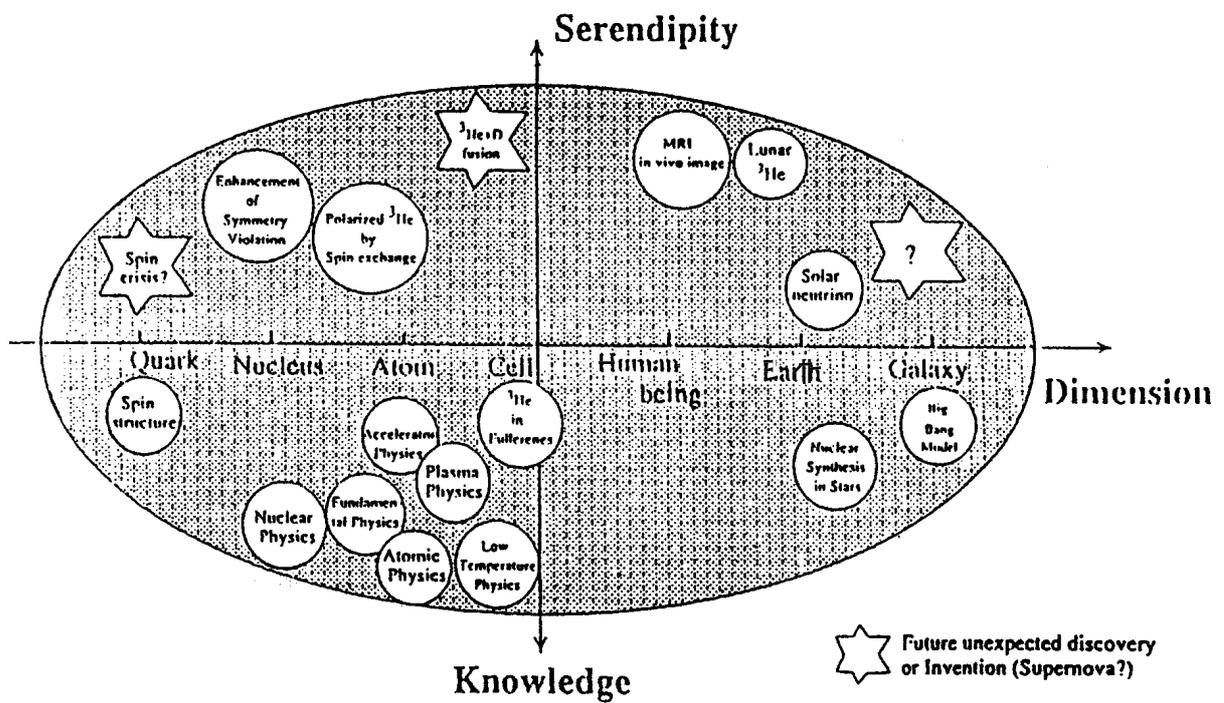
Daniela Rohe  
geb. am 12. August 1968 in Koblenz

Mainz, Mai 1998

Dekan: Prof. D. Drechsel  
1. Gutachter: Prof. E.W. Otten  
2. Gutachter: Prof. Th. Walcher

Tag der mündlichen Prüfung: 17.7.1998

# Universe of polarized $^3\text{He}$



Von M. Tanaka auf dem Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana-Champaign (Illinois/USA), 1997 gezeigt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Experimente zur Messung der Formfaktoren des Neutrons an MAMI</b>	<b>4</b>
2.1	Bestimmung von $G_{en}$	4
2.2	Bestimmung von $G_{mn}$	6
<b>3</b>	<b>Theoretischer Hintergrund zur Messung des elektrischen Formfaktors</b>	<b>8</b>
3.1	Extraktion von $G_{en}$ im Doppelpolarisationsexperiment	8
3.2	Gültigkeit der PWIA	12
3.3	${}^3\vec{\text{He}}$ als polarisiertes Neutrontarget	13
3.4	Mediummodifikationen des elektrischen Formfaktors	16
<b>4</b>	<b>Aufbau des Experimentes zur <math>G_{en}</math>-Messung</b>	<b>18</b>
4.1	Polarisierte Elektronen an MAMI	19
4.2	Das Detektorsystem	22
4.2.1	Spektrometer A und B	22
4.2.2	Der Neutronendetektor	25
4.3	Der Targetaufbau	27
4.3.1	Das ${}^3\vec{\text{He}}$ -Hochdrucktarget	27
4.3.2	Präparation der Targetzelle	31
4.3.3	Das magnetische Führungsfeld	32
4.3.4	NMR und AFP als Polarisationsnachweis	38
4.4	Justage des gesamten Aufbaus	44

<b>5</b>	<b>Durchführung des Experimentes</b>	<b>46</b>
5.1	Bereitstellung des polarisierten Gases für das Pilotexperiment . . . . .	46
5.2	Fernsteuerung des Experimentes . . . . .	49
5.3	Pilotexperiment . . . . .	50
5.4	Testmessung . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Zählraten und Spektren</b>	<b>52</b>
6.1	Definition elastischer und quasielastischer Ereignisse in Spektrometer A . . . . .	52
6.2	Einfluß des Untergrundes . . . . .	54
6.3	Monte-Carlo Simulation . . . . .	55
6.4	Energiespektren in Spektrometer A: Simulation und Messung . . . . .	57
6.4.1	$\mathbf{H}_2(\mathbf{e}, \mathbf{e}'\mathbf{p})$ . . . . .	57
6.4.2	${}^3\mathbf{He}(\mathbf{e}, \mathbf{e}'\mathbf{n})$ und ${}^3\mathbf{He}(\mathbf{e}, \mathbf{e}'\mathbf{p})$ . . . . .	59
6.5	Vergleich der Zählraten mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt . . . . .	61
6.5.1	Zählraten aus der quasielastischen Streuung an ${}^3\mathbf{He}$ . . . . .	61
6.5.2	Zählraten aus der elastischen Streuung an $\mathbf{H}_2$ . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Messung von <math>P_e P_T</math> via <math>{}^3\vec{\mathbf{H}}\mathbf{e}(\vec{\mathbf{e}}, \mathbf{e}')</math></b>	<b>65</b>
7.1	Grundlagen zur Messung des Polarisationsproduktes . . . . .	66
7.2	Definition elastischer Ereignisse . . . . .	67
7.3	Statistische Genauigkeit in der Bestimmung des Polarisationsproduktes . . . . .	69
7.4	Ergebnisse aus der elastischen Asymmetriemessung . . . . .	70
<b>8</b>	<b>Analyse der quasielastischen <math>\vec{\mathbf{e}}</math>-Streuung an <math>{}^3\vec{\mathbf{H}}\mathbf{e}</math></b>	<b>74</b>
8.1	Bestimmung der experimentellen Asymmetrie . . . . .	74
8.1.1	Analyse der Daten aus der Reaktion ${}^3\vec{\mathbf{H}}\mathbf{e}(\vec{\mathbf{e}}, \pi^- \mathbf{x})$ . . . . .	75
8.1.2	Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\mathbf{H}}\mathbf{e}(\vec{\mathbf{e}}, \mathbf{e}'\mathbf{p})$ . . . . .	76

8.2	Extraktion von $\mathbf{G}_{\text{en}}$ aus ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}(\vec{\mathbf{e}}, \mathbf{e}'\mathbf{n})$ . . . . .	77
8.2.1	Vergleich von theoretischer und experimenteller paralleler Asymmetrie $\mathbf{A}_{\parallel}$ . . . . .	77
8.2.2	Korrektur an die quasielastische Asymmetrie . . . . .	79
8.2.3	Ergebnis für $\mathbf{G}_{\text{en}}$ und Betrachtung systematischer Fehler	80
8.2.4	Diskussion des Ergebnisses . . . . .	82
<b>A</b>	<b>Herleitung der Asymmetriemformel</b>	<b>87</b>
<b>B</b>	<b>Zwei- und Dreikörperaufbruch des <math>{}^3\text{He}</math></b>	<b>90</b>
<b>C</b>	<b>Korrektur zur Bestimmung der absoluten Polarisation via AFP</b>	<b>93</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Verfügbare Daten zu $G_{mn}$ relativ zur Dipolparametrisierung . . .	6
3.1	Diagramm mit Angabe der Vierervektoren für die quasielastische Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ . . . . .	10
3.2	Theoretische Asymmetrie für die Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ in Abhängigkeit des Winkels zwischen Targetspin und quasielastischem Impulsübertrag. . . . .	11
3.3	Targetasymmetrien in Abhängigkeit von $Q^2$ (aus [lag91a]). . . .	13
3.4	Rechnungen nach [schul93] zur Polarisierung der Nukleonen im ${}^3He$ -Kern. . . . .	14
3.5	Extraktion der Neutron- und Protonpolarisation im ${}^3He$ -Kern in Abhängigkeit des Fermiimpulses [miln96] . . . . .	15
3.6	Verhältnis von $G_{en}$ in Kernmaterie zu $G_{en}$ für ein freies Neutron [meis89]. . . . .	17
4.1	Aufbau für die $G_{en}$ -Messung in der Spektrometerhalle. . . . .	19
4.2	Detektorsystem in Spektrometer A [blom98]. . . . .	23
4.3	Polarisation P gemittelt über die Austauschzeit der Targetzelle.	27
4.4	Targetzelle . . . . .	29
4.5	Eindringen eines äußeren Feldes durch die Abschirmung. . . . .	34
4.6	Magnetfeld entlang der Strahlachse für verschiedene Ströme. . .	35
4.7	Spulenwicklung um die $\mu$ -Metall Abschirmung . . . . .	36
4.8	Vergleich zweier NMR-Signale. . . . .	39
4.9	Aufbau für den AFP-Nachweis und AFP-Signal. . . . .	40

4.10	Magnetfelder, transformiert in das rotierende Koordinatensystem, während des AFP-Nachweises im Vektordiagramm. . . . .	41
4.11	Blockschaltbild der NMR- und AFP-Elektronik. . . . .	42
4.12	Polarisationsverlust $P_V$ bei der AFP-Messung. . . . .	43
5.1	Targethalterung . . . . .	47
6.1	Koinzidenzspektrum mit Neutronen. Der Untergrund wird erst durch Skalierung des Spektrums sichtbar (s. Einsatz). . . . .	53
6.2	ADC-Spektrum eines $\Delta E$ -Detektors zur Trennung von Neutronen und Protonen. . . . .	54
6.3	Vergleich von Messung und Simulation des kinematisch korrigierten Energiespektrums in der Reaktion $H_2(e, e'p)$ . . . . .	58
6.4	Vergleich von Messung und Simulation des Energiespektrums in der Reaktion ${}^3He(e, e'n)$ . . . . .	59
7.1	Theoretische Asymmetrie für die elastische Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e')$ in Abhängigkeit des Winkels $\theta_S$ zwischen Targetspin und elastischem Impulsübertrag [amr94]. . . . .	67
7.2	Simulation des Strahlenschwanzes in der Reaktion ${}^3He(e, e')$ . . . . .	68
7.3	Mit Hilfe der Targetpolarisation aus der elastischen Asymmetriemessung berechnete Elektronpolarisation. . . . .	72
8.1	a) Energiespektrum der Pionen in Spektrometer A. b) Koinzidenzspektrum für die Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, \pi^- n)$ . . . . .	75
8.2	Vergleich des $G_{en}$ -Ergebnisses dieser Arbeit ( $\circ$ ) mit den Resultaten aus der A3-Kollaboration und der Analyse der elastischen Elektronstreuung an Deuterium [plat90] . . . . .	83
B.1	Illustration zum Verhältnis zwischen Zwei- und Dreikörperaufbruch. . . . .	91
B.2	Relativer Beitrag von Zwei- und Dreikörperaufbruch in Abhängigkeit des Fermiimpulses. Abbildung aus [lee96]. . . . .	92
C.1	Erklärung der im Text benutzten Bezeichnungen zur Berechnung des Magnetfeldbeitrages sowie Andeutung der Feldlinien der beiden magnetisierten Zylinder. . . . .	94

# Tabellenverzeichnis

4.1	Die wichtigsten Eigenschaften der Spektrometer A und B . . . .	24
4.2	Beziehung zwischen den Detektor- und Targetkoordinaten der Spektrometer A und B in erster Ordnung. Die Impulsablage $\Delta p$ erhält man aus der Targetkoordinate $x_o$ . . . . .	24
5.1	Überblick über die eingesetzten Targetzellen mit ihren wichtigsten Eigenschaften. Die Polarisation ist über die Zeit der Datennahme gemittelt. . . . .	48
6.1	Strahlungslängen für die Materialien, die im Experiment von ein- und auslaufendem Elektron durchquert werden. Angaben aus [tsai74]. . . . .	57
6.2	Anteil akzeptierter Ereignisse bei eingeschränkter Akzeptanz des Spektrometers (s. Text). . . . .	61
7.1	Asymmetrien aus der elastischen Streuung an ${}^3He$ unter verschiedenen Schnittbedingungen mit Angabe der statistischen Fehler. Zu den Fallunterscheidungen siehe Text. . . . .	70
7.2	Aus der elastischen Messung extrahierte Polarisationsprodukte sowie die Targetpolarisationen aus der NMR- und AFP-Messung für jede Targetspinrichtung. . . . .	71
8.1	Zusammenfassung der quasielastischen Asymmetrien für die in diesem Kapitel betrachteten Reaktionen mit Angabe des statistischen Fehlers. Der zufällige Untergrund wurde bereits helizitätsabhängig berücksichtigt. . . . .	77

# Kapitel 1

## Einleitung

Ein grundlegendes Problem in der Kernphysik ist die mikroskopische Beschreibung des Kerns, d.h. das Zurückführen der Kerneigenschaften auf die innere Struktur der Nukleonen, die maßgeblich von Quarks und Gluonen sowie deren Wechselwirkung untereinander bestimmt wird. Eine wichtige experimentell zugängliche Größe zur Untersuchung der Struktur der Nukleonen ist der Formfaktor. Beschränkt man sich auf die elektromagnetische Wechselwirkung, so besitzt ein Teilchen mit Spin  $1/2$  zwei Formfaktoren, den elektrischen und den magnetischen. Nichtrelativistisch ergeben sich die Formfaktoren aus der Fouriertransformierten der elektrischen Ladungs- bzw. Stromverteilung im Nukleon. Da für ein neutrales punktförmiges Teilchen („Dirac-Teilchen“) der elektrische Formfaktor verschwindet, ist derjenige des Neutrons,  $G_{en}$ , besonders sensitiv auf dessen innere Struktur. Bisher wurden viele theoretische Studien durchgeführt, um Parametrisierungen für die Formfaktoren zu finden. Diese ergeben sich aus einer Reihe von Modellen (Vektormesondominanz- [hoeh76] [gari84], Quarkmodelle [chun91]) und QCD-Rechnungen. Deren Voraussagen können durch das Experiment auf ihre Richtigkeit geprüft werden.

Der elektrische Formfaktor des Neutrons  $G_{en}$  ist bis auf wenige Ausnahmen noch unzureichend bekannt (s. Abb. 8.2 und Zitate darin). Dies liegt vor allem daran, daß  $G_{en}$  aufgrund verschwindender elektrischer Gesamtladung gegenüber dem magnetischen Formfaktor des Neutrons und dem elektrischen des Protons stark unterdrückt ist. Außerdem stehen keine freien Neutrontargets zur Verfügung<sup>1</sup>, so daß der Formfaktor des Neutrons in unmittelbarer Umgebung von Nukleonen bestimmt werden muß. In der Regel werden Deuterium sowie das leichte Isotop von Helium,  ${}^3\text{He}$  verwendet, die die leichtesten Kerne mit einem Neutron sind. Trotzdem ist auch in diesen Kernen ein Einfluß der

---

<sup>1</sup>Neutronenflaschen oder die Verwendung eines Neutronenstrahls erreichen bisher nicht die erforderliche Dichte.

benachbarten Nukleonen auf den Formfaktor des Neutrons nicht auszuschließen (s. Kap. 3.4).

Um die elektromagnetische Struktur des Neutrons im Kern untersuchen zu können, eignen sich besonders Elektronen als Projektile. Das Elektron als strukturloses, punktförmiges Teilchen wirkt dabei als Sonde, dessen elektromagnetische Wechselwirkung in der QED sehr genau bekannt ist und durch viele Experimente bestätigt wurde. Experimente zur Bestimmung von  $G_{en}$ , die die elastische Streuung an Deuterium benutzen, sind jedoch von der Wellenfunktion des Deuteriums und damit von der Wahl des NN-Potentials abhängig, da die elektrischen und magnetischen Formfaktoren von Deuterium in die Formfaktoren von Neutron und Proton zerlegt werden müssen. Abgesehen vom statistischen Fehler entsteht dadurch eine Modellunsicherheit von mehr als 50 % [plat90]. In der quasielastischen Streuung dagegen steht das Elektron in direktem Kontakt mit dem gestreuten Nukleon, welches in erster Näherung als frei angenommen werden kann. Der Wechselwirkungsvertex am Nukleon, welcher die elektrische und magnetische Struktur enthält, führt zur gesuchten Größe. Inklusive Reaktionen an Deuterium oder Helium haben den Nachteil, daß durch die dominante e-p-Streuung und  $G_{ep}^2 \gg G_{en}^2$  ein großer Beitrag des Protons am elektrischen Formfaktor abgezogen werden muß, was wiederum zu großen systematischen Unsicherheiten führt. Dies wird vermieden, wenn wie in dieser Arbeit das Neutron explizit nachgewiesen wird (exklusive Reaktion).

Die Sensitivität auf den elektrischen Formfaktor des Neutrons  $G_{en}$  kann durch Verwendung von Polarisationsobservablen wesentlich gesteigert werden. In einem doppelt polarisierten Streuexperiment in quasielastischer Kinematik ist die elektrische Streuamplitude durch die Interferenz mit der magnetischen verstärkt ( $G_{en} * G_{mn}$ ), wobei die elektrische im Gegensatz zur magnetischen nicht auf die relative Orientierung von Target- und Elektronspin sensitiv ist. Dagegen tritt im unpolarisierten Experiment  $G_{en}$  neben  $G_{mn}$  einzeln quadratisch auf und ist daher um fast zwei Größenordnungen unterdrückt (Rosenbluth-Separation). Durch Bildung einer Asymmetrie bezüglich der Wirkungsquerschnitte verschiedener Elektronhelizität fallen in erster Ordnung ein Teil der systematischen Fehler sowie die Impulsverteilung des Neutrons im Kern heraus. Die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte entfällt. Geschickte Wahl der Spinrichtung des Neutrons in Anfangs- oder Endkanal, welche durch ein Führungsmagnetfeld einstellbar und variierbar ist, läßt die Ergebnisse in erster Näherung unabhängig werden von Elektron- und Targetpolarisation.

Vorteilhaft ist eine Kinematik, in der Wechselwirkungen zwischen gestreutem Nukleon und Restkern, wie Endzustandswechselwirkungen (FSI) und Mesonenaustauschströme (MEC), vernachlässigt werden können. Für höhere  $Q^2$  ( $\geq 0.3$  (GeV/c)<sup>2</sup>) ist nach Rechnungen von Laget [lag91a] in der quasielastischen Streuung an  ${}^3\text{He}$  die Beschränkung auf die 1. Bornsche Näherung

gerechtfertigt (s. Kap. 3.2). Neuere Faddeev-Rechnungen weisen jedoch auf eine deutliche Absenkung der Asymmetrie um ca. 20 % bei  $Q^2 = 0.35 \text{ (GeV/c)}^2$  durch FSI hin [ziem].

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, bei einem  $Q^2$  von  $0.67 \text{ (GeV/c)}^2$  die Bestimmung von  $G_{en}$  mit Hilfe der Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  an der 3-Spektrometeranlage an MAMI zu ermöglichen und die Durchführbarkeit zu zeigen [prop95] [roh98]. In Kap. 2 soll zunächst ein Überblick über bereits an MAMI durchgeführte Experimente zum elektrischen und magnetischen Formfaktor des Neutrons gegeben werden. Kap. 3 stellt die theoretischen Grundlagen zur Messung von  $G_{en}$  vor und rechtfertigt die Verwendung von polarisiertem  ${}^3He$  als polarisiertes Neutrontarget. Die experimentelle Realisierung der  $G_{en}$ -Messung ist im anschließenden Kapitel beschrieben. Kap. 5 beschäftigt sich mit der Durchführung des Experimentes. Die folgenden Kapitel stellen die Analyse der Daten und das Ergebnis vor.

# Kapitel 2

## Experimente zur Messung der Formfaktoren des Neutrons an MAMI

### 2.1 Bestimmung von $G_{en}$

In der A3-Kollaboration wurde  $G_{en}$  bei einem  $Q^2$  von  $0.35 \text{ (GeV/c)}^2$  mit den Reaktionen  $D(\vec{e}, e'\vec{n})$  und  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  in quasielastischer Kinematik gemessen. Hierbei wurde die in der Einleitung erwähnte erhöhte Sensitivität auf  $G_{en}$  bei Doppelpolarisationsexperimenten ausgenutzt. Beide Experimente benutzten ein gemeinsames Detektorsystem zum Nachweis von Elektron und Neutron.

Die gestreuten Elektronen wurden in einem segmentierten ortsauflösenden Bleiglasschauerdetektor (100 msr) nachgewiesen. Die begrenzte Energieauflösung von  $\delta E/E \approx 16\%/\sqrt{E/(\text{GeV})}$  reicht für eine erste Trennung quasielastischer von inelastischen Ereignissen (hauptsächlich  $\pi$ -Produktion in der Delta-Resonanz) aus. Für die Unterdrückung hochenergetischer Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall sowie Pionen sorgte eine Koinzidenzforderung mit einem Čerenkov-Detektor zwischen Target und Elektronendetektor. Da er den Vertex im  ${}^3He$ -Experiment abbildet, konnte damit auch der Untergrund an Elektronen, die an den Targetfenstern gestreut wurden, minimiert werden. Die Neutronen wurden in mehreren segmentierten Szintillatorwänden mit einem Raumwinkel von 250 msr registriert, der eine Streuwinkelrekonstruktion erlaubt ( $\Delta\theta = \pm 1.2^\circ, \Delta\phi = 0.7^\circ$ ). Veto-zähler verhinderten den Nachweis von geladenen Teilchen. Über Flugzeitmessung (time of flight) wurde die Energie der Neutronen gemessen. Im Deuterium-Experiment wurde der mehrschichtige Neutronendetektor zusätzlich als Polarimeter genutzt, indem durch Doppelstreuung die Polarisation des gestreuten Neutrons bestimmt wurde. Die ungenaue

Kenntnis der Analysierstärke konnte durch die Installation eines Dipolmagneten umgangen werden. Dieser präzediert die longitudinale Polarisation des Neutrons in Abhängigkeit seiner Erregung ( $\approx 1.5$  Tm maximal) in transversale Richtung. Durch Verhältnissbildung zweier Asymmetrien fallen Analysierstärke sowie Elektronpolarisation heraus. Stattdessen wird im  ${}^3\text{He}$ -Experiment der Targetspin gedreht. Auch hier kann  $G_{en}$  im Verhältnis zweier Asymmetrien unabhängig von Target- und Elektronpolarisation bestimmt werden (s. Kap. 3.2). Zusätzlich wurde die Elektronpolarisation ständig mit einem Comptonpolarimeter überwacht und die Targetpolarisation nach der NMR-Methode gemessen. Das  ${}^3\text{He}$ -Gas wurde mit der Methode des metastabilen optischen Pumpens [colg63] bei 1 mbar aufpolarisiert und mit einem Toepler-Kompressor auf 1 bar verdichtet. Damit konnte eine konstante Targetpolarisation von 50 % erreicht werden.

Eine ausführliche Analyse durch Rekonstruktion der Kinematik für jedes Ereignis ergibt im  ${}^3\text{He}$ -Experiment einen  $G_{en}$ -Wert von  $0.0352 \pm 0.0033 \pm 0.0024$  für  $Q^2 = 0.35$  (GeV/c) $^2$  [beck97]. Dieses Ergebnis stimmt mit dem vorausgegangenen Pilotexperiment überein [meyer94]. Die Auswertung des Deuterium-Experimentes bei gleichem  $Q^2$  ergibt dagegen einen signifikant höheren Wert  $G_{en} = 0.0611 \pm 0.0067 \pm 0.0060$  [ostr98] (s. Abb. 8.2). Rechnungen von Ziemer [ziem] zufolge können Endzustandswechselwirkungen (s. Kap. 3.4) einen Teil der Diskrepanz erklären. Weitere 300 h Meßzeit wurden auf die Bestimmung von  $G_{en}$  bei einem  $Q^2$  von 0.14 (GeV/c) $^2$  verwandt [herb]. Hier dominieren bereits die FSI-Effekte (s. Kap. 8.2.4).

Eine Fortsetzung des Experimentes zu höherem  $Q^2$  mit obigem Detektoraufbau ist wegen der mangelnden Auflösung der Bleiglasmatrix nicht sinnvoll, da die Trennung inelastischer und quasielastischer Ereignisse an Hand der Energie der gestreuten Elektronen mit zunehmendem  $Q^2$  schwieriger wird. Deshalb wurde die Messung von  $G_{en}$  bei  $Q^2 = 0.67$  (GeV/c) $^2$  in dieser Arbeit an einem hochauflösenden Magnetspektrometer durchgeführt. Ein weiterer Vorteil ergibt sich aus der direkten und präzisen Rekonstruktion der Impulsübertragsrichtung  $\vec{q}$  aus der mit dem Spektrometer gemessenen Trajektorie und Energie des Elektrons, da ein Fehler in der  $\vec{q}$ -Richtung zu einem großen systematischen Fehler in  $G_{en}$  führt. Der kleinere Raumwinkel des Spektrometers gegenüber dem Bleiglasdetektor sowie der reduzierte Wirkungsquerschnitt bei höherem  $Q^2$  müssen durch bessere Strahl- und Targetpolarisation und höhere  ${}^3\vec{\text{H}}e$ -Targetdichte sowie Erhöhung des Strahlstromes ausgeglichen werden.

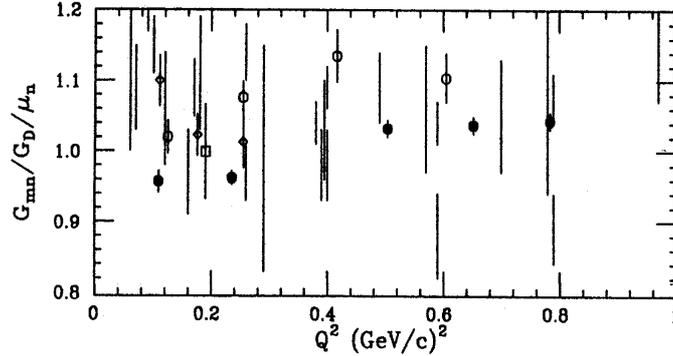


Abbildung 2.1: Verfügbare Daten zu  $G_{mn}$  relativ zur Dipolparametrisierung [ankl]. Die Datenpunkte  $\bullet$  sind entnommen aus [ankl] [ankl94],  $\square$  aus [gao94],  $\diamond$  aus [mark93],  $\circ$  aus [brui95]. Daten vor 1990 sind nur mit dem zugehörigen Fehlerbalken dargestellt.

## 2.2 Bestimmung von $G_{mn}$

Da mit der oben vorgestellten Methode nur das Verhältnis aus dem elektrischen und magnetischen Formfaktor gemessen werden kann, stellt  $G_{mn}$  eine wichtige Eingangsgröße zur Bestimmung von  $G_{en}$  dar. Der magnetische Formfaktor des Neutrons wurde an der 3-Spektrometeranlage von MAMI (s. auch Kap. 4.2) von der A1-Kollaboration in einem  $Q^2$ -Bereich von 0.2-0.8 (GeV/c)<sup>2</sup> mit einer Genauigkeit von besser 2 % neu bestimmt [prop90] [true95] (s. Abb. 2.1). Dazu wurde das Verhältnis R der Koinzidenzwirkungsquerschnitte am Deuteron  $D(e, e'n)$  und  $D(e, e'p)$  in quasifreier Kinematik gemessen. Dies ermöglicht eine weitgehend modellunabhängige Extraktion von  $G_{mn}$ , da sich in erster Born'scher Näherung im Verhältnis die Wellenfunktionen des Deuterons sowie ein wesentlicher Anteil der Endzustandswechselwirkungen (FSI) und der Mesonenaustauschströme (MEC) herausheben. Mit dem bekannten  $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitt läßt sich  $G_{mn}$  aus R extrahieren.

Die gestreuten Elektronen wurden in Spektrometer A nachgewiesen. Zum Nachweis der Nukleonen wurden zwei Plastikszintillatoren mit einem Raumwinkel von 25 msr verwendet. Davor befinden sich drei dünne Szintillatoren zur Unterscheidung von Protonen und Neutronen. Der Detektor wird zum Target hin mit 0.1 - 2 cm Blei je nach Kinematik gegen elektromagnetischen Untergrund abgeschirmt. Die übrigen Seiten des Detektors sind mit 10 cm Blei gegen Untergrund aus der Experimentierhalle (besonders Neutronen) geschützt.

Die gleichzeitige Messung von  $(e, e'n)$  und  $(e, e'p)$  hat den Vorteil, daß das Verhältnis der Zählraten unabhängig von Luminosität, Totzeiteffekten und

Effizienz des Elektronenspektrometers ist. Voraussetzung ist allerdings die genaue Kenntnis der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Nukleondetektors für Neutronen und Protonen, die in einem Kalibrierungsexperiment am Paul-Scherrer-Institut (PSI) mit Hilfe markierter Neutronen aus einem Neutronenstrahl bestimmt wurde. Diese wurden an einem flüssigen Wasserstofftarget elastisch gestreut und im Nukleondetektor nachgewiesen. Mit Szintillatoren und Drahtkammern wurden durch Orts- und Zeitmessung die Energie und Streuwinkel der Rückstoßprotonen gemessen. Daraus konnte auf Energie und Streuwinkel der gestreuten Neutronen sowie auf die Neutroneffizienz des Nukleondetektors rückgeschlossen werden. Die Neutroneffizienz wurde mit einer Genauigkeit von 1 % in Abhängigkeit der Ortskoordinaten des Nukleondetektors gemessen. Zur Bestimmung der Protoneffizienz wird der Nukleondetektor direkt hinter Szintillatoren und Drahtkammern gestellt. Der Vorteil dieser Methode ist, daß die Effizienzmessung unabhängig von Neutronenfluß, Targetdicke, Totzeit und Effizienz des zur Eichung benutzten Protonektors ist. Mit einem ähnlichen Aufbau wurde die Ladungskonversion (p,n) in der Bleiwand vor dem Nukleondetektor untersucht [hone95] (s. Kap. 6.5.2). Für das in dieser Arbeit beschriebene  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ -Experiment wurde ein ähnlicher Detektor von den Basler Kollaborationspartnern entworfen und gebaut. Dabei konnte auf die wertvollen Erfahrungen des vorausgegangenen  $D(e, e'n)$ -Experimentes zurückgegriffen werden.

Die Ergebnisse für  $G_{mn}$  [ankl] sind mit den Resultaten aus anderen Experimenten für einen  $Q^2$ -Bereich kleiner 1  $(\text{GeV}/c)^2$  in Abb. 2.1 verglichen. Auffällig sind die extrem kleinen Fehlerbalken dieser Messung, die die systematische Diskrepanz zu den Daten aus dem Experiment an ELSA [brui95] von bis zu 10 % deutlich werden läßt. Möglicherweise ist diese Diskrepanz auf die unterschiedliche Methode zur Absoluteichung der Neutroneffizienz zurückzuführen. An ELSA wurde eine „in situ“ Methode durchgeführt, bei der ein Radiator vor dem Target Bremsstrahlungsphotonen erzeugt, um damit mit Hilfe der Reaktionen  $D(\gamma, p)n$  bzw.  $p(\gamma, \pi^+)n$  auf die Existenz eines Neutrons im Ausgangskanal zu schließen. Die Daten von MAMI stimmen mit denen am NIKHEF überein, die die Messung der Neutroneffizienz auf die gleiche Weise ebenfalls am PSI vornahmen.

Da  $G_{mn}$  aus der Messung an MAMI bei  $Q^2 = 0.652 (\text{GeV}/c)^2$  3.7 % über dem Dipolwert liegt, wird der  $G_{en}$ -Wert aus der vorliegenden Arbeit um diesen Faktor angehoben. Für die vorausgegangene Messung bei  $Q^2 = 0.35 (\text{GeV}/c)^2$  (s. Kap. 2.1) kann jedoch der Dipolwert für  $G_{mn}$  zur Extraktion von  $G_{en}$  benutzt werden.

# Kapitel 3

## Theoretischer Hintergrund zur Messung des elektrischen Formfaktors

### 3.1 Extraktion von $G_{\text{en}}$ im Doppelpolarisationsexperiment

Der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Nukleon-Streuung ist in der Bornschen Näherung (Ein-Photon-Austausch) proportional zum Produkt aus Leptontensor  $L^{\mu\nu}$  und Nukleontensor  $W_{\mu\nu}$ , welche die Struktur der Teilchen enthalten. Da es sich beim Elektron um ein punktförmiges Teilchen ohne Struktur handelt, wird der Elektronvertex ohne Korrektur aus der QED übernommen. Beim Nukleon hingegen müssen zwei Formfaktoren zur Beschreibung der elektromagnetischen Struktur eingeführt werden:

$$\Gamma_\mu = \gamma_\mu F_1(Q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M} \kappa F_2(Q^2)$$

$F_1(Q^2)$  und  $F_2(Q^2)$  heißen Dirac- und Pauliformfaktor und  $\kappa$  ist das anomale magnetische Moment des Nukleons. Bei dieser Definition der Formfaktoren sind magnetische und elektrische Eigenschaften vermischt. Deshalb ist es üblich, sogenannte Sachs-Formfaktoren zu definieren:

$$G_e(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau\kappa F_2(Q^2) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (3.1)$$

$$G_m(Q^2) = F_1(Q^2) + \kappa F_2(Q^2) \quad (3.2)$$

Im Breit-System, in dem keine Energie an das Nukleon übertragen wird, sind der elektrische bzw. magnetische Sachs-Formfaktor gerade durch die Fourier-transformierte der elektrischen Ladungsverteilung bzw. der Magnetisierung gegeben. Mit dieser Notation erhält man die bekannte Form des Rosenbluth-Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left( \frac{G_e^2 + \tau G_m^2}{1 + \tau} + 2\tau G_m^2 \tan^2(\theta/2) \right) \quad (3.3)$$

Da beim Neutron der magnetische Formfaktor in Gln. 3.3 quadratisch neben dem 10 mal kleineren elektrischen steht, ist die Extraktion des letzteren Formfaktors mit großen Fehlern behaftet [lun93] [bar73].

Im Doppelpolarisationsexperiment enthält dagegen der Wirkungsquerschnitt einen zusätzlichen Interferenzterm zwischen magnetischer und elektrischer Streuamplitude, so daß der elektrische Anteil durch den magnetischen verstärkt wird. Dies sei vereinfacht durch folgende Überlegung dargestellt:  $g$  sei eine magnetische Streuamplitude, die aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung sensitiv auf das Vorzeichen der Elektronhelizität ist;  $f$  sei die elektrische, helizitätsunabhängige Streuamplitude. Dann läßt sich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma^\pm$  für die beiden Helizitätseinstellungen  $h^\pm$  als kohärente Überlagerung beider schreiben als

$$\sigma^\pm = |f \pm g|^2 = |f|^2 + |g|^2 \pm 2\text{Real}(f^*g) = \sigma_{unpol} \pm \sigma_{pol}$$

Bildet man die Asymmetrie bezüglich der Elektronhelizität, so hebt sich der unpolarisierte Anteil im Zähler weg und die Asymmetrie wird direkt proportional zum Interferenzterm von elektrischer und magnetischer Streuamplitude:

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = \frac{2\text{Real}(f^*g)}{\sigma_{unpol}} \quad (3.4)$$

Aufgabe der theoretischen Physik ist es nun, die Beziehung zwischen der experimentell gemessenen Asymmetrie

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad , \quad (3.5)$$

die sich aus der helizitätsabhängigen Zählrate  $N^\pm$  ergibt, und der theoretischen Asymmetrie, die neben kinematischen Größen den elektrischen Formfaktor enthält, herzustellen. Zur Beschreibung des quasielastischen Streuprozesses wird dabei meistens das Spektatormodell in der „Plane Wave Impulse Approximation“ (PWIA) verwendet. Dieses Modell gilt unter den folgenden Voraussetzungen und Näherungen:

- Ein- und auslaufende Teilchen können als ebene Wellen beschrieben werden, d.h. als freie Teilchen

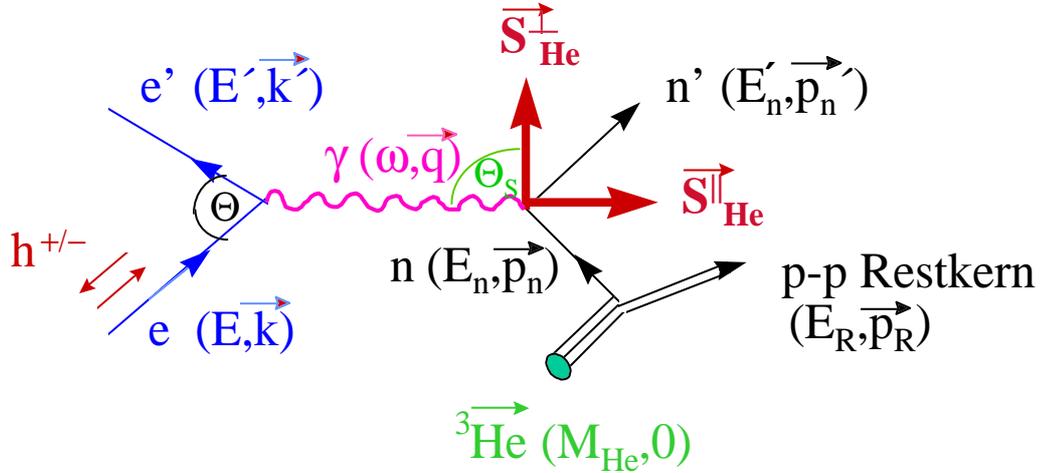


Abbildung 3.1: Diagramm mit Angabe der Vierervektoren für die quasielastische Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ .

- In der Wechselwirkungszone wird nur ein Photon ausgetauscht.
- Das virtuelle Photon wird von nur einem Nukleon absorbiert. Dieses Nukleon wird nachgewiesen.
- Zwischen Nukleon und Restkern treten keine Wechselwirkungen auf ( Vernachlässigung von FSI<sup>1</sup> und MEC<sup>2</sup>)
- Das noch im Kern gebundene Nukleon soll auf der Massenschale liegen. („on mass-shell“)

Der quasifreie Streuprozeß stellt sich dann als Diagramm wie in Abb. 3.1 dar. Im Experiment der vorliegenden Arbeit wurden Azimut- und Polarwinkel des gestreuten Elektrons und Nukleons sowie die Energie des Elektrons gemessen. Unter der Annahme, daß der pp-Restkern als ein Teilchen behandelt werden kann, ist die Streukinematik vollständig bestimmt. Die Asymmetrie kann geschrieben werden als

$$A_{theo}(\theta_S) = \frac{aG_{en}G_{mn}\sin\theta_S + bG_{mn}^2\cos\theta_S}{cG_{en}^2 + dG_{mn}^2} \quad (3.6)$$

<sup>1</sup>FSI (final state interaction): Nach dem quasielastischen Streuprozeß kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen dem gestreuten Nukleon und dem Restkern (Endzustände).

<sup>2</sup>MEC (meson exchange currents): Die quasielastische Streuung am freien Nukleon wird durch die Wechselwirkung mit Mesonen im Kern ( $\pi, \rho \dots$ ) modifiziert.

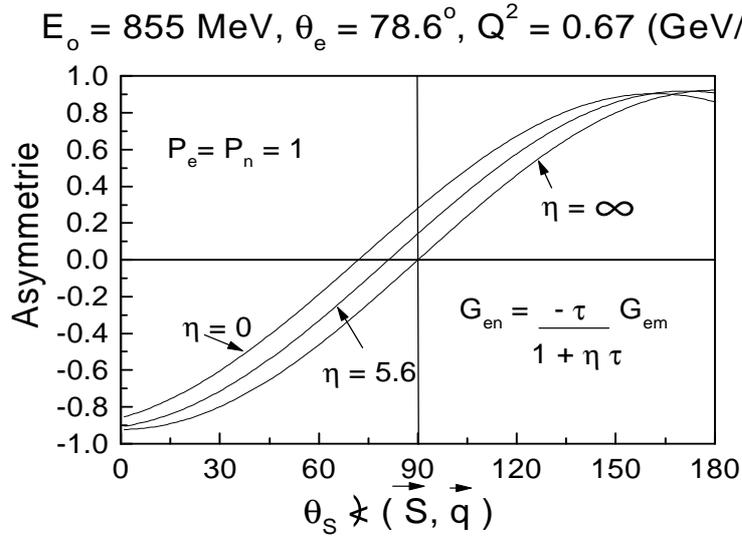


Abbildung 3.2: Theoretische Asymmetrie für die Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  in Abhängigkeit des Winkels zwischen Targetspin und quasielastischem Impulsübertrag.

und ist in Abb. 3.2 für verschiedene Parametrisierungen von  $G_{en}$  dargestellt. Die Größen a,b,c,d enthalten die Kinematik und sind im Anhang A angegeben.  $\theta_S$  ist der Winkel zwischen Impulsübertrag  $\vec{q}$  und Nukleonspin  $\vec{S}$ . Der erste Term im Zähler von Gln. 3.6 ist der gesuchte Interferenzterm zwischen elektrischer und magnetischer Streuamplitude im Sinne von Gln. 3.4. Er betrifft nach Abb. 3.1 die vertikale Komponente der Neutronpolarisation  $P_\perp = P_n \sin\theta_S$ . Für die longitudinale Polarisationskomponente  $P_\parallel = P_n \cos\theta_S$ , entsprechend dem 2. Term im Zähler von Gln. 3.6 trägt die elektrische Amplitude nichts zur Asymmetrie bei<sup>3</sup>; sie kommt durch Interferenz mit einem helizitätsunabhängigen Anteil der magnetischen Streuamplitude zustande. Zwischen experimenteller und theoretischer Asymmetrie steht das Produkt aus Elektron- und Nukleonpolarisation:

$$A_{exp} = P_e * P_N * A_{theo} \quad (3.7)$$

Im Experiment wurden abwechselnd die Targetspinstellungen  $\theta_S = 90^\circ$  und  $0^\circ$  eingestellt, die im folgenden mit  $A_\perp = A(90^\circ)$  und  $A_\parallel = A(0^\circ)$  bezeichnet werden. Das Verhältnis beider Asymmetrien ist gerade proportional zum Verhältnis aus elektrischem und magnetischem Formfaktor und unabhängig

<sup>3</sup>Sofern  $G_{en}^2$  gegenüber  $G_{mn}^2$  vernachlässigt wird.

vom Polarisationsprodukt:

$$\frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}} = \frac{a G_{en}}{b G_{mn}} \quad (3.8)$$

Ein weiterer Vorteil ist, daß statt absoluter Wirkungsquerschnitte nur Zählratenverhältnisse bestimmt werden müssen. Zudem hebt sich ein Teil der systematischen Fehler weg. Obige Asymmetriemformel gilt jedoch nur für ein freies ruhendes Nukleon. Das im Kern gebundene und damit lokalisierte Nukleon hat aufgrund der Unschärferelation einen Impuls, den Fermiimpuls  $p_F$ . Im Anhang A wird die Asymmetriemformel für diesen Fall abgeleitet. An dem oben vorgestellten Meßprinzip ändert sich aber nichts.

## 3.2 Gültigkeit der PWIA

Wie im letzten Abschnitt erläutert, ist das Modell PWIA nur unter bestimmten Voraussetzungen gültig. Rechnungen von Laget [lag91a] [lag92] [lag91b] zufolge sind diese Voraussetzungen im Experiment dieser Arbeit erfüllt. Abb. 3.3 zeigt die drei Targetasymmetrien  $A'_x = A_{\perp}$ ,  $A'_z = A_{\parallel}$  und  $A'_y$  in Abhängigkeit von  $Q^2$ .  $A'_y$  bezeichnet die Asymmetrie, welche mit unpolarisiertem Elektronenstrahl und Targetspin senkrecht zur Streuebene gemessen werden kann. Die strich-punktierte Linie ist das Ergebnis einer Rechnung im PWIA-Modell; die durchgezogene Linie berücksichtigt zusätzlich MEC und FSI-Beiträge, welche ein oder zwei agierende Nukleonen enthalten. Die MEC-Rechnung bezieht  $\pi$ - und  $\rho$ -Austausch mit ein. Als Nukleon-Nukleon-Potential wurde das Paris-Potential gewählt. Der Vergleich beider Rechnungen ergibt, daß MEC und FSI-Effekte oberhalb von  $Q^2 \approx 0.3$  (GeV/c)<sup>2</sup> vernachlässigt werden können. Faddeev-Rechnungen von W. Glöckle [gol95], die FSI-Beiträge berücksichtigen, ergeben jedoch eine Reduzierung des experimentellen Asymmetrieverhältnisses bei  $Q^2 = 0.35$  (GeV/c)<sup>2</sup> [ziem] [gloe]. Dies resultiert in einer Anhebung von  $G_{en}$  um  $\approx 23$  % (s. Kap. 8.2.4). Bestärkt werden diese Rechnungen durch die gute Reproduktion der von R. Florizone an MAMI [flori] gemessenen Fermiimpulsverteilung des Protons im <sup>3</sup>He. Der Einfluß von FSI-Effekten wird bestätigt durch ein Experiment am NIKHEF, welches die transversale Targetasymmetrie  $A'_y$  bei  $Q^2 = 0.15$  (GeV/c)<sup>2</sup> bestimmt.  $A'_y$  stellt ein direktes Maß für MEC- und FSI-Beiträge dar (s. Abb. 3.3), da diese Asymmetrie in PWIA nach dem Watson-Fermi-Theorem verschwindet [wats54]. Eine vorläufige Auswertung der NIKHEF-Daten ergibt eine signifikante Abweichung (Faktor 2) zur Rechnung von Laget. Allerdings muß dabei beachtet werden, daß die Rechnung von Laget für einen Fermiimpuls  $p_F = 0$  MeV/c durchgeführt wurde, hingegen die Daten am NIKHEF den vollen quasielastischen Bereich überdecken. Trägt man daher  $A'_y$  in Abhängigkeit der kinetischen Energie des Neutrons auf, so sind Rechnung und Experiment in qualitativer Übereinstimmung [bul98].

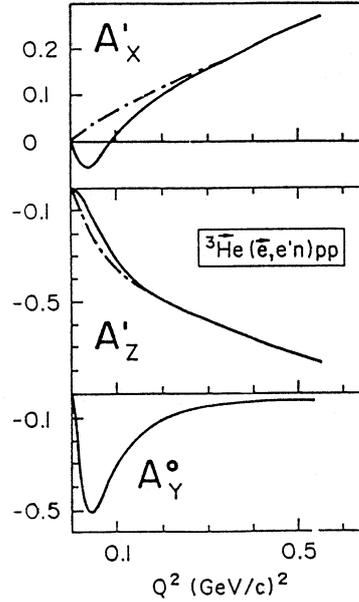


Abbildung 3.3: Targetasymmetrien in Abhängigkeit von  $Q^2$  (aus [lag91a]). Die strich-punktierte Linie ist eine PWIA-Rechnung; die durchgezogene Linie enthält MEC- und FSI-Beiträge.

In der Fortführung des Experimentes dieser Arbeit soll auch  $A'_y$  gemessen werden [berm], um den Fehler der PWIA-Analyse abschätzen zu können. Bei höherem  $Q^2$  sind nur kleine Korrekturen an  $G_{en}$  zu erwarten.

### 3.3 ${}^3\vec{\text{He}}$ als polarisiertes Neutrontarget

Der Vergleich der magnetischen Momente des  ${}^3\text{He}$ -Kerns und eines freien Neutrons ( $\mu_{{}^3\text{He}} = -2.12$ ,  $\mu_n = -1.91$  in Einheiten des Kernmagnetons) gibt einen ersten Hinweis darauf, daß Spin und Moment des  ${}^3\text{He}$  im wesentlichen vom Neutron bestimmt werden. Nach Faddeev-Rechnungen für den Dreikörpergrundzustand [schul93] [blan84] [fria90] besteht die  ${}^3\text{He}$ -Wellenfunktion im wesentlichen aus einem S-Zustand ( $\approx 90\%$ ), einem S'-Zustand ( $\approx 1 - 2\%$ ) und einem D-Zustand ( $\approx 8\%$ ). Im S-Zustand koppeln die Spins der Protonen zu null und der  ${}^3\text{He}$ -Kernspin wird allein vom Neutron getragen. Dagegen bilden im S'-Zustand zunächst Neutron und Proton einen Subzustand. Aufgrund der Tensor kernkraft stehen dabei die Spins von Proton und Neutron bevorzugt parallel (Deuteronzustand), so daß der Spin des ungekoppelten Protons

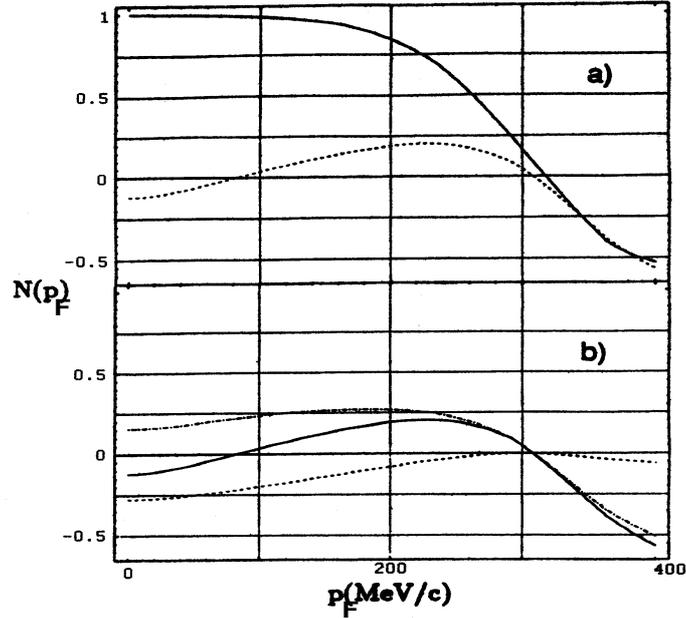


Abbildung 3.4: Rechnungen nach [schul93] zur Polarisation der Nukleonen im  ${}^3He$ -Kern. a) durchgezogene Linie: Neutron; punktierte Linie: Proton. b) Aufteilung des Protonanteils nach Zwei- und Dreikörperaufbruch (punktierte und strich-punktierte Linie) des  ${}^3He$ -Kerns.

im  ${}^3He$  entgegen dem  ${}^3He$ -Kernspin steht. Im D-Zustand koppeln die Nukleonenspins an den Bahndrehimpuls ( $L = 2$ ) an. In diesem Fall stehen die Spins von Neutron und Protonen entgegen dem  ${}^3He$ -Spin. Abb. 3.4 zeigt die Polarisation von Neutron  $N^n(p_F)$  und Proton  $N^p(p_F)$  im  ${}^3He$ -Kern in Abhängigkeit des Fermiimpulses  $p_F$ . In der Rechnung [schul93] wurde das Paris-Potential verwendet und die Polarisation des  ${}^3He$ -Kerns als 100 % angenommen. Für Fermiimpulse kleiner 150 MeV/c trägt das Neutron zu fast 100 % den Spin des  ${}^3He$ -Kerns, da die  ${}^3He$ -Wellenfunktion für kleine Fermiimpulse vom S und S'-Zustand dominiert wird. Die Polarisation von Neutron und Proton nimmt für höhere Fermiimpulse rapide ab und wird sogar negativ aufgrund des Beitrages vom D-Zustand. Dieser dominiert ab  $p_F \approx 400$  MeV/c und die Kurven in Abb. 3.4a) für Proton und Neutron laufen zusammen. Beim Proton muß zwischen Zwei- und Dreikörperaufbruch des  ${}^3He$ -Kerns unterschieden werden (s. Abb. 3.4), da sie eine unterschiedliche Kopplung des Protons im  ${}^3He$  bedingen. Im reinen S-Zustand gilt:  $N_3^p(p_F = 0) = -N_2^p(p_F = 0) \approx 25\%$  [miln96] (s. Anhang B). Abweichungen davon sind durch den Beitrag des S'-Zustandes zu erklären, der bei kleinen Fermiimpulsen mit einer Polarisation von -12 % beiträgt. Bestätigt wurde diese Rechnung durch ein Experiment am IUCF

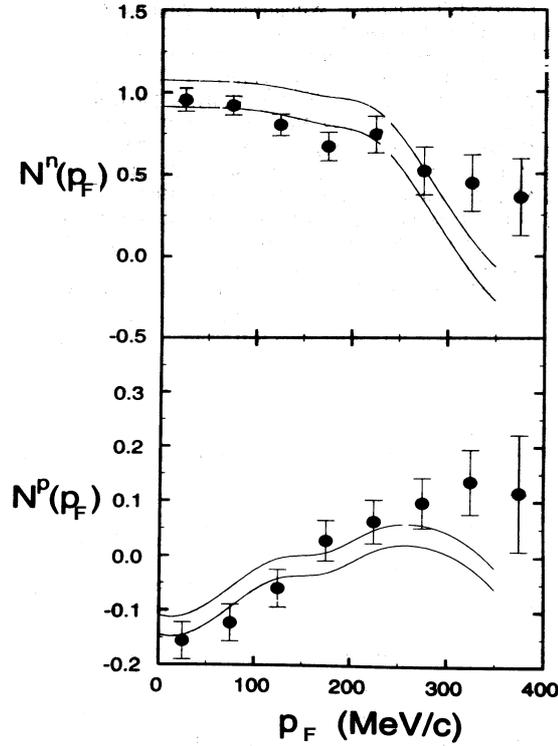


Abbildung 3.5: Extraktion der Neutron- und Protonpolarisation im  ${}^3\text{He}$ -Kern in Abhängigkeit des Fermiimpulses aus Messungen am IUCF [miln96]. Die beiden durchgezogenen Linien markieren die Grenzen des PWIA-Modells für eine Analyse mit verschiedenen Nukleon-Nukleon Phasenverschiebungen und unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung [schul93].

[lee96] [miln96] [miln94]. In quasielastischer Kinematik wurde in den Reaktionen  ${}^3\vec{H}e(\vec{p}, pn)$  und  ${}^3\vec{H}e(\vec{p}, pp)$  der spinabhängige Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \sigma_o(1 \pm P_b A_{oono} \pm P_t A_{oonn} + P_b P_t A_{oonn})$$

untersucht, wobei  $\sigma_o$  der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt und  $P_b$  bzw.  $P_t$  die Polarisierungen von Strahl und Target senkrecht zur Streuebene sind. Die Vorzeichen  $\pm$  unterscheiden zwischen der Detektion des Protons in Gebieten links und rechts vom Strahl.  $A_{oono}$  und  $A_{oonn}$  sind die Strahl- und Targetanalyserstärken.  $A_{oonn}$  heißt Spinkorrelationsparameter und beschreibt die Interferenz zwischen Strahl- und Targetspin. In PWIA hängen die Targetanalyserstärken des  ${}^3\text{He}$  mit den Analyserstärken des Protons bzw. Neutrons über

die Polarisation des Nukleons im  ${}^3\text{He}$  zusammen:

$$A_{ooin} = A_{ooin}^N N^N(p_F) \quad i = o, n$$

$A_{ooin}^N$  wurde in einem Monte-Carlo Programm berechnet. Die so erhaltenen Polarisationen  $N^n(p_F)$  und  $N^p(p_F)$  für Neutron und Proton sind in Abb. 3.5 in Abhängigkeit des Fermiimpulses eingetragen und rechtfertigen die Nutzung des  ${}^3\text{He}$ -Kerns als polarisiertes Neutrontarget bei Fermiimpulsen bis zu 100 MeV/c. Die durchgezogenen Linien geben die Fehlergrenzen der PWIA-Rechnung an und enthalten die experimentelle Auflösung. Daten und PWIA-Rechnung stimmen bis  $p_F \approx 300$  MeV/c gut überein. Ein weiterer Hinweis auf den Anwendungsbereich des PWIA-Modells ergibt sich aus dem Vergleich von Target- und Strahlanalysierstärken in der Reaktion  ${}^3\vec{\text{H}}e(\vec{p}, pn)$  [mill95]. Aufgrund der Ladungssymmetrie der NN-Wechselwirkung sollten beide nach dem PWIA-Modell identisch sein. Dies ist aber erst für Impulsübertäge größer 500 MeV/c der Fall.

Eine andere Methode, den Beitrag der Protonen an der  ${}^3\text{He}$ -Polarisation zu messen, ist die quasielastische Streuung  ${}^3\vec{\text{H}}e(\vec{e}, e'p)$ , welche parallel zur  ${}^3\vec{\text{H}}e(\vec{e}, e'n)$ -Streuung in diesem Experiment verfolgt wird. Analog zur Bestimmung von  $G_{en}$  in Kap. 3.1 wird nach Gln. 3.5 die Asymmetrie  $A_{exp}$  gemessen. Da sowohl der elektrische wie auch der magnetische Formfaktor des Protons bekannt sind [bar73], kann die theoretische Asymmetrie nach Gln. 3.6 berechnet werden. Das Verhältnis aus experimenteller und theoretischer Asymmetrie ergibt das Polarisationsprodukt  $P_e P_p$  (s. Gln. 3.7). Bei bekannter Strahlpolarisation erhält man die Polarisation des Protons im  ${}^3\text{He}$ -Kern (s. Kap. 8.1.2).

### 3.4 Mediummodifikationen des elektrischen Formfaktors

Da der elektrische Formfaktor des Neutrons nicht an einem freien Neutron gemessen wird, kann nicht ausgeschlossen werden, daß die das Neutron umgebene Kernmaterie die Eigenschaften des Neutrons beeinflusst. Der elektrische Formfaktor des Neutrons ist darauf besonders sensitiv, da der Effekt nicht wie beim Proton durch dessen elektrische Gesamtladung überlagert ist, sondern von der inneren Struktur des Neutrons bestimmt wird (s. Kap. 1). Theoretische Rechnungen im Rahmen einer chiralen Störungstheorie [meis89] legen diese Vermutung sogar nahe. In Abb. 3.6 ist der Einfluß des nuklearen Mediums auf  $G_{en}$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  aufgetragen. Die Kurven (1 - 4) entsprechen verschiedenen Dichten des nuklearen Mediums in Einheiten der Dichte der unendlich ausgedehnten Kernmaterie  $\rho_o = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ . Für  ${}^3\text{He}$  ( $\rho \approx 0.5\rho_o$ ) gilt Kurve 2, welche im hier interessierenden Impulsübertragungsbereich eine Absenkung

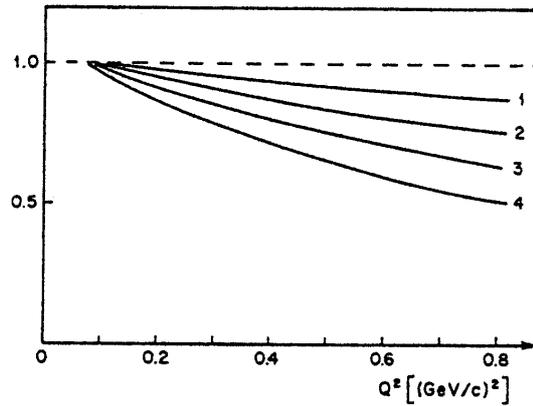


Abbildung 3.6: Verhältnis von  $G_{en}$  in Kernmaterie zu  $G_{en}$  für ein freies Neutron. Die Kurven 1 – 4 entsprechen einer Kernmateriedichte von  $\rho = 0.25, 0.5, 0.75, 1.0 \rho_o$  (s. Text) [meis89].

des elektrischen Formfaktors um etwa 20 % voraussagt. Mit der angestrebten Genauigkeit von 10 % [berm] in diesem Experiment sowie geplanten Messungen an Helium und Deuterium am CEBAF [kors94][day93][mad93] könnten diese Fragen geklärt werden. Die zur Zeit herrschende Diskrepanz zwischen den Messungen an Helium [beck97] und Deuterium [ostr98] bei  $Q^2 = 0.35$   $(\text{GeV}/c)^2$  (s. Kap. 2.1) kann mit den Theorien von Meißner und Glöckle nicht erklärt werden. Doch können auch Kernbindungseffekte, welche bisher nicht berücksichtigt wurden, Ursache sein.

# Kapitel 4

## Aufbau des Experimentes zur $G_{en}$ -Messung

Abb. 4.1 gibt einen Überblick über den Gesamtaufbau zur Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons in der Spektrometerhalle an MAMI. Um eine bessere Trennung von inelastischen und quasielastischen Ereignissen zu gewährleisten, wird, wie eingangs gesagt, anstelle der segmentierten Bleiglasmatrix im A3-Experiment mit einer Raumwinkelakzeptanz von  $\Delta\Omega = 100$  msr nun das hochauflösende Magnetspektrometer A zum Nachweis der unter einem mittleren Winkel von  $78.6^\circ$  quasielastisch gestreuten Elektronen verwendet, das einen Raumwinkel von  $\Delta\Omega = 28$  msr überdeckt (s. Kap. 4.2.1). Ein weiterer Vorteil ist, daß der Impulsübertragsvektors  $\vec{q}$  aus der mit dem Spektrometer vermessenen Energie und Streuwinkel des Elektrons direkt rekonstruiert werden kann. Die Richtung von  $\vec{q}$  muß zusammen mit der Targetspineinstellung sehr genau bekannt sein, um systematische Fehler zu vermeiden. Der Nukleonendetektor steht unter einem mittleren Winkel von  $32.2^\circ$  und besteht aus einem segmentierten Plastiksintillator, der gegen den hohen Untergrund mit Blei abgeschirmt ist (s. Kap. 4.2.2). Um den Zählratenverlust aufgrund des kleineren Raumwinkels sowie des reduzierten Wirkungsquerschnitts bei höherem  $Q^2$  auszugleichen, wurde der Targetzellendruck von 1 auf 6 bar erhöht. Dies erforderte ein neues Zellendesign, welches in Kap. 4.3 beschrieben wird. Zur Befüllung der Targetzellen mit polarisiertem  $^3He$ -Gas wurde ein zwei-stufige Titankompressor [surk95] genutzt. Da dieser nicht wie der bei A3 eingesetzte Toeplerkompressor direkt am Meßplatz aufgebaut werden kann, werden die Zellen in einem tragbaren Haltefeld zum Meßplatz transportiert (s. Kap. 5.1). Dort befindet sich ein gegen Magnetfeldgradienten der Spektrometer abgeschirmtes Führungsfeld, welches die Erhaltung und Drehung des Spins in beliebige Richtung ermöglicht (s. Kap. 4.3.3). Zur Überwachung der Polarisation während der Meßperiode steht eine NMR-Apparatur zur Verfügung, die mittels Spinumkehr

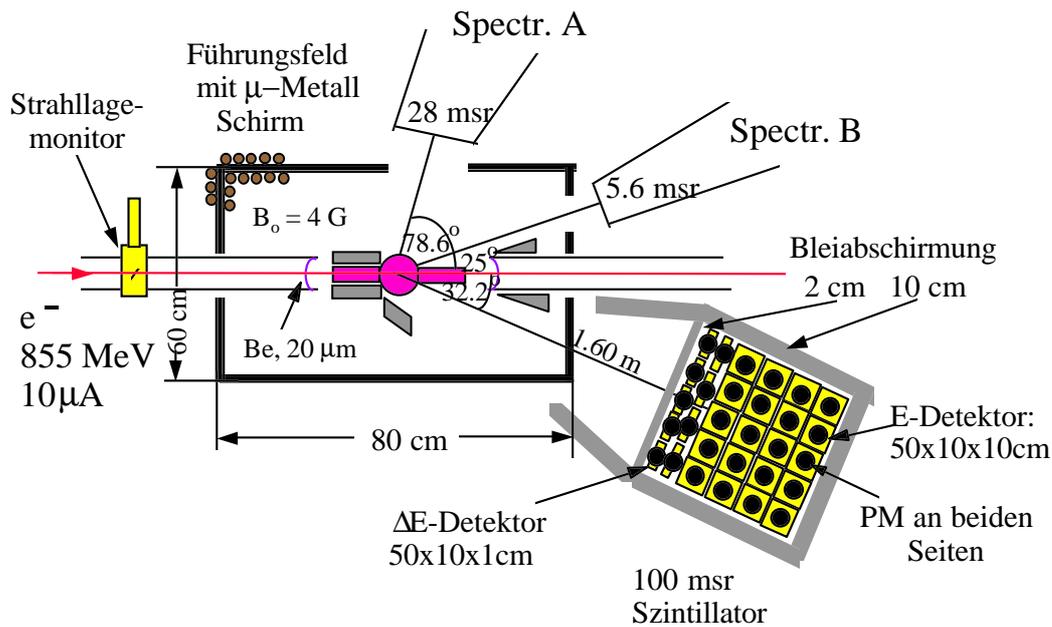


Abbildung 4.1: Aufbau für die  $G_{en}$ -Messung in der Spektrometerhalle.

durch „adiabatic fast passage“ (AFP) auch die absolute Polarisationsmessung erlaubt (s. Kap. 4.3.4). Die NMR-Apparatur sowie das Magnetfeld werden mit Hilfe eines Computerprogramms gesteuert (s. Kap. 5.2). Eine weitere Möglichkeit zur Überwachung des Produktes aus Target- und Strahlpolarisation bietet der Nachweis der an  ${}^3\text{He}$  unter  $25^\circ$  elastisch gestreuten Elektronen (s. Kap. 7). Diese werden in Spektrometer B nachgewiesen (s. Kap. 4.2.1).

In diesem Kapitel sollen, angefangen mit der Erzeugung des polarisierten Strahls, die Detektoren sowie die Komponenten und die Funktionsweise der für das Experiment entwickelten Targetapparatur beschrieben werden.

## 4.1 Polarisierte Elektronen an MAMI

Die an MAMI eingesetzte Quelle polarisierter Elektronen (100 keV) der B2-Kollaboration basiert auf der Photoelektronenemission spinpolarisierter Elektronen von III-V-Halbleitern bei Beleuchtung mit zirkular polarisiertem Licht mit einer Anregungsfrequenz kurz oberhalb der Bandlücke. Zur Zeit werden unter mechanischer Spannung stehende GaAsP-Schichten eingesetzt (strained layers), welche eine Spinpolarisation von typisch 70 - 80 % bei einer Quantenausbeute von 0.2 - 0.4 % erreichen [aule97]. Dies stellt eine wesentliche Steigerung der Polarisation gegenüber normal gewachsenen GaAs-Kristallen

dar, die aufgrund der Entartung im Valenzband auf eine Polarisation  $\leq 50\%$  beschränkt sind. Neben einer hohen Spinpolarisation sind für die meisten Experimente eine lange Lebensdauer der Kathode und ein hoher Strom auf dem Target entscheidend. Die Lebensdauer der Kathoden ist im wesentlichen durch zwei Vorgänge begrenzt: Zum einen erzeugt der Elektronenstrahl Ionen im Restgas der Kanonenkammer, die auf die Kathode beschleunigt werden und die empfindliche Monolage (Cs+O oder Cs+F) zur Absenkung des Betrages der Elektronenaffinität (negativ) zerstören. Zum anderen leidet die Oberfläche unter dem durch elektronenstimulierte Desorption an den Wänden freigesetzten Sauerstoff. Deshalb ist der mittlere Emissionsstrom der MAMI-Quelle trotz bester Vakuumbedingungen ( $\approx 10^{-11}$  mbar) auf etwa  $50\ \mu\text{A}$  limitiert, wenn Lebensdauern von einigen 100 h erreicht werden sollen. Ein schneller Austausch des Kristalls ohne Verschlechterung der Vakuumbedingungen in der Elektronenkanone ist durch Einsatz eines Speicherrades („Karussell“) unter Vakuum möglich, welches Platz für sechs Ersatzkristalle bietet. Deshalb dauert ein Kristallwechsel nur 10 min. Das Ausheizen und Beschichten eines Kristalls in der Präparationskammer der Quelle nimmt etwa 1 h in Anspruch.

Für das Pilotexperiment wurde ein „strained layer“ GaAs-Kristall der Serie 1288 von der Technischen Universität in St. Petersburg in die Quelle PK1 eingesetzt [aule] [dres96]. Während des Experimentes wurde die Helizität des Elektronenstrahls mit Hilfe einer Pockelszelle und eines Zufallsgenerators statistisch mit 1 Hz umgeschaltet. Zur Zeit gibt es keine Möglichkeit, die Polarisation in der Quelle PK1<sup>1</sup> zu bestimmen, da weder ein Mott- noch ein Möllerpolarimeter zur Verfügung stehen. Letzteres soll in die Strahlführung der Spektrometer-Halle eingebaut werden [bart] und auch in weiteren  $G_{en}$ -Messung eingesetzt werden [berm]. Daher wurde die Polarisation des Kristalls einige Wochen vorher in der Testquelle mit einem Mottpolarimeter bestimmt. Diese Messung ergab bei einer Wellenlänge von 831 nm eine Polarisation von  $(69.8 \pm 4)\%$ . Die Stromausbeute am Anfang der Strahlzeit betrug etwa  $1\ \mu\text{A}$  pro mW Lichtleistung, was einer Quanteneffizienz von 0.15 % bei einer Wellenlänge von 830 nm entspricht. Sie fiel im Experiment nicht mehr als um 50 % ab. Da die Polarisation bei Erniedrigung der Quantenausbeute um einen Faktor 10 typischerweise etwa 3 % zunimmt, blieb die Polarisation während des Pilotexperimentes auf etwa 1 % stabil. Der Abfall der Quantenausbeute wurde durch Erhöhung der Laserleistung kompensiert. Außerdem wurde der Kristall während des Strahlbetriebs kontinuierlich auf frische Brennflecke rotiert, was die Strahljustage nicht beeinflusst. Nach ungefähr 80 h Betriebsdauer wurde die Cs-Schicht des Kristalls aufgefrischt. Der nicht kompensierbare Verlust in der Quantenausbeute betrug etwa 20 %. Daraus läßt sich eine Lebensdauer von 300-400 h abschätzen. Durch Einsatz eines AlGaAs-Diodenlasers statt eines Titan-Saphir-Lasers mit einem Argon-Ionen-Laser als Pumplaser wurde

---

<sup>1</sup>Die Quelle PK1 befindet sich kurz vor dem Injektor-Linac.

eine leichtere Handhabung des Systems und eine stabilere Strahlage des Elektronenstrahls erreicht, dessen Strahlqualität jetzt mit der des unpolarisierten Strahls vergleichbar ist.

Bevor der Elektronenstrahl jedoch durch die drei Mikrotrone mit jeweils 8, 51, 90 Umläufen auf eine Endenergie von 855 MeV beschleunigt werden kann, muß er erst ein Chopper-Buncher-System am Eingang des Injektor-Linacs passieren. Durch die Phasenakzeptanz des Injektor-Linac passieren nur etwa 12 - 15 % des Elektronenstrahls den Chopper-Kollimator. Während des Pilotexperimentes wurde ein bei der ersten Harmonischen der MAMI-Frequenz betriebener Resonator (2f-buncher-system) eingesetzt. Dadurch konnte die Effizienz der Injektion auf 44 % erhöht werden. Durch diese enorme Verbesserung war zum ersten Mal ein Strom von 10  $\mu\text{A}$  in der Experimentierhalle verfügbar, der am Ende der Strahlzeit aus ungefähr 23  $\mu\text{A}$  an der Quelle erzeugt wurde. Kürzlich gelang eine weitere Steigerung der Transmission auf nahezu 100 % durch den Einsatz eines mit der MAMI-Frequenz (2.45 GHz) gepulsten Titan-Saphir-Lasers [hoff96] [hart96]. Dadurch konnte ein Strom von 48  $\mu\text{A}$  in die Experimentierhalle geliefert werden [aule].

Um die Stabilität des Strahls zu verbessern und den Strahlungsuntergrund zu reduzieren, wurde die polarisierte Quelle so nahe wie möglich an den Injektionspunkt von MAMI gebaut, so daß kein Spinrotator [stef93] wie bei der alten Quelle PK2 zur Verfügung steht. Die Richtung der horizontalen Spinkomponente kann durch Feineinstellung der MAMI-Energie in der dritten Beschleunigerstufe eingestellt werden. Dabei wird ausgenutzt, daß der Polarisationsvektor aufgrund des anomalen magnetischen Moments des Elektrons schneller durch die beiden Dipolmagnete präzediert als der Impuls. Mit dem für das N- $\Delta$ -Experiment [prop93] konzipierten Polarimeter [posp] wurde der longitudinale Anteil der Polarisation in Abhängigkeit der Elektronenenergie vermessen. Mit einer nachträglich von K.-H. Kaiser durchgeführten Energieeichung mit einer Genauigkeit von  $\pm 40$  MeV, die als Bezugsenergie die Nominalenergie  $E = 855.11$  MeV von MAMI verwendet, ergibt sich

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta E} = 46.1 \pm 1.6 \frac{\text{deg}}{\text{MeV}} \quad .$$

Longitudinale Spineinstellung wird bei  $(854.47 \pm 0.06)$  MeV erreicht. Diese Einstellung wird auch von einem Simulationsprogramm von M. Steigerwald bestätigt, welches die Präzession des Polarisationsvektors in der Strahlführung bis zum Targetplatz verfolgt. Die im Experiment dieser Arbeit eingestellte Elektronenenergie wurde ebenfalls von K.-H. Kaiser überprüft und beträgt 854.20 MeV. Daraus erhält man einen Winkel zwischen Spin- und Impulsrichtung von  $(12.5 \pm 3.2)^\circ$ . Der Einfluß der Spinstellung auf die  $G_{en}$ -Messung wird in Kap. 8.2.2 behandelt. Es konnte also ein Anteil von  $\cos(12.5^\circ \pm 3.2^\circ) = (97.5 \pm 0.7)$  % der maximal zur Verfügung stehenden Polarisation im Experiment als longitudinale Polarisation genutzt werden. Die Strahlage wurde mit

einem ZnS-Schirm festgestellt, der sich ca. 60 cm vor dem Experiment befindet und bei Bedarf per Fernsteuerung in die Strahlführung eingesetzt werden kann.

Für die Kompensation einer eventuellen transversalen Spinrichtung (aus der Beschleunigerebene heraus), auf die dieses Experiment nicht empfindlich ist, müßte weiterhin der Spinrotator [stef93] hinter der Quelle PK2 benutzt werden.

## 4.2 Das Detektorsystem

### 4.2.1 Spektrometer A und B

Im Experiment dieser Arbeit werden die quasielastisch gestreuten Elektronen in Spektrometer A, die elastisch gestreuten in Spektrometer B nachgewiesen. Beide Spektrometer gehören zur 3-Spektrometer-Anlage, welche von der A1-Kollaboration an MAMI entwickelt wurde. Die 3 Spektrometer (A,B,C) sind mittels einer Hydraulikvorrichtung in einem weiten Winkelbereich um einen gemeinsamen Drehpunkt, an dem sich das Target befindet, verfahrbar. Die Positioniergenauigkeit beträgt  $0.005^\circ$ . Dadurch läßt sich eine große Anzahl von Kinematiken verwirklichen. Durch flexible Gestaltung des Triggersystems können Einarm-, Zweifach- und Dreifachkoinzidenzexperimente durchgeführt werden, sowie zusätzliche Detektoren wie der Neutronendetektor (s. Kap. 4.2.2) in die Triggerelektronik miteinbezogen werden. Die Spektrometer sind als Magnetspektrometer ausgeführt und durch Umpolen des Feldstromes auch für den Einsatz positiv geladener Teilchen geeignet. Zum Nachweis der Teilchen besitzen alle drei Spektrometer die gleichen Detektorkomponenten, welche sich nur in der Größe unterscheiden. Sie beinhalten zwei vertikale Driftkammern, eine segmentierte ADC- und eine TOF-Szintillatorebene sowie ein mit Freon gefüllter  $\hat{C}$ erenkovdetektor [blom98] [lies] (s. Abb. 4.2). Zusammen mit den bekannten Abbildungseigenschaften des Spektrometers (s.u.) kann jedes geladene Teilchen identifiziert und seine Flugbahn rekonstruiert werden.

#### 4.2.1.1 Abbildungseigenschaften der Spektrometer

Spektrometer A arbeitet in seiner dispersiven Ebene nach der Punkt-zu-Punkt Abbildung und in seiner nicht-dispersiven Ebene nach der Parallel-zu-Punkt Abbildung. Es besteht aus zwei Dipolmagneten, deren Akzeptanz durch einen vorgeschalteten Quadrupolmagneten erweitert ist. Dadurch wird auch das Auflösungsvermögen erhöht. Zur Korrektur von Abbildungsfehlern 2. Ordnung (sphärische Abberation) befindet sich zwischen dem Quadrupol und dem 1. Dipol ein Sextupol. Der erfaßte Raumwinkel wird durch den Kollimator vor dem

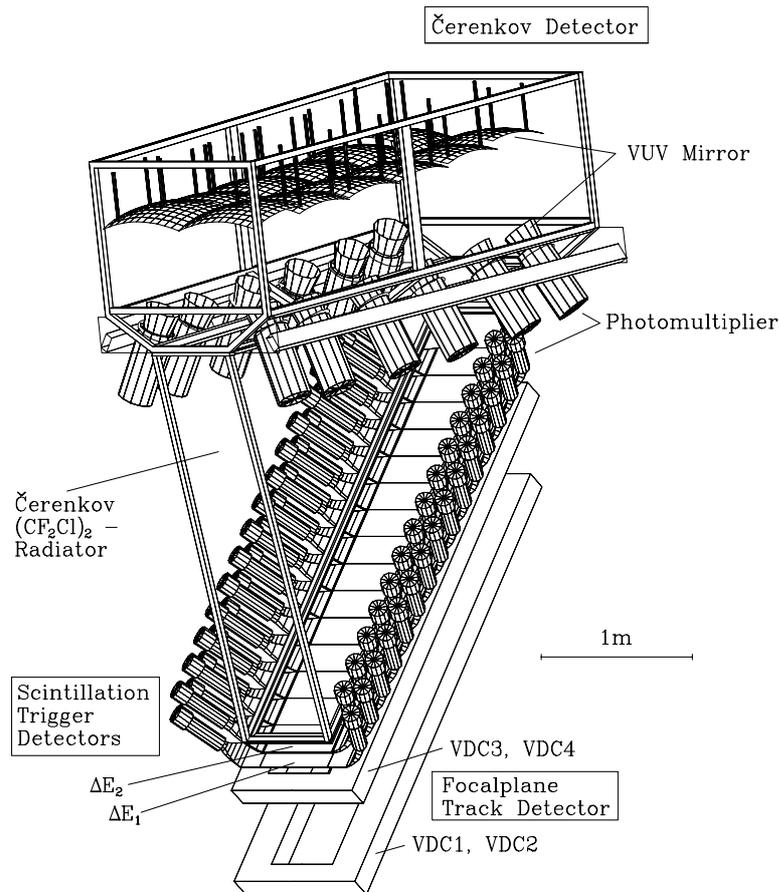


Abbildung 4.2: Detektorsystem in Spektrometer A. Die Abbildung wurde [blom98] entnommen.

Quadrupol festgelegt. Allerdings haben Messungen [fried95] gezeigt, daß für ausgedehnte Targets Teile der Akzeptanz im Spektrometer abgeschnitten werden. Dies gilt besonders für den hier gewählten maximalen Raumwinkel von 28 msr. Aus diesem Grund wird in Kap 6.5 und 7.3 bei der Berechnung der gemessenen Zählraten in Spektrometer A und B die akzeptierte Targetlänge eingeschränkt.

Spektrometer B besitzt nur einen einzigen „Clamshell-Dipol“ mit Punkt-zu-Punkt Abbildung in beiden Ebenen. Die Polschuhe des Dipols stehen bezüglich der dispersiven Ebene unter einem Winkel von  $3.495^\circ$ . Dies ermöglicht eine schlanke Bauweise, welche den Teilchennachweis bis zu einem Vorwärtswinkel von  $7.5^\circ$  erlaubt.

Die Eigenschaften der Spektrometer sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt. Sie werden ausführlich beschrieben in [blom98].

Spektrometer		A	B
maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870
max. Zentralimpuls	[MeV/c]	665	810
Impulsakzeptanz	[%]	20	15
horizontale Winkelakzeptanz	[mrad]	$\pm 100$	$\pm 20$
vertikale Winkelakzeptanz	[mrad]	$\pm 70$	$\pm 70$
Raumwinkel	[msr]	28	5.6
Targetakzeptanz	[mm]	50	50
Impulsauflösung		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$
Winkelauflösung am Target	[mrad]	$\leq 3$	$\leq 3$
Ortsauflösung am Target	[mm]	3-5	$\leq 1$

Tabelle 4.1: Die wichtigsten Eigenschaften der Spektrometer A und B

A	B
$x_o \leftrightarrow x$	$x_o \leftrightarrow x$
$th_o \leftrightarrow th$	$th_o \leftrightarrow th$
$phi_o \leftrightarrow y$	$phi_o \leftrightarrow phi$
$y_o \leftrightarrow phi$	$y_o \leftrightarrow y$

Tabelle 4.2: Beziehung zwischen den Detektor- und Targetkoordinaten der Spektrometer A und B in erster Ordnung. Die Impulsablage  $\Delta p$  erhält man aus der Targetkoordinate  $x_o$ .

Aufgabe der Driftkammern ist es nun, die Targetkoordinaten des im Spektrometer nachgewiesenen Teilchens festzulegen. Zu den Targetkoordinaten gehören die Teilchenwinkel  $ph_o$  und  $th_o$ , welche in erster Näherung den üblicherweise definierten Streu- und Azimutwinkeln  $\theta$  und  $\phi$  am Reaktionsort entsprechen. Der Reaktionsort entlang der Strahlachse ergibt sich aus der Projektion der Targetkoordinate  $y_o$ , welche senkrecht auf der Spektrometerachse steht, auf die Strahlachse. Die beiden zur Strahlachse senkrecht stehenden Koordinaten können prinzipiell nicht bestimmt werden. Wird der Strahl mit Hilfe des schnellen Wedlers in der Ebene senkrecht zur Strahlachse bewegt, wie es in diesem Experiment der Fall war, um eine lokale Erhitzung der Targetfenster zu vermeiden, so legt der Wedler die horizontale und vertikale Position des Strahls für jedes Ereignis fest. Der Betrag des Teilchenimpulses  $p$  wird aus der Impulsablage  $\Delta p$  vom eingestellten Referenzimpuls im Spektrometer berechnet. Im Spektrometer selbst werden mit Hilfe der Detektoren die sogenannten Detektorkoordinaten des Teilchens rekonstruiert. Das Detektorkoordinatensystem

befindet sich in der Fokalebene des Spektrometers, in der auch die erste Ebene der Driftkammer liegt. Die Beziehung zwischen den Detektorkoordinaten  $x$ ,  $\theta$ ,  $y$ ,  $\phi$  und den Targetkoordinaten  $x_o$ ,  $\theta_o$ ,  $y_o$  und  $\phi_o$  ist in erster Ordnung aus Tab. 4.2 ersichtlich und wird unter Berücksichtigung höherer Ordnungen mit Hilfe von Transfermatrizen hergestellt. Die Impulsablage  $\Delta p$  erhält man in erster Ordnung aus der Targetkoordinate  $x_o$ . Die Transfermatrizen werden aus einer Messung ermittelt, bei der sich ein Lochkollimator vor den Spektrometern befindet, welcher die Targetwinkel festlegt. Die Targetkoordinate  $y_o$  wird durch Verwendung von dünnen Targets an verschiedenen Positionen auf der Strahlachse festgelegt. Der Impuls wird aus einer bekannten elastischen Reaktion über den Streuwinkel berechnet.

## 4.2.2 Der Neutronendetektor

Der Neutronendetektor wurde von den Kollaborationsmitgliedern aus Basel speziell für dieses Experiment entworfen und aufgebaut. Dessen Größe wird bestimmt durch die Forderung, einerseits einen möglichst großen Fermiimpulsbereich der Neutronen zu überdecken, andererseits sollte die 10 cm dicke Bleiabschirmung an den Seiten des Detektors aus Kosten- und Transportgründen nicht zu aufwendig werden. Der Detektor kann auch aufgrund des Führungsmagnetfeldes für das Target und der dadurch bedingten Stellung von Spektrometer C (senkrecht zur Strahlrichtung) nicht beliebig nahe an den Targetmittelpunkt gestellt werden. Als Kompromiß wurde eine nutzbare Detektorfläche von  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  gewählt. Die Mitte der ersten Szintillatorebene ist vom Targetmittelpunkt 1.60 m entfernt, so daß der Neutronendetektor insgesamt etwa einen Raumwinkel von 100 msr überdeckt. Dem in Kap. 6.3 beschriebenen Monte-Carlo Programm zufolge, welchem die in [jans87] gemessene Fermiimpulsverteilung für den Dreikörperaufbruch des  ${}^3\text{He}$  zugrundeliegt, werden etwa 75 % des Fermikonus akzeptiert (s. Kap. 6.5.1). Weitere Anforderungen an den Neutronendetektor sind eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen sowie die Möglichkeit der Ortsrekonstruktion. Deshalb wurde ein segmentierter Aufbau aus 4 Lagen Szintillatormaterial von jeweils 10 cm Dicke gewählt. Mit dem Monte-Carlo Programm KSUVAX [cec97], welches die Neutroneneffizienz mit einer Genauigkeit von 20 % vorhersagt, ergibt sich für die unten genauer beschriebene Konfiguration eine Effizienz von 30 % bei einer Schwelle von  $25 \text{ MeVee}^2$  [prop95].

Im einzelnen besteht der Neutronendetektor aus 20 BC400-Plastikszintillatorblöcken mit den Abmessungen  $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$ ; sie werden beidseitig mit Photovervielfachern (Philips XP2262B) ausgelesen und dienen als E-Zähler. Durch

---

<sup>2</sup>1 MeVee bedeutet, daß Elektronen der Energie 1 MeV ein genauso starkes Lichtsignal im Szintillator auslösen wie die Protonen aus der Reaktion, die im Experiment untersucht werden soll.

Vergleich der Laufzeiten des Lichtes vom Ereignis bis zu den beiden Photovervielfachern wird eine Ortsrekonstruktion möglich. Die 20 Plastikszintillatoren sind in vier Ebenen angeordnet. Vor diesen Ebenen befinden sich noch zwei Reihen mit je 5 bzw. 4 versetzt angeordneten Szintillatoren ( $1 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$  bzw.  $1 \times 12.5 \times 50 \text{ cm}^3$ ), welche als  $\Delta E$ -Detektoren zur Diskrimination zwischen Neutronen und Protonen eingesetzt werden. Die  $\Delta E$ -Detektoren werden nur einseitig ausgelesen. Wie bei dem Nukleondetektor für das  $G_{mn}$ -Experiment ist jeder Plastikszintillator mit einem Lichtpulser ausgerüstet. Damit kann eine Energieeichung des Szintillatorlichtes vorgenommen werden. Die Lichtintensität des Lichtpulsers wird mit einer PIN-Diode überwacht. Im vorliegenden Experiment konnte diese Möglichkeit wegen eines Ausfalls im Lichtpulsersystem nicht genutzt werden.

Die Hochspannungsversorgung (HV) für die Photovervielfacher wird von einem Le-Croy Modul (Modell 1458HP) geliefert. Die Einstellung der HV geschieht während einer Meßperiode vom Kontrollraum aus über eine RS232-Schnittstelle. Die Diskriminatorschwellen der anschließenden Triggerelektronik können ebenfalls vom Kontrollraum eingestellt werden. Sie wurden auf 100 mV festgelegt. Aus Signallaufzeitgründen wurde die gesamte Triggerelektronik des Neutronendetektors auf Spektrometer A installiert. Als Triggersignal gilt eine Koinzidenz in den beiden Photovervielfachern eines Plastikszintillators. Dann werden die ADC (Analog Digital Converter) und TDC-Werte (Time Digital Converter) in ein sogenanntes Bitpattern geschrieben. Die Einzelrate in den E-Zählern liegt zwischen 10 und 50 kHz bei  $10 \mu\text{A}$  Strahlstrom. Dieser relativ niedrige Wert ist besonders der guten Bleiabschirmung direkt am Target zu verdanken (s. Abb. 4.1). Außerdem befindet sich vor dem Neutronendetektor noch ein Bleikollimator, der bis zur Magnetfeldabschirmung heranreicht. Der Neutronendetektor selbst ist noch mit 2 cm Blei zum Target hin versehen. Die übrigen Seiten des Neutronendetektors sind mit 10 cm Blei abgeschirmt.

Das Triggersignal des Neutronendetektors ist 30 ns breit. Eine zeitlich korrelierte Koinzidenz zwischen Hadron- und Elektronarm (Spektrometer A) liegt vor, wenn das Triggersignal des Neutronendetektors in das 100 ns lange Zeitfenster von Spektrometer A trifft, welches durch ein Ereignis im Szintillator von Spektrometer A generiert wird. Die Einzelrate im Spektrometer ist dominiert von Höhenstrahlung und beträgt etwa 400 Hz (s. Kap. 5.4). Daraus errechnet sich eine mittlere Rate zufälliger Koinzidenzen von  $\approx 1.3 \text{ Hz}$ . Verglichen mit der Neutronkoinzidenzrate von 0.24 Hz bei  $10 \mu\text{A}$  überwiegt die Zufallskoinzidenz, welche sich jedoch drastisch verringert, wenn für jedes Ereignis im Spektrometer eine rekonstruierbare Spur gefordert wird. (s. Kap. 6.5.1). Liegt eine Koinzidenz vor, werden alle ADC- und TDC-Signale des Neutronendetektors bezogen auf das Startsignal von Spektrometer A sowie dessen Detektordaten aus den Speichermodulen von dem Datenerfassungssystem MECDAS ausgelesen und auf Exabyte und CD gespeichert.

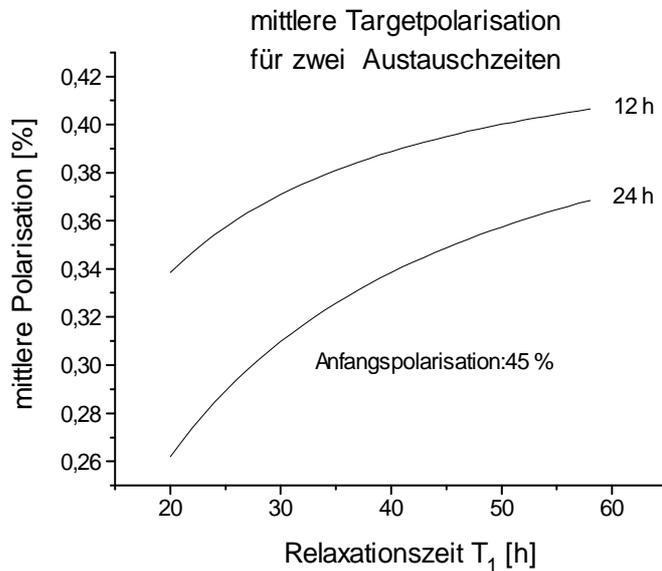


Abbildung 4.3: Polarisation  $P$  gemittelt über die Austauschzeit der Targetzelle in Abhängigkeit der Relaxationszeit  $T_1$  für eine Anfangspolarisation von 45 %.

## 4.3 Der Targetaufbau

### 4.3.1 Das $^3\text{He}$ -Hochdrucktarget

Bei einem Gastarget ist es aus Gründen des Signal- zu Untergrundverhältnisses erwünscht, aber im allgemeinen nicht leicht erreichbar, die Massenbelegung der Targetzelle wenigstens vergleichbar mit der Massenbelegung des Gases zu halten. Andererseits muß das Target aus Sicherheitsgründen einem Druck von bis zu 10 bar standhalten, auch wenn es letztlich „nur“ mit 6-8 bar gefüllt wird. Da das  $^3\text{He}$ -Gas nicht wie im A3-Experiment (s. Kap. 2.1) während der Meßperiode ständig aufpolarisiert wird, sind lange Relaxationszeiten<sup>3</sup> notwendig, um eine hohe, über die Zeit gemittelte Polarisation bei zumutbaren Targetwechselferioden zu erreichen. Abb. 4.3 zeigt den Zusammenhang zwischen der zeitlich gemittelten Polarisation im Target und der Relaxationszeit  $T_1$  für eine Austauschzeit von 12 und 24 h. Dabei wurde eine Anfangspolarisation von 45 % vorausgesetzt.

Als Grundmaterial für die Targetzelle wurde Glas gewählt, da Glas zusam-

<sup>3</sup>Die Relaxationszeit  $T_1$  gibt die Zeit an, in der die Polarisation auf 1/e -tel der Anfangspolarisation abgefallen ist.

men mit einer Cs-Beschichtung bereits gute Ergebnisse geliefert hat und in der Gruppe EXAKT schon langjährige Erfahrungen damit bestehen [heil95]. Außerdem hält ein Glasbehälter mit einer Wandstärke von 2 mm einem Druck von 10 bar ohne weiteres stand. Die Ein- und Austrittsfenster für den Elektronenstrahl müssen jedoch aus den eingangs genannten Gründen und auch wegen der kritischen Aufheizung des Glases auf eine Dicke von 20 - 25  $\mu\text{m}$  mit Hilfe von HF-Säure abgeätzt werden. Die nach außen gewölbten dünnen Fenster halten aber keinem Überdruck stand<sup>4</sup>. Deshalb befinden sich vor jedem Glasfenster Druckausgleichskammern, die simultan mit der Innenkammer durch den Glasflansch (KF 16) befüllt werden und eine resultierende Kraft auf die Fenster verhindern. Abb. 4.4 zeigt das sogenannte 3-Kammersystem. Die Außenkammern bestehen aus einem von der Firma Cetec bezogenen genormten Glasflansch aus Duran (KF 25), der nach Art eines Blindflansches mit 10  $\mu\text{m}$  dicker Havarfolie<sup>5</sup> gegen Atmosphäre abgeschlossen ist. Insgesamt beträgt die Massenbelegung des Leertargets 27  $\text{mg}/\text{cm}^2$ . Dies ist vergleichbar mit einer 6 bar <sup>3</sup>He-Gasfüllung (24  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ).

Diese Konstruktion soll nun detaillierter beschrieben werden. Die Havarfolie befindet sich zwischen zwei Aluminiumplatten und wird mit zwei O-Ringen aus Perburnan<sup>6</sup> (30x3.5 mm, 15x3.5 mm) nach außen und gegen den mit Apiezon H<sup>7</sup> gefetteten und geschliffenen Glasflansch gedichtet. Eine fünffach gegliederte Spannkette der Firma Achilles sorgt für gleichmäßigen Anpreßdruck auf den Glasflansch und hält die Konstruktion zusammen. Eine Aussparung von 10 mm Durchmesser im Aluminiumblindflansch ist für den Ein- und Austritt des Elektronenstrahls vorgesehen. Da sich die Havarfolie unter Druck bzw. Vakuum nach außen bzw. innen wölbt, sind die Kanten der Aussparung abgerundet.

In dieser Halterung hielt die Havarfolie Drücken bis 13 bar stand. Nach [vak81] ist der Reißdruck der Zugspannung  $\sigma_R$  proportional

$$p_R = \frac{t}{D} \sigma_R \quad . \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet t die Dicke der Folie und D den Durchmesser der Aussparung. Die Zugspannung beträgt nach dem Datenblatt [hamD] für kalt gerollte und getemperte Havarfolie 12.18 kbar. Damit erhält man für den Reißdruck ungefähr 12 bar, was die Wahl der Foliendicke rechtfertigt. In [vak81] [hass75] wurden sogar Zugspannungen von 13.7 und 16.5 kbar gemessen.

---

<sup>4</sup>Es zeigte sich während des Experimentes, daß die Fenster einer Targetzelle einen Druck von 6 bar gegen Atmosphäre aushielten. Dies ist aber eine Ausnahme.

<sup>5</sup>Eine Co-Ni-Cr-Legierung der Firma Hamilton Precision Metals, Inc., USA. Die Zusammensetzung von Havar wird angegeben mit: 41.43 % Co, 19.55 % Cr, 12.5 % Ni, 2.69 % W, 2.2 % Mo, 1.59 % Mn, 0.2 % C, 0.14 % Si, 0.004 % P, 0.004 % S. Der Rest (19.69 %) besteht aus Eisen [hamD].

<sup>6</sup>Perburnan zeigt gegenüber Viton eine höhere Strahlenresistenz

<sup>7</sup>Apiezon Products, M & I Materials LTD, England

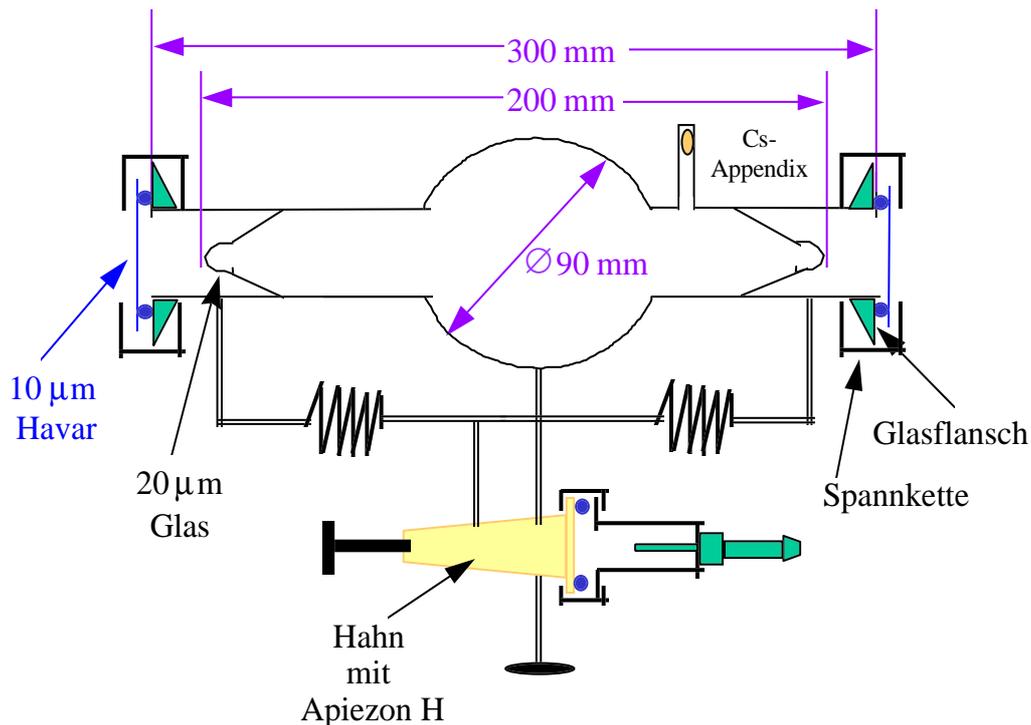


Abbildung 4.4: Targetzelle

Während der 6-stündigen Aufpolarisationsphase am Titankompressor sind die Innen- und Außenkammern mit Kapillaren ( $\varnothing = 2.2$  mm) verbunden, um Druckausgleich zu garantieren. Die beiden Wendeln in der Verbindung (s. Abb. 4.4) gleichen dabei die Spannungen aus, die an den Übergangsstellen zwischen verschiedenen Glassorten (s. auch Tab. 5.1) der Innen- und Außenkammer mit leicht unterschiedlichem Ausdehnungskoeffizient entstehen. Die Kapillaren haben die Aufgabe, die Diffusion zwischen beiden Kammern zu unterdrücken, da die Relaxationszeit der unbeschichteten Außenkammer nur wenige Stunden beträgt<sup>8</sup>. Die Diffusionszeit, welche über den Targetdruck während der Füllzeit gemittelt wurde, beträgt 24 h. Dies bedeutet, daß sich etwa ein Viertel des Gasvolumens der Außenkammern ( $\approx 10$  cm<sup>3</sup>) mit dem der Innenkammer mischt. Bezogen auf das Volumen der Innenkammer sind das nur  $\approx 2$  %. Nach der Befüllung der Targetzelle mit polarisiertem Gas trennt ein mit Apiezon H gefetteter Glashahn (s. Abb. 4.4) Außen- und Innenkammer. Der Glashahn hält einen Druck von über 10 bar gegen Atmosphäre während ein mit 5 bar Luft

<sup>8</sup>Der Havarfolie konnte in einer Zelle mit 12 h Relaxationszeit keine relaxierende Wirkung nachgewiesen werden. Deren magnetischer Einfluß ist 2 cm von der Havarfolie entfernt kleiner als  $5 \cdot 10^{-4}$  G/cm, was an der Grenze des Nachweises lag.

gefüllter Druckbehälter aus Aluminium das Küken in den Schliff drückt. Der Druckbehälter ist mit einem O-Ring (25x3 mm) und einer modifizierten Spannkette an dem flanschartig ausgeprägten Teil des Glashahns befestigt. In den Druckbehälter ist ein Ventil nach Art eines Fahrradventils eingeschraubt und mit einem weiteren O-Ring (12x2.5 mm) gedichtet. Der obere Teil des Fahrradventils enthält einen Anschluß für einen Druckluftschlauch. Damit kann der Druckbehälter leicht befüllt werden.

Der Glashahn erlaubt auch separates Evakuieren der Innen- oder Außenkammer. Dies wird bei der Präparation der Zelle benutzt (s. Kap. 4.3.2).

Der Abstand der beiden Glasfenster der Targetzelle von 20 cm wird durch die Akzeptanz von Spektrometer B bestimmt. Die effektive Akzeptanz beträgt zwar nur 5 cm (s. Kap. 4.2.1.1), doch werden auch Ereignisse  $\pm 4$  cm von der Spektrometerachse entfernt detektiert. Da Spektrometer B unter  $25^\circ$  steht, entspricht dies einer akzeptierten Targetlänge auf der Strahlachse von  $\approx 19$  cm. Zusammen mit den Außenkammern ergibt sich eine Gesamtlänge von  $\approx 30$  cm, welche die kleinste technisch realisierbare ist. Das Volumen der beiden Außenkammern beträgt ungefähr  $50 \text{ cm}^3$ . Die sphärische Form der Targetzelle wurde wegen des guten Volumen- zu Oberflächenverhältnisses gewählt, welches proportional zur Wandrelaxationszeit ist. Das große Volumen der Innenkammer von  $\approx 380 \text{ cm}^3$  dient als Gasvorrat gegen die Depolarisation durch den Elektronenstrahl, welcher einen Teil der  ${}^3\text{He}$ -Atome ionisiert [boni88]. Durch Dreikörperstöße mit zwei  ${}^3\text{He}$ -Atomen bilden die  ${}^3\text{He}$ -Ionen  ${}^3\text{He}_2^+$ -Moleküle. Da bei einem gaskinetischen Stoß des  ${}^3\text{He}_2^+$ -Moleküls Drehimpuls in Form von Transversalimpuls an die Stoßpartner abgegeben werden kann, fluktuiert die Richtung des Moleküldrehimpulses und damit das effektive Magnetfeld, um das der Kernspin präzediert. Deshalb kommt es zur Depolarisation, die durch Austauschstöße des  ${}^3\text{He}_2^+$ -Moleküls mit einem polarisierten  ${}^3\text{He}$ -Atom katalytisch verstärkt wird. Der sich wiederholende Prozeß der Depolarisation ist nur durch die Lebensdauer des Molekülions begrenzt. Durch Zugabe von Stickstoff im Verhältnis  $N_2/{}^3\text{He} \approx 10^{-3}$  wird die Lebensdauer der  ${}^3\text{He}^+$ - und  ${}^3\text{He}_2^+$ -Ionen drastisch herabgesetzt und damit eine längere Relaxationszeit erreicht. Mit der Formel aus [chup92] berechnet man für obige Targetzellenkonfiguration und einen Strahlstrom von  $10 \mu\text{A}$  einen Relaxationsbeitrag von 200 h. Ermittelt wurde eine Relaxationszeit von  $T_1^S = 165 \pm 47$  h, indem die Relaxationszeit einer Targetzelle während der Strahlzeit bestimmt wurde. Die NMR- und AFP-Messung (s. Kap. 4.3.4) ergab  $T_1^{m.S.} = 32.5 \pm 1.8$  h. Nach Abschalten des Elektronenstrahls wuchs die Relaxationszeit auf  $T_1^{o.S.} = 40.5 \pm 0.5$  h an.  $T_1^S$  erhält man dann aus

$$\frac{1}{T_1^S} = \frac{1}{T_1^{m.S.}} - \frac{1}{T_1^{o.S.}} \quad . \quad (4.2)$$

Ein weiterer Beitrag zur Relaxationszeit ist durch die Dipol-Dipol-Wechselwir-

kung gegeben, die die Kernspins zweier Heliumatome während des Stoßes an deren relativen Drehimpuls koppelt. Da die Stoßrate proportional zum Druck ist, läßt sich diese Relaxationsrate schreiben als

$$\Gamma_1^{gas} = \frac{1}{T_1^{gas}} = \alpha p \quad (4.3)$$

mit  $\alpha = 1/(820 \text{ h bar})$  [newb93]. Für  $p = 6 \text{ bar}$  ergibt sich eine partielle Relaxationszeit  $T_1^{gas}$  von 135 h.

### 4.3.2 Präparation der Targetzelle

Eine unbehandelte Zelle ( $\emptyset = 6 \text{ cm}$ ) aus Supremax-Glas von Schott hat eine durch Wandstöße dominierte Relaxationszeit zwischen 3 und 10 h [den97]. Mit besonders eisenarmem Glas aus einer Spezialschmelze von Schott lassen sich Relaxationszeiten zwischen 15 und 70 h erreichen. Doch läßt sich dieses Glas schwer verarbeiten und wurde deshalb für die aufwendige Konstruktion der Targetzelle nicht verwendet. Beschichtet man herkömmliches Glas mit Cs, so wird die Wandhaftzeit der  ${}^3\text{He}$ -Atome wegen des repulsiven Wechselwirkungspotentials zwischen Cs und  ${}^3\text{He}$  verkürzt. Unter der Voraussetzung, daß die Glasoberfläche sehr sauber ist, werden Relaxationszeiten zwischen 30 und 120 h beobachtet. Dazu wird der Innenkörper der Targetzelle mit Hilfe eines Heizbandes auf  $\approx 350^\circ\text{C}$  etwa eine Woche lang unter ständigem Evakuieren ( $10^{-8} \text{ mbar}$ ) geheizt. Um auch ein gutes Vakuum in der Zelle zu erreichen, wurde durch einen zusätzlichen Flansch am Appendix, der die Cs-Ampulle enthält, evakuiert und nicht durch den Targetflansch, um eine Verringerung des Saugquerschnitts durch die etwa 10 cm lange Kapillare zu vermeiden. Nach dem Entfernen des Heizbandes werden 2 Elektroden um die Glaszelle gelegt, um mit einem starken Hochfrequenzsender eine  ${}^4\text{He}$ -Gasentladung aufrecht zu erhalten. Die von der Glasoberfläche gelösten Verunreinigungen strömen durch die Saugwirkung eines Membranbalgs beim Entspannen und Komprimieren in einen Getter, der das Gas reinigt. Die Bewegung des Membranbalges erfolgt automatisch mit einer Preßluftsteuerung [den97]. Diese Prozedur wird so lange durchgeführt (mehrere Stunden), bis das Gas in der Targetzelle spektroskopische Reinheit aufweist. Anschließend wird die Targetinnenkammer mit dem Cs aus der Glasampulle im Appendix beschichtet und der Appendix vom Glasbläser entfernt. Jetzt erst können die beiden Glasflansche der Außenkammern mit Havarfolie geschlossen werden, da die Spannkette aus Plastik und die O-Ringe hitzeempfindlich sind. Die Außenkammern werden einen Tag lang separat evakuiert. Die fertig präparierte Zelle wird kühl gelagert, um den Kontakt des Cs mit dem Fett des Glashahns durch Diffusion gering zu halten. Das Fett selbst wird durch Kühlen viskoser und drückt sich nicht so leicht aus dem Glashahn, so daß der Glashahn länger drehbar bleibt.

### 4.3.3 Das magnetische Führungsfeld

Bewegen sich kernspinpolarisierte  $^3\text{He}$ -Atome in einem inhomogenen Magnetfeld, so erfahren sie ein zeitlich variierendes Feld. Da die Diffusionsstrecke antiproportional zum Druck ist, verhält sich die Relaxationsrate wie  $1/p$ . Außerdem geht noch das Quadrat des relativen Magnetfeldgradienten ein, da es sich um einen statistischen Prozeß handelt:

$$\Gamma_1^{feld} = \frac{1}{T_1^{feld}} = \alpha \left( \frac{dB_o/dr}{B_o} \right)^2 \frac{1}{p} \quad (4.4)$$

Für die Konstante  $\alpha$  gibt es in der Literatur 2 Werte:

$$\alpha_1 = 1.7 * 10^4 \text{ cm}^2\text{bar/h [schea65]}, \quad \alpha_2 = 1.8 * 10^3 \text{ cm}^2\text{bar/h [heil95]}$$

Die erste ist für ein unberandetes Medium, die zweite unter Berücksichtigung des 1. Diffusionsmodes für ein berandetes Medium hergeleitet. Wegen der Diskrepanz zwischen den beiden Konstanten führte W. Heil Untersuchungen bezüglich der Abhängigkeit der Relaxationszeit  $T_1^{feld}$  vom Magnetfeldgradienten durch, die den Wert  $\alpha_1$  von L. Schearer bestätigen [heil], welcher im folgenden benutzt wird. Soll  $T_1^{feld}$  für eine Targetzelle mit 6 bar wenigstens 300 h betragen, so darf der relative Feldgradient in der Targetzelle einen Wert von  $10^{-3} \text{ 1/cm}$  nicht überschreiten. Am Meßplatz wurden jedoch bei angeschalteten Magnetspektrometern Gradienten bis zu 30 mG/cm bei einem Feld von 2 G gemessen. Daraus ergeben sich folgende Anforderungen an die Magnetfeldkonstruktion:

- Abschirmung der äußeren magnetischen Störfelder
- Aufbau eines magnetischen Führungsfeldes mit einem mittleren, relativen Gradienten von  $< 10^{-3} \text{ 1/cm}$  im Bereich der Targetzelle ( $l = 20 \text{ cm}$ ) bei einem Feld von  $\approx 4 \text{ G}$
- Richtung des Führungsfeldes beliebig wählbar

Letztere Forderung ergibt sich aus der Überlegung, daß nicht nur die quasielastische Asymmetrie  $A_{\perp}$  bzw.  $A_{\parallel}$  mit Spin senkrecht und parallel zu  $\vec{q}$  bestimmt werden soll, sondern in einem weiteren Experiment der Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit der Targetspinrichtung ausgemessen werden soll [berm]. Außerdem ist im Proposal die Messung der transversalen Targetasymmetrie mit Targetspin senkrecht zur Streuebene vorgesehen [prop95] (s. Kap. 3.2).

Zur Abschirmung der magnetischen Störfelder wurde eine weitgehend geschlossene Konstruktion aus sechs  $\mu$ -Metallplatten gewählt. Die Maße  $60 \times 60 \times 80 \text{ cm}^3$

ergeben sich aus dem zur Verfügung stehenden Raum zwischen den Spektrometern am Meßplatz (s. Abb. 4.1). Der Abschirmfaktor S ist definiert als Verhältnis aus Betrag des Magnetfeldes außerhalb der Abschirmung  $B_a$  und dem durch die Abschirmung dringenden Magnetfeld  $B_i$ . Mit der aus [vac] übernommenen Näherungsformel

$$S := \frac{B_a}{B_i} \approx \frac{\mu t}{d} + 1 \quad (4.5)$$

ergibt sich ein Abschirmfaktor von  $\approx 60$ , wenn für  $d = 100$  cm die Diagonale der Abschirmung und  $t = 2$  mm die dickste erhältliche  $\mu$ -Metall-Platte<sup>9</sup> eingesetzt wird. Die Permeabilität des  $\mu$ -Metalls wurde dabei als  $\mu = 30000$  angenommen, was der Anfangspermeabilität für eine kleine magnetische Flußdichte im  $\mu$ -Metall entspricht. Die  $\mu$ -Metall-Abschirmung ist noch von einer weiteren 2 mm dicken Eisenabschirmung umgeben (s. Abb. 4.7), die eine eventuelle Sättigung des  $\mu$ -Metalls vermeiden soll (s.u.). Die Platten werden einzeln an einem Aluminiumrahmen aus  $40 \times 40$  mm<sup>2</sup> Vollmaterial befestigt, der in Richtung der gestreuten Neutronen auf 3 mm verjüngt ist. Um den magnetischen Kontakt zwischen den einzelnen Platten zu gewährleisten und den magnetischen Fluß im  $\mu$ -Metall nicht zu unterbrechen, ist in die Kante des Aluminiumprofils ein  $12 \times 12$  mm<sup>2</sup> Vierkantstab aus Weicheisen eingelassen. Die Aussparungen in der Abschirmung sind für die beiden Strahlrohre (NW 30) sowie für die gestreuten Elektronen in Richtung Spektrometer A und B vorgesehen.

Der nach Gln. 4.5 berechnete Abschirmfaktor gilt nur für eine geschlossene Abschirmung. Da durch die Aussparungen das äußere Feld  $B_a$  fast ungehindert eindringen kann, wird der Abschirmfaktor reduziert. Als Faustformel gilt, daß die tangentielle Feldkomponente  $B_{a\parallel}$  etwa zwei Lochdurchmesser, die transversale  $B_{a\perp}$  ungefähr einen Lochdurchmesser weit in die abgeschirmte Umgebung eindringen. Nach [mage67] läßt sich das eindringende Feld in Abhängigkeit des Abstandes  $z$  vom Loch beschreiben durch

$$B_i(z) = B_i + B_a(0) \exp\left(\frac{-kz}{D}\right). \quad (4.6)$$

$B_a(0)$  bezeichnet das Magnetfeld direkt an der Aussparung und  $D$  den Durchmesser bzw. die Diagonale des Fensters. Der Eindringparameter  $k$  wird für longitudinal (transversal) eindringendes Feld mit  $k_l = 2.41$  ( $k_t = 3.83$ ) angegeben. Aus Gln. 4.6 ist leicht abzulesen, daß das eindringende Magnetfeld exponentiell abfällt bis zu einem Grenzwert  $B_i$ , der hinter einer geschlossenen Abschirmung erreicht wird. Dieses Verhalten wurde mit einer Testspule direkt vor dem Fenster (Diagonale: 12 cm) zu Spektrometer B bestätigt. Das Fitergebnis  $D = 17$  cm an die Meßpunkte in Abb. 4.5 ist etwas größer, da das Feld auch durch die Aussparung ( $\varnothing = 5$  cm) für das Strahlrohr dringt.

---

<sup>9</sup>VAC Vakuumschmelze GmbH, Hanau

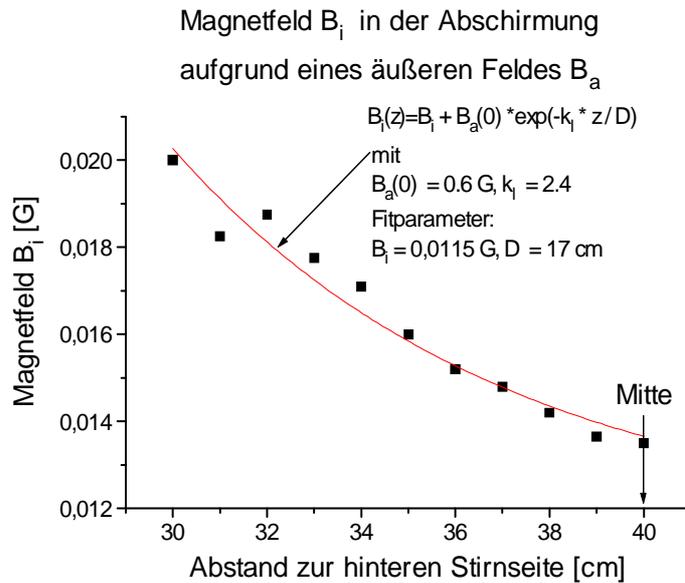


Abbildung 4.5: Das äußere Feld  $B_a$  einer Testspule dringt durch die Fenster der Abschirmung und erzeugt dort das Magnetfeld  $B_i$ . Die Meßpunkte sind bereits von Magnetfeldern, die aus anderen Quellen herrühren, bereinigt. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Daten mit der angegebenen Funktion und den Parametern.

In der Mitte des abgeschirmten Bereiches ( $z = 40 \text{ cm}$ ) ergibt sich ein longitudinaler Abschirmfaktor von  $B_a(0)/B_i \approx 52$ . Der transversale Abschirmfaktor ist entsprechend höher. Dies ist verträglich mit dem nach Gln. 4.5 berechneten Abschirmfaktor für eine geschlossene Abschirmung. Abb. 4.5 zeigt aber auch, daß durch das eindringende Magnetfeld zusätzliche Gradienten im Bereich der Targetzelle entstehen. Am Experimentierplatz dringt vor allem durch die Aussparung an der hinteren Stirnseite der Abschirmung das Streufeld von Spektrometer B, dessen Dipolfeld nicht wie bei Spektrometer A durch eine Spiegelplatte (5 cm Eisen) kurzgeschlossen ist. Zusätzlich befindet sich direkt hinter dem Aufbau ein Strahlrohr aus Anko-Eisen. Die dadurch entstehenden Magnetfeldgradienten in der  $\mu$ -Metallabschirmung waren nicht vertretbar. Deshalb wurde die hintere Stirnseite der Konstruktion mit einer zusätzlichen Korrekturspule versehen, die durch ein statisches Gegenfeld das eindringende Magnetfeld weitgehend kompensiert. Inwieweit dies gelungen ist, wird in Abb. 4.6 deutlich, in der das Magnetfeld in Strahlrichtung für verschiedene Ströme dargestellt ist. Auffallend große Gradienten treten für Abstände  $z < 0$  auf, die sich von der Elektronenstrahlrichtung aus gesehen hinter dem Targetmittelpunkt befinden und damit in der Nähe des Fensters zu Spektrometer B.

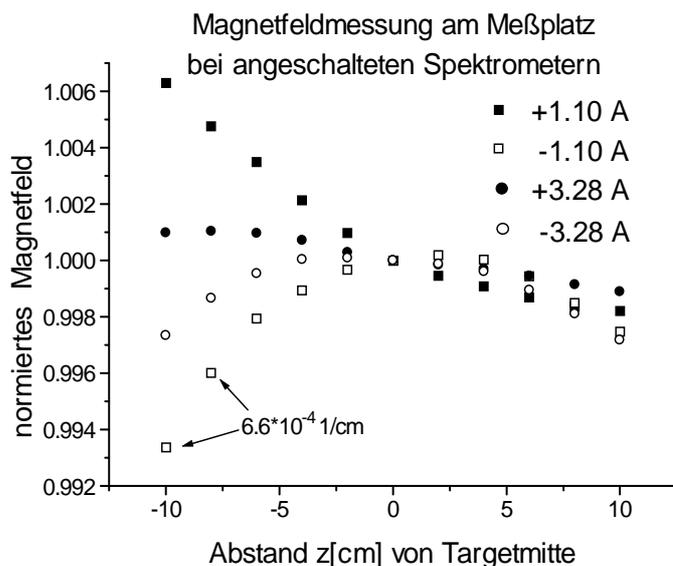


Abbildung 4.6: Magnetfeld entlang der Strahlachse für verschiedene Ströme.

Insgesamt aber übersteigt der longitudinale relative Magnetfeldgradient nicht  $7 \cdot 10^{-4} \text{ 1/cm}$ . Eine zweite Korrekturspule wurde an der Innenseite der Abschirmung gegenüber dem Fenster zu Spektrometer A angebracht.

Um das Magnetfeld und damit den Kernspin des  ${}^3\text{He}$  in eine beliebige Richtung einstellen zu können, existieren drei zueinander senkrechte Hauptmagnetfelder, welche zu unabhängigen Stromkreisen gehören. Jedes Hauptmagnetfeld wird von vier Einzelspulen gebildet. Die Spulen selbst bestehen aus isoliertem Kupferdraht ( $\varnothing = 4 \text{ mm}$ ), der um jede Platte gewickelt ist (s. Abb. 4.7a). Dazu sind die Kanten jeder Platte im Abstand von 1 cm gezahnt. Da das Drahtgeflecht nicht über die Aussparungen für die Strahlrohre gelegt werden kann und die Drähte an den Fenstern zur Aufstreuung der Elektronen führen würden, wurde der Draht mit Hilfe von Führungsrillen um die Aussparungen gelegt. Die vier Spulen werden von einem Strom bis 4 A in der in Abb. 4.7b gezeigten Weise durchflossen. Die Stromführung im Inneren der Abschirmung wirkt wie ein Solenoid (s. Ersatzschaltbild in Abb. 4.7c), dessen Feld durch die Stirnflächen aus  $\mu$ -Metall näherungsweise homogenisiert wird. Da die Feldlinien jeder Spule durch das  $\mu$ -Metall geführt werden, muß gewährleistet sein, daß die Flußdichte im  $\mu$ -Metall nicht ihren Sättigungswert ( $B_S = 0.8 \text{ T}$ ) erreicht, bei dem die Abschirmwirkung des  $\mu$ -Metalls verschwindet. Um die Flußdichte in  $\mu$ -Metall abzuschätzen, geht man davon aus, daß das Feld  $B_{in} = 4 \text{ G}$  im Innenraum der Abschirmung durch vier  $\mu$ -Metallplatten zurückgeführt werden muß. Daraus

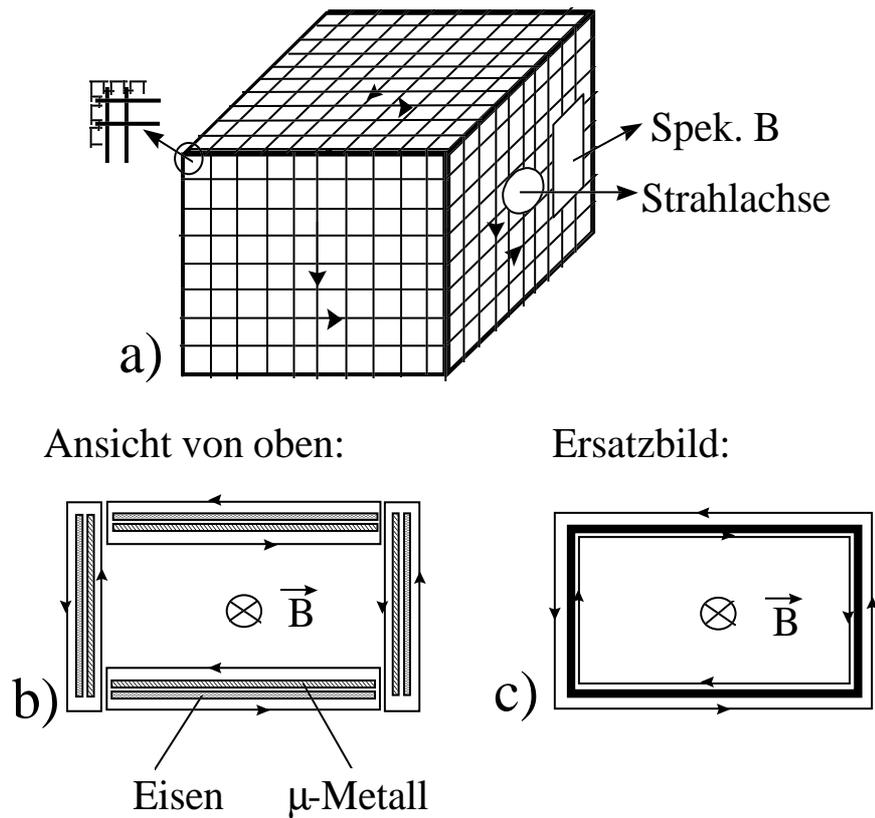


Abbildung 4.7: Verdeutlichung der Spulenwicklungen um die Abschirmung aus  $\mu$ -Metall und Weicheisen. In den Abb. b) und c) ist die Stromführung sowie deren Ersatzschaltbild am Beispiel einer Hauptfeldspule dargestellt.

läßt sich die durch  $B_{in}$  induzierte Flußdichte  $B_{in}^M$  im  $\mu$ -Metall berechnen:

$$B_{in}^M = B_{in} \frac{A_{in}}{A_M} \approx 340G \quad (4.7)$$

Dabei bezeichnen  $A_{in}$  bzw.  $A_M$  die Querschnittsflächen im Innenraum bzw. der  $\mu$ -Metallplatten der Abschirmung. Ebenso muß das durch die äußere Stromführung erzeugte Feld  $B_{aus}$  von 4 G sowie das Streufeld  $B_{str}$  von 2 G berücksichtigt werden. Zur Abschätzung der induzierten Flußdichte  $B_{aus}^M$  durch das äußere Feld wird die relevante „äußere“ Querschnittsfläche als die des Innenraums multipliziert mit einem Entmagnetisierungsfaktor angenommen. Der Entmagnetisierungsfaktor ist abhängig von der Konfiguration der Abschirmung und beträgt für einen Quader ungefähr 3 [bark]. Daraus erhält man  $B_{aus}^M = 1530$  G. Insgesamt ergibt sich also eine Flußdichte von  $B_{in}^M + B_{aus}^M = 1870$  G. Dies ist weit entfernt von der Sättigungsinduktion des  $\mu$ -Metalls ( $B_S = 0.8$  T), wobei noch nicht die Flußaufnahme durch die äußeren Eisenplatten

nicht einmal eingerechnet wurde.

Zur Verbesserung der Homogenität sind zu jedem Stromkreis noch vier Korrekturspulen in Serie geschaltet, welche mittels Widerstandspotentiometer individuell abgestimmt werden. Mit einer Magnetfeldsonde wurden die Felder in Strahlrichtung ( $z$ -Komponente) sowie senkrecht dazu in der Streuebene ( $x$ -Komponente) für verschiedene Stromstärken ausgemessen (s. Abb. 4.6). Die im Experiment geforderten Magnetfeldrichtungen werden durch Überlagerung der beiden Magnetfeldkomponenten erreicht, wobei die Stromstärken in den Hauptmagnetfeldspulen variiert werden. Für die partielle Relaxation  $T_1^{feld}$  der Polarisation in der Targetzelle, die nach Gln. 4.4 berechnet wird, ist der über das Volumen der Zelle gemittelte transversale Magnetfeldgradient entscheidend. Aus den Magnetfeldmessungen läßt sich ein transversaler Gradient von kleiner  $5 * 10^{-4}$  1/cm abschätzen. Nach Gln. 4.4 beträgt dann die partielle Relaxationszeit  $T_1^{feld}$  mehr als 1000 h.

Es sollte hier noch erwähnt werden, daß vor dem Bau des magnetischen Führungsfeldes versucht wurde, die hier beschriebene Konfiguration mit dem kommerziellen Programm MAFIA Version 3.2 [maf] zu simulieren. Hierbei ergaben sich ohne Korrekturspulen Magnetfeldgradienten von  $\approx 10^{-5}$  1/cm, die etwa 3 Größenordnungen unter dem experimentell realisierten Wert liegen (bei ausgeschalteten Korrekturspulen). Ein möglicher Grund für die große Diskrepanz könnte sein, daß die Anfangspermeabilität im  $\mu$ -Metall nicht überall gleich ist. Auch könnte die Abhängigkeit der Permeabilität von der Flußdichte im  $\mu$ -Metall positionsabhängig sein. Dies würde zu einer inhomogenen Verteilung der Flußdichte im  $\mu$ -Metall und durch die Kopplung zum Magnetfeld innerhalb der Abschirmung auch zu größeren Magnetfeldgradienten führen. Der wahrscheinliche Grund liegt aber in der im MAFIA-Code benutzten Methode zur Lösung der Maxwell-Gleichungen in integraler Form in einem diskreten Bereich („Finite Integral Technique“). Dafür wird über die zu untersuchende Konfiguration ein dreidimensionales Gitternetz gelegt. Zwar kann man die Gitterabstände an das Problem anpassen, doch gibt es Schwierigkeiten in der Rechengenauigkeit, wenn Gebiete feiner und grober Struktur aufeinander treffen. Genau dies ist hier der Fall, da die Ausdehnung der Abschirmung selbst groß gegen die Dicke des  $\mu$ -Metalls (2 mm) ist. Verstärkt wird das Problem durch den Sprung in der Permeabilität von 1 innerhalb der Abschirmung auf 30000 im  $\mu$ -Metall. Wie schlecht die gestellte Aufgabe von MAFIA gelöst werden konnte, wird in Form des Fehlers in der Divergenzgleichung am Ende des Programmdurchlaufs angegeben. Dieser betrug bei der Berechnung der obigen Konfiguration nahezu 100 %, d.h. die Lösung und damit die Angabe der Magnetfeldgradienten ist fragwürdig.

Die Gesamtkonstruktion bietet genügend Platz, um die in Abb. 4.1 angedeutete Bleiabschirmung rund um das Target aufzunehmen. Außerdem befindet sich das NMR- und AFP-System zur Überwachung der Targetpolarisation (s.

Kap. 4.3.4) sowie eine Magnetfeldsonde<sup>10</sup> darin, die das Magnetfeld ständig kontrolliert (s. Kap. 5.2) und auch für die AFP-Messung genutzt wird. Die Magnetfeldsonde ist vom Typ der Sättigungskernmagnetometer (Förstersonde), die über das nahezu lineare  $B(H)$ -Verhalten der Ferritkerne in der Sonde das Magnetfeld messen. Die hier verwendete Sonde bietet die Möglichkeit, das Feld in drei Raumachsen an jeweils drei leicht verschiedenen Positionen auszumessen. Die Sensorposition ist nach Herstellerangaben mit einer Genauigkeit von  $\pm 2$  mm bekannt, was für die meisten Anwendungen ausreicht (s. dagegen Kap. 4.3.4.2). Im Meßbereich von  $\pm 5$  G beträgt der relative Meßfehler 0.5 %.

### 4.3.4 NMR und AFP als Polarisationsnachweis

#### 4.3.4.1 NMR-System

Die relative Abnahme der Polarisation in der Targetzelle wird mittels der Kernspin-Resonanz-Methode (NMR) verfolgt, um auf die Relaxationszeit der Targetzelle zu schließen. Dazu werden für ein Zeitintervall von  $\Delta t = 5$  ms die sogenannten  $B_1$ -Spulen (30x40 cm, 10 Windungen) mit einem Wechselstrompuls einer Frequenz nahe der Larmorfrequenz  $\omega_L$  der Kernspins versorgt. Dadurch wird ein Magnetfeld  $B_1$  senkrecht zur Hauptmagnetfeldrichtung erzeugt, welches eine plötzliche Änderung in der Ausrichtung der  ${}^3\text{He}$ -Kernspins um einen Winkel  $\alpha$  (Klappwinkel) bewirkt. Nach Abschalten des Magnetfeldes  $B_1$  präzedieren die Kernspins um die Hauptmagnetfeldrichtung bis ihre transversale Komponente (senkrecht zur Hauptmagnetfeldrichtung) mit der Zeitkonstanten  $T_2$  (transversale Relaxationszeit) zerfallen ist. Währenddessen induziert die transversale Komponente in zwei Pick-up-Spulen, die parallel zu den  $B_1$ -Spulen angeordnet sind, ein Signal.  $T_2$  beträgt etwa 40 ms und ist auf die Dephasierung durch den Gradienten des Magnetfeldes zurückzuführen. Der Verlust an Polarisation pro NMR-Messung ist durch einen kleinen Klappwinkel  $\alpha = \pi/90$  auf den vernachlässigbaren Wert von  $1 - \cos(\alpha) \approx 0.06$  % beschränkt. Das Signal an der Pick-up-Spule gelangt über einen besonders rauscharmen Verstärker, welcher im Resonanzkreis mit den Pick-up-Spulen auf die Larmorfrequenz von  $\approx 14$  kHz mit einer Bandbreite von  $\pm 1$  kHz abgestimmt ist, zum Lock-in Verstärker (s. Abb. 4.11). Dadurch werden benachbarte Störfrequenzen von 13.20 kHz und 15.84 kHz unterdrückt, welche Oberschwingungen der Grundfrequenz 2.64 kHz sind, die die Schaltnetzgeräte für die Spektrometer erzeugen und die als Restwelligkeit im Netz und auf den Erdleitungen auftauchen. Zusätzlich wurde die gesamte Elektronik sowie die Abschirmung selbst nicht mit der Erde der Spektrometer in Berührung gebracht, um ein Anschwingen des Resonanzkreises aufgrund dieser Störfrequenzen zu vermeiden. Während des Strompulses an den  $B_1$ -Spulen wird das Signal

---

<sup>10</sup>MAG-03MS von Bartington Instruments Ltd.

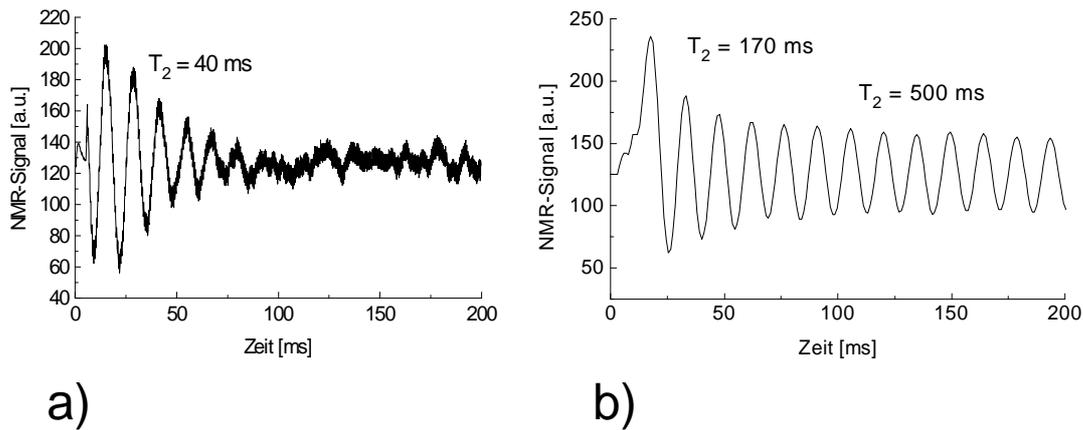


Abbildung 4.8: Vergleich zweier NMR-Signale. a) Das verrauschte NMR-Signal links wurde bei angeschalteter Magnetfeldsonde aufgenommen. b) Wird die Sonde ausgeschaltet, tritt durch Kopplung des Sondenschwingkreises mit den  $^3\text{He}$ -Kernspins eine scheinbare Verlängerung der transversalen Relaxationszeit auf, die als Entdämpfung der Larmorpräzession interpretiert werden kann.

an den Pick-up-Spulen nicht zum Lock-in weitergeleitet, um dessen Eingang nicht zu überlasten.

Da eine Änderung des Magnetfeldbetrages eine Verschiebung in der Larmorfrequenz bedingt ( $\omega_L = 2\pi\gamma B$  mit  $\gamma = 3.24$  kHz/G), konnte der Abschirmfaktor des Aufbaus (s. Kap. 4.3.3) bestimmt werden, indem die Larmorfrequenz mit an- und ausgeschalteten Spektrometern gemessen wurde. Daraus ergab sich ein Abschirmfaktor von  $S = 54$ , der als mittlerer Abschirmfaktor über das Volumen der Zelle ( $\varnothing = 6$  cm) interpretiert werden muß. Dies ist in Übereinstimmung mit Messungen aus Kap. 4.3.3.

Während des NMR-Nachweises wird das Netzgerät, das die direkt unter der Zelle befindliche Magnetfeldsonde versorgt (s. Abb. 4.11), ausgeschaltet, um das Einkoppeln des von der Sonde abgestrahlten Sinussignals (16 kHz) in die Pick-up-Spulen zu vermeiden. Aufgrund der Stärke des Signals kann dieses im auf 14 kHz abgestimmten NMR-Resonanzkreis nicht ausreichend unterdrückt werden und führt deshalb zu einem verrauschten NMR-Signal (s. Abb. 4.8a). Nach der NMR-Messung wird das Sondennetzgerät sofort wieder mit dem Steuerprogramm (s. Kap. 5.2) eingeschaltet. Dies ist notwendig, damit der andernfalls vom Netzgerät abgekoppelte und daher ungedämpfte Resonanzkreis der Sonde, welcher auf 16 kHz nahe der Larmorfrequenz (14 kHz) abgestimmt ist, nicht zu stark an die  $^3\text{He}$ -Kernspins in der Zelle koppelt und damit die Polarisation zerstört. Für diesen Prozeß konnte eine partielle Relaxationszeit von maximal 150 h beobachtet werden, welche stark von der relativen Stellung der Sonde zur Magnetfeldrichtung abhängt. Dieser Effekt

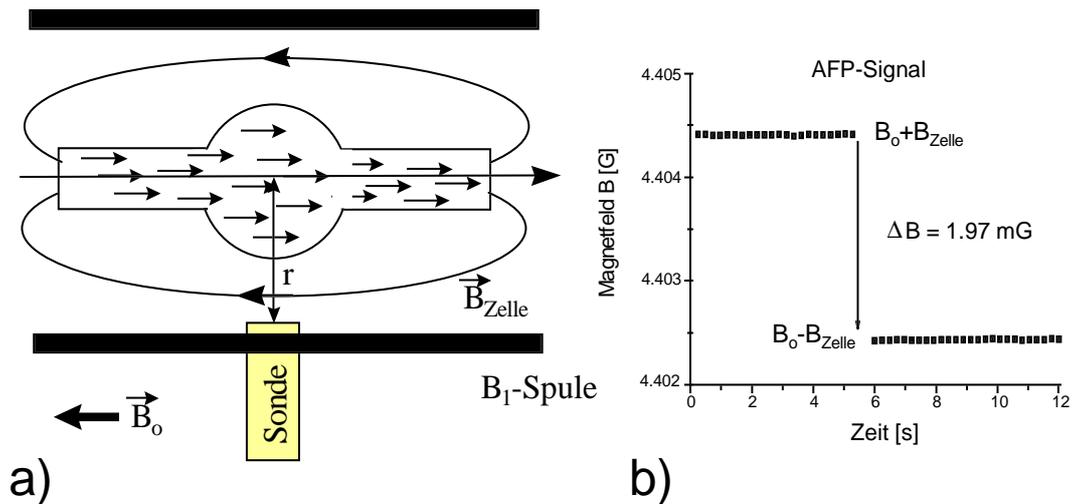


Abbildung 4.9: a) Schematische Anordnung für den AFP-Nachweis. Das Magnetfeld  $B_{Zelle}$  (s. Text) wurde angedeutet. b) Hier ist exemplarisch ein AFP-Signal gezeigt. Die Magnetfeldänderung entspricht einer Polarisation von 44 %.

wird auch direkt im NMR-Signal sichtbar. Im Gegensatz zum gewohnten mit  $T_2$  exponentiell gedämpften NMR-Signal (s. Abb. 4.8a) überlagern sich in der Einhüllenden von Abb. 4.8b zwei Exponentialkurven mit verschiedenen Zeitkonstanten. Die zweite Zeitkonstante ist dabei bis zu einem Faktor 10 größer als durch die Magnetfeldgradienten erwartet. Das System ist dann offenbar durch die Rückkopplung stark entdämpft und neigt zum Anschwingen.

#### 4.3.4.2 AFP-System

Im Gegensatz zum oben beschriebenen NMR-Nachweis wird das AFP-System (Adiabatic Fast Passage) auch zur Absolutbestimmung der Polarisation eingesetzt. Der Nachweis beruht auf der Messung des statischen Magnetfeldes  $B_{Zelle}$ , welches von der Magnetisierung des polarisierten  ${}^3He$ -Gases in der Targetzelle herrührt. Da dieses Magnetfeld etwa 1000 mal kleiner ist als das Führungsfeld, wird  $B_{Zelle}$  als Differenz der Magnetfelder  $\Delta B = 2B_{Zelle}$  vor und nach dem Umklappen der Kernspins um  $180^\circ$  gemessen. Dazu dient die in Kap. 4.3.3 beschriebene empfindliche Magnetfeldsonde. Die Polarisation  $P$  wird für die in Abb. 4.9a gezeigte Anordnung über die Gleichung

$$P = \frac{r^3}{2\mu({}^3He)N} \Delta B \quad (4.8)$$

gewonnen [jack93]. Das magnetische Moment eines  ${}^3He$ -Kerns beträgt  $\mu({}^3He) = 1.0746 \cdot 10^{-26} \text{ Am}^2$ . Die Anzahl  $N$  der Atome in der Zelle mit Volumen  $V$  und

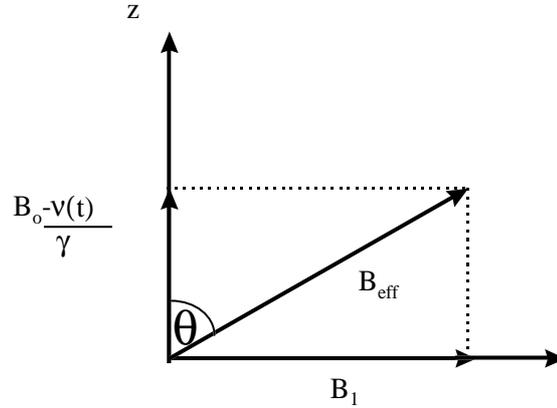


Abbildung 4.10: Magnetfelder, transformiert in das rotierende Koordinatensystem, während des AFP-Nachweises im Vektordiagramm.

Druck  $p$  wird bei einer Temperatur  $T$  über die ideale Gasgleichung gewonnen:

$$N = \frac{pV}{kT} \quad (4.9)$$

Die Drehung der Spinrichtung erfolgt dabei adiabatisch, indem mit Hilfe der  $B_1$ -Spulen ein Magnetfeld der Amplitude  $2B_1$  mit veränderlicher Frequenz  $\nu$  eingestrahlt wird. Die Frequenz dieses  $B_1$ -Feldes wird in der Zeit  $\Delta t$  von  $\nu_L - \frac{\Delta\nu}{2}$  bis  $\nu_L + \frac{\Delta\nu}{2}$  gleichmäßig durchgeföhren. Je besser dabei die Adiabasiebedingungen

$$\frac{B_1}{T_2} \ll \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta\nu}{\Delta t} \ll \gamma B_1^2 \quad (4.10)$$

[blo46] [pow57] [wilm95] erfüllt sind, je weniger Polarisationsverluste treten pro Spinklapp auf. Voraussetzung ist nämlich, daß die Kernspins dem effektiven Magnetfeld

$$\vec{B}_{eff} = \begin{pmatrix} B_1 \\ 0 \\ B_o - \nu(t)/\gamma \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

im rotierenden Koordinatensystem folgen können (s. Abb. 4.10).

Dies ist der Fall, wenn die Präzessionsfrequenz der Kernspins  $\nu_{eff} = \gamma B_{eff}$  um das effektive Magnetfeld größer ist als die Winkelgeschwindigkeit  $d\theta/dt$ , mit der die effektive Feldrichtung gedreht wird.

$$\Rightarrow \nu_{eff} = \gamma B_{eff} \gg \frac{d\theta}{dt} = \frac{B_1}{(B_o - \nu/\gamma)^2} \frac{1}{\gamma} \frac{d\nu}{dt} \Rightarrow \gamma B_1 \gg \frac{1}{B_1} \frac{1}{\gamma} \frac{d\nu}{dt}, \quad (4.12)$$

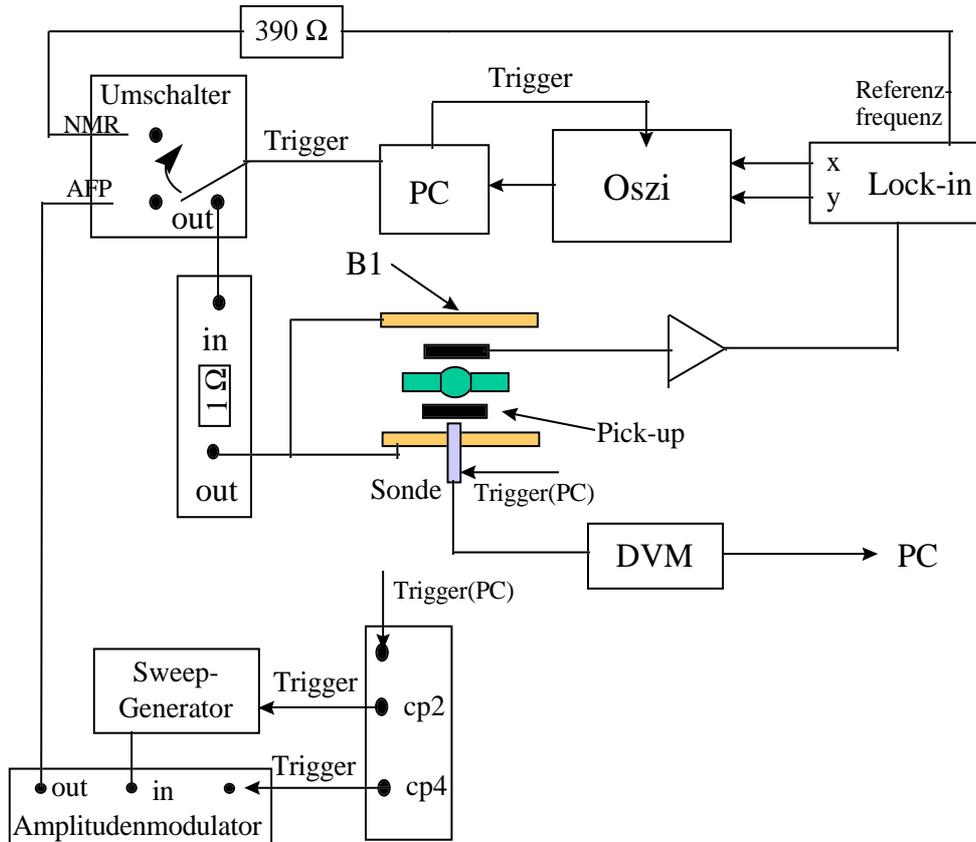


Abbildung 4.11: Blockschaltbild der NMR- und AFP-Elektronik.

wobei in der letzten Zeile  $B_1 \leq B_{eff} \leq B_o$  benutzt wurde. Dies führt auf die rechte Ungleichung der Gln. 4.10. Die linke Ungleichung erfordert, daß der Durchgang durch die Resonanz schnell gegenüber der transversalen Relaxationszeit  $T_2$  sein muß, mit der die zum Hauptmagnetfeld senkrechte Polarisationskomponente zerfällt. Im Resonanzdurchgang aber übernimmt  $B_1$  die Rolle des Führungsfeldes (s. Abb. 4.10). Deshalb wird  $T_2$  durch Gln. 4.4 mit  $B_o = B_1$  gegeben und ist damit bei festem statischem Magnetfeldgradient proportional zu  $1/B_1^2$ . Die Adiabasiebedingung kann also auch bei relativ kurzem, gradientenbedingtem  $T_2$  durch Verstärkung von  $B_1$  erfüllt werden [wilm97].

Die für den NMR- und AFP-Nachweis verwendete Elektronik ist im Blockschaltbild in Abb. 4.11 gezeigt. Beim AFP-Nachweis darf das  $B_1$ -Feld nicht abrupt eingestrahlt werden, da sonst die Adiabasiebedingung verletzt wäre

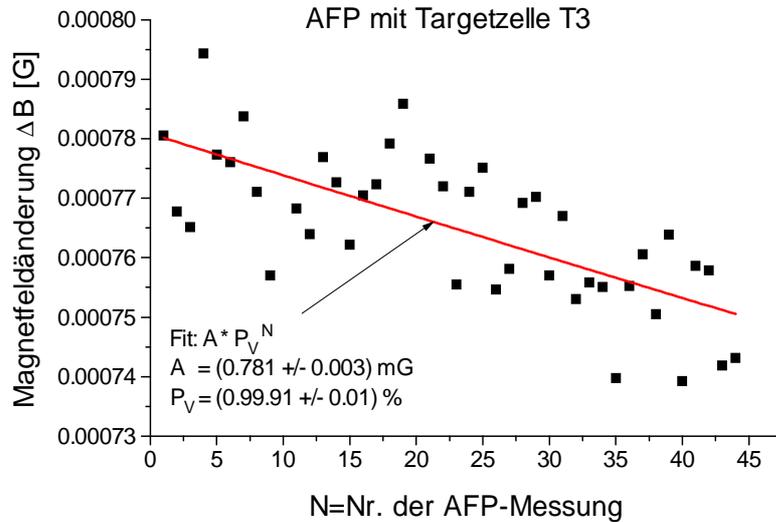


Abbildung 4.12: Polarisationsverlust  $V$  bei der AFP-Messung. An die Datenpunkte wurde die angegebene Funktion angepaßt.

und mit Polarisationsverlusten zu rechnen wäre [wilm95]. Deshalb wird das  $B_1$ -Feld über einen Amplitudenmodulator zunächst bis zum Maximalwert von 120 mG in 25 ms hochgefahren. Nach 500 ms fällt das  $B_1$ -Feld exponentiell gedämpft auf null ab. Währenddessen wird die Frequenz von 13 bis 15 kHz um die Larmorfrequenz von 14 kHz variiert. Die Auslese der Magnetfeldsonde sowie die Generierung von Triggern werden von einem Steuerprogramm (s. auch Kap. 5.2) übernommen, welches von J. Bermuth [berm] entwickelt wurde.

Mit den genannten Parametern konnte der Verlust an Polarisation pro AFP-Nachweis kleiner 0.2 % gehalten werden (s. Abb. 4.12). Eine Verringerung des Polarisationsverlustes könnte durch weitere Verstärkung des  $B_1$ -Feldes erreicht werden. Mit der derzeitigen Elektronik war dies nicht möglich, da sowohl der Amplitudenmodulator bereits Sättigungseffekte zeigte als auch der Frequenzgenerator aufgrund des hohen induktiven Widerstandes der  $B_1$ -Spule in die Leistungsbegrenzung getrieben wurde. Dieser Mißstand wird in kommenden Experimenten behoben sein [berm]. Ein weiteres Phänomen, das während der Testläufe zum AFP-Nachweis beobachtet wurde, ist, daß Polarisationsverluste von über 1 % auftreten können, wenn die Cs-Beschichtung an der Innenseite der Targetzelle zu dick ist. Es liegt nahe anzunehmen, daß die hochfrequenten  $B_1$ -Felder durch die metallische Cs-Schicht geschwächt werden und damit die Adiabasiebedingung nicht mehr erfüllt ist.

Der Fehler in der Bestimmung der absoluten Polarisation setzt sich zusammen aus den Meßunsicherheiten der Größen, die in Gln. 4.8 auftreten. Dazu gehören der Abstand  $r$  zwischen Sondenmeßpunkt und Zellenmitte, Druck  $p$  und Volumen  $V$  der Targetzelle sowie die Raumtemperatur  $T$  und die Änderung des Magnetfeldes  $\Delta B$ . Die Mitte der Zelle wurde mit Hilfe eines Justierlasers festgelegt und der Abstand  $R$  zum Sondengehäuse zu  $(51 \pm 0.5)$  mm gemessen. Der Abstand vom Sondengehäuse zum Sensorelement ist laut Hersteller nur auf  $\pm 2$  mm bekannt. Dies würde zu einem zu großen Fehler in der Absolutbestimmung der Polarisation führen. Deshalb wurde die Lage des Sensorpunktes zu  $(12.93 \pm 0.36)$  mm bestimmt, indem der bekannte Dipolfeldverlauf einer kleinen Testspule als Funktion des Abstandes ausgemessen wurde (s. auch [wilm95]). Der für die Polarisationsmessung relevante Abstand ergab sich daraus zu  $r = (63.93 \pm 0.61)$  mm. Der Druck der Zelle wird direkt nach der Aufpolarisation am Pistonkompressor in einem klimatisierten Raum ( $T = 295 \pm 1$  K) mit einem JPB-Druckmeßgerät gemessen, dessen Genauigkeit  $\pm 80$  mbar beträgt. Bei einem Zellendruck von 6 bar entspricht dies einem relativen Fehler von 1.3 %. Das Volumen jeder im Experiment benutzten Targetzelle wurde durch Füllen der Targetzelle mit Wasser und anschließendem Auswiegen der Füllmenge mit einer Präzisionswaage ermittelt. Da Gln. 4.8 für das Dipolfeld einer Kugel gilt, wurde als Volumen  $V$  nur der kugelförmige Anteil der Targetzelle eingesetzt, welcher mit einer Genauigkeit von  $\pm 2$  cm<sup>3</sup> (=0.56 %) bestimmt wurde. Die beiden zylinderförmigen Teile der Targetzelle geben aber ebenfalls einen Beitrag zum AFP-Signal  $\Delta B$ , welcher mittels numerischer Integration der Magnetisierung über das Zellenvolumen berechnet wurde (s. Anhang C). Daraus folgt, daß die nach Gln. 4.8 berechnete Polarisation um -1.8 % korrigiert werden muß. Nach einer Warmlaufzeit der Sonde von 20 min betragen die Schwankungen in der Einzelmessung der Magnetfeld-differenz  $\approx 2 * 10^{-5}$  G (s. auch Abb. 4.12), was bei einer Polarisation von 30 % einem relativen Fehler von 1.5 % entspricht. Um diesen Fehler zu verringern, wurde im Experiment immer eine Serie von vier Schüssen durchgeführt. Mit Hilfe des Gauß' schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes berechnet man für eine AFP-Einzelmessung einen relativen Fehler in der Polarisationsmessung von  $\Delta P/P \approx 3.5$  %.

## 4.4 Justage des gesamten Aufbaus

Zuerst wird der Neutronendetektor einjustiert, wozu der Theodolith im gemeinsamen Drehpunkt der Spektrometer stehen muß, der auch gleichzeitig Targetmittelpunkt ist. Nach Abbau des Theodolithen kann der komplette Targetaufbau bestehend aus Führungsfeld und Innenaufbau mit dem Hallenkran auf den Targetplatz gehoben und dort befestigt werden. Die Justage des Aufbaus

erfolgt wieder mit einem Theodoliten, der diesmal strahlaufwärts steht. Dazu werden Justageblenden im Targetbereich sowie an den Aussparungen der Abschirmung für die Strahlrohre eingesetzt. Der gesamte Aufbau kann mit Feingewindeschrauben in der Ebene sowie in der Höhe verschoben werden. Danach werden die Strahlrohre strahlab- und aufwärts sowie der Zinksulfid-Schirm des Strahllagemonitors einjustiert.

Da die Bestimmung von  $G_{en}$  empfindlich ist auf die Stellung des  ${}^3\text{He}$ -Spins und damit auf die Magnetfeldrichtung (s. Kap. 8.2.3), wird das Magnetfeld während des Experimentes mit der in Abb. 4.9 gezeigten Sonde ständig kontrolliert. Diese Sonde ist aber von der Strahlachse etwa 64 mm entfernt. Deshalb wurde mit einer zweiten Sonde das Feld auf der Strahlachse mit dem an der ersten Sonde gemessenen verglichen. Daraus ergibt sich eine Winkelkorrektur von  $0.4^\circ$  für die hier entscheidende B-Feldkomponente in der Streuebene. Die transversale Komponente kann vernachlässigt werden, da sie erstens klein ( $< 0.5^\circ$ ) ist und zweitens die transversale Targetasymmetrie nur einen Beitrag liefert, wenn die PWIA-Rechnung durch FSI- bzw. MEC-Effekte korrigiert werden muß (s. Kap. 3.2). Die interne Achsengenauigkeit der Sonde ist laut Herstellerangaben besser als  $0.1^\circ$ . Durch Drehen der Sonde in der Ebene und um die eigene Achse konnte diese Winkelungenauigkeit zu  $\pm 0.02^\circ$  bestimmt werden. Insgesamt wird die Winkeljustagegenauigkeit mit  $0.2^\circ$  abgeschätzt.

# Kapitel 5

## Durchführung des Experimentes

In diesem Kapitel wird kurz die Erzeugung des polarisierten  ${}^3\vec{H}e$ -Gases beschrieben. Danach wird ausführlich auf das Auswechseln einer Targetzelle mit weitgehend depolarisiertem Gas gegen eine mit frisch aufpolarisiertem Gas eingegangen, da dieses Verfahren zum ersten Mal in einem kernphysikalischen Experiment angewandt wurde. In Experimenten am Neutronenstrahl des Institute Laue-Langevin (ILL) gehört dies allerdings zur Standardprozedur [heil]. Da während des Experimentes die Experimentierhalle nicht zugänglich ist, muß die Steuerung und die Kontrolle des gesamten Experimentes von außerhalb erfolgen. Für die 3-Spektrometeranlage sowie die Datenerfassung war dies bereits gegeben. Da die Steuerung des Targetaufbaus unabhängig davon getestet und im Institut für Physik benutzt werden mußte, ist das hierzu entwickelte Steuerprogramm [berm] nicht in das bestehende integriert worden (s. Kap. 5.2). Zum Schluß des Kapitels wird noch ein Überblick über den Verlauf des Pilotexperimentes sowie der zuvor durchgeführten Testmessung gegeben.

### 5.1 Bereitstellung des polarisierten Gases für das Pilotexperiment

Die Aufpolarisation und anschließende Komprimierung des  ${}^3He$ -Gases übernimmt eine Polarisationsanlage mit angeschlossenem 2-stufigem Titankolbenkompressor [surk95] [surk97] [beck97a] [beck94] im Institut für Physik. Die Polarisation wird mittels optischen Pumpens mit zirkular polarisiertem Laserlicht (1083 nm) in einer Niederdruckgasentladung ( $\approx 1$  mbar) erzeugt. Durch Austauschstöße zwischen einem  ${}^3He$ -Atom im Grundzustand und einem Atom

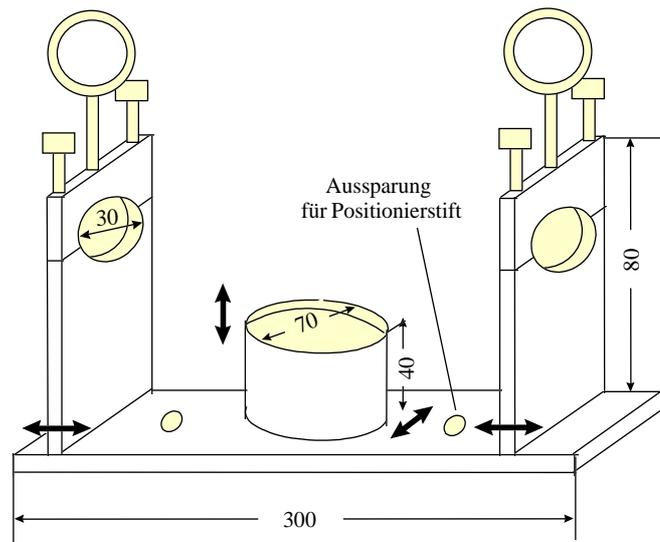


Abbildung 5.1: Die Pfeile an der Targethalterung deuten die Verschiebemöglichkeiten an. Längenangaben in mm.

im optisch gepumpten metastabilen  $^3S_1$ -Zustand wird die Polarisation der Elektronenhülle auf den  $^3He$ -Kern übertragen [schea65] [surk91] [roh94]. Die Auffüllung der Targetzelle auf 6 bar dauert wegen des großen Volumens ( $\approx 450 \text{ cm}^3$ ) etwa 6 h, wenn eine möglichst hohe Polarisation von  $\approx 50 \%$  zu Beginn erreicht werden soll. Vor dem Aufpolarisationsvorgang wird der evakuierten Targetinnenkammer durch ein Schleusensystem an der Füllstation noch 6 mbar Stickstoff zugesetzt, um die Depolarisation im Elektronenstrahl zu mindern (s. Kap. 4.3.1).

Nach der Auffüllung mit polarisiertem Gas wird die Targetzelle in einem tragbaren Haltefeld von  $\approx 3 \text{ G}$  (30x40 cm, 140 Windungen), welches von einer 12 V Batterie gespeist wird, in die  $\approx 500 \text{ m}$  entfernte Experimentierhalle an MAMI im Institut für Kernphysik transportiert. Der Transport dauert etwa eine Viertelstunde. Deshalb ist die Homogenität des Transportfeldes von  $\approx 10^{-3} \text{ 1/cm}$  völlig ausreichend. Die Polarisationsverluste beim Transport liegen unter der Nachweisgrenze von 0.5 %. Die Targetzelle trägt einen Splitterschutz aus Stoff- und Kevlarstreifen und ist beidseitig in eine Plastikhalterung (s. Abb. 5.1) eingeschraubt. Der Anpreßdruck auf das Glas wird mit Teflonscheiben zwischen Targetzelle und Halterung gemindert. Die Pfeile an der Targethalterung in Abb. 5.1 geben die Verschiebemöglichkeiten an, die es erlauben, die Halterung an jede Targetzelle optimal und individuell anzupassen. Durch die Halbschale wird die Targetzelle gleichzeitig positioniert. Die Halterung ist mit zwei unmagnetischen Federverschlüssen im Transportfeld gesichert und kann leicht

Zelle	Glassorte	Druck [bar]	Anfangs-pol. [%]	Zeit-raum [h]	Strom [ $\mu$ A]	Relax.-zeit [h]	mittlere Pol. [%]
T7	Duran	6.20	49.4	13.4	1-3	28.3	$33.5 \pm 0.6$
T8	Duran	6.80	41.3	13.8	3	13.2	$23.0 \pm 0.4$
T6	Supremax	6.01	45.5	6.3	4	22.9	$31.4 \pm 2.5$
T3	Kovar	6.22	44.5	10.0	4	35.5	$33.4 \pm 0.9$
T7	Duran	5.63	49.1	13.8	6	31.0	$36.8 \pm 1.4$
T4	Supremax	6.19	51.5	8.5	6	26.5	$41.0 \pm 1.4$
T3	Kovar	6.04	50.8	11.7	8	32.5	$38.9 \pm 1.2$
T7	Duran	6.30	26.6	10.0	10	20.5	$18.4 \pm 0.4$
T3	Kovar	6.23	45.1	10.0	10	32.5	$39.0 \pm 0.7$

Tabelle 5.1: Überblick über die eingesetzten Targetzellen mit ihren wichtigsten Eigenschaften. Die Polarisation ist über die Zeit der Datennahme gemittelt.

herausgenommen werden. Im Führungsfeld befinden sich ebenfalls für diesen Zweck zwei Federverschlüsse.

Zum Auswechseln der Targetzelle im Experiment muß zuerst die obere Platte der Abschirmung mit dem Hallenkran entfernt werden. Dazu sind Ösen in die Platte eingelassen, an denen leicht die Kranseile befestigt werden können. Um die depolarisierte Targetzelle zusammen mit ihrer Halterung herauszunehmen, wird die obere Pick-up-Spule zur Seite geklappt. Währenddessen wird mit dem Computer über die serielle Schnittstelle des Magnetfeldnetzgerätes<sup>1</sup> der Strom für das Hauptmagnetfeld  $B_y$  senkrecht zur Streuebene als Haltefeld in der Abschirmung hochgefahren. Das Transportfeld mit der Targetzelle wird auf dem Aluminiumrahmen der Abschirmung abgesetzt. Beim Einsetzen der Targetzelle in das Hauptmagnetfeld treten Magnetfeldgradienten von maximal  $10^{-2}$  1/cm auf. Dies entspricht einer Relaxationszeit von 3.5 h. Trotzdem treten keine Polarisationsverluste auf, da der Vorgang weniger als eine Minute dauert. Zudem werden Magnetfelder vermieden, deren Larmorfrequenzen identisch mit den von den Netzgeräten der Spektrometer abgestrahlten Frequenzen sind. Die beiden  $20 \mu\text{m}$  dicken Strahlabschlußfolien aus Beryllium werden beim Einsetzen der Targetzelle geschützt, da sie nur etwa 1 cm von dieser entfernt sind. Die reproduzierbare Positionierung der Targetzelle wird durch Messingstifte in der Abschirmung sichergestellt, welche in die Targethalterung greifen (s. Abb. 5.1). Zum Schluß wird die Abschirmung geschlossen. Für den Targetwechsel ist eine Unterbrechung der Datennahme von etwa 1 h notwendig.

Tab. 5.1 gibt einen Überblick über die im Experiment eingesetzten Targetzellen

<sup>1</sup>ES 030 -10 der Firma Delta Elektronik, relative Stabilität:  $10^{-3}$

mit Angabe der Glassorte, des Fülldrucks, der Relaxationszeit sowie der Polarisation direkt nach der Befüllung. Letztere wurde mit der aus AFP- und NMR-Messung bestimmten Relaxationszeit und Polarisation auf den Zeitpunkt der Befüllung zurückgerechnet. Außerdem sind der Zeitraum unter Elektronenbeschuß für jede Targetzelle sowie der Elektronenstrom angegeben, da letzterer die Relaxationszeit nach Kap. 4.3.1 beeinflusst. Die Polarisation wurde über die Zeit der Datennahme gemittelt. In den Fehlerangaben zur Polarisation sind die Meßgenauigkeit des AFP- und NMR- Nachweises berücksichtigt. Auffällig sind die verhältnismäßig kurzen Relaxationszeiten. Möglicherweise ist dies auf eine Verschmutzung des Cs<sup>2</sup> in der Targetinnenkammer durch die Verbindung zur Außenkammer der Targetzelle während der Befüllung mit polarisiertem <sup>3</sup>He zurückzuführen (s. Abb. 4.4). Die Außenkammern wurden zwar vor jeder <sup>3</sup>He-Gasbefüllung mit <sup>4</sup>He-Gas zur Reinigung gespült und abgepumpt. Doch kann damit die Ausgasrate der O-Ringe zur Verpressung der Havarfolie nicht unterbunden werden. Deshalb wird an eine Modifikation des Targetzellendesigns gedacht [berm], bei der Innen- und Außenkammer getrennt befüllt werden. Da in diesem Experiment im relativ schnellen Rhythmus von etwa 12 h ein Targetwechsel vorgenommen wurde, konnte trotzdem eine mittlere Polarisation von 32 % erreicht werden.

Unterdessen wird das depolarisierte Gas aus der zuletzt eingesetzten Targetzelle an der Füllstation entnommen. Dies geschieht schluckweise über eine Schleuse, um einen plötzlichen Druckabfall in der Targetzelle zu verhindern, der durch die unterschiedlich langen Kapillaren an Innen- und Außenkammer zu einer kurzzeitigen Druckdifferenz an den dünnen Glasfenstern führen könnte. Aus dem A3-Experiment ist bekannt, daß nach der Strahlenbelastung der Targetzelle im Elektronenstrahl die Glasfenster besonders empfindlich sind und keinen Unterdruck mehr aushalten. Da das Gas in der Targetzelle mit Stickstoff verunreinigt ist, wird es zur Reinigung erst durch eine Zeolithkühlfalle geleitet, bevor es zum Getter und dann in den <sup>3</sup>He-Vorratsbehälter gelangt. Aus dem gleichen Grund werden für die Rückführung des Gases andere Zuleitungen verwendet als für das polarisierte Gas, da im Aufpolarisationsprozeß eine hohe Gasreinheit erforderlich ist.

## 5.2 Fernsteuerung des Experimentes

Das Steuerprogramm für den Targetaufbau wurde in der Programmiersprache Pascal von J. Bermuth entwickelt und auf einem für diesen Zweck angeschafften PC unter dem Betriebssystem Windows 95 installiert. Nach dem Targetzellenwechsel und auch während des Experimentes wird die gewünschte Magnetfeldrichtung in der Streuebene mit dem Steuerprogramm über eine

---

<sup>2</sup>Die Cs-Tropfen in den Targetzellen sahen später weißlich blind statt golden aus.

RS232-Schnittstelle angefahren. Dabei werden über eine IEEE-Schnittstelle die von der Sonde gemessenen Komponenten des Magnetfeldes in der Streuebene mittels zweier Digitalvoltmeter ausgelesen. Da der Magnetfeldstrom über die Netzgeräte nur digital, d.h. in 0.01 A Schritten geändert werden kann, glätten Kondensatoren mit 47000  $\mu\text{F}$  den Strom und damit jede Magnetfeldänderung, um Polarisationsverluste zu vermeiden. Beim Drehen der Magnetfeldrichtung bleibt dessen Betrag weitgehend konstant, um Resonanzen mit den Frequenzen der Spektrometer-Netzgeräte zu vermeiden. Aufgrund der Remanenz des  $\mu$ -Metalls wird eine Magnetfeldänderung langsam und gleichmäßig vorgenommen. Dadurch kann eine gute Reproduzierbarkeit des Magnetfeldes gewährleistet werden. Eine Drehung des Targets spins um  $90^\circ$  dauert vier Minuten und wird im Wechsel von 0.5 h für die Messung von  $A_{\parallel}$  und 1.5 h für die von  $A_{\perp}$  durchgeführt, was den unterschiedlichen Signalgrößen von  $A_{\parallel}$  und  $A_{\perp}$  Rechnung trägt. Bei Targets spinwechsel konnte kein Polarisationsverlust festgestellt werden. Jede Magnetfeldänderung wird mit Uhrzeit, Datum und Winkeleinrichtung, die über die Magnetfeldsonde ausgelesen wird, in einem Protokollfile vermerkt. Weiterhin werden die wichtigsten Einstellungen zum NMR- und AFP-Nachweis protokolliert, welcher ebenfalls per Computer gestartet wird. Die NMR-Meßwerte direkt vor und nach einer Magnetfeldänderung müssen angeglichen werden, da der NMR-Nachweis empfindlich auf Änderungen in der Larmorfrequenz reagiert (s. Kap. 4.3.4.1). Deshalb ist es wichtig, während einer Magnetfeldeinstellung mehrere NMR-Meßwerte aufzunehmen. AFP-Meßwerte werden nach und vor einem Targetwechsel mit einem 6 1/2-stelligen Digitalvoltmeter 3456 von Hewlett Packard aufgenommen. Dazu werden unter Benutzung des 50 Hz-Filters des DVM 350 Meßwerte in 12 s in den Speicher des Gerätes geschrieben und anschließend mit dem Computer ausgelesen. Die Auswertung der AFP- und NMR-Signale wurde weitgehend automatisiert. Um die Spinrichtung nicht während der Datennahme umzukehren, wurde immer eine gerade Anzahl von AFP-Nachweisen durchgeführt werden. Während des Experimentes wurde die Besetzung des energetisch niedrigeren Zeemanniveaus bevorzugt, um eine Zerstörung der Polarisation durch Maser-Effekt zu vermeiden, der in einem vergleichbaren Experimentaufbau (E154) am SLAC Probleme bereitete [cate98].

### 5.3 Pilotexperiment

Im Juli 1997 wurde mit der beschriebenen Apparatur ein Pilotexperiment von 130 h Dauer durchgeführt. Die Hälfte der Zeit konnte genutzt werden, um verwertbare Daten aufzuzeichnen. Die gesamte Elektronenladung betrug 380  $\mu\text{Ah}$ . Verzögerungen ergaben sich zunächst durch die polarisierte Quelle, die zum ersten Mal nach einer Umbauphase an MAMI in Betrieb genommen wurde.

Später wurden die Strahlabschlußfolien aus Beryllium zweimal so undicht, daß sie ausgewechselt werden mußten. Der Grund dafür war, daß das Ozon, welches bei der Ionisierung der Luft durch den Elektronenstrahl entsteht, die Berylliumfolie angriff und zerstörte. Im A3-Experiment (s. Kap. 2.1) dagegen hatte sich die Berylliumfolie in über 600 h Strahlzeit gut bewährt. Dort konnte sich das Ozon auch in der ganzen Halle verteilen. In der geschlossenen Abschirmung jedoch stieg die Ozonkonzentration an, insbesondere da deren Aussparungen noch mit Kevlarfolie als Splitterschutz gegen eine mögliche Explosion der Targetzelle verhängen waren. In den noch folgenden Experimenten wird der Ozongehalt mit einem Stickstoffgebläse nahe der Berylliumfolie verdünnt werden [berm].

## 5.4 Testmessung

Vor dem Pilotexperiment wurde noch eine fünftägige Testmessung mit unpolarisiertem Elektronenstrahl durchgeführt. Zunächst wurden die Hochspannungen der Photovervielfacher und die Diskriminatorschwellen des Nukleondetektors eingestellt. Kriterien waren die ADC- und TDC-Spektren der Protonen aus der elastischen Elektronstreuung an  $H_2$ . Dazu wurde eine Testzelle mit 6 bar Wasserstoff gefüllt. Die Testzelle ist mit der Targetzelle in Abb. 4.4 identisch bis auf das Fehlen der dünnen Glasfenster und des Cs-Appendix. Die Signallaufzeiten der Triggerpulse von Spektrometer A und dem Nukleondetektor wurden zeitlich aufeinander abgestimmt, um koinzidente Ereignisse aufzunehmen. Da die Signalverarbeitung von Spektrometer A langsamer ist als die des Nukleondetektors, mußte eine PLU (Programming Logic Unit) aus der Elektronik von Spektrometer A ausgebaut werden, welche eine Koinzidenz der beiden Szintillatorwände im Spektrometer zur Generierung des Ereignisstriggers fordert. Da nun jedes Ereignis in einem der Szintillatorwände einen Trigger auslöst, wuchs die Untergrundrate im Spektrometer durch Höhenstrahlung von  $\approx 50$  auf 400 Hz an (s. auch Kap. 4.2.2). Daten zur Untergrundanalyse in Spektrometer A und B mit evakuierter Zelle (Leertarget) wurden ebenfalls aufgenommen. Zum Ende der Strahlzeit wurde die Testzelle mit 6 bar unpolarisiertem  ${}^3He$  gefüllt, um die Funktionsweise des Szintillators als Neutronendetektor sicherzustellen.

# Kapitel 6

## Zählraten und Spektren

In diesem Kapitel werden die Zählraten in den Reaktionen  $H_2(e, e'p)$ ,  ${}^3He(e, e'p)$  und  ${}^3He(e, e'n)$  berechnet und mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt aus Gln. 3.3 verglichen. Einen Spezialfall stellt die Reaktion  $H_2(e, e'n)$  dar, die durch Ladungskonversionsprozesse der primär gestreuten Protonen in der Bleiabschirmung vor dem Nukleondetektor ermöglicht wird. Der Einfluß der Ladungskonversionsrate auf die  $G_{en}$ -Analyse wird in Kap. 8.1.2 diskutiert. Korrekturfaktoren an die Zählraten aufgrund der Detektorakzeptanz wurden mit dem Monte-Carlo Programm `carlo1.c` berechnet. Dieses wurde auch zur Simulation der Energieverteilung der im Spektrometer nachgewiesenen Elektronen eingesetzt (s. Kap. 6.4) sowie später zur Unterstützung der Analyse der Daten aus der doppelpolarisierten Streuung (s. Kap. 8.2.2). Das Monte-Carlo Programm wird in Kap. 6.3 vorgestellt. Zunächst aber wird die Definition und Selektion elastisch bzw. quasielastisch gestreuter Elektronen an  $H_2$  bzw.  ${}^3He$  in Spektrometer A gegeben.

### 6.1 Definition elastischer und quasielastischer Ereignisse in Spektrometer A

Ereignisse, deren Spur in Spektrometer A nicht rekonstruierbar ist, wurden nach einer ersten Selektion verworfen. Dies sind im wesentlichen Teilchen aus der Höhenstrahlung, die nur im Szintillator von Spektrometer A registriert worden sind und daher einen Trigger ausgelöst haben. Ein Teilchen wird als Elektron identifiziert, wenn es in den 12 Photovervielfachern des Čerenkov-Detektors genügend Licht hinterlassen hat. Konkret bedeutet dies, daß die Summe aus den Signalen aller Photovervielfacher (im folgenden mit Čerenkov-Summe bezeichnet) einen ADC-Wert von größer 100 (von insgesamt

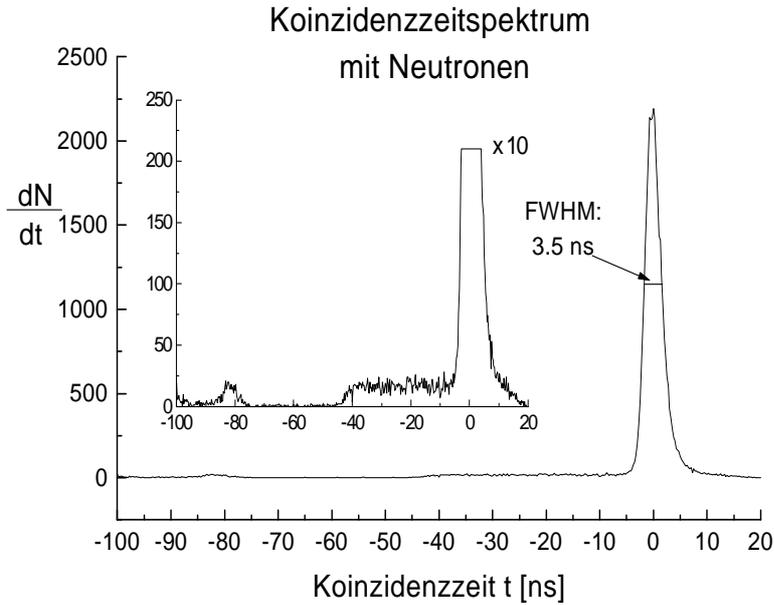


Abbildung 6.1: Koinzidenzspektrum mit Neutronen. Der Untergrund wird erst durch Skalierung des Spektrums sichtbar (s. Einsatz).

4096 Kanälen) aufweisen muß. Teilchen mit einer rekonstruierbaren Spur und  $\hat{C}$ erenkov-Summe kleiner 5 sind fast ausschließlich bei einer  $\hat{C}$ erenkov-Summe von 0 zu finden und werden als Pionen interpretiert (s. Kap. 8.1.1).

Eine zeitliche Koinzidenz zwischen Spektrometer und Nukleondetektor liegt vor, wenn beide Trigger zeitlich korreliert sind (s. Kap. 4.2.2). Die FWHM-Breite des Koinzidenzspektrums beträgt für eine Koinzidenz mit Protonen  $\approx 1.5$  ns, mit Neutronen  $\approx 3$  ns (s. Abb. 6.1). Sie wird bestimmt durch die Zeitaufösung der TDC-Zähler an jedem Szintillator und deren individuelle Zeitoffsets. Die Zeitoffsets der Szintillatoren des Nukleondetektors wurden für die Proton-Koinzidenzen aufeinander abgestimmt. Aufgrund fehlender statistischer Signifikanz konnte dieser Abgleich für Neutronen nicht durchgeführt werden. Erschwerend kommt hinzu, daß Protonen im Gegensatz zu Neutronen in jeder Ebene des Nukleondetektors ein Lichtsignal hinterlassen und daher immer nur der Trigger in dem Szintillator mit dem zeitlich schnellsten TDC-Signal ausgelöst wird. Deshalb ist das Koinzidenzspektrum mit Neutronen im Nukleondetektor verbreitert.

Teilchen, die in einem E-Zähler des Nukleondetektors registriert wurden, aber in keinem der 9  $\Delta E$ -Zähler ein Lichtsignal über einer bestimmten Schwelle (im folgenden Identifikationsschwelle genannt) im ADC-Spektrum hinterlassen ha-

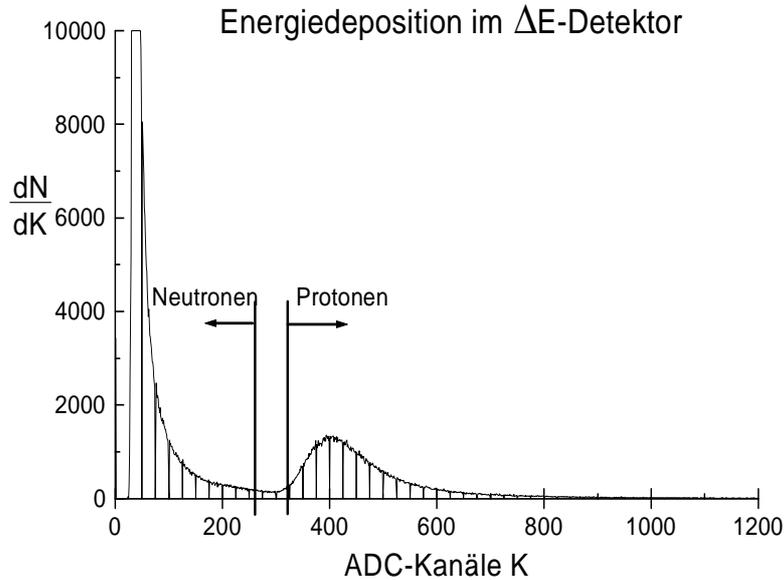


Abbildung 6.2: ADC-Spektrum eines  $\Delta E$ -Detektors zur Trennung von Neutronen und Protonen.

ben, werden als Neutronen identifiziert (s. Abb. 6.2). Aufgrund der unterschiedlichen Verstärkung in den  $\Delta E$ -Zählern muß die Identifikationsschwelle für jeden Szintillator einzeln festgelegt werden. Für die Analyse wurden zwei Schwellen verwendet. Für die Berechnung der Zählraten wurde der Schnitt direkt an der Schwelle der Lichtdeposition der Protonen (Protonenschwelle) angelegt, der deutlich im ADC-Spektrum zu erkennen ist. Zur Bestimmung der Asymmetrie liegt die Identifikationsschwelle für Neutronen etwas unterhalb der Protonenschwelle, um eine Mißidentifikation von Protonen als Neutronen zu vermeiden. Teilchen über der Protonenschwelle werden als Protonen bezeichnet.

## 6.2 Einfluß des Untergrundes

Die Streuung an den Eintrittsfenstern des Targetaufbaus wurde mit Hilfe einer evakuierten Targetzelle untersucht (s. Kap. 5.4). Für eine Ladung von  $10.7 \mu\text{Ah}$  wurden in Spektrometer A 508 Teilchen mit einer rekonstruierbaren Spur im etwa 120 ns breiten Koinzidenzzeitfenster registriert. Davon konnten nur 15 als Elektronen identifiziert werden. Mit Schnitt auf den Koinzidenzzeitpeak blieben noch 8 Ereignisse übrig, wovon eines mit einem Neutron im Nukleon-

detektor koinzident nachgewiesen wurde. Der meiste Untergrund stammt also aus der Pionproduktion.

Der Untergrund aus Sekundärreaktionen und Zufallskoinzidenzen außerhalb des Koinzidenzzeitpeaks während einer Messung an  ${}^3\text{He}$  ist in einem weiten Bereich gleichmäßig verteilt und enthält etwa 1.3 % der Ereignisse im Koinzidenzzeitpeak mit Neutronen (s. Abb. 6.1). Der Untergrund im Koinzidenzzeitpektrum mit Protonen beträgt 0.19 %. Dieser Anteil wird von den Ereignissen im Koinzidenzzeitpeak abgezogen.

## 6.3 Monte-Carlo Simulation

Das Monte-Carlo Programm ist in der Programmiersprache C geschrieben und wurde gemeinsam mit J. Becker [beck97] für die Kinematik des A3-Experimentes entwickelt. Der Zufallsgenerator wurde aus [num92] übernommen. Die Version carloa1.c ist für das Experiment in der Spektrometerhalle konzipiert. Das Programm wurde in dieser Arbeit weiterentwickelt, so daß jetzt insbesondere auch Bremsstrahlungsverluste berücksichtigt werden (s.u.).

Die Kinematik für jedes Ereignis aus der Streuung an  ${}^3\text{He}$  wird nach folgender Energie- und Impulsgleichung festgelegt:

$$E + M_{3\text{He}} = E' + E'_n + E_R + E_m \quad (6.1)$$

$$\vec{k} = \vec{k}' + \vec{p}'_n + \vec{p}'_R \quad (6.2)$$

Dabei wurden die Bezeichnungen aus Abb. 3.1 übernommen. Im hier verwendeten PWIA- und Spektatormodell (s. Kap. 3.2) wird der Impuls des Restkerns über  $\vec{p}'_R = -\vec{p}'_F$  durch den Fermiimpuls bestimmt. Nimmt man weiterhin an, daß in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'n)$  die beiden Protonen im Restsystem als ein Teilchen behandelt werden können und die Relativenergie zunächst vernachlässigt wird, so erhält man die Energie des Restkerns über  $E_R = \sqrt{(2M_p)^2 + |\vec{p}'_F|^2}$ . Für den Zweikörperaufbruch, der allerdings nur in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  auftreten kann, gilt diese Gleichung exakt, wenn als Masse die des Deuteriums eingesetzt wird. Die Fermiimpulsverteilung der Nukleonen im  ${}^3\text{He}$  wird aus einer Messung von E. Jans übernommen [jans87], die durch Experimente in der A1-Kollaboration durch R. Florizone bei  $Q^2 \approx 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> [flori] bestätigt wurden.  $E_m$  unterscheidet sich von der üblichen Definition der „missing energy“ um die Bindungsenergie  $E_B$ , die für den Dreikörperaufbruch des  ${}^3\text{He}$  7.7 MeV, für den Zweikörperaufbruch 5.5 MeV beträgt. In der Dissertation von J. Becker [beck97] wird  $E_m$  als die kinetische Relativenergie des pp-Restsystems im Dreikörperaufbruch interpretiert.

In der Monte-Carlo Simulation werden nun der Fermiimpuls  $\vec{p}'_F$  nach der Fermiimpulsverteilung, die Winkel des auslaufenden Elektrons  $\theta_e$  und  $\phi_e$  sowie die

Vertexposition auf der Strahlachse gewürfelt. Berücksichtigt werden dabei der Wirkungsquerschnitt, die Akzeptanz des Spektrometers bezüglich Targetlänge, Impuls und Winkel sowie die aktive Fläche des Neutronendetektors. Die Simulation der  $H_2$ -Kinematik ist durch leichte Modifikation des Programms möglich. Dazu werden in den Gln. 6.1 und 6.2 folgende Ersetzungen vorgenommen:

$$M_{3He} = M_p, \quad E_R = 0, \quad E_m = 0, \quad |p_F^{\vec{r}}| = 0 = -|p_R^{\vec{r}}| \quad (6.3)$$

Die Energieverlustverteilung des einlaufenden und auslaufenden Elektrons durch Bremsstrahlung wird nach einer Näherung von J.C. Bergstrom [berg67]

$$I(b, t, x) = \frac{bt}{E_o} (1-x)^{bt} \frac{1}{1-x} \quad (6.4)$$

berechnet. Dabei bezeichnet  $x$  das Verhältnis aus dem Energiewert nach und vor dem Energieverlust durch Bremsstrahlung. Der Parameter  $b$  beträgt  $\approx 4/3$  und ist in Gln. (A.3) in [mo69] definiert. Der Parameter  $t$  setzt sich additiv aus Beiträgen externer und interner Bremsstrahlung zusammen:

$$t = t_{ext} + t_{int} \quad (6.5)$$

Externe Bremsstrahlung bezeichnet den Energieverlust des Elektrons beim Durchqueren von Materie. Die Größe  $t_{ext}$  stellt die Dicke des Materials in Strahlungslängen dar, welche für eine Reihe von Materialien tabelliert sind [tsai74] [barn96]. Die Strahlungslängen für die hier relevanten Materialien sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt. Durchdringt das Elektron verschiedene Materialien, so werden die Beiträge addiert. Die interne Bremsstrahlung tritt während des Streuvorgangs des Elektrons am gleichen Nukleon aufgrund der Vertexkorrektur und Vakuumpolarisation auf. Zur Berücksichtigung der internen Bremsstrahlung wird phänomenologisch ein sogenannter äquivalenter Radiator

$$t_{int} = \frac{1}{b} \frac{\alpha}{\pi} \left[ \ln \left( \frac{Q^2}{m^2} \right) - 1 \right] \quad (6.6)$$

eingeführt [mo69], der durch die Kinematik bestimmt ist. Dabei wird angenommen, daß der Effekt der internen Bremsstrahlung äquivalent ist zu einem Radiator vor und nach dem Streuprozess. Deshalb kann der äquivalente Radiator zu dem Beitrag aus der externen Bremsstrahlung addiert werden (s. Gln. 6.5). Er enthält als einzige Variable die Kernladungszahl des Materials. Gln. 6.4 hat den Vorteil, daß ihr Integral endlich ist und deshalb mit den bekannten Monte-Carlo Routinen (Von Neumann-Methode [barn96] [num92]) als Wahrscheinlichkeitsfunktion für das Auftreten eines bestimmten Energieverlustes verwendet werden kann.

Für jedes Ereignis wird die Elektronenergie in Ein- und Ausgangskanal nach obiger Energieverteilung statistisch reduziert. Der größte Beitrag zum Energieverlust kommt bei diesem sehr dünnen Target aus der internen Bremsstrahlung

Material	Strahlungslänge [cm]
Be	35,3
Havar	1.61
Glas	12.7
${}^3\text{He}$ (1 bar)	756

Tabelle 6.1: Strahlungslängen für die Materialien, die im Experiment von ein- und auslaufendem Elektron durchquert werden. Angaben aus [tsai74].

( $2t_{int} = 0.046$ ), die natürlich von der Schichtdicke unabhängig ist. Gemäß dem Aufbau aus Abb. 4.1 wird für das einlaufende Elektron der Energieverlust an der 20  $\mu\text{m}$  dicken Strahlrohrabschlußfolie aus Beryllium und den Eintrittsfenstern an der Targetzelle aus Glas (25  $\mu\text{m}$ ) und Havar (10  $\mu\text{m}$ ) (s. Abb. 4.4) sowie das  ${}^3\text{He}$  selbst berücksichtigt ( $t_{ext}^{in} = 0.01$ ). Der größte Energieverlust aufgrund von externer Bremsstrahlung tritt für das gestreute Elektron beim Durchqueren der 2 mm dicken Targetzellenwand aus Glas auf ( $t_{ext}^{out} = 0.03$ ). Der mittlere Energieverlust durch Ionisierung der Atome in der Targetzellenwand beträgt 0.8 MeV. Die Energieverlustverteilung aufgrund von Ionisation wird nach einer Approximation der Landauformel [ewa96] berechnet und verwürfelt, die für sehr dünne Absorber die besten Ergebnisse liefert. Ein sehr dünner Absorber liegt vor, wenn das Verhältnis aus Energieverlust zu Elektronenergie kleiner als 0.01 ist, wie es hier der Fall ist. Vielfachstreuung im Glas aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung, welche wesentlich zur Verbreiterung der elastischen Linie in  $H_2(e, e'p)$  beiträgt, wurde ebenfalls in der Simulation berücksichtigt. Dazu wurden die Winkel  $\theta_e$  und  $\phi_e$  nachträglich mit einer Gaußverteilung der  $1\sigma$ -Breite  $\sigma_{MS} = 0.17^\circ$  gefaltet. Dieser Wert wurde mit den Formeln in [lyn91]<sup>1</sup> für Glas der Wandstärke 2 mm erhalten. Der Fehler der  $1\sigma$ -Breite wird mit kleiner 2 % angegeben.

## 6.4 Energiespektren in Spektrometer A: Simulation und Messung

### 6.4.1 $H_2(e, e'p)$

Die Monte-Carlo Simulation wurde zuerst an der Reaktion  $H_2(e, e'p)$  getestet, da dieser Streuprozeß gut bekannt ist und der Effekt der Bremsstrahlung direkt sichtbar ist. Dazu wurden die physikalischen Größen nach den Gln. 6.1 und

---

<sup>1</sup>Achtung: In Gln. 7 aus [lyn91] ist ein Druckfehler: Statt  $\sigma$  muß es  $\sigma^2$  heißen.

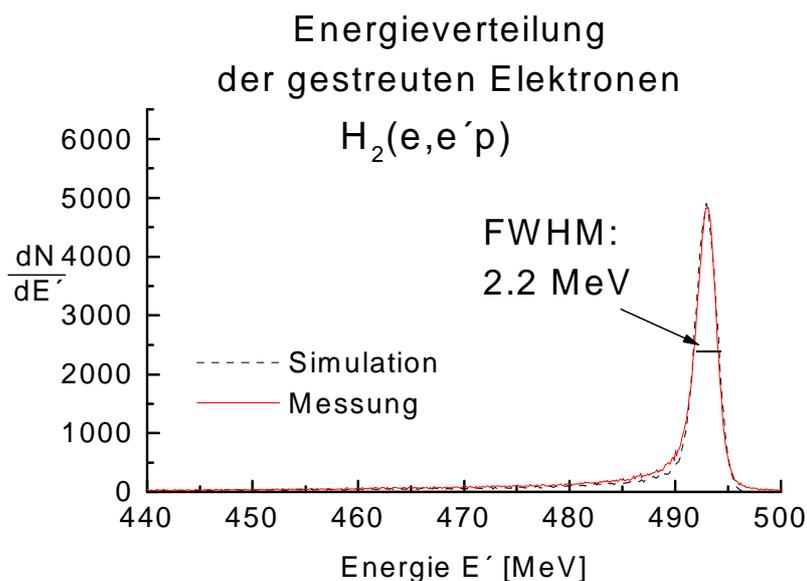


Abbildung 6.3: Vergleich von Messung und Simulation des kinematisch korrigierten Energiespektrums in der Reaktion  $H_2(e, e'p)$ .

6.2 bestimmt (s. Kap. 6.3) und die Targetlängen- und Streuwinkelakzeptanzen des Spektrometers, die von der idealen Form des Rechteckprofils abweichen, durch Faltung mit einer Wichtungsfunktion in der Simulation berücksichtigt. In Abb. 6.3 ist die kinematisch korrigierte Energieverteilung<sup>2</sup> der elastisch an  $H_2$  gestreuten Elektronen gezeigt. Um die gemessene Breite des Spektrums in Abb. 6.3 von 2.2 MeV (FWHM) zu reproduzieren, mußte eine 1.25-fach breitere Gaußverteilung für die Vielfachstreuung im Glas angenommen werden. Die Breite des Spektrums wird jedoch nicht nur durch Vielfachstreuung im Glas bestimmt, sondern auch durch die Detektoraufösung. Die Auflösung des Spektrometers könnte wahrscheinlich mit einer Optimierung der Transfermatrizen noch verbessert werden, die hier nicht durchgeführt wurde, da keine kinematische Rekonstruktion der Daten zur  $G_{en}$ -Analyse vorgenommen wurde (s. Kap. 8.2). Weiterhin liefern die Transfermatrizen die Energieverteilung in Abhängigkeit der Ablage vom eingestellten Referenzimpuls des Spektrometers. Für die Umrechnung in eine MeV-Skala wurde der von dem Programm magstatA ausgegebene Referenzimpuls von 470.57 MeV/c benutzt. Die Lage des simulierten Spektrums stimmt bis auf 0.2 MeV mit den Meßdaten überein und reproduziert auch den Strahlenschwanz gut. Dies gilt auch für die Form und

<sup>2</sup>Im kinematisch korrigierten Energiespektrum wurde die Abhängigkeit der Energie vom Streuwinkel bereits herausgerechnet.

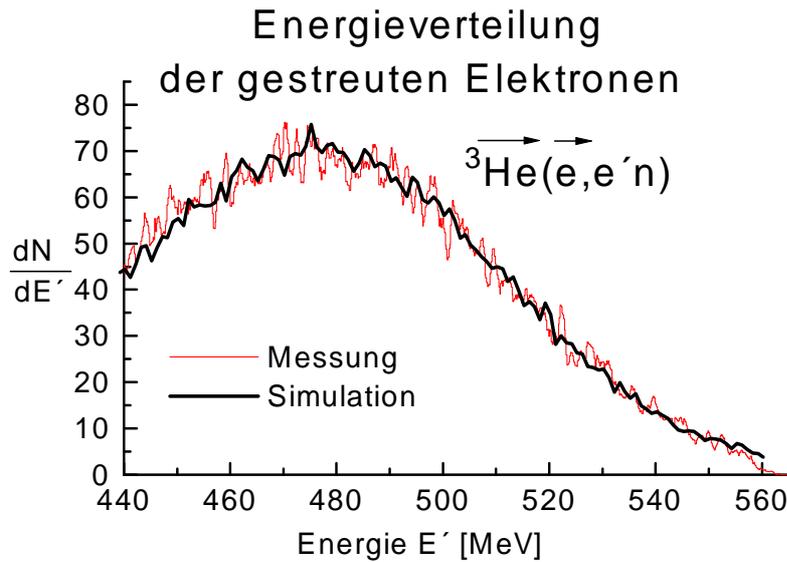


Abbildung 6.4: Vergleich von Messung und Simulation des Energiespektrums in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'n)$ .

Lage des nicht kinematisch korrigierten Spektrums. Integriert man das gemessene Spektrum in Abb. 6.3 bis zum maximalen Energieverlust von 50 MeV auf, der durch die Impulsakzeptanz des Spektrometers bestimmt ist, so erhält man für den mittleren Energieverlust einen Wert von 6.4 MeV inklusive des Verlustes durch Ionisation im Glas.

#### 6.4.2 ${}^3\text{He}(e, e'n)$ und ${}^3\text{He}(e, e'p)$

Das Energiespektrum der Elektronen aus den Reaktionen  ${}^3\text{He}(e, e'n)$  und  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  wurde ebenfalls simuliert. Die Form der Energieverteilung wird hier hauptsächlich durch die Fermiimpulsverteilung bestimmt und nicht durch Bremsstrahlung. Ein Ausläufer zu kleinen Energien durch Bremsstrahlung wie in Abb. 6.3 ist deshalb nicht sichtbar und das kinematisch korrigierte Spektrum hat die Form einer Gauss'schen Glockenkurve entsprechend der Fermiimpulsverteilung im Kern. Die Energieverluste durch Bremsstrahlung verschieben jedoch das Maximum der Energieverteilung. Dies wird auch durch die Monte-Carlo Simulation bestätigt. Es wurde besonderer Wert auf die Simulation des nicht kinematisch korrigierten Spektrums gelegt, da die in Kap. 8.2.2 notwendige Korrektur an der Asymmetrie zum größten Teil kinematischen Ursprungs ist. Wie Abb. 6.4 anhand der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'n)$  zeigt, ist die Übereinstim-

mung zwischen simuliertem und gemessenem Energiespektrum recht gut. Die Reproduzierbarkeit der Breite des Energiespektrums ist eine indirekte Bestätigung für die Richtigkeit der verwendeten Fermiimpulsverteilung im 3-Körperaufbruch von E. Jans [jans87], welche allerdings für  $Q^2 \approx 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ . Um die Lage des Energiespektrums durch die Simulation wiederzugeben, muß in Gln. 6.1 für die „missing energy“  $E_m = 3.2 \text{ MeV}$  gesetzt werden. Bedingt durch die statistischen Schwankungen aufgrund der wenigen Ereignisse in der gemessenen Verteilung wird ein Fehler in  $E_m$  von 1 MeV abgeschätzt. Messungen von R. Florizone an der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e')np$  ergaben für einen Impulsübertrag von  $Q^2 = 0.39 \text{ (GeV/c)}^2$  und einen Impuls des Restsystems von  $p_R \leq 100 \text{ MeV/c}$  einen Wert von  $E_m = 2.8 \text{ MeV}$ . In einer Faddeev-Rechnung unter Berücksichtigung von FSI-Effekten [ziem] (s. Kap. 8.2.4) konnte dies bestätigt werden ( $E_m = 3.0 \text{ MeV}$ ). Rechnungen für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'n)$  ergeben eine um 0.4 MeV kleinere „missing energy“. Dies liegt an der Coulombabstoßung der beiden Protonen im Restsystem.

Um das Energiespektrum in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  mit der Monte-Carlo Simulation zu reproduzieren (s. Kap. 6.3), muß beachtet werden, daß der Restkern als Deuterium (Zweikörperaufbruch) sowie als ungebundenes (np)-System (Dreikörperaufbruch) vorliegen kann. Aufgrund der Spinkopplung im  ${}^3\text{He}$ -Kern tritt der Zweikörperaufbruch mit einer Wahrscheinlichkeit von 75 % auf, sofern sich der  ${}^3\text{He}$ -Kern im S-Zustand befindet [lee96] (s. Anhang B). Solange FSI-Effekte vernachlässigt werden können, besitzt das Restsystem im Zweikörperaufbruch keine zusätzliche Energie in Form von „missing energy“, die hier ohne den Beitrag der Bindungsenergie definiert ist. Für den Dreikörperaufbruch wurde in der Simulation wieder  $E_m = 3.2 \text{ MeV}$  angenommen (s.o.). Das simulierte Energiespektrum reproduziert die Messung gut. Jedoch liegt das Maximum der simulierten Energieverteilung 1 MeV über dem der Messung.

Es sollte hier noch erwähnt werden, daß die „missing energy“ nur als Mittelwert im Monte-Carlo Programm berücksichtigt wurde und nicht als Wahrscheinlichkeitsverteilung. Letzteres erübrigt sich aber, da diese in die breitere Fermiimpulsverteilung hineingefaltet wird und ohne hin nur eine relative Korrektur von 0.9 % in  $G_{en}$  verursacht (s. Kap. 8.2.2).

Nukleon	Impulsakzeptanz[%]	Fermikonus[%]
Proton	69.4	89.1
Neutron	64.0	83.5

Tabelle 6.2: Anteil akzeptierter Ereignisse bei eingeschränkter Akzeptanz des Spektrometers (s. Text).

## 6.5 Vergleich der Zählraten mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt

### 6.5.1 Zählraten aus der quasielastischen Streuung an ${}^3\text{He}$

Aufgrund der Fermiimpulsverteilung der Nukleonen im  ${}^3\text{He}$ -Kern gelangt ein Teil der Nukleonen außerhalb des Akzeptanzbereiches des Nukleondetektors, während die Elektronen im Spektrometer nachgewiesen werden. Wie in Abb. 6.4 sichtbar, überdeckt die Impulsakzeptanz des Spektrometers nicht den gesamten quasielastischen Bereich. Der Anteil akzeptierter Koinzidenzereignisse wurde mit dem Programm `carloa1.c` unter Berücksichtigung der Bremsstrahlungsverluste simuliert. Das Ergebnis ist für Proton- und Neutronkoinzidenzen in Tab. 6.2 wiedergegeben, wobei zwischen der Impulsakzeptanz des Spektrometers und Flächenüberdeckung des Nukleondetektors (Fermikonus) unterschieden wurde. Im Hinblick auf die Zählratenabschätzung wurde der Akzeptanzbereich des Spektrometers auf  $\Delta\theta = \pm 2^\circ$ ,  $\Delta\phi = \pm 2^\circ$  und die Targetlänge auf  $\pm 2$  cm eingeschränkt. Für die volle Spektrometerakzeptanz ergibt sich eine Überdeckung des Fermikonus von 75.6 % für Neutronen bzw. 87.6 % für Protonen. Die unterschiedlichen Werte für Protonen und Neutronen erklären sich aus der Berücksichtigung des Zweikörperaufbruchs  ${}^3\text{He}(e, e'p)d$  zu etwa 75 % (s. Kap. 6.4.2), der eine schmalere Fermiimpulsverteilung besitzt [jans87]. Außerdem wurde angenommen, daß die Protonen bereits in der ersten Ebene des Nukleondetektors nachgewiesen werden. Bei der Berechnung des Anteils akzeptierter Neutronen wurde über die vier Ebenen des Detektors gemittelt.

Die Nachweiseffizienz  $\epsilon_N$  des Nukleondetektors für Neutronen ergibt sich aus dem Verhältnis der Ereignisse von Neutronen N und Protonen P:

$$\epsilon_N = 2 \frac{N}{P} \frac{K_p}{K_n} \frac{\sigma_p}{\sigma_n} \quad (6.7)$$

Der Faktor 2 berücksichtigt das Verhältnis der Protonen zu Neutronen im  ${}^3\text{He}$ -Kern. Außerdem treten die Korrekturfaktoren  $K_p$  und  $K_n$  für Proton- und Neutronkoinzidenzen aus Tab. 6.2 auf. Da es sich nur um eine Abschätzung handelt,

die der Überprüfung des Systems dient und keinen Einfluß auf die Bestimmung von  $G_{en}$  hat (s. Kap. 3.1), wurde der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt (s. Gln. 3.3) mit den Formfaktoren aus der Dipolnäherung verwendet. Gemittelt über die eingeschränkte Akzeptanz des Spektrometers (s. o.) ergibt sich  $d\sigma_p/d\Omega = 4.3 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{sr}$  und  $d\sigma_n/d\Omega = 1.55 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{sr}$ . In den Daten aus der Pilotmessung (379.8  $\mu\text{Ah}$ ) blieben nach Selektion quasielastischer und koinzidenter Ereignisse (s. Kap. 6.1) 3864 Neutronen und 94385 Protonen in der eingeschränkten Spektrometerakzeptanz übrig. Nimmt man eine Protonnachweiswahrscheinlichkeit des Nukleondetektors von 100 % an, so erhält man aus Gln. 6.7  $\epsilon_n = 25.6 \%$  mit einem statistischen Fehler von 0.5 %. Dies liegt innerhalb der Fehlergrenzen für den Designwert des Neutronendetektors von  $(30 \pm 6) \%$ , der mit dem Programm KSUVAX erhalten wurde (s. Kap. 4.2.2).

Die Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnittes erfolgt für Protonen nach

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{P}{2C\Delta\Omega M} \frac{1}{K_p} \frac{1}{K} \quad (6.8)$$

Die Massenbelegung von 6 bar  ${}^3\text{He}$  auf einer Strecke von 4 cm beträgt  $M = 6.1 \cdot 10^{20} \text{ }^3\text{He-Kerne}/\text{cm}^2$ . C bezeichnet die Ladung in Einheiten der Elementarladung. K enthält bisher noch nicht erwähnte Korrekturfaktoren, die für den Nachweis von Protonen und Neutronen identisch sind. Dazu gehören die Transmission der Protonen durch die Bleiabschirmung ( $l=2 \text{ cm}$ ), die nach Messungen von A. Honegger [hone95]  $K_T = 85 \%$  für eine kinetische Energie der Protonen von 340 MeV beträgt, welche vergleichbar ist mit derjenigen aus diesem Experiment ( $E_p \approx 360 \text{ MeV}$ ). Der Transmissionsfaktor wird verständlich durch folgende einfache Abschätzung: Der Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen steigt ab einer kinetischen Energie von  $T_n = 100 \text{ MeV}$  nur noch leicht an [fin93] und beträgt für  $T_n = 350 \text{ MeV}$   $\sigma_a = (1849 \pm 42) \text{ mbarn}$  [ash57a]. Daraus läßt sich die Transmission T der Neutronen durch 2 cm Blei abschätzen [ash57b]:

$$T = \exp(-\sigma_a \frac{N_A}{A} \rho l) = (88.5 \pm 0.3)\% \quad (6.9)$$

mit der Dichte  $\rho = 11.4 \text{ g}/\text{cm}^3$  und  $A = 208$  für Blei. Die leichte Diskrepanz zum experimentell bestimmten Wert ist auf die Vernachlässigung von Vielfachstreuung und elastischer Streuung im Blei zurückzuführen, die für große Streuwinkel zum Signalverlust beitragen. Deshalb wird im folgenden der experimentell bestimmte Transmissionsfaktor von 85 % [hone95] angenommen und zwar für Protonen und Neutronen gleichermaßen, da die Absorption der Nukleonen im Blei dominant durch die starke Wechselwirkung bestimmt wird. Eine weitere Reduzierung der Zählrate wird ebenfalls durch Vielfachstreuung verursacht, welche eine drastische Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit am Rand des Nukleondetektors zur Folge hat. Aus Messungen von A. Honegger [hone95] für einen Szintillator mit einer aktiven Fläche von  $25 \times 25 \text{ cm}^2$

wurde von K. Beuchel [beu97] eine Reduzierung der Nachweiseffizienz von  $K_e = 89\%$  abgeschätzt. Für den in dieser Messung eingesetzten Nukleondetektor ( $50 \times 50 \text{ cm}^2$ ) ist  $K_e$  möglicherweise etwas größer, da das Rand- zu Flächenverhältnis kleiner ist. In den Korrekturfaktor  $K$  wurde noch eine Totzeit des Nukleondetektors von  $K_{tot} \approx 2\%$  eingerechnet. Die Totzeit des Spektrometers wurde bereits in der Meßzeit berücksichtigt. Setzt man nun den Korrekturfaktor  $K = K_T K_e (1 - K_{tot}) = 74\%$  in Gln. 6.8 ein, so erhält man  $99.3\%$  des erwarteten Wirkungsquerschnittes. Dieses Ergebnis ist neben der Reproduzierbarkeit der Energiespektren (s. Kap. 6.4) eine weitere Bestätigung für die Leistung der Monte-Carlo Simulation.

Die Zählraten für die volle Spektrometerakzeptanz betragen für Protonen  $0.55 \text{ Hz}/\mu\text{A}$  und für Neutronen  $0.024 \text{ Hz}/\mu\text{A}$ .

### 6.5.2 Zählraten aus der elastischen Streuung an $\text{H}_2$

Der Protonenwirkungsquerschnitt für die Reaktion  $H_2(e, e'p)$  kann ebenfalls nach Gln. 6.8 berechnet werden. Zu beachten ist jedoch, daß das Proton im Wasserstoff keiner Fermiimpulsverteilung unterliegt. Deshalb dürfen nicht alle Korrekturfaktoren übernommen werden: Da die Protonen aus der elastischen Streuung an  $\text{H}_2$  nur einen kleinen Bereich des Nukleondetektors überdecken, erübrigen sich die Korrekturen für Fermikonusakzeptanz und reduzierter Nachweiseffizienz am Rand des Detektors. Die Bleitransmission und die Totzeitkorrektur sind jedoch für beide Reaktionen identisch. Es bleibt noch die Impulsakzeptanz des Spektrometers zu berechnen, die hier allein durch Strahlungskorrekturen bestimmt ist. Mit dem Monte-Carlo Programm erhält man dafür einen Korrekturfaktor von  $K_S = 87.7\%$ . Für die Totzeitkorrektur des Neutronendetektors wird  $K_{tot} = 5\%$  eingesetzt, da der Strom während der  $\text{H}_2$ -Messung durchgehend  $10 \mu\text{A}$  betrug. Insgesamt ergeben die Korrekturen zum Protonenwirkungsquerschnitt also  $K_T(1 - K_{tot})K_S = 70.8\%$ . Während der Testmessung wurden in dem eingeschränkten Akzeptanzbereich (s. o.) 23756 koinzidente Elektron-Proton-Ereignisse aufgezeichnet. Die gesamte Ladung durch den Elektronenstrahl betrug  $60.5 \mu\text{Ah}$ . Daraus ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von  $4.24 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{sr}$ , d.h.  $98.6\%$  des theoretischen Wirkungsquerschnittes.

Zur Überprüfung der Strahlungskorrekturen im Monte-Carlo Programm wurde das Programm EZRADCOR herangezogen, welches externe und interne Bremsstrahlung nach [mo69] berechnet. Hiermit erhält man einen Korrekturfaktor durch Bremsstrahlungsverluste von  $82.6\%$  [warr]. Dieser Wert ist nicht direkt mit dem aus der Monte-Carlo Simulation vergleichbar, da der größte akzeptierte Impuls nur  $5\%$  (statt  $10\%$ ) unter der elastischen Linie liegt. Modifiziert man carlo1.c dahingehend, so ergibt sich ein Strahlungskorrekturfaktor von  $81.5\%$ . Abgesehen von der recht guten Übereinstimmung beider

Programme fallen die Bremsstrahlungsverluste bei der Berechnung der Korrekturfaktoren für  ${}^3\text{He}$  nicht so stark ins Gewicht, da letztere dominant durch andere Faktoren bestimmt werden (s. Kap. 6.5.1). Dies gilt auch später für die Korrektur an die quasielastische Asymmetrie (s. Kap. 8.2.2).

Bei der Streuung an  $\text{H}_2$  werden auch Neutronen im Nukleondetektor nachgewiesen. Die dazu koinzidenten Elektronen im Spektrometer weisen dieselbe kinematische Beziehung zwischen Energie und Streuwinkel auf wie Elektronen, die koinzident mit einem Proton detektiert wurden. Dies ist ein starker Hinweis, daß elastisch gestreute Protonen aufgrund von Sekundärprozessen als Neutronen identifiziert werden. Die Neutronen werden durch Ladungsaustauschreaktionen im Blei erzeugt, die für kleine Streuwinkel ( $< 2^\circ$ ) über die Gamow-Teller-Riesenresonanz verläuft und zu größeren Winkeln von der quasielastischen (p,n)-Streuung dominiert wird [hone95] [beu97]. Über alle Streuwinkel integriert überwiegt der letztere Prozeß. Der Anteil der Protonen, die im Nukleondetektor als Neutronen nachgewiesen werden, beträgt nur  $N_K = 0.56\%$  mit einem statistischen Fehler von  $0.02\%$ . Berücksichtigt man die Nachweiseffizienz des Nukleondetektors  $\epsilon_N = (25.6 \pm 0.5)\%$  für Neutronen (s. Kap. 6.5.1) sowie die Transmission durch die Bleiwand, so erhält man eine Ladungskonversionswahrscheinlichkeit von  $\epsilon_K = (2.19 \pm 0.09)\%$ . Mit einem ähnlichen Detektoraufbau, bei dem nur in einer Szintillatorebene Nukleonen nachgewiesen wurden, wurde von A. Honegger ein Anteil Sekundärneutronen von  $(0.075 \pm 0.025)\%$  gemessen. Nimmt man für diesen Detektor  $1/4$  der Nachweiseffizienz an, so ergibt sich ein Konversionsfaktor von  $\epsilon_K = (1.17 \pm 0.39)\%$ . Dieser ist viel kleiner als der in dieser Arbeit bestimmte. Ein möglicher Grund ist, daß durch den kleineren Detektor ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ) in [hone95] Neutronen, die aus quasielastischen (p,n)-Prozessen stammen, aus der Akzeptanz des Detektors herausgestreut werden. Auch konnten 3 statt 2  $\Delta E$ -Ebenen als Veto gegen geladenen Teilchen gefordert werden, so daß eine Mißidentifikation von Protonen als Neutronen unwahrscheinlicher ist.

Wichtig für die weitere Analyse ist der Anteil Sekundärneutronen  $N_S$  bezogen auf die Neutronenrate aus der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'n)$ . Dazu muß der Anteil nachgewiesener Neutronen  $N_K$  aus der Ladungskonversion mit dem Verhältnis  $R$  der Proton- zu Neutronenrate multipliziert werden. Für die Identifikationsschwelle, wie sie für die  $G_{en}$ -Analyse verwendet wurde (s. Kap. 6.1), beträgt  $R = 24.1$ . Dies ergibt einen Sekundärneutronenanteil  $N_S$  von  $(13.5 \pm 0.5)\%$ . Der Einfluß der Sekundärneutronen auf die Asymmetrie wird in Kap. 8.1.2 behandelt.

# Kapitel 7

## Messung von $P_e P_T$ via ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')$

Aufgrund der in Kap. 4.3.1 angesprochenen Relaxationsprozesse ist die Polarisation in der Targetzelle während der Messung der quasielastischen Asymmetrie nicht konstant. Deshalb muß bei der Bildung des Verhältnisses der senkrechten und parallelen quasielastischen Asymmetrie aus verschiedenen Meßperioden zur Extraktion von  $G_{en}$  die Änderung der Targetpolarisation berücksichtigt werden. Die Targetpolarisation selbst wird mit einem NMR- und AFP-System (s. Kap. 4.3.4) überwacht. Die Messung des Produktes aus Strahl- und Targetpolarisation  $P_e P_T$  mit Hilfe der elastischen Streuung an  ${}^3\text{He}$  stellt eine dazu unabhängige Methode dar, die simultan zum  $G_{en}$ -Experiment durchgeführt wird. Außerdem könnte durch Vergleich beider Resultate eine eventuelle Änderung der Elektronenpolarisation festgestellt werden, die aber aufgrund der Erfahrung mit der Elektronenquelle an MAMI nicht zu erwarten ist. Zur Bestimmung von  $P_e P_T$  werden die an  ${}^3\text{He}$  elastisch gestreuten Elektronen helizitätsabhängig unter  $25^\circ$  in Spektrometer B nachgewiesen. In Kap. 7.1 wird das Prinzip dieser Messung dargestellt. Danach wird die Selektion elastischer Ereignisse in Spektrometer B beschrieben. Mit einer modifizierten Version des in Kap. 6.3 vorgestellten Monte-Carlo Programms `carlo1.c` für die elastische Kinematik konnte die Energieverteilung der elastisch gestreuten Elektronen reproduziert werden (s. Kap. 7.2). In Kap. 7.4 wird das aus der elastischen Streuung erhaltene Polarisationsprodukt mit der Targetpolarisation und in Kap. 8.2.1 mit der Asymmetrie aus der quasielastischen Streuung verglichen.

## 7.1 Grundlagen zur Messung des Polarisationsproduktes

Gelingt es, die elastischen Ereignisse von Untergrund und inelastischen Ereignissen zu trennen (s. Kap. 7.2), so kann aus der helizitätsabhängigen Zählrate nach Gln. 3.5 die experimentelle Asymmetrie  $A_{exp}$  bestimmt werden. Durch Auflösen von Gln. 3.7

$$P_e P_T = A_{exp} / A_{theo} \quad (7.1)$$

erhält man das Produkt aus Elektron- und Targetpolarisation. Im Gegensatz zur quasielastischen Streuung geht hier nicht die Polarisation des Neutrons, sondern die des  ${}^3He$  ein. Die Polarisation des Neutrons im  ${}^3He$ -Kern wird in Kap. 8.2.1 aus dem Vergleich der elastischen und quasielastischen experimentellen Asymmetrien extrahiert werden. Die theoretische Asymmetrie  $A_{theo}$  wird nach Gln. 3.6 berechnet. Dabei ist jedoch zu beachten, daß es sich hier um die elastischen Formfaktoren von  ${}^3He$  (s.u.) handelt. Außerdem bezeichnet  $\theta_S$  jetzt den Winkel zwischen elastischer Impulsübertragsrichtung und dem Targetspin. Der Winkel  $\theta_q$  zwischen Strahlachse und Impulsübertrag beträgt  $73.79^\circ$ . Wird die senkrechte Asymmetrie in quasielastischer Streuung gemessen, erhält man einen Winkel  $\theta_S$  von  $131.19^\circ$ . Diese Asymmetrie wird im folgenden mit  $A_{\perp}^B$  bezeichnet. Für  $A_{\parallel}^B$  beträgt  $\theta_S = 41.19^\circ$ .

Der beiden Formfaktoren des  ${}^3He$ ,  $G_{eHe}$  und  $G_{mHe}$ , wurden aus einer Zusammenstellung des Welt Datensatzes in den letzten 30 Jahren übernommen [amr94]. Dort wurden 280 Datenpunkte für  $Q^2 \leq 1.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> mit einem Fit aus 36 SOG-Parametern (Sum Of Gaussian) angepaßt. Systematische und statistische Fehler der einzelnen Datenpunkte wurden berücksichtigt. Zu beachten ist, daß der angegebene magnetische Formfaktor  $F_m$  mit dem Sachs-Formfaktor über

$$G_{mHe} = \frac{\mu}{Z} \frac{M_{3He}}{M_p} F_m \quad (7.2)$$

zusammenhängt. Dabei sind das magnetische Moment des  ${}^3He$  in Einheiten des Kernmagnetons  $\mu = -2.128$  und das Massenverhältnis von  ${}^3He$  und Proton  $M_{3He}/M_p = 2808.4$  MeV/938.3 MeV eingesetzt worden. Für die hier verwendete Kinematik mit  $Q^2 = 0.133$  (GeV/c)<sup>2</sup> folgt  $G_{mHe} = -0.557 \pm 1.2$  % und  $G_{eHe} = 0.166 \pm 1.2$  %. Mit Hilfe der Gln. 3.6 und den oben angegebenen Werten für  $\theta_S$  folgt für  $A_{\perp}^B = (8.26 \pm 0.11)$  % und  $A_{\parallel}^B = (4.52 \pm 0.18)$  %. Der Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit von  $\theta_S$  ist in Abb. 7.1 gezeigt.

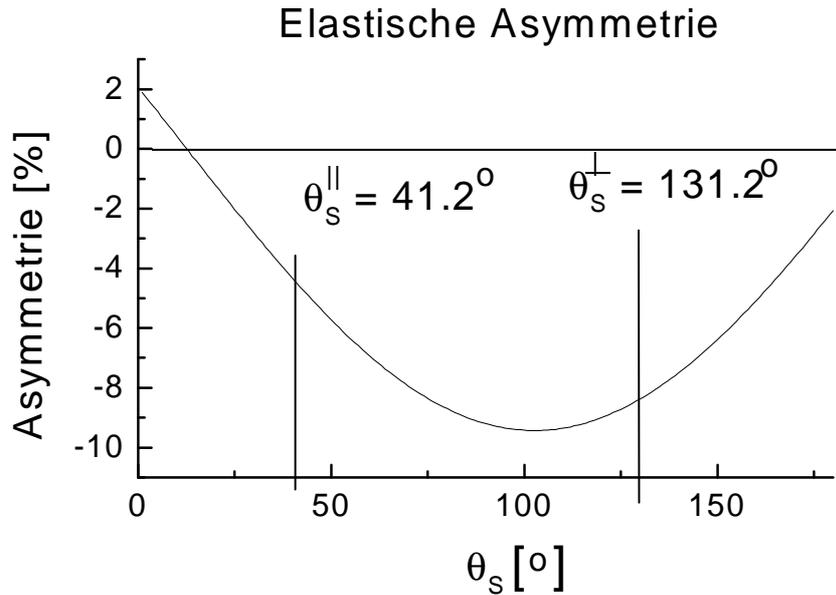


Abbildung 7.1: Theoretische Asymmetrie für die elastische Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e')$  in Abhängigkeit des Winkels  $\theta_s$  zwischen Targetspin und elastischem Impulsübertrag [amr94]. Markiert sind die beiden Winkel, an denen die elastische Asymmetrie im Experiment gemessen wird, während der Spin parallel bzw. senkrecht zur Impulsübertragsrichtung eingestellt ist.

## 7.2 Definition elastischer Ereignisse

Ereignisse werden als Elektronen identifiziert, wenn in den 5 Photovervielfachern des Čerenkov-Detektors genügend Licht nachgewiesen werden konnte. Die Schwelle für den Lichtnachweis liegt hier nicht bei Kanal 0, ist aber deutlich zu erkennen. Im Gegensatz zu der in Spektrometer A gemessenen Streuung unter größerem Winkel und kleinerem Elektronimpuls tritt hier nur ein kleiner Pionen-Anteil ( $\approx 1.5\%$ ) auf. Schwierigkeiten bereitete zunächst die Trennung elastischer und inelastischer Ereignisse, da für den hohen Referenzimpuls von 839.7 MeV/c in Spektrometer B zur Zeit keine Transfermatrix zur Verfügung steht (s. Kap. 4.2.1.1). Deshalb mußte eine bestehende Transfermatrix, welche für einen Referenzimpuls von 495 MeV/c bestimmt war und die Targetlängenakzeptanz von Spektrometer B berücksichtigt, nachoptimiert werden, da die elastische Linie mit dieser Matrix eine Halbwertsbreite von 3.5 MeV besaß und keine Trennung von elastischen und inelastischen Ereignissen möglich war. Weil diese Optimierung „per Hand“ vorgenommen werden mußte, wurden nur die Matrixelemente 1. Ordnung in Abhängigkeit der Im-

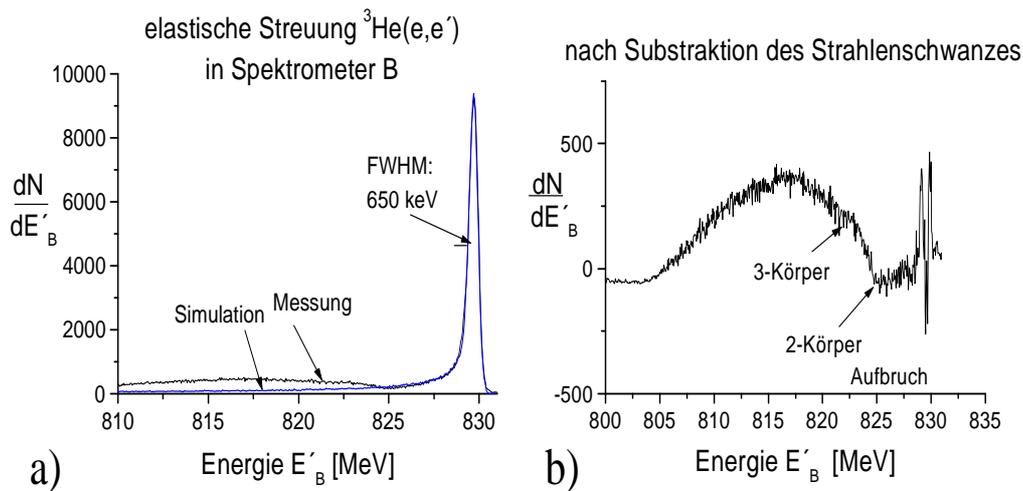


Abbildung 7.2: a) Vergleich zwischen Simulation und Messung der elastischen Linie in Spektrometer B. b) Der simulierte Strahlenschwanz zusammen mit der elastischen Linie wurde von der gemessenen Energieverteilung abgezogen. Die Schwellen von Zwei- und Dreikörperaufbruch werden sichtbar.

pulsablage verändert. Dadurch konnte eine Halbwertsbreite von  $\approx 650$  keV erreicht werden (s. Abb. 7.2a). Allerdings mußte die Targetlängenakzeptanz senkrecht zur Sollbahn des Spektrometers von normalerweise 5 cm auf  $\approx 3.5$  cm eingeschränkt werden, da außerhalb dieses Bereiches keine Korrelation zwischen Targetlänge und kinematisch korrigiertem Impuls festzustellen war. Deshalb ist für die nächste Meßperiode eine Messung mit Lochkollimator vor Spektrometer B bei dem eingestellten Referenzimpuls geplant. Die Energiespektren, welche während der Messung mit der Targetzelle T7 aufgenommen wurden, sind durchweg doppelt so breit ( $\approx 1.3$  MeV). Die Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit der Targetlängenakzeptanz enthält eine Häufung der Ereignisse 3 cm strahlabwärts. Dies weist darauf hin, daß Elektronen am Appendix der Targetzelle T7 gestreut wurden und die Rekonstruktion der Spur im Spektrometer für diese Ereignisse fehlschlägt. Alle übrigen Targetzellen konnten so gedreht werden, daß der Appendix nicht störte. Ein weiterer Hinweis gibt die Zählrate, die erheblich kleiner ist als für die restlichen Zellen, da Ereignisse aus dem Akzeptanzbereich von Spektrometer B herausgestreut wurden.

Zur Trennung elastischer und inelastischer Ereignisse wurden 2 Schnitte im Energiespektrum vorgenommen. Die Schnittbedingung 1 definiert als elastische Ereignisse diejenigen oberhalb des Zweikörperaufbruchs, d.h. 5.5 MeV unterhalb der elastischen Linie. Die härtere Schnittbedingung 2 akzeptiert nur

Ereignisse, die weniger als 1.5 MeV vom elastischen Peak entfernt sind. Damit wird im wesentlichen der gesamte Strahlenschwanz abgeschnitten.

Untergrundereignisse aus der Streuung am Targetzellenmaterial wurden wieder mit Hilfe einer Leertargetmessung untersucht. Bei einer Ladung von 5.9  $\mu\text{Ah}$  wurden 1186 Ereignisse mit einer rekonstruierbaren Spur in Spektrometer B aufgezeichnet. Mit dem oben beschriebenen Schnitt in der Targetakzeptanz bleiben noch 86 Ereignisse übrig, die sich im elastischen Peak auf 4 reduzieren. Dies läßt den Schluß zu, daß dieser Untergrund vernachlässigbar ist, obwohl bei dieser Messung der Čerenkovdetektor zur Identifizierung der Elektronen ausnahmsweise nicht zur Verfügung stand.

### 7.3 Statistische Genauigkeit in der Bestimmung des Polarisationsproduktes

Die experimentellen Zählraten im Spektrometer B in der elastischen Streuung an 6 bar  ${}^3\text{He}$  betragen etwa  $R_B = 11.5 \text{ Hz}/\mu\text{A}$  für eine akzeptierte Targetlänge von 8.7 cm in Strahlrichtung. Mit dem Raumwinkel  $\Delta\Omega = 5.6 \text{ msr}$  von Spektrometer B entspricht dies 72 % des theoretischen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/d\Omega = 3.5 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^3$ . Die fehlende Stärke ist im wesentlichen auf den Bremsstrahlungsschwanz außerhalb der Impulsakzeptanz des Spektrometers sowie im Bereich der inelastischen Ereignisse zurückzuführen. Deshalb wurde die Bremsstrahlungskorrektur in der gleichen Weise wie in Kap. 6.3 simuliert. Allerdings ist zu beachten, daß der Anteil der internen Bremsstrahlung verdoppelt werden muß, um den Bremsstrahlungsschwanz zu reproduzieren. Dieses Vorgehen berücksichtigt die Kernladung von  ${}^3\text{He}$  in linearer Weise, da sich die Bremsstrahlungsbeiträge während dem Streuprozess in diesem Energiebereich inkohärent aufaddieren. Das simulierte Energiespektrum ist zusammen mit der Messung in Abb. 7.2a zu sehen. Die Breite der elastischen Linie beider Spektren stimmt bis auf  $\approx 30 \text{ keV}$  überein und wird dominant von der Vielfachstreuung an der 2 mm dicken Targetzellenwand aus Glas bestimmt. Die Lage der elastischen Linie mußte 3.3 MeV zu kleineren Energien verschoben werden. Dies ist möglich, da die Energieeichung von Spektrometer B für Referenzimpulse nahe der magnetischen Sättigung, wo unser Arbeitspunkt lag, nicht mehr gilt. Subtrahiert man das simulierte und gemessene Energiespektrum voneinander, so werden die Schwellen des Zwei- und auch des Dreikörperaufbruchs sichtbar (s. Abb. 7.2b). Der Anteil an elastischen Ereignissen außerhalb der Impulsakzeptanz des Spektrometers bzw. im Bereich der inelastischen Streuung beträgt dem Monte-Carlo Programm zufolge etwa 40 %. Diese Korrektur würde zu einem etwas zu großen Wirkungsquerschnitt führen. Die Bergstrom-Näherung versagt hier offensichtlich für sehr große Bremsstrahlungsverluste.

Aus der Rate  $R_B$  läßt sich das Signal- zu Rauschverhältnis

$$S/R = \sqrt{T_{mes} R_B I A P_e P_T} \quad (7.3)$$

für eine gegebene Meßzeit  $T_{mes}$  berechnen. Während einer einstündigen Meßphase von  $A_{\perp}^B$  bei einem Strahlstrom  $I = 10 \mu\text{A}$  und den Strahl- und Targetpolarisationen  $P_e = 70 \%$ ,  $P_T = 30 \%$  wird eine statistische Genauigkeit des Polarisationsproduktes von  $9 \%$  erreicht. Wird der Targetspin gedreht, um  $A_{\parallel}^B$  zu messen, so wächst der Fehler im Polarisationsprodukt auf  $16.5 \%$  an, da die theoretische elastische Asymmetrie kleiner ist (s. Kap. 7.1). Leider konnten diese statistischen Genauigkeiten nicht erreicht werden, da die Datenerfassungsrate im Experiment zur Zeit auf  $400 \text{ Hz}$  limitiert ist und der mittlere Strom  $\approx 5 \mu\text{A}$  betrug. Obwohl einige Szintillatorbarren in Spektrometer B ausgeschaltet wurden, um die Rate inelastischer Ereignisse zu reduzieren, mußte die aufgenommene Ereignisrate bei einem Strom von  $10 \mu\text{A}$  um einen Faktor 3 untersetzt werden. Deshalb wird in der Fortsetzung des Experimentes versucht, die langsamen E5/E6-Rechner durch Pentium-PC's zu ersetzen, um eine Datenerfassungsrate von  $\approx 1 \text{ kHz}$  zu ermöglichen [merlP].

## 7.4 Ergebnisse aus der elastischen Asymmetriemessung

Targetspinwinkel [°]	Asymmetrie [%]		
	elastisch	hart	nicht elastisch
32.6	$1.15 \pm 0.10$	$1.23 \pm 0.11$	$0.65 \pm 0.08$
122.6	$-1.72 \pm 0.10$	$-1.67 \pm 0.11$	$-0.42 \pm 0.10$
212.6	$-1.02 \pm 0.10$	$-1.00 \pm 0.11$	$-0.11 \pm 0.08$
302.6	$2.13 \pm 0.08$	$2.10 \pm 0.09$	$0.79 \pm 0.07$

Tabelle 7.1: Asymmetrien aus der elastischen Streuung an  ${}^3\text{He}$  unter verschiedenen Schnittbedingungen mit Angabe der statistischen Fehler. Zu den Fallunterscheidungen siehe Text.

Mit der in Kap. 7.2 definierten Selektion elastischer Ereignisse wurde für jede der vier Targetspineinstellungen die Zählraten nach der Elektronhelizität getrennt aufsummiert und die Asymmetrie nach Gln. 3.5 gebildet. Um eine Wichtung einer Teilmessung zu vermeiden, wurde der Untersetzungsfaktor jeder Teilmessung berücksichtigt und die Zählrate, welche von der im Experiment

Targetspinwinkel [°]	Polarisationsprodukt	Targetpolarisation [%]
32.6	$0.257 \pm 0.022$	$31.40 \pm 0.80$
122.6	$0.213 \pm 0.012$	$32.92 \pm 0.71$
212.6	$0.227 \pm 0.021$	$33.82 \pm 0.82$
302.6	$0.264 \pm 0.010$	$32.38 \pm 0.67$

Tabelle 7.2: Aus der elastischen Messung extrahierte Polarisationsprodukte sowie die Targetpolarisationen aus der NMR- und AFP-Messung für jede Targetspinrichtung.

eingesetzten Targetzelle abhängt (s.o.), normiert. Tab. 7.1 gibt die Ergebnisse für die Schnittbedingungen 1 und 2 (s. Kap. 7.2), welche mit „elastisch“ und „hart“ bezeichnet werden, wieder. Die letzte Spalte („nicht elastisch“) der Tabelle enthält die Asymmetrie im inelastischen Bereich unter der Schwelle des Zweikörperaufbruchs. Diese Asymmetrie ist recht hoch, was jedoch auch auf den Anteil an elastischen Ereignissen im Strahlenschwanz unter den inelastischen zurückzuführen ist, der  $\approx 33$  % beträgt. Die Asymmetrien aus den beiden Schnittbedingungen stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein. Dies ist aufgrund der guten Trennung zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen zu erwarten. Da der statistische Fehler für die Schnittbedingung „elastisch“ kleiner ist, wird im folgenden nur diese betrachtet. Zur Extraktion des Produktes aus Strahl- und Targetpolarisation werden die theoretischen Asymmetrien benutzt, welche sich aus der Monte-Carlo Simulation zu  $A_{\parallel}^B = 4.47$  %,  $A_{\perp}^B = 8.07$  % ergeben. Diese weichen von denen in Kap. 7.1 aufgrund der  $Q^2$ -Akzeptanz von Spektrometer B unter Berücksichtigung der verwendeten Schnitte ab. Das Verhältnis aus beiden Asymmetrien ändert sich jedoch nur um 1.2 %, welches bei der Berechnung von  $G_{en}$  in Kap. 8.2 zur Normierung der quasielastischen Asymmetrien auf die Polarisation benutzt werden wird. In Tab. 7.2 ist das nach Gln. 7.1 berechnete Polarisationsprodukt für die vier Targetspineinstellungen angegeben. Die zweite Spalte enthält die aus der NMR- und AFP-Messung gewonnenen Targetpolarisationen, welche über Meßzeit und Strahlstrom gemittelt wurden.

Aus dem Quotient von Polarisationsprodukt und Targetpolarisation aus Tab. 7.2 läßt sich die jeweilige Elektronpolarisation bestimmen. Das Ergebnis ist in Abb. 7.3 gezeigt. Auffällig ist die große Streuung der Werte um den gewichteten Mittelwert. Um systematische Fehler zu minimieren, wurden zur Berechnung der mittleren Elektronpolarisation im Experiment zunächst die Ereignisse aus Messungen mit Targetspin parallel und antiparallel zum quasielastischen Impulsübertrag unter Berücksichtigung der Elektronenhelizität

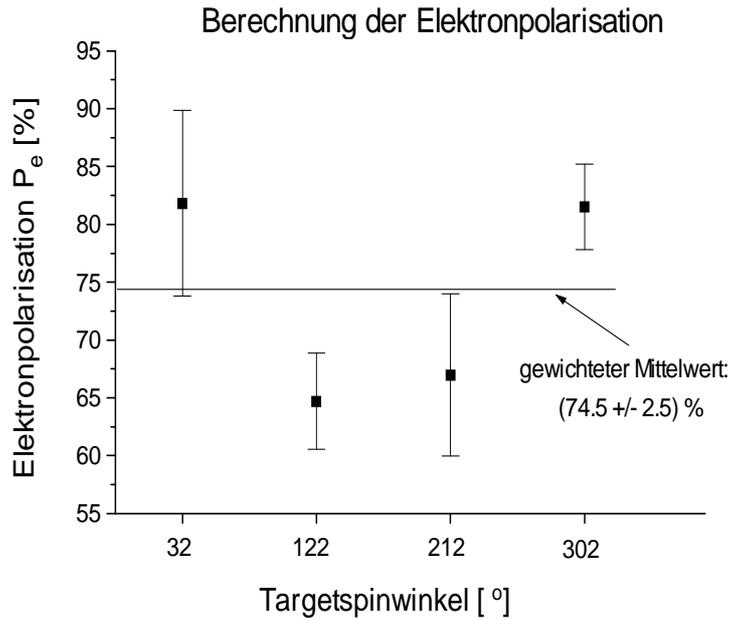


Abbildung 7.3: Mit Hilfe der Targetpolarisation aus der elastischen Asymmetriemessung berechnete Elektronpolarisation.

aufsummiert. Daraus erhält man das Polarisationsprodukt  $(P_e P_T)_\parallel$ . Auf ähnliche Weise wird  $(P_e P_T)_\perp$  bestimmt. Daraus ergeben sich Elektronpolarisationen  $P_e^\parallel = (73.9 \pm 5.8) \%$  und  $P_e^\perp = (74.6 \pm 2.7) \%$ , aus denen der gewichtete Mittelwert  $\bar{P}_e = (74.5 \pm 2.5) \%$  berechnet wird. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehler mit dem Ergebnis aus der Messung mit dem Mott-Polarimeter  $P_e = (69.8 \pm 4) \%$  überein (s. Kap. 4.1), übertrifft diese jedoch um  $\approx 7 \%$ . Hinzu kommt, daß bedingt durch die Stellung des Elektronenspins am Experimentierort die Elektronpolarisation um  $\approx 2 \%$  reduziert ist (s. Kap. 4.1). Es fällt auf, daß die berechneten Elektronpolarisationen für die beiden Targetspineinstellungen fast identisch sind, obwohl die Einzelwerte stärker streuen als es der statistische Fehler erlaubt. Es scheint eine zusätzliche Asymmetrie bezüglich der Targetspinrichtung bezogen auf die Elektronstrahlrichtung aufzutreten. Läßt man als zusätzliche Schnittbedingung nur einen Streuwinkel von kleiner  $25^\circ$  zu, so sind die aus den Daten extrahierten Elektronpolarisationen für alle vier Targetspineinstellungen gut miteinander verträglich. Die Daten für Streuwinkel größer  $25^\circ$  jedoch streuen dann entsprechend viel stärker. Eine eingehendere Untersuchung ist aufgrund mangelnder Statistik nicht durchführbar und sollte deshalb in der Analyse des nachfolgenden Experimentes erfolgen [berm] [merl].

Es sollte noch bemerkt werden, daß die Kenntnis von  $P_e P_T$  aus den elastischen Daten nicht essentiell für die weitere Auswertung, d.h. für die Bestimmung von  $G_{en}$ , ist, solange die Elektronpolarisation  $P_e$  während der gesamten Messung als konstant angenommen werden kann. Dies ist aber nach bisherigen Erfahrungen mit der polarisierten Quelle gut erfüllt (s. Kap. 4.1). Da zur Bestimmung von  $G_{en}$  nur Verhältnisse von Polarisationsprodukten benötigt werden, reicht dann die Kenntnis der Targetpolarisation aus, welche mit der NMR- und AFP-Methode bestimmt wird (s. Kap. 4.3.4). In Kap. 8.2.3 werden die Ergebnisse aus der elastischen Asymmetriemessung und der davon unabhängigen Targetpolarisationsmessung verglichen. Der gewichtete Mittelwert aus beiden Ergebnissen wird zur  $G_{en}$ -Bestimmung verwendet. Da der Fehler der Targetpolarisationsmessung kleiner ist als der Fehler des Polarisationsproduktes aus der elastischen Asymmetriemessung, geht letzteres Ergebnis nur begrenzt ein.

# Kapitel 8

## Analyse der quasielastischen $\vec{e}$ -Streuung an ${}^3\vec{\text{He}}$

Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Bestimmung von  $G_{en}$  aus der Elektronenspinasymmetrie in der Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ . Aufgrund der geringen Statistik der Messung wurde keine kinematische Rekonstruktion für jedes Ereignis durchgeführt. Deshalb werden Korrekturen an  $G_{en}$  aufgrund der Akzeptanz des Spektrometers sowie Bremsstrahlungseffekten mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation berücksichtigt (s. Kap. 6.3 u. 8.2.2). Anschließend werden die statistischen und systematischen Fehler betrachtet und das Ergebnis von  $G_{en}$  diskutiert. Zunächst sollen aber die Daten aus der Pionproduktion und ihre Asymmetrie untersucht werden. Danach wird von der Asymmetrie in der Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'p)$  auf die Polarisation der Protonen im  ${}^3He$ -Kern geschlossen. Auf die gleiche Weise läßt sich auch die Polarisation der Neutronen im Kern mit Hilfe von  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  bestimmen (s. Kap. 8.2.1).

### 8.1 Bestimmung der experimentellen Asymmetrie

Zur Auswahl quasielastischer Ereignisse werden die in Kap. 6.1 beschriebenen Schnitte benutzt. Die verbleibenden Ereignisse werden für jede Targetspineinstellung getrennt nach positiver und negativer Elektronenhelizität aufsummiert. Die Asymmetrie wird nach

$$A = \frac{(N^+ - U^+) - (N^- - U^-)}{(N^+ - U^+) + (N^- - U^-)} \quad (8.1)$$

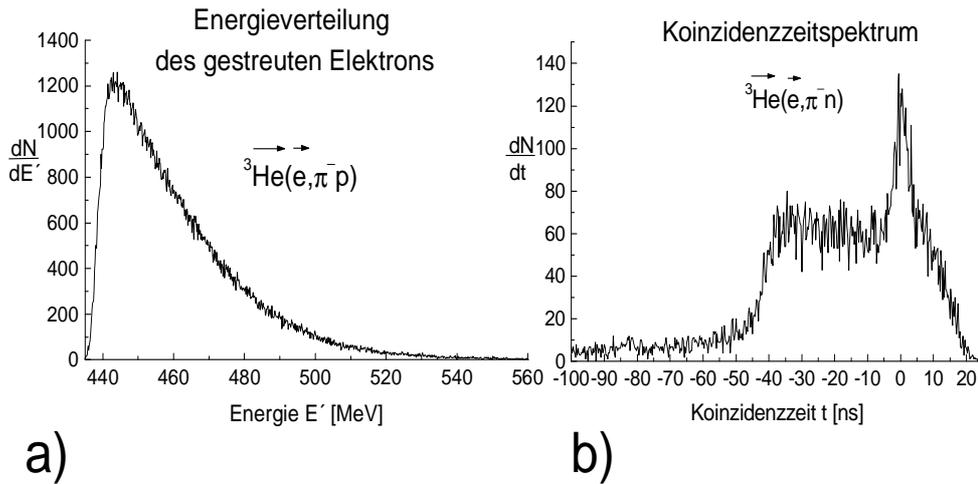


Abbildung 8.1: a) Energiespektrum der Pionen in Spektrometer A. b) Koinzidenzspektrum für die Reaktion  ${}^3\vec{H}e(e, \vec{\pi}^- n)$ .

berechnet, wobei der Untergrund  $U^\pm$  helizitätsabhängig subtrahiert wird. Dabei muß angenommen werden, daß der Untergrund außerhalb des Koinzidenzzeitpeaks im Spektrum (s. Abb. 6.1) genauso groß ist wie unter dem Peak. Da der Untergrund aber in jeder der untersuchten Reaktionen gering ist, sollte durch diese Näherung kein Fehler entstehen.

### 8.1.1 Analyse der Daten aus der Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, \pi^- x)$

Abweichend von der Definition der quasielastischen Ereignisse werden hier Koinzidenzen untersucht, bei denen der Čerenkovdetektor in Spektrometer A nicht angesprochen hat, d.h. die Summe aus den ADC-Einträgen der Photovervielfacher blieb unter 5 Kanälen. Hierbei sollte es sich um Pionen handeln. Das Energiespektrum der Pionen mit koinzident nachgewiesenen Protonen im Nukleondetektor ist in Abb. 8.1 gezeigt. Wie zu erwarten, sind die Ereignisse im niederenergetischen Bereich konzentriert, der zwischen dem quasielastischen Peak und der  $\Delta$ -Resonanz liegt und auch unter dem Begriff „dip region“ bekannt ist. Obwohl der Referenzimpuls so gewählt wurde, daß der hochenergetische Anteil des quasielastischen Peaks in die Impulsakzeptanz des Spektrometers fällt, haben 24 % der nachgewiesenen Protonen eine zeitliche Koinzidenz mit einem Pion im Spektrometer. Der Anteil der Reaktion  ${}^3He(e, \pi^- n)$  an zeitlich koinzident nachgewiesenen Neutronen beträgt nur etwa 7 %. Auffällig ist dabei der große Anteil an zufälligen Koinzidenzen mit über 40 %, der in der Reaktion  ${}^3He(e, \pi^- p)$  nur 0.7 % beträgt. Es könnte sich hierbei um den Anteil

an Sekundärneutronen handeln, die durch Ladungskonversion in der Bleiwand vor dem Nukleondetektor entstanden sind. Die Asymmetrien für beide Reaktionen sind in Tab. 8.1 eingetragen. Besonders die senkrechten Asymmetrien in der Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, \pi^- p)$  nehmen große Werte an. Die beiden parallelen und senkrechten Asymmetrien sind innerhalb des statistischen Fehlers miteinander verträglich. Aufgrund des starken Untergrunds und der geringen Statistik schwanken die Asymmetrien für die Pion-Neutron-Koinzidenzen mehr. Ob es sich bei der großen Asymmetrie für den Targetwinkel  $302^\circ$ , die dem Betrage nach mit der korrespondierenden Messung bei  $122^\circ$  verträglich sein sollte, um einen statistischen Ausreißer handelt, konnte daher nicht geklärt werden.

Es ist denkbar, daß obige Ergebnisse Aufschluß über die Präsenz einer Deltakomponente in der Grundzustandswellenfunktion des  ${}^3He$  geben könnte, wenn der theoretische Hintergrund dafür ausgearbeitet ist. Donnelly und Milner schlagen zu diesem Zweck ein Experiment vor, bei dem das Asymmetrieverhältnis  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'\pi^+)/{}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'\pi^-)$  in spezieller Kinematik gemessen werden soll [miln88]. Ein ähnliches Experiment, aber unpolarisiert wurde bereits von der A1-Kollaboration durchgeführt [blom96].

Die Elektropionproduktion  $(e, e'n)\pi^+$ , die durch die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz während der Streuung an einem Proton und anschließendem Zerfall der Resonanz entstehen kann, wurde von den Kollaborationsmitgliedern aus Basel mit dem Code MCEEP simuliert [prop95]. Bezogen auf die  ${}^3He(e, e'n)$ -Rate beträgt dieser Anteil nur  $\approx 5 \cdot 10^{-3} \%$ . Der Phasenraum für Pionproduktion ist stark limitiert durch die endliche Geometrie und die Impulsakzeptanz des Spektrometers. Außerdem wurde der Neutronendetektor dahingehend optimiert, daß ein signifikanter Anteil der restlichen Pionproduktion ausgeschlossen wurde. Daher ist der Untergrund durch Pionen vernachlässigbar.

### 8.1.2 Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'p)$

Die Zählraten dieser Reaktion wurden schon in Kap. 6.5.1 festgehalten. Die Asymmetrien wurden wieder nach Gln. 8.1 aus den helizitätsabhängigen Zählraten berechnet. Die Ergebnisse sind in Tab. 8.1 für die vier Targetspineinstellungen eingetragen und mit null verträglich. Die theoretischen Asymmetrien für die Streuung an einem Proton sind beide positiv und betragen  $A_{\perp}^p = 44.9 \%$  und  $A_{\parallel}^p = 73.2 \%$ , wenn die Dipolformfaktoren eines Protons in Gln. 3.6 eingesetzt werden. Mit den experimentellen Asymmetrien aus Tab. 8.1 und dem Produkt aus Elektron- und Targetpolarisation (s. Tab. 7.2) läßt sich nach Gln. 3.7 die Polarisation des Protons mit kleiner als 1 % abschätzen. Das Vorzeichen wird durch Vergleich mit der experimentellen Asymmetrie in  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  für den Targetspinwinkel  $302^\circ$  bestimmt, die trotz negativer theoretischer Asymmetrie aufgrund des negativen magnetischen Formfaktors nach der hier gewähl-

Targetspin- winkel [°]	Asymmetrie [%]			
	${}^3\vec{H}e(\vec{e}, \pi^- p)$	${}^3\vec{H}e(\vec{e}, \pi^- n)$	${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e' p)$	${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e' n)$
32.6	$5.26 \pm 0.47$	$3.85 \pm 4.38$	$0.16 \pm 0.25$	$-17.37 \pm 1.22$
122.6	$-18.53 \pm 0.43$	$-3.86 \pm 3.71$	$-0.09 \pm 0.24$	$-2.76 \pm 1.17$
212.6	$-5.82 \pm 0.44$	$-0.53 \pm 4.19$	$0.20 \pm 0.24$	$20.20 \pm 1.16$
302.6	$20.20 \pm 0.34$	$13.90 \pm 3.47$	$0.46 \pm 0.19$	$3.93 \pm 0.93$

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der quasielastischen Asymmetrien für die in diesem Kapitel betrachteten Reaktionen mit Angabe des statistischen Fehlers. Der zufällige Untergrund wurde bereits helizitätsabhängig berücksichtigt.

ten Konvention positiv erscheint. Da die Polarisation des Neutrons im Kern parallel zur Kernpolarisation positiv ist, folgt für die Protonpolarisation unter Berücksichtigung der positiven Protonasymmetrie ein negatives Vorzeichen. Das Ergebnis für die Protonpolarisation ist konsistent mit Berechnungen von Schulze und Sauer bei einem mittleren Fermiimpuls von 81 MeV (s. Abb. 3.4), der sich aus der Monte-Carlo Simulation des Experimentes ergibt.

Aufgrund der geringen Asymmetrie des Beitrages der Protonen führt der Beitrag der Sekundärneutronen, die aus der Ladungskonversion der Protonen in der Bleiwand zu Neutronen herrühren, nur zu einer Verdünnung der quasielastischen Asymmetrie in der Reaktion  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e' n)$  (s. Kap. 8.2).

## 8.2 Extraktion von $G_{en}$ aus ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e' n)$

### 8.2.1 Vergleich von theoretischer und experimenteller paralleler Asymmetrie $A_{\parallel}$

Die parallelen und senkrechten Asymmetrien wurden nach Gln. 8.1 aus den Zählraten berechnet. Das Ergebnis ist zusammen mit dem statistischen Fehler in der letzten Spalte von Tab. 8.1 angegeben. Die Asymmetrien  $A_{\parallel}^+$  und  $A_{\parallel}^-$ , die mit Targetspin parallel bzw. antiparallel zum quasielastischen Impulsübertrag gemessen wurden, sind nach Gln. 3.6 unabhängig von  $G_{en}$ , wenn der in  $G_{en}$  quadratische Term gegenüber  $G_{mn}^2$  im Nenner vernachlässigt wird. Deshalb kann  $A_{\parallel}$  zur Normierung bzw. zur Überprüfung des Polarisationsproduktes verwendet werden. Unter der Voraussetzung, daß die Elektronpolarisation über die Datennahme konstant war, wovon in guter Näherung ausgegangen werden kann, sollte das Verhältnis der Asymmetrien  $A_{\parallel}^+/A_{\parallel}^-$  und der Targetpolarisationen  $P^+/P^-$  derselben Meßperiode übereinstimmen. Mit Hilfe der Tabellen

8.1 und 7.2 erhält man

$$\frac{A_{\parallel}^+}{A_{\parallel}^-} = 1.16 \pm 0.11 \quad \text{und} \quad \frac{P^+}{P^-} = 1.08 \pm 0.04 \quad .$$

Die Ergebnisse sind innerhalb der Fehler miteinander verträglich. Vergleicht man das Asymmetrieverhältnis jedoch mit dem Verhältnis des Polarisationsproduktes aus der elastischen Messung (s. Tab. 7.2)  $(P_e P_T)^+ / (P_e P_T)^- = 0.88 \pm 0.11$ , so ergibt sich eine Abweichung von 25 %, die außerhalb des angegebenen Fehlerbereiches liegt. Dies verwundert kaum, wenn man die große Streuung der Polarisationsprodukte in Abb. 7.3 bedenkt, obwohl die mittlere Targetpolarisation für jede Targetspinnung näherungsweise gleich ist (s. Tab. 7.2). Die elastischen Daten müssen daher in einer weiteren Doktorarbeit einer endgültigen Analyse unterzogen werden [merl].

Nachdem das Verhältnis der beiden parallelen Asymmetrien untersucht wurde, soll jetzt  $A_{\parallel}^{exp}$  mit der theoretischen Asymmetrie  $A_{\parallel}^{theo}$  verglichen werden. Dabei ist zu beachten, daß durch den Anteil  $N_S$  der Protonen, die aufgrund der Ladungskonversion in der Bleiwand als Neutronen nachgewiesen werden (s. Kap. 6.5.2), eine Verdünnung der Asymmetrie auftritt. Da die Asymmetrie der Protonen nach Kap. 8.1.2 vernachlässigbar ist, kann die unverdünnte Asymmetrie  $A^{uv}$  über den Verdünnungsfaktor  $V$  aus der experimentellen Asymmetrie erhalten werden:

$$A^{uv} = V A^{exp} \quad \text{mit} \quad V = \frac{1}{1 - N_S} \quad (8.2)$$

Da der Verdünnungsfaktor sowohl in die Berechnung der parallelen als auch der senkrechten Asymmetrie eingeht, ist das Verhältnis aus beiden Asymmetrien zur Bestimmung von  $G_{en}$  allerdings unabhängig von diesem Faktor. Unter Berücksichtigung von Gln. 3.7 kann die experimentelle Asymmetrie  $A_{\parallel}^{exp}$  aus der theoretischen  $A_{\parallel}^{theo} = 89.9 \%$  nach

$$A_{\parallel}^{exp} = \frac{P_e P_T P_n}{V} A_{\parallel}^{theo} \quad (8.3)$$

berechnet werden. Dabei wurde die Polarisation des Nukleons  $P_N$  aus Gln. 3.7 durch  $P_T P_n$  ersetzt, da sowohl mit dem Targetpolarisationsnachweis als auch über die elastische Asymmetriemessung (s. Kap. 7.1) die Polarisation des  ${}^3\text{He}$ -Kerns und nicht die des Neutrons gemessen wird. Da aber die quasielastische Asymmetrie durch die Polarisation des Neutrons bestimmt ist, wird der Anteil der Neutronpolarisation  $P_n$  in einem zu 100 % polarisierten  ${}^3\text{He}$ -Kern in Gln. 8.3 eingeführt, der im folgenden berechnet werden soll. Verwendet man dazu das Ergebnis  $P_T P_e$  aus der elastischen Asymmetriemessung mit Spektrometer B (s. Kap. 7.4) und  $A_{exp}$  aus Kap. 8.2.3, so erhält man durch Auflösen von Gln.

8.3 nach  $P_n$  einen Wert von  $P_n = (100.4 \pm 8.9)\%$ . Wird das Polarisationsprodukt aus dem Resultat der Mottmessung und dem Targetpolarisationsnachweis berechnet, so ergibt sich  $P_n = (106.3 \pm 8.1)\%$ . Dieser Wert liegt  $\approx 2\%$  höher, wenn man die Reduzierung der Elektronenpolarisation durch die Elektronenspinneinstellung berücksichtigt. Daraus erhält man einen gewichteten Mittelwert von  $P_n = (103.6 \pm 6.0)\%$ , welcher in der unphysikalischen Region über  $100\%$  liegt. Die Gauß'sche Verteilung um  $\bar{P}_n$  mit einer  $1\sigma$ -Breite von  $\pm 6\%$  läßt jedoch auch Werte unter  $100\%$  zu. Nach der Bayes'schen Näherung muß die Größe in diesem physikalischen Bereich mit der Wahrscheinlichkeit 1 zu finden sein [barn96]. Für einen Konfidenzlevel von  $68\%$  ergibt sich eine Untergrenze von  $P_n > 95\%$ . Dies stimmt gut mit der Vorhersage von Schulze und Sauer [schul93] von nahezu  $100\%$  bei einem mittleren Fermiimpuls von  $85\text{ MeV}$  im Experiment überein (s. Abb. 3.4), der aus der Monte-Carlo Simulation erhalten wurde.

## 8.2.2 Korrektur an die quasielastische Asymmetrie

Bevor  $G_{en}$  aus den Daten extrahiert werden kann, müssen an das Verhältnis aus  $A_{\perp}^{theo}$  und  $A_{\parallel}^{theo}$  noch Korrekturfaktoren angebracht werden, die aus der Monte-Carlo Simulation bestimmt werden. Diese ergeben sich im wesentlichen aus der Impulsakzeptanz des Spektrometers A, Bremsstrahlungsverlusten sowie der Berücksichtigung der „missing energy“. Die Verschiebung des Asymmetrieverhältnisses durch die Impulsakzeptanz ist die größte Korrektur. Der Grund hierfür ist, daß die Richtung des mittleren quasielastischen Impulsübertrages der in Spektrometer A nachgewiesenen Ereignisse von derjenigen des quasielastischen Peaks abweicht. Da der Targetspin bezüglich letzterem eingestellt wurde, enthält die über die Akzeptanz gemittelte senkrechte Asymmetrie einen Beitrag von der viel größeren parallelen Asymmetrie (s. Abb. 3.2). Dies ist natürlich auch umgekehrt der Fall, doch ist der Effekt nicht so stark. Zusammen mit der Targetlängen- und Winkelakzeptanz von Spektrometer und Nukleondetektor sowie der Berücksichtigung des Wirkungsquerschnitts ergibt sich eine Reduzierung von  $G_{en}$  um  $3.4\%$ , da durch die Beimischung der parallelen zur senkrechten Asymmetrie ein zu großes Asymmetrieverhältnis gemessen wird.

Führt man eine integrale Analyse wie in dieser Arbeit durch, so tragen die Bremsstrahlungseffekte zur Verschiebung des Asymmetrieverhältnisses mit  $+2.5\%$  bei. Dies ist im wesentlichen einerseits auf den Verlust von Ereignissen zurückzuführen, die aufgrund dieses Energieverlustes außerhalb des Impulsakzeptanzbereiches des Spektrometers gedrängt werden, andererseits auf den Nachweis von Elektronen, die erst aufgrund ihres Energieverlustes in den Akzeptanzbereich fallen. Außerdem tragen Reaktionen mit anderem Impuls-

übertrag bei, wenn das Elektron schon vor der Streuung einen Energieverlust erleidet.

Das Asymmetrieverhältnis und damit  $G_{en}$  wird auch durch die „missing energy“  $E_{miss}$  beeinflusst, da sich in den Gln. 6.1 und 6.2 die kinematischen Größen ändern. In Kap. 6.4.2 wurde  $E_{miss}$  zu  $3.2 \pm 1$  MeV bestimmt. Daraus ergibt sich eine Korrektur von etwa  $-(0.9 \pm 0.3)$  %.

Die oben beschriebenen Effekte ergeben zusammen eine Korrektur an  $G_{en}$  von  $-7.4$  %. Sie sind aber nicht völlig unabhängig voneinander, da jede Korrektur die Kinematik leicht verändert. Deshalb wurde im Monte-Carlo Programm  $G_{en}$  solange iterativ variiert bis das Asymmetrieverhältnis unter gleichzeitiger Berücksichtigung aller Korrekturen mit dem gemessenen übereinstimmt. Bei der Abschätzung des Fehlers zur Gesamtkorrektur wurde untersucht, welchen Effekt eine Änderung der Winkel- und Targetlängenakzeptanz auf den Korrekturfaktor hat. Dazu wurde die speziell an das Spektrometer angepaßte Akzeptanz in Streuwinkel und Targetlänge durch ein Rechteckprofil ersetzt. Dies hat in der Simulation eine etwas andere Energieverteilung der Elektronen zur Folge, was über die Impulsakzeptanz des Spektrometers zu einer um  $\approx 3$  % größeren Korrektur führt. Zusammen mit der Unsicherheit in  $E_{miss}$  (s.o.) wurde deshalb ein Fehler von  $3$  % für die Korrektur an  $G_{en}$  angenommen.

Es soll hier nur erwähnt werden, daß in der ereignisweisen kinematischen Rekonstruktion, wie sie in [berm] durchgeführt werden soll, andere Korrekturfaktoren auftreten werden. Es wird zwar die Impulsakzeptanz des Spektrometers automatisch berücksichtigt, doch werden die kinematischen Konstanten (s. Anhang A) [beck97] falsch rekonstruiert, da aufgrund von Energieverlusten durch Bremsstrahlung die Energie des Elektrons im Eingangskanal nicht der vom Beschleuniger gelieferten entspricht. Außerdem wird die Energie des Elektrons im Ausgangskanal durch Bremsstrahlungsverluste als zu klein angenommen.

### 8.2.3 Ergebnis für $G_{en}$ und Betrachtung systematischer Fehler

Um systematische Fehler zu minimieren werden zur  $G_{en}$ -Analyse die Zählraten zur Bestimmung der beiden parallelen sowie der senkrechten Asymmetrien zusammengefaßt:

$$A_{\parallel}^{exp} = -(18.85 \pm 0.84)\% \quad A_{\perp}^{exp} = (3.48 \pm 0.74)\%$$

Für die Berechnung von  $G_{en}$  nach Gln. 3.8 ist das experimentelle Asymmetrieverhältnis  $A_{\perp}/A_{\parallel}$  mit dem Polarisationsverhältnis  $P_{\parallel}/P_{\perp}$  zu multiplizieren. Benutzt man dazu die Targetpolarisation, so erhält man  $P_{\parallel}/P_{\perp} = 1.00 \pm 0.023$ . Dazu wurden die Targetpolarisationen für jede Meßperiode ( $\approx 1/2$  h)

aus den Ergebnissen der NMR- und AFP-Messung berechnet, aus deren Genauigkeit sich der Fehler ergibt. Dann wurden die Targetpolarisationen getrennt nach paralleler und senkrechter Spinstellung zusammengefaßt, wobei jeweils die Meßzeit und der Elektronenstrom jeder Meßperiode berücksichtigt wurde. Der angegebene Fehler im Polarisationsverhältnis ist für die Berechnung von  $G_{en}$  generell etwas zu groß, da im Experiment versucht wurde, senkrechte und parallele Asymmetrie abwechselnd zu messen. Deshalb kompensieren sich Fehler in der Absolutmessung der Targetpolarisation oder in der Relaxationszeit stärker als angegeben. Das Ergebnis stimmt gut mit dem Verhältnis  $P_{\parallel}/P_{\perp} = 0.993 \pm 0.083$  überein, welches sich aus der elastischen Asymmetriemessung ergibt. Der Fehler enthält die statistische Genauigkeit sowie die Unsicherheiten in der theoretischen elastischen Asymmetrie (s. Kap. 7.1). Der gewichtete Mittelwert aus beiden unabhängigen Messungen beträgt  $P_{\parallel}/P_{\perp} = 1.00 \pm 0.02$ . Unter Berücksichtigung der Korrektur aus Kap. 8.2.2 und Verwendung des magnetischen Dipolformfaktors erhält man den elektrischen Formfaktor des Neutrons

$$G_{en} = 0.0505 \pm 0.0110 \quad .$$

Bei der angegebenen Genauigkeit von 21.7 % handelt es sich nur um den Fehler in der quasielastischen Asymmetrie aufgrund der Statistik. Fehler im Polarisationsverhältnis sowie in den Korrekturen an  $G_{en}$  aus Kap. 8.2.2, die zu einer Verschiebung des  $G_{en}$ -Wertes führen können, werden zu den systematischen Fehlern gezählt (s. Kap. 8.2.2). Ein weiterer systematischer Beitrag ergibt sich aus der Justagegenauigkeit des Winkels zwischen quasielastischem Impulsübertrag und Targetspinrichtung, die durch die Magnetfeldrichtung bestimmt ist. Über die Mischung der Asymmetrien  $A = A_{\perp} \sin\theta_S + A_{\parallel} \cos\theta_S$  erhält man für eine Justagegenauigkeit von  $0.2^\circ$  (s. Kap. 4.4) einen Fehler von 1.9 % in  $G_{en}$ .

Die Bildung des Asymmetrieverhältnisses hat den Vorteil, daß Beiträge, die beide Asymmetrien in gleicher Weise betreffen, sich herauskürzen. Dazu gehören z. B. die Verdünnung der Asymmetrie durch zufällige Koinzidenzen oder durch den Anteil der Protonen aus der Ladungskonversion im Blei (s. Kap. 6.5.2 u. 8.2.1). Zur Extraktion von  $G_{en}$  muß jedoch der magnetische Formfaktor bekannt sein. Nach der neusten sehr präzisen Messung (s. Kap. 2.2) [ankl] weicht der magnetische Formfaktor um  $1.037 \pm 0.012$  vom Dipolwert ab. Dies führt aufgrund der Proportionalität von  $G_{en}$  zu  $G_{mn}$  zu einem Anwachsen des elektrischen Formfaktors auf  $G_{en} = 0.052$ .

Eine Asymmetrie in der integrierten Ladung bezüglich der Elektronenhelizität konnte in diesem Experiment nicht untersucht werden, da diese Information im Datenstrom fehlte. In der darauffolgenden Messung zum N- $\Delta$ -Experiment [posp] wurde dieser Mangel behoben. In einer Meßzeit von 100 h betrug die mittlere Stromasymmetrie aus 96 Einzelmessungen  $A_S = (0.02 \pm 0.01) \%$  und kann daher vernachlässigt werden [merl].

Hier soll noch kurz der Einfluß der Elektronenspinneinstellung diskutiert werden, die nach Kap. 4.1 einen Winkel  $\beta = 12.4^\circ$  mit der Strahlachse einschließt. Dadurch wird nicht nur die longitudinale Komponente der Polarisation um den Faktor  $\cos\beta$  verringert, sondern es entsteht auch eine transversale Komponente  $\sin\beta$  im Ruhesystem des Spins. Durch die Transformation des Spins in das Laborsystem mit Hilfe der Lorentzmatrix wird die longitudinale Komponente um den relativistischen Faktor  $\gamma \approx 1700$  verstärkt, während die zur Impulsrichtung transversale Komponente keine Änderung erfährt (s. Anhang A). Deshalb ist der Einfluß auf das Asymmetrieverhältnis völlig vernachlässigbar.

Addiert man alle systematischen Fehler quadratisch auf, so erhält man 4.3 %. Werden der statistische und systematische Fehler als unabhängig voneinander betrachtet, so können beide Fehler zu einem relativen Gesamtfehler von 22.1 % quadratisch addiert werden.

## 8.2.4 Diskussion des Ergebnisses

Abb. 8.2 zeigt die hier vorgestellte Messung zusammen mit den (teilweise noch vorläufigen) Ergebnissen aus der A3-Kollaboration und der elastischen Streuung an Deuterium [plat90]. Letztere Messung hat zwar einen verhältnismäßig kleinen statistischen Fehler, doch ist die Extraktion des elektrischen Formfaktors aus den elastischen Formfaktoren von Deuterium abhängig vom verwendeten N-N-Potential. In Abb. 8.2 sind die dadurch bedingten systematischen Verschiebungen von bis zu 50 % durch Fits an die Datenpunkte dargestellt, die sich für vier verschiedene phänomenologische Potentiale ergeben. Dabei werden das Paris- und das RCS- (Reid-Soft-Core) Potential von den Autoren bevorzugt, da diese Potentiale etwa die richtige Steigung von  $G_{en}$  bei  $Q^2 = 0$  wiedergeben. Diese wurde von mehreren Gruppen aus dem quadratischen Ladungsradius des Neutrons mit Hilfe kohärenter Streuung von Neutronen an Atomen bestimmt und beträgt  $dG_{en}/dQ^2 = 0.485 \pm 0.013 \pm 0.017$  (GeV/c) $^{-2}$  [kop95].

In Abb. 8.2 fällt zunächst die gute Übereinstimmung der beiden  $G_{en}$ -Messungen bei  $Q^2 = 0.35$  (GeV/c) $^2$  via  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  auf, aber auch die Diskrepanz zum doppeltpolarisierten Experiment mit dem Deuteriumtarget (s. Kap. 2.1). Die Diskrepanz wird gemindert, wenn der Einfluß der FSI-Effekte nach einer Rechnung von W. Glöckle und G. Ziener berücksichtigt wird, die eine Korrektur um +23 % gegenüber einer reinen PWIA-Rechnung vorhersagt. Diese nicht vernachlässigbare Korrektur wurde aufgrund der Vorhersagen von Laget [lag91a] (s. Kap. 3.2) nicht erwartet. Zwar sollten nach Messungen am IUCF [miln96] MEC und FSI-Effekte keine Rolle spielen, doch ist  $G_{en}$  aufgrund der integralen Neutralität des Neutrons gegenüber  $G_{mn}$  und den

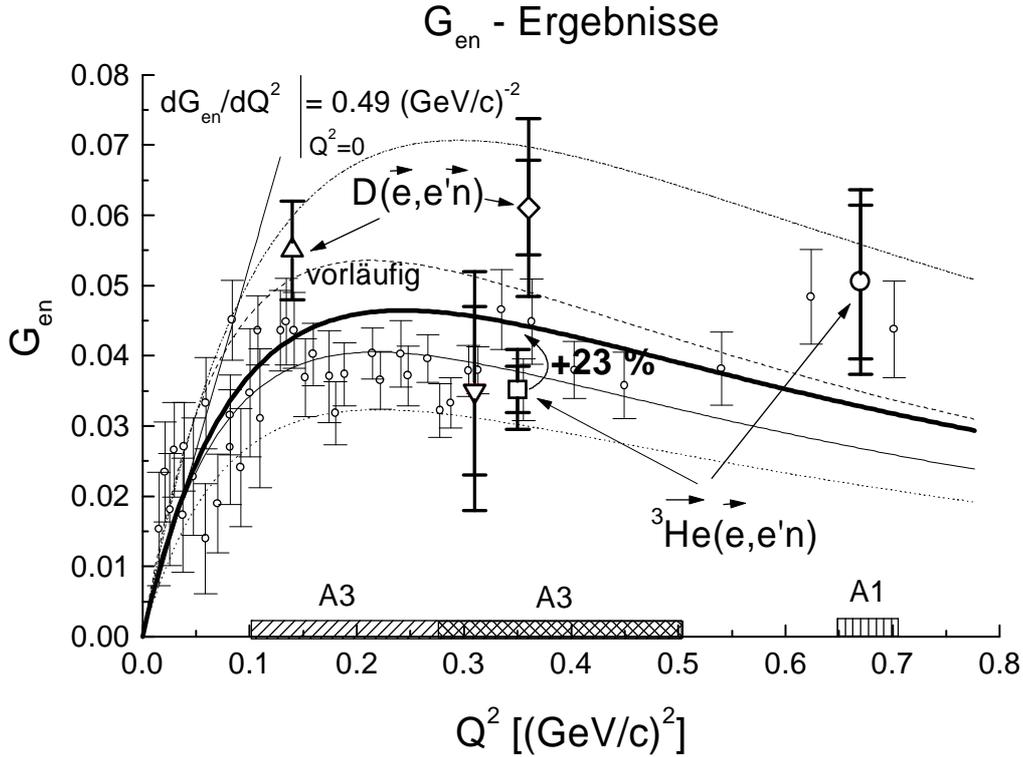


Abbildung 8.2: Vergleich des  $G_{en}$ -Ergebnisses dieser Arbeit ( $\circ$ ) mit den Resultaten aus der A3-Kollaboration und den Datenpunkten aus [plat90] unter Benutzung des Paris-Potentials (dünne durchgezogene Linie), die zu Beginn der A3-Messungen die genauesten waren. Die Linien sind Fits an die Daten für die Analyse mit verschiedenen N-N-Potentials: Nijmegen-Potential (Strichpunkte), Argonne V14-Potential (Striche) und Reid-Soft-Core Potential (Punkte). Die Kurve mit der stärkeren Linie ist ein Fit an die Datenpunkte nach der Neuanalyse unter Verwendung des Paris-Potentials [amgh98]. Ergebnisse sind den Arbeiten von M. Meyerhoff [meyer94] ( $\nabla$ ), J. Becker [beck97] ( $\square$ ), M. Ostrick [ostr98] ( $\diamond$ ), C. Herberg [herb] ( $\triangle$ ) entnommen. Statistische und systematische Fehler wurden, soweit vorhanden, addiert.

Formfaktoren des Protons sehr klein und daher empfindlich auf Beimischungen der Protonwellenfunktion durch Endzustandswechselwirkungen. So rührt der größte Beitrag in der Korrektur zu  $G_{en}$  von einem Term proportional zu  $G_{ep}G_{mn}$  her, dh. der Interferenz zwischen der elektrischen Protonstreuamplitude und der magnetischen Streuamplitude des Neutrons, die durch FSI-Effekte ermöglicht wird. [ziem]. Nicht berücksichtigt bei diesen Rechnungen sind Me-

sonaustauschströme sowie relativistische Effekte. Der Korrekturfaktor könnte also durchaus noch größer sein, zumal der Einfluß des Mediums auf den elektrischen Formfaktor bisher außer Acht gelassen wurde. Rechnungen von Meißner zufolge [meis89] wird dieser Effekt mit nochmals 20 % abgeschätzt (s. Kap. 3.4). Soll die Korrektur von Gloeckle auf das Ergebnis in [beck97] angewandt werden, muß beachtet werden, daß zur Extraktion von  $G_{en}$  nicht der magnetische Dipolformfaktor, der gut mit der Messung in [ankl] übereinstimmt, sondern der Mittelwert aus dem Weltdatensatz verwendet wurde. Dieser liegt 4.7 % höher als der Dipolwert und reduziert daher  $G_{en}$ . Außerdem enthält die Korrektur von +23 % schon die Verschiebung von  $G_{en}$  durch Berücksichtigung der „missing energy“-Verteilung. Deshalb muß die in [beck97] vorgenommene Korrektur an  $G_{en}$  aufgrund eines mittleren  $E_{mis}$  erst rückgängig gemacht werden. Dies führt insgesamt zu einem vorläufigen Resultat von  $G_{en} = 0.040$ . Innerhalb der Fehler ist dies immer noch konsistent mit den Daten von Platchkov, die mit Hilfe des Paris-Potentials analysiert wurden. Auffällig ist, daß das Ergebnis dieser Arbeit mit den Datenpunkten aus [plat90] gut übereinstimmt, die ab  $Q^2 = 0.55 \text{ (GeV/c)}^2$  ansteigen. Da in diesem Bereich nur wenige Datenpunkte existieren, beschreibt der Zweiparameterfit an die Daten diesen Anstieg nicht. Eine Neuanalyse der Platchkov-Daten unter Verwendung des Paris-Potentials [amgh98], welche die Beiträge der Austauschströme aufgrund der  $\Delta\Delta$ -Anregung im Deuteron berücksichtigt, zeigt jedoch, daß die letzten drei Meßpunkte durch diese Korrektur auf die Linie mit stärkerer Strichbreite in Abb. 8.2 abgesenkt werden. Die Datenpunkte davor bis zu einem  $Q^2 \approx 0.15 \text{ (GeV/c)}^2$  werden jedoch angehoben.

Innerhalb der A3-Kollaboration wurde in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n}) G_{en}$  nicht nur bei  $Q^2 = 0.35 \text{ (GeV/c)}^2$ , sondern auch bei  $Q^2 = 0.14 \text{ (GeV/c)}^2$  gemessen [herb] (s. Kap. 2.1). Nach kürzlich durchgeführten Rechnungen von H. Arenhövel muß dieser Punkt um etwa 50 % aufgrund von FSI-Effekten angehoben werden. Relativistische Korrekturen sowie der Einfluß aufgrund von MEC und Isobarenkonfigurationsströmen (IC) sind dagegen vernachlässigbar. Laut dieser Theorie bleibt die Messung bei höherem  $Q^2$  an Deuterium von Korrekturen unbeeinflusst, da die Bindung des Neutrons in Deuterium nicht so stark ist wie in  ${}^3\text{He}$ . Sieht man das  $G_{en}$ -Resultat zusammen mit diesen beiden Ergebnissen, so entsteht der Eindruck, daß diese drei Punkte auf einer Kurve liegen, die etwa die Form eines Zweiparameterfits nach [plat90] hat. Die Fehler der  $G_{en}$ -Werte sind aber noch zu groß, um eine solche Vorhersage zu treffen. Der statistische Fehler der  $G_{en}$ -Messung bei  $Q^2 = 0.67 \text{ (GeV/c)}^2$  wird in der Fortsetzung des Experimentes mit einer Meßzeit von 600 h verbessert werden [berm].

## Zusammenfassung

Obwohl der elektrische Formfaktor des Neutrons  $G_{en}$  eine wichtige Eingangsgröße zur Überprüfung von Kernmodellen darstellt, ist dieser in einem weiten  $Q^2$ -Bereich immer noch unzureichend bekannt. Dies liegt vor allem daran, daß kein freies Neutrontarget ausreichender Dichte vorhanden ist und daher auf komplexe Kerne wie D oder  ${}^3\text{He}$  zurückgegriffen werden muß. Hier aber stört der Beitrag des elektrischen Formfaktors des Protons, der aufgrund der integralen elektrischen Neutralität des Neutrons viel größer ist als  $G_{en}$ . Deshalb wurde in dieser Arbeit die exklusive quasielastische Streuung polarisierter Elektronen an polarisiertem  ${}^3\text{He}$  gewählt, in der durch die Interferenz von elektrischer und magnetischer Streuamplitude  $G_{en}$  verstärkt wird. Experimente und Rechnungen konnten die Eignung von  ${}^3\text{He}$  als polarisiertes Neutrontarget bestätigen.

Das Experiment wurde an der 3-Spektrometer-Anlage an MAMI durchgeführt. Durch den Nachweis der Elektronen in einem hochauflösenden Magnetspektrometer können die quasielastischen Ereignisse von inelastischen getrennt werden. Die Neutronen werden in einem vierlagigen segmentierten Szintillator nachgewiesen. Um den kleinen Wirkungsquerschnitt bei  $Q^2 = 0.67 \text{ (GeV/c)}^2$  sowie den reduzierten Raumwinkel des Spektrometers zu kompensieren, wurde ein Hochdrucktarget mit 6 bar  ${}^3\text{He}$  verwendet, welches mit einem 2-stufigen Titankolbenkompressor aufpolarisiert ( $P \approx 50 \%$ ) und dann in einem tragbaren Magnetfeld zur Experimentierhalle gebracht wurde. Dort befindet sich ein gegen die magnetischen Streufelder der Spektrometer abgeschirmtes Führungsfeld, welches die Einstellung einer beliebigen Magnetfeldrichtung erlaubt. Die Abnahme der Polarisation ( $T_1 \approx 30 \text{ h}$ ) wird mit der NMR- und AFP-Methode verfolgt. Unabhängig davon wird das Produkt aus Elektron- und Targetpolarisation  $P_e P_T$  mit Hilfe der elastischen Elektronstreuung an  ${}^3\text{He}$  gemessen. Danach betrug  $P_e = (74.5 \pm 2.5) \%$  bei Strömen bis zu  $10 \mu\text{A}$ . Aus einer integralen Analyse der quasielastischen Streuung ergibt sich aus dem Verhältnis der Asymmetrien für Targetspin senkrecht und parallel zum Impulsübertrag  $G_{en} = 0.050$  mit einem statistischen Fehler von  $22 \%$  und einem systematischen von  $4 \%$ . Dabei wurde der Dipolwert des magnetischen Formfaktors  $G_{mn}$  verwendet. Korrekturen an  $G_{en}$  aufgrund von Bremsstrahlung, „missing energy“ und der Impulsakzeptanz des Spektrometers wurden mit einer Monte-Carlo Simulation vorgenommen, die auch die Energiespektren des Elektrons gut reproduzierte. Nach der neusten Messung von  $G_{mn}$  [ankl] ergibt sich jedoch ein  $3.7 \%$  höherer Wert für  $G_{en}$ . Der in dieser Arbeit extrahierte Wert ist gut verträglich mit Experimenten an MAMI bei  $Q^2 = 0.14$  und  $0.36 \text{ (GeV/c)}^2$ , die die Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})$  benutzten [herb] [ostr98]. Das Experiment bei  $Q^2 = 0.35 \text{ (GeV/c)}^2$ , welches die gleiche Methode wie in dieser Arbeit verwendete [beck97], wird nach theoretischen Rechnungen dagegen durch FSI-Effekte stark beeinflusst [gloe].



# Anhang A

## Herleitung der Asymmetrieformel

Hier soll ein Ausdruck für die Asymmetrie in der quasielastischen Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Neutronen gefunden werden. Dazu werden der Lepton- und Hadrontensor  $L^{\mu\nu}$  bzw.  $W^{\mu\nu}$  aus [blan84] verwendet, die die Fermiimpulsverteilung  $p_F$  des Neutrons im  ${}^3He$ -Kern berücksichtigen (s. Kap. 3.2). Die beiden Tensoren können in einen polarisierten und unpolarisierten Anteil zerlegt werden:

$$L^{\mu\nu} = L_{unpol}^{\mu\nu} + L_{pol}^{\mu\nu} \quad (\text{A.1})$$

$$W^{\mu\nu} = W_{unpol}^{\mu\nu} + W_{pol}^{\mu\nu} \quad (\text{A.2})$$

Unter Verwendung der Bezeichnungen in Abb. 3.1 lauten die Tensoren in lorentzinvarianter Form [blan84] explizit:

$$L_{unpol}^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2}\right) \frac{Q^2}{4m^2} + \left(k^\mu - \frac{1}{2}q^\mu\right) \left(k^\nu - \frac{1}{2}q^\nu\right) \frac{1}{m^2} \quad (\text{A.3})$$

$$L_{pol}^{\mu\nu} = i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \frac{q_\rho S_\sigma}{2m} \quad (\text{A.4})$$

$$W_{unpol}^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2}\right) W_1 + \left(P^\mu + \frac{Pq}{Q^2}q^\mu\right) \left(P^\nu + \frac{Pq}{Q^2}q^\nu\right) \frac{W_2}{M^2} \quad (\text{A.5})$$

$$W_{pol}^{\mu\nu} = i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho \left(S_\sigma \frac{G_1}{M} + ((Pq)S_\sigma - (Sq)P_\sigma) \frac{G_2}{M^2}\right) \quad (\text{A.6})$$

Dabei bezeichnet  $g^{\mu\nu}$  den metrischen Tensor in der Minkowski-Norm.  $W_1$ ,  $W_2$  bzw.  $G_1$ ,  $G_2$  sind die Strukturfunktionen im unpolarisierten bzw. polarisierten Fall und hängen mit dem elektrischen und magnetischen Formfaktor über

$$W_1 = \tau G_m^2 \quad (\text{A.7})$$

$$W_2 = \frac{G_e^2 + \tau G_m^2}{1 + \tau} \quad (\text{A.8})$$

$$G_1 = \frac{G_m G_e + G_m \tau}{2(1 + \tau)} \quad (\text{A.9})$$

$$G_2 = \frac{G_m G_m - G_e}{4(1 + \tau)} \quad (\text{A.10})$$

zusammen. Dabei ist  $\tau$  definiert als  $Q^2/(4M^2)$ . Der Vierervektor  $P$  beschreibt das Neutron im  ${}^3\text{He}$ -Kern mit Fermiimpuls  $p_F$  und Energie  $E_F$ . Da sich das Neutron nicht auf der Massenschale befindet, aber die Energieerhaltung am Vertex  ${}^3\text{He}$ -Restkern-Neutron (s. Abb. 3.1) gewährleisten soll, wurde die Energie über  $E_F = M_{3\text{He}} - \sqrt{M_{pp}^2 + |\vec{p}_F|^2}$  berechnet. Die Bindungsenergie wurde hier nicht berücksichtigt, da sich anhand der Simulation des Elektronenspektrums gezeigt hat, daß die Bindungsenergie hauptsächlich vom Elektronarm aufgebracht werden muß. Abweichungen von obiger Energieberechnung durch Einführen der Bindungsenergie oder über  $E_F = \sqrt{M^2 + |\vec{p}_F|^2}$  ergeben für das in der Arbeit vorgestellte Experiment Änderungen im Asymmetrieverhältnis von  $\approx 1\%$ . Der Elektron- und Targetspin werden durch  $s$  bzw.  $S$  beschrieben. Der Spin selbst ist als Vektor  $\vec{S}_R$  nur im Ruhesystem definiert:

$$S_R^\mu = (0, \vec{S}_R) = (0, \sin\alpha, 0, \cos\alpha) \quad (\text{A.11})$$

mit der Normierung  $S_R^\mu S_{R\mu} = -1$  bzw.  $|\vec{S}_R| = 1$ , wobei  $\alpha$  den Winkel zwischen Impulsrichtung und Spin beschreibt. Alle Formeln werden aber im Laborsystem ausgewertet. Deshalb muß der Spin in Gln. A.11 mit Hilfe der Lorentzmatrix in das Laborsystem transformiert werden, in der sich das betreffende Teilchen mit Impuls  $p$  bewegt. Im Falle des Elektrons kann dabei die hochrelativistische Näherung verwendet werden, in der  $\beta = 1$  und  $|\vec{p}| = E$  gesetzt wird. Damit erhält man für den Spin

$$S^\mu = (\gamma \cos\alpha, \sin\alpha, 0, \gamma \cos\alpha) \quad (\text{A.12})$$

Hier sieht man deutlich, daß die Longitudinalkomponente des Spins mit dem Faktor  $\gamma = E/m \approx 1700$  gewichtet wird; die Transversalkomponente dagegen nicht. Deswegen führt eine Abweichung des Spins von der longitudinalen Ausrichtung ( $\alpha \neq 0^\circ$ ) im Ruhesystem nur zu einer vernachlässigbaren Änderung des Asymmetrieverhältnisses  $A_\perp/A_\parallel$ .

Die Asymmetrie wird aus dem Lepton- und Hadrontensor wie folgt berechnet:

$$A = \frac{(L^{\mu\nu} W_{\mu\nu})_{pol}}{(L^{\mu\nu} W_{\mu\nu})_{unpol}} = \frac{\Lambda}{\Sigma} \quad (\text{A.13})$$

Unter Ausnutzung einfacher kinematischer Beziehungen erhält man folgenden Ausdruck für den unpolarisierten Anteil

$$\Sigma = \frac{1}{2} Q^2 \frac{W_1}{m^2} + \left\{ (kP - \frac{Q^2}{4})^2 - (M^2 + \frac{Q^2}{4}) \frac{Q^2}{4} \right\} \frac{W_2}{m^2 M^2} \quad (\text{A.14})$$

mit  $Q^2 > 0$ . Zur Herleitung des Zählers der Asymmetrie ist es sinnvoll, folgende Beziehung für den total antisymmetrischen Tensor zu verwenden:

$$\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = 2(g_\rho^\alpha g_\sigma^\beta - g_\rho^\beta g_\sigma^\alpha) \quad (\text{A.15})$$

Der polarisierte Anteil  $\Lambda$  läßt sich schreiben als

$$\Lambda = A \left( \frac{G_1}{mM} + \frac{G_2}{mM^3}(Pq) \right) - B \frac{G_2}{mM^3}(Sq) \quad (\text{A.16})$$

Dabei sind A und B die lorentzinvarianten Größen

$$A = (qs)(qS) - q^2(sS) \quad (\text{A.17})$$

$$B = (qs)(qP) - q^2(sP) \quad (\text{A.18})$$

Diese Formel wurde von Kollaborationsmitgliedern bestätigt (P. Grabmayr, W. Heil, J. Becker) und kann auch mit Hilfe der Gln. A.7 bis A.10 in die Form der Gln. 3.6 gebracht werden (s. [beck97]). Für verschwindenden Fermimpuls reduziert sich die Formel auf die schon in [meyer94] benutzte, die üblicherweise wie in Gln. 3.6 angegeben wird. Die kinematischen Konstanten a, b, c, d lassen sich in Abhängigkeit des Elektronstreuwinkels  $\theta$  schreiben als

$$a = 2\sqrt{\tau(1+\tau)}\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A.19})$$

$$b = 2\tau\sqrt{1+\tau+(1+\tau)^2\tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A.20})$$

$$c = 1 \quad (\text{A.21})$$

$$d = \tau + 2\tau(1+\tau)\tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A.22})$$

## Anhang B

# Zwei- und Dreikörperaufbruch des ${}^3\text{He}$

Bei der quasielastischen Streuung an Protonen in  ${}^3\text{He}$  kann es zum Zwei- oder Dreikörperaufbruch des  ${}^3\text{He}$  kommen. Im Falle des Zweikörperaufbruchs liegt der Restkern als Deuterium vor; im Dreikörperaufbruch als ungebundener (np)-Zustand. Befindet sich der  ${}^3\text{He}$ -Kern im S-Zustand ( $L=0$ ,  $S=1/2$ ), liegt das Verhältnis von Zwei- und Dreikörperaufbruch aufgrund der Spin-Spin-Kopplung der Nukleonen im Restkern fest. Dies soll im folgenden näher erläutert werden.

O.B.d.A. wird angenommen, daß sich der Kernspin des  ${}^3\text{He}$  im  $m_S=+1/2$ -Zustand befindet und der Fermiimpuls der Nukleonen im  ${}^3\text{He}$ -Kern verschwindet. Da nach Voraussetzung ein reiner S-Zustand vorliegt, hat auch das im  ${}^3\text{He}$  gebundene Neutron die Spinquantenzahlen  $S^n=1/2$ ,  $m_S^n=+1/2$ . Aufgrund des Pauli'schen Ausschließungsprinzips müssen sich die beiden Protonen in verschiedenen Spinzuständen befinden, d.h.  $m_S^p = \pm 1/2$ . Mit der Notation  $|m_S^n, m_S^p, m_S^p\rangle$  lautet die Spinwellenfunktion des  ${}^3\text{He}$

$$|\chi^{{}^3\text{He}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left| +\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \left| +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle \right] \quad (\text{B.1})$$

Befindet sich das herausgeschlagene Proton im  $m_S=+1/2$ -Zustand, so können das Proton und Neutron im Restkern ( $m_S=0$ ) zu jeweils 50 % Wahrscheinlichkeit zu einem Deuterium ( $S=1, m_S=0$ ) oder zum ungebundenen (np)-Zustand ( $S=0, m_S=0$ ) koppeln. Dies ist auch in Abb. B.1 illustriert. Wird am Proton mit Spinprojektion  $m_S=-1/2$  gestreut, ist nur der Zweikörperaufbruch ( $S=1, m_S=1$ ) erlaubt. Dies ist auch aus einer Zerlegung der Spinwellenfunktion (Gln. B.1) in einen 1-Teilchen und 2-Teilchen-Subzustand mit Hilfe der

${}^3\text{He}$  im S-Zustand ( $L=0, S=1/2, m_S=1/2$ )

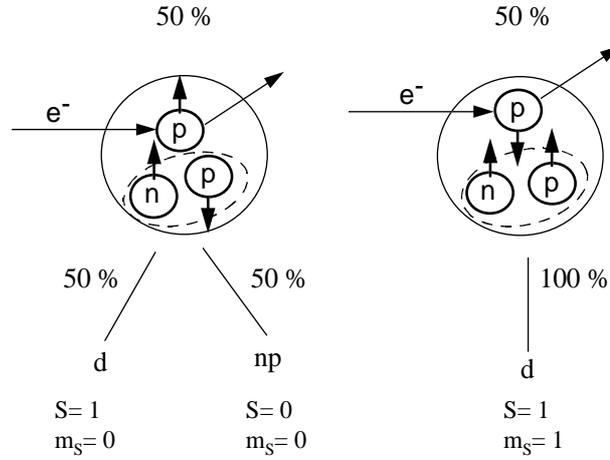


Abbildung B.1: Illustration zum Verhältnis zwischen Zwei- und Dreikörperaufbruch.

Clebsch-Gordan-Koeffizienten ersichtlich:

$$|\chi^{{}^3\text{He}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( |11\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |10\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} |00\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \right] \quad (\text{B.2})$$

Der Term in Klammern repräsentiert den Zweikörperaufbruch. Insgesamt erhält man also eine Wahrscheinlichkeit von 75 % für den Zweikörperaufbruch, wenn der  ${}^3\text{He}$ -Kern in einem reinen S-Zustand vorliegt. In Abb. B.2 [lee96] sind die relativen Beiträge von Zwei- und Dreikörperaufbruch in Abhängigkeit des Fermiimpuls gezeigt. Dazu wurde die Spektralfunktion von Schulze und Sauer [schul93] benutzt, die mit dem Paris-Potential berechnet wurde. Integriert man über die Zwei- und Dreikörperaufbruchsverteilung bis zu einem Fermiimpuls von 190 MeV/c, so erhält man 74 % Wahrscheinlichkeit für einen Zweikörperaufbruch. Das Verhältnis ändert sich also bei Berücksichtigung einer mehr realistischen Wellenfunktion von  ${}^3\text{He}$  nur wenig.

Aus Gln. B.2 folgt auch, daß die Polarisation des Protons bei Fermiimpuls null und im S-Zustand -25 % im Zweikörperaufbruch, +25 % im Dreikörperaufbruch beträgt. Abweichungen ergeben sich bei Berücksichtigung der vollen Grundzustandswellenfunktion von  ${}^3\text{He}$  (s. Abb. 3.4).

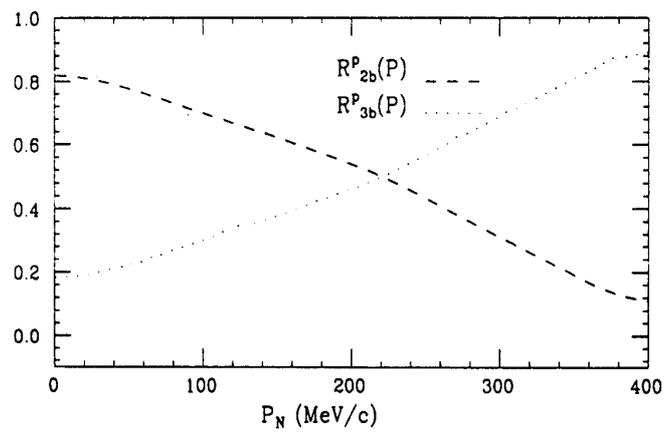


Abbildung B.2: Relativer Beitrag von Zwei- und Dreikörperaufbruch in Abhängigkeit des Fermiimpulses. Abbildung aus [lee96].

# Anhang C

## Korrektur zur Bestimmung der absoluten Polarisation via AFP

Zur Berechnung der Polarisation aus dem Magnetfeld  $B_{Zelle}$  der polarisierten Kernspins in der Targetzelle wird Gln. 4.8 verwendet, welche allerdings nur für eine kugelförmige Verteilung der Magnetisierung gilt. Da die Form der Targetzelle durch die zylinderförmigen Seitenteile von der Kugelform abweicht, soll im folgenden die dadurch hervorgerufene Korrektur an Gln. 4.8 berechnet werden.

Allgemein berechnet man das Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{x})$  einer beliebig verteilten Magnetisierung  $\vec{M}(\vec{x})$  in einem Volumen  $V$  mit Oberfläche  $S$  über das magnetische Potential [jack93]

$$\Phi_M(\vec{x}) = - \int_V \frac{\vec{\nabla}' \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3 x' + \oint_S \frac{\vec{n}' \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} dA' \quad , \quad (C.1)$$

wobei  $\vec{n}$  den Normalenvektor auf der Oberfläche  $S$  darstellt. Da die Magnetisierung aufgrund der Richtung des Führungsfeldes nur eine  $z$ -Komponente besitzt, tragen nur die Stirnseiten des Zylinders zum Oberflächenintegral bei. Ist der Betrag der Magnetisierung  $M_o$  außerdem im Volumen  $V$  konstant wie es für die polarisierte Targetzelle der Fall ist, so verschwindet das Volumenintegral.

Zur Berechnung des magnetischen Potentials der Targetzelle bietet es sich an, die Targetzelle in zwei äußere Zylinder und eine Kugel zu zerlegen. In Abb. C.1 sind die dazu im folgenden verwendeten Bezeichnungen gezeigt. Da hier nur der Beitrag der beiden zylinderförmigen Behälter zum Magnetfeld bestimmt werden soll, werden Zylinderkoordinaten  $(r, \phi, z)$  eingeführt. Aufgrund der Rotationssymmetrie in  $\phi$ , wird der Sensorpunkt der Sonde auf die Koordinaten

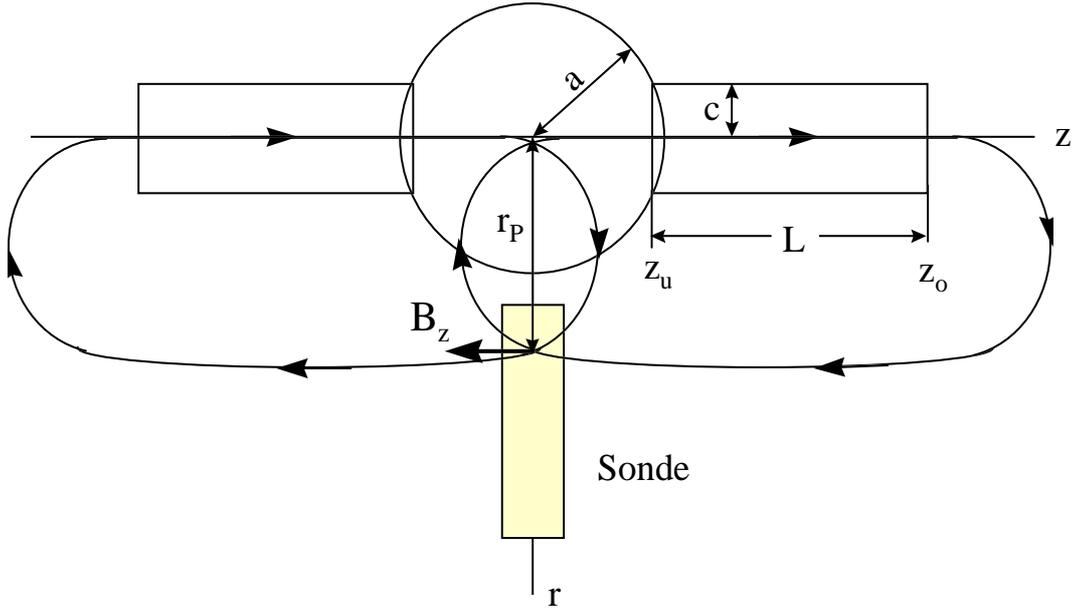


Abbildung C.1: Erklärung der im Text benutzten Bezeichnungen zur Berechnung des Magnetfeldbeitrages sowie Andeutung der Feldlinien der beiden magnetisierten Zylinder.

$\vec{x}_P = (r_P, 0, z_P)$  gelegt. Ebenfalls aus Symmetriegründen genügt es, nur einen der Zylinder zu betrachten, da beide Zylinder identisch sind und damit dasselbe Ergebnis liefern. Der Abstand zwischen einem Punkt  $\vec{x}'$  im Volumen und dem Sensorpunkt läßt sich schreiben als

$$|\vec{x} - \vec{x}'| = \sqrt{|\vec{x}|^2 + |\vec{x}'|^2 - 2\vec{x}\vec{x}'} \quad (\text{C.2})$$

$$= \sqrt{(z - z_P)^2 + r_P^2 + r^2 - 2r_P r \cos\phi} \quad (\text{C.3})$$

Aus der Ableitung des magnetischen Potentials erhält man die z-Komponente des Magnetfeldes

$$B_z(\vec{x}_P) = -\frac{\partial}{\partial z_P} \Phi(\vec{x}_P) \quad (\text{C.4})$$

$$= -(M_o \int_0^{2\pi} \int_0^c \frac{(z_o - z_P)}{((z_o - z_P)^2 + r_P^2 + r^2 - 2r_P r \cos\phi)^{3/2}} r dr d\phi) \quad (\text{C.5})$$

$$-(z_o \iff z_u) \quad . \quad (\text{C.6})$$

Dabei bezeichnet  $z_o$  und  $z_u$  die z-Position der oberen und unteren Stirnseite des Zylinders (s. Abb. C.1). Der Pfeil am Ende der Gleichung bedeutet,

daß das Integral nochmals mit  $z_u$  gegen  $z_o$  ersetzt berechnet werden muß. Wie aus Abb. C.1 ersichtlich heben sich die r-Komponenten der Magnetfelder aus beiden Zylindern in der Superposition am Sensorpunkt auf. Das Integral in Gln. C.5 gehört zu der Kategorie der binomischen Integrale, die nur unter bestimmten Bedingungen geschlossen integrierbar sind, die hier nicht erfüllt sind [bron]. Deshalb wurde das Integral numerisch mit Hilfe eines für diesen Zweck geschriebenen C-Programms gelöst. Werden die folgenden Zellenabmessungen verwendet

$$a = 44mm \quad (C.7)$$

$$L = 45mm \quad (C.8)$$

$$c = 12.5mm \quad (C.9)$$

$$r_P = 63.93mm \quad (C.10)$$

$$z_P = 0 \quad , \quad (C.11)$$

so erhält man am Sensorpunkt einen Beitrag zum Magnetfeld durch die beiden Zylinder von 1.77 % bezogen auf den Beitrag der magnetisierten Kugel.



# Literaturverzeichnis

- [amgh98] A. Amghar, N. Aissat, B. Desplanques, The European Physical Journal A 1(1998) 85
- [amr94] A. Amroun et al., Nucl. Phys. A 38(1994) 596
- [ankl] H. Anklin et al., eingereicht bei Phys. Lett. B
- [ankl94] H. Anklin et al., Phys. Lett. B 336(1994) 313
- [ash57a] A. Ashmore et al., Proc. Phys. Soc. A 71(1957) 552
- [ash57b] A. Ashmore et al., Proc. Phys. Soc. A 70(1957) 745
- [aule] private Mitteilung von K. Aulenbacher
- [aule97] K. Aulenbacher et al., Nucl. Instr. & Meth. A 391(1997) 498
- [bark] Dr. Bark von der Firma VAC, private Mitteilung
- [barn96] R.M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54(1996) 1
- [bar73] W. Bartel et al., Nucl. Phys. B 58(1973) 429
- [bart] P. Bartsch, laufende Doktorarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz
- [beck97] J. Becker, Doktorarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1997
- [beck97a] J. Becker et al., Physica B 234-236(1997) 1078
- [beck96] J. Becker et al., J. Neutron Research 5(1996) 1
- [beck94] J. Becker et al., Nucl. Instr. & Meth. A 346(1994) 45
- [berg67] J.C. Bergstrom, Medium Energy Nuclear Physics with Electron Linear Accelerators, Proc. of the MIT 1967 Summer Study, eds. W. Bertozzi and S. Kowalski, S. 251
- [berm] J. Bermuth, laufende Doktorarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz

- [beu97] K. Beuchel, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1997
- [blan84] B. Blankleider und R. M. Woloshyn, Phys. Rev. C 29(1984) 538
- [blo46] F. Bloch, Phys. Rev. 70(1946) 460
- [blom98] K.I. Blomqvist et al., Nucl. Instr. & Meth. A 403(1998) 263
- [blom96] K. I. Blomqvist et al., Phys. Rev. Lett. 77(1996) 2396
- [boni88] K.D. Bonin et al., Phys. Rev. A 37(1988) 3270
- [bron] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, 24. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun, 1989
- [brui95] E.W. Bruins et al., Phys. Rev. Lett. 75(1995) 21
- [bul98] H.J. Bulten et al., Nucl. Instr. & Meth. A 402(1998) 268
- [cate98] G.D Cates, Proc. of Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana-Champaign (Illinois/USA), ed. R. Holt, M. Miller, AIP-Band 421, 1998
- [chun91] P.L. Chung, F. Coester, Phys. Rev. D 44(1991), 229
- [chup92] T.E. Chupp et al., Phys. Rev. C 45(1992) 915
- [colg63] F.D. Colgrove, L.D. Schearer, G.K. Walters, Phys. Rev. 132(1963) 2561
- [day93] CEBAF-Proposal E-93-026, 1993, Kontaktperson: D.Day
- [den97] A. Deninger, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1997
- [dres96] P. Drescher et al., Appl. Phys. A 63(1996) 203
- [ebe95] M. Ebert, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1995
- [ewa96] I. Ewald, Diplomarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz, 1996
- [fin93] R.W. Finlay et al., Phys. Rev. C 47(1993) 237
- [flori] R. Florizone, laufende Doktorarbeit am MIT, Cambridge, USA  
private Mitteilung
- [fria90] J.L. Friar et al., Phys. Rev. C 42(1990) 2310
- [fried95] J. Friedrich, Diplomarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz, 1995
- [gao94] H. Gao et al., Phys. Rev. C 50(1994) R546

- [gari84] M.F. Gari, W. Krümpelmann, Phys. Lett. B 141(1984), 295
- [gloe] W. Glöckle, private Mitteilung
- [gol95] J. Golak et al., Phys. Rev. C 51(1995) 1638
- [hamD] Datenblatt der Firma Hamilton Precision Metals, Inc., USA
- [hart96] P. Hartmann et al., Nucl. Instr. & Meth. A 379(1996) 15
- [hass75] W.V. Hassenzahl, W.H. Gray, Cryogenics (1975) 627
- [heil] W. Heil, private Mitteilung
- [heil95] W. Heil et al., Phys. Lett. A 201(1995) 337
- [herb] C. Herberg, laufende Doktorarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz
- [hoeh76] G. Höhler et al., Nucl. Phys. B 114(1976), 505
- [hoff96] J. Hoffmann et al., Nucl. Instr. & Meth. A 383(1996) 624
- [hone95] A. Honegger, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Basel, 1995
- [jack93] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, 2. Aufl., De Gruyter, Berlin, 1983
- [jans87] E. Jans et al., Nucl. Phys. A 475(1987) 687
- [kop95] S. Kopecky, P. Riehs, Phys. Rev. Lett. 74(1995) 2427
- [kors94] CEBAF-Proposal E94-021, 1994, Kontaktpersonen: W. Korsch, R. McKeown, Z.-E. Meziani
- [cec97] R.A. Cecil, B.D. Anderson, R. Madey, Nucl. Instr. Meth. 161(1997) 439
- [lag91a] J.M. Laget, Phys. Lett. B 273(1991) 367
- [lag91b] J.M. Laget, in: Modern topics in electron scattering, eds. B. Frois and I. Sick (World Scientific, Singapore, 1991), S. 290
- [lag92] J.M. Laget, Phys. Lett. B 276(1992) 398
- [lee96] K. Lee, Doktorarbeit am Massachusetts Institute of Technology, USA, 1996
- [lies] A. Liesenfeld, laufende Doktorarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz

- [lun93] A. Lung et al., Phys. Rev. Lett. 70(1993) 718
- [lyn91] G.R. Lynch, O.I. Dahl, Nucl. Instr. & Meth. B 58(1991) 6
- [maf] MAFIA Programmcode, ©Prof. Dr.-Ing. T. Weiland, Ohlystraße 69,  
D-64285 Darmstadt, Germany
- [mad93] CEBAF-Proposal E-93-038, 1993, Kontaktperson: R.Madey
- [mage67] A. Mager, Zeit. angew. Phys. 23(1967) 381  
W.G. Wadey, Rev. Sci. Instr. 27(1956) 910  
W. Esmarch, Annalen d. Physik 39(1912) 1540
- [mark93] P. Markowitz et al., Phys. Rev. C 48(1993) R5
- [meis89] U.-G. Meißner, Phys, Rev, Lett. 62(1989) 1013
- [merlP] private Mitteilung von P. Merle
- [merl] P. Merle, laufende Doktorarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz
- [meyer94] M. Meyerhoff, Doktorarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1994
- [mill95] M.A. Miller et al., Phys. Rev. Lett. 74(1995) 502
- [miln88] R.G. Milner, T.W. Donnelly, Phys. Rev. C 37(1988) 870
- [miln94] R.G. Milner, Spin 94 conference, Bloomington (Indiana/USA), Sept.  
1994.
- [miln96] R.G. Milner et al., Phys. Lett. B 379(1996) 67
- [mo69] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41(1969) 205
- [newb93] N.R. Newbury et al., Phys. Rev. A 48(1993) 4411
- [num92] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, Numerical Recipes in C, 2. Auflage, Cambridge University Press, 1992
- [ostr98] M. Ostrick, Doktorarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz, 1998
- [plat90] S. Platchkov et al., Nucl. Phys. A 510(1990) 740
- [posp] Th. Pospischil, laufende Doktorarbeit am Inst. für Kernphysik, Uni Mainz
- [pow57] J.G. Powles, Research Notes (1957) 497
- [prop90] MAMI-Proposal A1/3-90, Kontaktperson J. Jourdan

- [prop93] MAMI-Proposal A1/3-93, Kontaktperson H. Schmieden
- [prop95] MAMI-Proposal A1/4-95, Kontaktperson W. Heil
- [roh94] D. Rohe, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1994
- [roh98] D. Rohe et al., Proc. of Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana-Champaign (Illinois/USA), ed. R. Holt, M. Miller, AIP-Band 421, 1998
- [schea65] L.D. Scheerer, G.K. Walters, Phys. Rev. A 139(1965) 1398
- [schul93] R.W. Schulze und P.U. Sauer, Phys. Rev. C 48(1993) 38
- [stef93] K.-H. Steffens et al., Nucl. Instr. & Meth. A 325(1993) 378
- [surk91] R. Surkau, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1991
- [surk95] R. Surkau, Doktorarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1995
- [surk97] R. Surkau, Nucl. Instr. & Meth. A 384(1997) 444
- [true95] Ph. Trueb, Doktorarbeit am Inst. für Physik, Uni Basel, 1995
- [tsai74] Y.-S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46(1994) 815
- [vac] R. Boll (Bearb.), Weichmagnetische Werkstoffe, VAC Vakuumschmelze, 1990  
Magnetische Abschirmungen, Firmenschrift FS-M9 der VAC Vakuumschmelze, 1988
- [vak81] Vakuumtechnik, 30. Jahrgang, Heft 5(1981) 146
- [warr] private Mitteilung von G. Warren
- [wats54] K.M. Watson, Phys. Rev. 95(1954) 278
- [wilm95] E. Wilms, Diplomarbeit am Inst. für Physik, Uni Mainz, 1995
- [wilm97] E. Wilms et al., Nucl. Instr. & Meth. A 401(1997) 491
- [ziem] G. Ziemer, Doktorarbeit an der Ruhr-Uni, Bochum, 1998



# Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei der Vielzahl der Leute bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Insbesondere sind zu nennen

- Prof. Dr. E.W. Otten für die Überlassung des Themas, welches mir nicht nur Arbeit, sondern auch Freude bereitete. Besonders dankbar bin ich, daß er mir Entscheidungsfreiräume ließ, so daß ich das Gefühl habe, das Experiment selbständig durchgeführt zu haben.
- Priv.-Doz. Dr. W. Heil, der mir in der ersten Hälfte meiner Doktorarbeit zur Seite stand und mir das Wissen mitgab, mit dem ich auch die zweite Hälfte überstehen konnte.
- die  $^3\text{He}$ -Crew (insbesondere Anselm Deninger, Michael Ebert, Tino Großmann, Reinhard Surkau), die im Hintergrund bereitstanden und ohne die die Durchführung des Experimentes undenkbar gewesen wäre. Hier sei nur die Aufpolarisation sämtlicher Targetzellen während der Strahlzeit, aber auch der Testzellen zur Erprobung des Targetaufbaus erwähnt.
- J. Bermuth für die Unterstützung beim Aufbau und bei der Durchführung des Experimentes
- J. Becker für viele kernphysikalische Gespräche
- die A1-Kollaboration für ihre Unterstützung, besonders J. Friedrich, P. Merle, Th. Pospischil für die Hilfe bei der Klärung verschiedener Fragen und ihr Interesse am Experiment.
- die B2-Kollaboration und die MAMI-Bereitschaft für die Bereitstellung des polarisierten Elektronenstrahls, besonders Herrn Kaiser für die nachträgliche Energieeichung.
- die Kollaborationsmitglieder aus Basel (besonders J. Jourdan, M. Hauger, G. Warren) für die Bereitstellung eines funktionierenden Neutronendetektors sowie für die Unterstützung bei der Auswertung.
- die Werkstätten der Physik und Kernphysik für ihre hervorragende Arbeit, besonders unseren Glasbläser Herr Zangi, der sich bei der Herstellung der Targetzellen oft die Finger verbrannte. Herr Wolfgang Stampf danke ich für die viele Zeit, die er darauf verwandte, meine vielen kleinen und großen mechanischen Wünsche zu realisieren bzw. zu Papier zu bringen.
- meine Eltern, die sich Freud und Leid anhören mußten und die mich auf vielerlei Art und Weise unterstützten.

## Lebenslauf:

Name: Daniela Candida Rohe  
Geburtsdatum/-ort: 12.8.1968 in Koblenz  
Konfession: evangelisch  
Familienstand: ledig  
Eltern: Heinz Rohe, geb. 1922  
ehemaliger Lithograph (selbständig)  
Waltraud Rohe, geb. 1929  
früher Behördenangestellte  
Geschwister: eine Schwester, geb. 1950  
Studium der Öko-Trophologie, berufstätig

Ausbildung:  
1975 - 1979 Grundschule Rohrerhof in Koblenz  
1979 - 1988 Görres-Gymnasium in Koblenz  
21.6.1988 Abitur  
1.10.1988 Immatrikulation  
an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz in den  
Studiengang Physik (Diplom)  
26.4.1990 Vordiplom  
27.11.1990 Aufnahme in die Studienstiftung des Deutschen Volkes  
Okt./Nov. 1992 Ablegung der 4 mündlichen Diplomprüfungen  
Jan. 1993 Beginn einer experimentellen Diplomarbeit („Optimie-  
rung des optischen Pumpprozesses von  $^3\text{He}$  und Kon-  
trolle der Kernpolarisation“) unter der Leitung von Prof.  
Dr. E.W. Otten  
28.1.1994 Abgabe der Diplomarbeit in schriftlicher Form  
28.2.1994 Abschlußzeugnis als Dipl.-Physiker  
Mai 1994 Beginn einer Doktorarbeit („Messung des elektrischen  
Formfaktors des Neutrons  $G_{\text{en}}$  an  $^3\text{He}$  mit dem A1-  
Elektronenspektrometer“) in der Arbeitsgruppe von Prof.  
Dr. E.W. Otten an der Universität Mainz  
26.9.1997 Teilhaber an zwei Patenten:  
• Transporteinrichtung für kernspinpolarisierte Gase,  
insbesondere Edelgase, wie das Isotop  $^3\text{He}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ , AZ 197  
42 548.8  
• Verfahren und Vorrichtung zur Bestimmung des Pola-  
risationsgrades kernspinpolarisierter Gase, insbesondere  
das Heliumisotop  $^3\text{He}$  sowie  $^{129}\text{Xe}$ , AZ 197 42 543.7  
12.5.1998 Abgabe der Doktorarbeit in schriftlicher Form  
17.7.1998 Mündliche Doktorprüfung

Mainz, 21.7.1998

