

Bestimmung des elektrischen Formfaktors
des Neutrons G_{en} in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$
bei einem Impulsübertrag $Q^2 = 0.67 \text{ (GeV/c)}^2$

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

vorgelegt von

Jörg Bermuth
geboren in Wiesbaden

Institut für Physik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Juli 2001

Dekan:

1. Gutachter:

2. Gutachter:

Tag der mündlichen Prüfung: 20. November 2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Der Formalismus der elektromagnetischen Wechselwirkung	6
2.1 Die Struktur des Neutrons	6
2.2 Elektronstreuung an Nukleonen	7
2.3 Die Dipolparametrisierung	10
2.4 Der Ladungsradius von Proton und Neutron	12
2.5 Messung des magnetischen Formfaktors des Neutrons	13
2.5.1 Bestimmung von G_{mn} in der quasielastischen Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')$	14
2.5.2 Bestimmung von G_{mn} über das Verhältnis $R = \sigma(e, e'n)/\sigma(e, e'p)$ in quasielastischer Elektronenstreuung	15
2.6 Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons	17
2.6.1 Bestimmung von G_{en} in der elastischen Streuung $D(e, e')$	17
2.6.2 Bestimmung von G_{en} in quasielastischer Streuung ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$	19
2.6.3 Verwendung von ${}^3\text{He}$ als effektives polarisiertes Neutrontarget	23
2.6.4 Die Rechnungen von Glöckle und Golak	27
2.7 Der aktuelle Stand der Messung des elektrischen Formfaktors	35
3. Experimenteller Aufbau	37
3.1 Polarisierte Elektronen	37
3.2 Messanordnung	41
3.2.1 Die Magnetspektrometer	42
3.2.2 Der Nukleondetektor	44
3.3 Speicherung von ${}^3\vec{\text{He}}$	46
3.3.1 Das ${}^3\vec{\text{He}}$ -Hochdrucktarget	47
Herstellung und Präparation der Targetzelle	50
Aufpolarisationsprozess	51
3.3.2 Relaxationsprozesse	54
Magnetfeldrelaxation	54
Destruktivität der NMR-Messungen	55
Relaxation durch Elektronenstrahl	55
Dipolare Relaxation	57
Wandrelaxation	57
3.3.3 Das magnetische Führungsfeld	58
3.4 Polarisationsnachweis	61
3.4.1 Targetpolarisation	61
Relative Polarisationsmessung durch NMR	61
Absolute Polarisationsmessung durch AFP	64
3.4.2 Messung des Polarisationsproduktes $P_e \cdot P_T$	66
3.5 Aufbau des Experiments	68
3.6 Steuerung des Experiments	69
4. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	72
4.1 Messung der Polarisation	72

4.1.1	Messung der Targetpolarisation	72
4.1.2	Messung von $P_e \cdot P_T$	74
4.2	Ereignisrekonstruktion im Spektrometer A und dem Nukleondetektor	78
4.3	Untersuchung verschiedener Reaktionen mit Spektrometer A	82
4.3.1	Die Monte-Carlo-Simulation	82
4.4	Überprüfung der gemessenen Zählraten	84
4.4.1	Zählraten aus der elastischen Streuung an H_2	84
	Konversionsneutronen in der elastischen Streuung an H_2	86
4.4.2	Zählraten aus der quasielastischen Streuung an ${}^3\text{He}$	88
4.4.3	Analyse der Asymmetrien aus der quasielastischen \vec{e} -Streuung an ${}^3\vec{\text{He}}$	89
	Bestimmung der Protonasymmetrie in ${}^3\vec{\text{He}}$ aus der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$	89
	Vergleich der theoretischen und experimentellen Asymmetrie in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$	91
4.5	Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons	92
4.5.1	Korrekturfaktoren zur Formfaktoranalyse	92
4.5.2	Bestimmung von G_{en} und Untersuchung systematischer Fehler	93
4.5.3	Diskussion der Ergebnisse	95

Anhang

A.	Die Rekonstruktion des Endzustandes	99
B.	Die Beiträge der Nukleonenspins zur ${}^3\text{He}$-Wellenfunktion	100
C.	Magnetfeldabgleich	102
	C.1 Abgleich der Hauptfeldrichtungen in der Streuebene	102
	C.2 Abgleich des Magnetfeldes senkrecht zur Streuebene	104
D.	Massenbelegung	105
	Abbildungsverzeichnis	106
	Tabellenverzeichnis	108
	Literaturverzeichnis	109
	Lebenslauf	118

Kapitel 1

Einleitung

Die ersten Erkenntnisse über die innere Struktur des Atoms wurden in den von Lord Rutherford, Geiger und Sir Marsden durchgeführten Streuexperimenten von α -Teilchen an schweren Metallatomen in den Jahren 1906-1913 gewonnen [Bra95]. Sie schlossen aus der gemessenen Winkelverteilung der gestreuten α -Teilchen, daß sowohl die positive Ladung als auch fast die gesamte Masse im Zentrum des Atoms in einem kleinen Kern konzentriert sein müssen. Dieser Kern sollte von einer negativ geladenen Elektronenhülle umgeben sein. Durch den Beschuß von Stickstoff mit α -Teilchen beobachtete Rutherford im Ausgangskanal ein positiv geladenes Teilchen, das aus dem Atomkern stammen mußte. Dieses identifizierte er als Proton. Bereits 1921 vermutete er die Existenz des später von Chadwick [Cha32] im Jahre 1932 nachgewiesenen ungeladenen Kernbausteins, des Neutrons. Damit hatte man die Bestandteile des Atomkerns identifiziert. Die Frage nach den wirklich elementaren Bausteinen der Materie war damit aber noch nicht beantwortet.

In der relativistischen Quantentheorie Dirac's wird das magnetische Moment eines geladenen Spin-1/2-Teilchens *ohne innere Struktur* beschrieben. Insbesondere erwartet man nach dieser Theorie für das Neutron, dessen integrale Ladung nach der gemessenen Obergrenze von Baumann et al. von $Q_n < 10^{-21}e$ [Bau88] mit Null verträglich ist, kein magnetisches Moment. Die Abweichung der gemessenen magnetischen Momente der Nukleonen von den Vorhersagen für punktförmige Teilchen deutet darauf hin, daß es sich bei den Nukleonen um zusammengesetzte, ausgedehnte Systeme handelt. Mitte der sechziger Jahre entwickelten Gell-Mann und Zweig ein statisches Quark-Modell der Hadronen, welches hierfür eine plausible Erklärung gab: die Nukleonen sind demnach aus je drei Quarks mit Spin 1/2 aufgebaut. Dabei setzt sich z.B. das Neutron aus einem up-Quark mit Ladung $+2/3 e$ und zwei down-Quarks mit Ladung $-1/3 e$ zusammen. Der Spin des Nukleons ($I=1/2$) ergibt sich in diesem Modell als resultierender Gesamtspin der drei Konstituentenquarks. Die Konstituenten der Nukleonen, die Quarks, lassen sich über die tiefinelastische Leptonenstreuung von Elektronen oder Myonen am Kern auflösen. In der Quantenchromodynamik (QCD) wird die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von Gluonen beschrieben. Im Gegensatz zu den Austauscheteilchen der Quantenelektrodynamik (QED), den Photonen, tragen die Gluonen eine Farbladung. Deshalb treten sie auch untereinander in Wechselwirkung. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_S zeigt daher, im Gegensatz zur elektromagnetischen Kopplungskonstante α , eine starke Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2 im Streuprozess. Für $Q^2 \rightarrow \infty$ verschwindet die Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$

asymptotisch, so daß die Quarks bei kleinen Abständen¹ δx als quasifrei betrachtet werden können. Zu kleinem Q^2 , d.h. bei großen Abständen δx , wächst jedoch die Kopplungskonstante α_S extrem an, so daß es nicht mehr möglich ist, einzelne Quarks zu trennen (Confinement). In führender Ordnung wird die Kopplungskonstante durch den Term $\alpha_S(Q^2) \propto 1/\ln(\Lambda_{QCD}^2/Q^2)$ bestimmt, wobei der einzige freie Parameter Λ_{QCD} der QCD experimentell ermittelt werden muß ($\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}/c$). Im Bereich $\alpha_S \ll 1$, d.h. $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ bzw. $\delta x \ll 1 \text{ fm}$ kann die starke Wechselwirkung mit den Methoden der Störungsrechnung in der perturbativen QCD (pQCD) behandelt werden. Um das Vielteilchensystem des Nukleons, bestehend aus Quarks und Gluon-Clustern, im Abstand $\delta x \approx 1 \text{ fm}$ beschreiben zu können, sind die Methoden der pQCD nicht mehr sinnvoll anwendbar. Das Nukleon muß vielmehr durch hadronische Freiheitsgrade beschrieben werden.

Die in den fünfziger Jahren von Hofstadter am High Energy Physics Laboratory (HEPL) in Stanford durchgeführten Elektron-Streuxperimente am freien Proton waren der Beginn der Untersuchung zur inneren elektromagnetischen Struktur der Nukleonen [Hof55]. In der elastischen Streuung am Wasserstoffkern wird der Impulsübertrag Q^2 vom Proton als Ganzes aufgenommen, und der Wirkungsquerschnitt ist durch die Kinematik, d.h. durch Einschußenergie und Streuwinkel des Elektrons eindeutig festgelegt. Die elektromagnetische Struktur des zusammengesetzten Nukleons äußert sich in der Abweichung der experimentellen Daten von den für ein punktförmiges Teilchen erwarteten und wird durch von Q^2 abhängige Formfaktoren charakterisiert. Bei geeigneter Parametrisierung erhält man den elektrischen Formfaktor $G_e(Q^2)$ und den magnetischen Formfaktor $G_m(Q^2)$. Im statischen Grenzfall ($Q^2 = 0$) sind diese auf die Nettoladung bzw. auf das magnetische Moment der Nukleonen normiert. In einem geeigneten Bezugssystem, dem sog. Breit-System, in dem bei der Streuung keine Energie ω auf das Nukleon übertragen wird, entspricht der elektrische Formfaktor $G_e(Q^2)$ der Fouriertransformation der Ladungsverteilung und entsprechend $G_m(Q^2)$ der Fouriertransformation der magnetischen Verteilung des Nukleons. Abgesehen vom elektrischen Formfaktor des Neutrons zeigen alle gegen den Impulsübertrag aufgetragenen Formfaktoren der Nukleonen den gleichen empirischen Kurvenverlauf (Dipolform). Aus dem annähernden Dipolverlauf des Formfaktors $G_{ep}(Q^2)$ ergibt sich also eine exponentiell abfallende Ladungsverteilung für das Proton.

Aus der Streuung thermischer Neutronen an der Elektronenhülle schwerer Atome ist bekannt, daß $G_{en}(Q^2)$ eine positive Steigung bei $Q^2 \approx 0$ besitzt. Daher muß das Neutron ebenfalls über eine Ladungsverteilung verfügen, bei der sich die Ladungen der Konstituenten, wie beim neutralen Atom, gegenseitig kompensieren, so daß die Gesamtladung des Neutrons gerade verschwindet. Der genaue Verlauf des elektrischen Formfaktors für $Q^2 > 0$ ist jedoch experimentell weniger gesichert, da der einzige direkte Zugang über Wirkungsquerschnittsmessungen in der elastischen Streuung von Elektronen am Nukleon (hier das Neutron) erfolgen kann. Diese Streuung wird aber vom Beitrag des magnetischen Formfaktors dominiert. Der wesentlich

¹Das Auflösungsvermögen bei der Untersuchung der Struktur eines Objektes wird über die De-Broglie-Wellenlänge λ_B des Projektils festgelegt: $\lambda_B = h/|\vec{p}| < \Delta x$. Im relativistischen Fall wird die Auflösung über $\delta x = \hbar/\sqrt{Q^2}$ bestimmt.

kleinere elektrische Formfaktor des Neutrons trägt zur Messgröße deshalb kaum bei. Eine weitere Komplikation kommt noch hinzu: Es existiert kein freies Neutronentarget ausreichender Dichte, um damit Streuexperimente durchführen zu können. Deshalb muß man auf im Kern gebundene Neutronen ausweichen, mit den bekannten störenden Einflüssen von Kernbindungseffekten. Naturgemäß mißt man an leichten Kernen wie Deuterium und ^3He , die theoretisch berechenbar sind, und mißt in der sogenannten quasifreien Kinematik, d.h. der quasielastischen Streuung am Konstituenten des Kerns, wo der gesamte Impulsübertrag auf ein Nukleon (hier das Neutron) abgegeben wird und der Restkern als Spektator fungiert. Bei unpolarisierten Wirkungsquerschnittsmessungen am Neutron dominiert jedoch der magnetische Anteil, da die Quadrate der Streuamplituden eingehen und der ohnehin kleine Anteil der Ladungstreuung stark unterdrückt ist.

Doppelpolarisationsexperimente konnten aufgrund der hohen Anforderungen an die Experimentiertechnik erst in den letzten Jahren erfolgreich durchgeführt werden. Vor allem die Fortschritte im Bereich polarisierter Elektronenquellen und polarisierter Neutronentargets, wie dynamisch polarisiertes, deuteriertes Butanol, ND_3 oder mit der Methode des optischen Pumpens kernspinpolarisierten ^3He ermöglichten es, solche Experimente mit genügender Luminosität durchzuführen. Alternativ kann statt des polarisierten „Neutronentargets“ auch mit unpolarisiertem Target gemessen werden, wenn man mit einem Polarimeter die Polarisation des aus dem Kernverband herausgeschlagenen Neutrons analysiert (Rückstoßpolarisation). Die Observable dieser Doppelpolarisationsexperimente ist eine Wirkungsquerschnittsaszymmetrie bezüglich der Helizitätsumkehr der einlaufenden Elektronen. G_{en} oder genauer das Verhältnis aus elektrischem und magnetischem Formfaktor G_{en} / G_{mn} kann auf zwei äquivalente Arten extrahiert werden:

- aus der Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an einem polarisierten Target ($^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ bzw. $\vec{D}(\vec{e}, e'n)$), oder
- aus der Bestimmung der Rückstoßpolarisation \vec{P}_n des Neutrons in der Reaktion $D(\vec{e}, e'n)$.

In dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment wurde die Reaktion $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ gewählt.

Die ersten Experimente zur Bestimmung von G_{en} in Mainz wurden in der sogenannten A3-Kollaboration durchgeführt, wo ein segmentiertes Bleiglaskalorimeter zum Nachweis der gestreuten Elektronen und zwei Szintillatorwände zum Neutronennachweis² zum Einsatz kam. Die Untersuchungen in den Reaktionen $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ und $D(\vec{e}, e'n)$ wurden bei mittleren Impulsüberträgen $0.15 \leq Q^2 \leq 0.35$ durchgeführt [Mey94, Bec99, Her99, Ost99]. Bei hohen Impulsüberträgen mussten, wegen der geringen Energieauflösung des Kalorimeters, die Nachfolgeexperimente in der A1-Spektrometerhalle mit einem hochauflösenden Elektronspektrometer fortgeführt werden. So wurde bereits 1997 in der Doktorarbeit von D. Rohe eine G_{en} -Messung bei $Q^2 = 0.67(\text{GeV}/c)^2$ in der Reaktion $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ vorgenommen [Roh98].

²Im Falle der Streuung $D(\vec{e}, e'n)$ wurde der Nukleondetektor als Neutronrückstoßpolarimeter eingesetzt.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, neben der Verbesserung der statistischen Genauigkeit der G_{en} -Messung von D. Rohe, auch den Einfluß von Kernbindungseffekten auf die Meßgröße G_{en} zu untersuchen und zu quantifizieren. Das gelingt mit Hilfe anderer Reaktionskanäle wie z.B. ${}^3\bar{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ oder ${}^3\bar{\text{He}}(e, e'n(p))$, die zum Teil simultan mitgemessen wurden. Auch hier sind die Observablen Spinasymmetrien, die aber speziell empfindlich auf die Struktur von ${}^3\text{He}$ und Endzustandswechselwirkungen (FSI) sind. Neue Dreikörperrechnungen, wie sie z.B. von der Theoriegruppe von Herrn Prof. Glöckle in Bochum durchgeführt werden, können in ihren Vorhersagen mit den experimentellen Resultaten verglichen und getestet werden. Bezogen auf die G_{en} -Messung und deren Analyse bedeutet dies, daß man über unabhängige Tests der Theorie eine solide Basis schafft, um die nachträglich an die Meßgröße angebrachten Korrekturen (Kernbindungseffekte) zu überprüfen.

Folgende technische Ziele wurden verfolgt und erreicht:

- Die Handhabung der Speicherbehälter für das polarisierte Helium wurde verbessert. Dabei wurde der aus bisher drei Kammern bestehende Glasbehälter auf eine Kammer reduziert, wodurch die Bedienfreundlichkeit deutlich gesteigert wurde. Neben der Verbesserung der Relaxationszeiten wurde die Reproduzierbarkeit der polarisationserhaltenden Eigenschaften bei mehrfacher Präparation der Glasbehälter deutlich verbessert.
- Das zur Einstellung des Polarisationsvektors verwendete Magnetfeld wurde überarbeitet. Die Magnetfeldgradienten wurden dabei verbessert. Auch die Reproduzierbarkeit der Magnetfeldrichtung wurde verbessert.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} beschrieben. Da in der hier gewählten Methode zur Bestimmung von G_{en} auch der magnetische Formfaktor des Neutrons benötigt wird, werden exemplarisch zwei Messungen dazu vorgestellt. Nachdem die Theorie zu verschiedenen experimentellen Techniken, die der Bestimmung von G_{en} dienen, vorgestellt sind, werden aktuelle Rechnungen von Glöckle und Golak vor allem in Bezug auf die an G_{en} anzubringenden Korrekturen erläutert. Zum Abschluß des Kapitels wird der aktuelle Stand der Formfaktormessung diskutiert.

Der experimentelle Aufbau wird in Kap. 3 detailliert beschrieben. Dazu gehört die Erzeugung der polarisierten Elektronen sowie die Vorstellung der Meßapparatur mit ihren Detektoren. Kernstück des Experimentes ist das ${}^3\text{He}$ -Target, welches ebenfalls in diesem Kapitel behandelt wird. So wird neben der Produktion der Targetzellen auch der Aufpolarisationsprozeß erläutert. Anschließend werden die polarisationszerstörenden Prozesse beschrieben. Nach der Beschreibung der hier verwendeten Methoden der Polarisationsüberwachung während des Experiments wird der Aufbau und die Durchführung des Experimentes vorgestellt.

Im sich anschließenden Kapitel 4 werden die verschiedenen Schritte der Analyse von G_{en} erklärt. Dazu gehört die Bestimmung der Polarisation und die Ereignisrekonstruktion im Elektronenspektrometer und Nukleondetektor. Eine ebenfalls vorgestellte Überprüfung der Zählraten wird dazu benutzt, die Funktionsweise der Detek-

toren und Analyseverfahren zu überprüfen. Es wird auch auf andere Reaktionskanäle zur Untersuchung und Quantifizierung von Kernbindungseffekten eingegangen. Abschließlich wird die Extraktion von G_{en} erläutert und das Ergebnis mit aktuellen Daten zu G_{en} diskutiert.

Kapitel 2

Der Formalismus der elektromagnetischen Wechselwirkung

2.1 Die Struktur des Neutrons

Neben vielen anderen experimentellen Beobachtungen war der Nachweis des magnetischen Moments ein wichtiger Hinweis darauf, daß Nukleonen eine Struktur besitzen. Nach der 1928 von Dirac begründeten relativistischen Quantentheorie besitzt nämlich ein Spin-1/2-Teilchen ohne innere Struktur mit Ladung q und Masse m ein magnetisches Moment

$$\mu = g \cdot \frac{q}{2m} \cdot \frac{\hbar}{2}, \text{ mit } g = 2. \quad (2.1)$$

Die kleine gemessene Abweichung für Leptonen (g-Faktor-anomalie) in der Größenordnung $2 \cdot 10^{-3}$ wird im Rahmen der QED mit erstaunlicher Genauigkeit erklärt und beschrieben. Gemäß Gl. 2.1 sollte das Proton dann auch ein magnetisches Moment der Größe

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2M_p} = 5.051 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} \quad (2.2)$$

besitzen. Der von Frisch und Stern 1932 experimentell bestimmte Wert $\mu_p = 2.79\mu_K$ lag jedoch etwa einen Faktor 3 über dem erwarteten. Für ein ungeladenes Teilchen, wie das Neutron wird gemäß Gl. 2.1 ein magnetisches Moment von Null erwartet. Experimentell hat man auch hier [Alv40] ein endliches anomales magnetisches Moment von $\mu_n = -1.91\mu_K$ gemessen, das betragsmäßig etwa 2/3 des magnetischen Moments des Protons entspricht.

Zusammenfassend lassen sich die magnetischen Momente der Nukleonen μ_N wie folgt parametrisieren:

$$\mu_N = \left(\frac{q_N}{e} + \kappa_N \right) \cdot \mu_K, \text{ wobei } \kappa_p = 1.79 \text{ und } \kappa_n = -1.91 \text{ beträgt.} \quad (2.3)$$

Dabei beschreibt der erste Term das normale magnetische Moment eines geladenen, punktförmigen Teilchens. Beim Proton ($q_p/e = 1$) ist er gerade μ_K , während er im Fall des Neutrons ($q_n/e = 0$) identisch Null ist. Die Abweichung vom normalen magnetischen Moment wird durch den zweiten Term (κ_N) berücksichtigt.

Weitere Indizien für die Existenz einer räumlichen Verteilung von Ladung und Strömen im Proton und Neutron sind die Messungen der elektrischen und magnetischen Polarisierbarkeiten der Nukleonen aus Streuexperimenten mit reellen Photonen.

Schließlich sei noch auf das reichhaltige Anregungsspektrum der Nukleonresonanzen hingewiesen, welches in jüngster Zeit an Elektronendauerstrichbeschleunigern (MAMI, JLab, ...) detailliert untersucht wurde [Bar99]. Die Anregung der Nukleonresonanzen geschieht dabei in elektrischen und magnetischen Multipolübergängen.

Historisch gesehen begann man an Elektronenbeschleunigern schon Mitte der 50er Jahre mit der Untersuchung der Struktur von Kernen und Nukleonen. So haben R. Hofstadter et al. in Stanford als erste in der elastischen Streuung am Wasserstoff die Abweichung von der Punktförmigkeit der Protonen bestätigt [Hof55]. Elektronen eignen sich hierzu besonders gut, da

1. sie rein elektromagnetisch wechselwirken¹ und der Streuprozess im Rahmen der QED störungstheoretisch bis auf beliebige Ordnungen² berechenbar ist,
2. durch ihre Punktförmigkeit die beobachteten Struktureffekte eindeutig dem untersuchten Objekt zugeordnet werden können.

Der Streuquerschnitt separiert nämlich in erster Ordnung Störungsrechnung in einen leptonischen ($L_{\mu\nu}$) und hadronischen ($W^{\mu\nu}$) Tensor gemäß

$$d\sigma \propto L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (2.4)$$

so daß aus Wirkungsquerschnittsmessungen mit der Kenntnis des leptonischen Tensors auf die hadronische Struktur geschlossen werden kann.

2.2 Elektronstreuung an Nukleonen

Die Streuung von Elektronen an punktförmigen geladenen Fermionen wird in der ersten Ordnung der Störungstheorie³ durch den Austausch eines virtuellen Photons γ^* beschrieben, welches mit der Ladung und dem Strom des Fermions wechselwirkt. Das virtuelle Photon besitzt dabei eine Masse $M = Q^2 \neq 0$ und propagiert mit $1/Q^2$. Das Elektron und das Nukleon koppeln mit der Stärke $\sqrt{\alpha}$ an das Strahlungsfeld des Photons, mit der elektromagnetischen Kopplungskonstanten $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$. Der Übergang des Elektrons vom Anfangs- in den Endzustand wird durch die Stromladungsdichte $j^\mu = \bar{u}(s_f, p_f) \gamma^\mu u(s_i, p_i)$ beschrieben, wobei u der von Impuls p und Spin s abhängige Spinor eines freien Elektrons ist. Die Ankopplung des Elektrons an das Strahlungsfeld des virtuellen Photons ist durch die γ -Matrix gegeben. Die Ankopplung des virtuellen Photons an das Nukleon wird durch den Vektorstrom des

¹Streng genommen muß man in der elektroschwachen Wechselwirkung den Beitrag der schwachen neutralen Ströme einbeziehen. Allerdings ist ihr Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt bei kleinen und mittleren Impulsüberträgen vernachlässigbar und nur unter Ausnutzung von Symmetrieprinzipien (Paritätsverletzung) von der dominanten rein elektromagnetischen Komponente abzutrennen.

²Im allgemeinen reicht die erste Born'sche Näherung, d.h. die Beschreibung im Ein-Photon-Austausch, aus.

³Born'sche Näherung: $Z\alpha \ll 1$.

Nukleons J^μ analog beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt der Elektronstreuung am Nukleon ist gegeben durch

$$\sigma \propto \left| j_\mu \cdot \sqrt{\alpha} \cdot \frac{1}{Q^2} \cdot \sqrt{\alpha} \cdot J^\mu \right|^2. \quad (2.5)$$

Mit Hilfe der Gordon-Identität kann der Elektronenstrom j_μ nun in einen Konvektionsstrom und einen Spinstrom zerlegt werden [Bjo66]:

$$\begin{aligned} j^\mu &= \bar{u}(s_f, p_f) \gamma^\mu u(s_i, p_i) \\ &= \frac{1}{2m} \bar{u}(s_f, p_f) \left((p_i^\mu + p_f^\mu) + i\sigma^{\mu\nu} (p_f^\nu - p_i^\nu) \right) u(s_i, p_i) \\ &= j_{\text{Konv}}^\mu + j_{\text{Spin}}^\mu, \end{aligned} \quad (2.6)$$

wobei $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)$ ist. Der Konvektionsstrom j_{Konv}^μ des Elektrons stellt dabei die elektrostatische Wechselwirkung mit der Ladungsverteilung des Elektrons und die magnetische Wechselwirkung aufgrund einer bewegten Ladung dar. Der zweite Summand berücksichtigt die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem normalen magnetischen Moment des Elektrons.

Im Gegensatz zum Elektron verfügt das Nukleon (wie bereits erläutert) über eine ausgedehnte Ladungsverteilung und ein anomales magnetisches Moment. Dies wird bei der Gordon-Zerlegung des Vektorstroms J_N^μ durch zwei Formfaktoren $F_1(Q^2)$ und $F_2(Q^2)$ berücksichtigt. Wegen der Paritäts- und Stromerhaltung ($q^\mu J_\mu = 0$) kann es keine weiteren, unabhängigen Formfaktoren geben, so daß J_N^μ allgemein geschrieben werden kann als:

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{U}(s_f, p_f) \Gamma^\mu U(s_i, p_i) \\ &= \bar{U}(s_f, p_f) \left(F_1(Q^2) \cdot \gamma^\mu + F_2(Q^2) \cdot \frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2M} (p_f^\nu - p_i^\nu) \right) U(s_i, p_i) \\ &= F_1(Q^2) \cdot (J_{\text{Konv}}^\mu + J_{\text{Spin}}^\mu) + F_2(Q^2) \cdot J_{\text{Spin}}^\mu. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Der sogenannte Dirac-Formfaktor $F_1(Q^2)$ beschreibt gemäß Gl. 2.7 die Ausdehnung der Ladungsverteilung und die Verteilung des normalen magnetischen Moments des Nukleons. Wegen des anomalen magnetischen Moments $\kappa_N \cdot \mu_K$ des Nukleons wird im Vergleich zum Elektron ein weiterer Spinstrom $F_2 \cdot J_{\text{Spin}}$, der vom Pauli-Formfaktor F_2 abhängt, notwendig.

Bei $Q^2 = 0$ ist der Dirac-Formfaktor F_1 auf die Gesamtladung in Einheiten der Elementarladung e normiert :

$$F_{1,p}(0) = 1 \text{ und } F_{1,n}(0) = 0. \quad (2.8)$$

Eine Parametrisierung der Verteilung des anomalen magnetischen Moments κ wird durch den Pauli-Formfaktor $F_2(Q^2)$ gegeben. Es gilt:

$$F_{2,p}(0) = \kappa_p = 1.79 \text{ und } F_{2,n}(0) = \kappa_n = -1.91. \quad (2.9)$$

Durch geschickte Linearkombination der beiden Formfaktoren F_1 und F_2 lassen sich die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Nukleons voneinander trennen:

$$G_e(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2) \quad \text{und} \quad G_m(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2), \quad (2.10)$$

mit dem in Einheiten der Nukleonmasse angegebenen Impulsübertrag $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$. Die so kombinierten Formfaktoren werden auch Sachsformfaktoren genannt.

Im statischen Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ ist der elektrische Formfaktor G_e auf die Nettoladung des Nukleons in Einheiten der Elementarladung e normiert. Im gleichen Fall ist der magnetische Formfaktor G_m gerade gleich dem Verhältnis des gesamten magnetischen Moments des Nukleons μ_N zum Kernmagneton μ_K :

$$G_{eN}(0) = q_N/e, \quad G_{mN}(0) = \mu_N/\mu_K.$$

Bei der Interpretation dieser Formfaktoren ist jedoch Vorsicht geboten. Während im Falle der Streuung an einem schweren Kern, bei der die aufgenommene Rückstoßenergie vernachlässigbar ist, der dort auftretende Formfaktor in seiner ursprünglichen Definition (nichtrelativistischer Fall)

$$F(\vec{q}^2) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3\vec{r} \quad (2.11)$$

gerade der Fouriertransformierten der elektrischen bzw. magnetischen Verteilung $\rho(\vec{r})$ entspricht, verliert die Interpretation im relativistischen Fall, in dem nicht mehr die Abhängigkeit von \vec{q} , sondern von Q^2 gilt, diese Bedeutung. Die ursprüngliche Interpretation ist nur im Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ möglich oder im sogenannten Breitsystem, in dem bei der Streuung keine Energie ω auf das Nukleon übertragen wird. Im letzteren Fall muß eine Besonderheit beachtet werden: Da das Fourierintegral über den gesamten Impulsübertragsbereich ausgeführt wird, müssen für jeden Q -Wert andere Breit-Systeme eingeführt werden. Die aus den so bestimmten Nukleonformfaktoren folgenden Verteilungen dürfen insbesondere nicht im Ruhesystem des Nukleons interpretiert, sondern müssen als mathematisches Konstrukt verstanden werden⁴.

Mit der Definition der Sachsformfaktoren läßt sich der Wirkungsquerschnitt in die als Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt bekannte Form bringen⁵:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{E'}{E} \left(\frac{G_e^2 + \tau G_m^2}{1 + \tau} + 2\tau G_m^2 \tan^2(\vartheta_e/2) \right), \quad (2.12)$$

mit dem Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} &= \frac{4(\alpha\hbar c)^2 E_e'^2}{Q^4} \cdot \cos^2(\vartheta_e/2) \cdot \frac{E_e'}{E_e} \\ &= \frac{(\alpha\hbar c)^2}{4E_e^2 \sin^4(\vartheta_e/2)} \cdot \cos^2(\vartheta_e/2) \cdot \left(1 + \frac{2E_e}{M_N} \sin^2(\vartheta_e/2) \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

⁴Obwohl dies zu Mißverständnissen führt, wird im Rahmen von Quarkmodellen trotzdem speziell bei der Interpretation von G_{en} von der Fouriertransformierten der Neutronen-Ladungsverteilung im Ruhesystem gesprochen. Diese Interpretation wird in [Isg99] näher begründet.

⁵Auf die vollständige Herleitung der Rosenbluth-Formel sei hier verzichtet (s. dazu z.B. [Ros50]).

Der relativistische Viererimpulsübertrag $q = (\omega, \vec{q})$, der in der Elektronstreuung $q^2 = q_\mu q^\mu < 0$ ist, wird zweckmäßig als $Q^2 = -q^2 = 4E_e E'_e / c^2 \cdot \sin^2(\vartheta_e/2)$ definiert, um nur mit positiven Größen rechnen zu müssen. E_e bzw. E'_e stellt dabei die Anfangs- bzw. Endenergie des Elektrons, ϑ_e den Elektronstreuwinkel und M_N die Nukleonenmasse dar.

2.3 Die Dipolparametrisierung

In der elastischen Elektronenstreuung an freien Nukleonen treten gemäß Gl. 2.12 die beiden elektromagnetischen Formfaktoren immer gemeinsam auf. Eine Trennung der beiden Formfaktoren ist über das Verfahren der Rosenbluthseparation möglich. Dabei variiert man die Elektronenenergie und die Streuwinkel, ohne das Impulsübertragsquadrat zu ändern ($Q^2 = \text{konst.}$). Trägt man dann den auf den Mottwirkungsquerschnitt normierten Wirkungsquerschnitt gegen $2\tau \tan^2(\vartheta_e/2)$ auf, erhält man für einen gegebenen Q^2 -Wert eine Gerade mit der Steigung G_m^2 und dem Achsenabschnitt $(G_m^2 + 2 G_e^2)/(1 + \tau)$.

Mit dieser Methode konnten die Formfaktoren als Funktion des Impulsübertrags Q^2 des Protons mit hoher Genauigkeit bestimmt werden [Wal94, And94, Sil93]. Da es kein freies Neutronentarget gibt, wurden die Experimente zur Bestimmung der Neutronformfaktoren über die Rosenbluthseparation in quasifreier Kinematik am Deuteron (inkohärente Streuung an den Konstituenten, d.h. Proton und Neutron) durchgeführt [Arn86] und anschließend der bekannte Beitrag der Protonen abgezogen. Sowohl die beiden Protonenformfaktoren als auch der magnetische Neutronenformfaktor können mit einem Dipolverlauf qualitativ angenähert werden. In dieser Näherung skalieren die Formfaktoren gemäß:

$$\begin{aligned} G_{ep}(Q^2) &= \frac{\mu_K}{\mu_p} G_{mp}(Q^2) = \frac{\mu_K}{\mu_n} G_{mn}(Q^2) \\ &= G_{\text{Dipol}}(Q^2) \equiv \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c)^2} \right)^{-2}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Im Breit-System entspricht dies nach Gl. 2.11 einer exponentiell abfallenden Verteilung $\rho(r) = \rho_0 \cdot e^{-ar}$.

Der magnetische Formfaktor des Protons ist bis zu einem Impulsübertrag von etwa $Q^2 = 30 (\text{GeV}/c)^2$ gemessen worden. Ab $Q^2 \approx 10 (\text{GeV}/c)^2$ weisen die Meßdaten jedoch einen stärkeren Abfall auf als durch die Dipolparametrisierung zu erwarten wäre [Arn86]. Für den elektrischen Formfaktor des Protons ist der experimentelle Zugang über die Rosenbluthseparation schon ab einem $Q^2 \approx 1 (\text{GeV}/c)^2$ deutlich erschwert, da die Methode nämlich für größere Q^2 immer insensitiver auf G_{ep} wird. Dies liegt daran, daß im ersten Term des Rosenbluth-Wirkungsquerschnitts $\frac{G_e^2 + \tau G_m^2}{1 + \tau}$ wegen $\tau = \frac{Q^2}{4M^2} \rightarrow \infty$ der magnetische Formfaktor G_{mp} immer stärker gewichtet wird. Schon bei einem $Q^2 > 1 (\text{GeV}/c)^2$ ist die elastische Messung des elektrischen Formfaktors am Nukleon mit großen Fehlern behaftet. Wie in Kap. 2.6 noch näher erläutert wird, hilft die Verwendung von Polarisationsvariablen die Sensitivität auf

den elektrischen Formfaktor zu steigern. In einem neueren Experiment wurde deshalb das Verhältnis G_{ep}/G_{mp} aus der Rückstoßpolarisation des Protons bei der Reaktion $\vec{e} + p \rightarrow e + \vec{p}$ untersucht [Jon00] mit dem Ergebnis, daß der elektrische Formfaktor des Protons im Impulsbereich 0.5 bis 3.5 $(\text{GeV}/c)^2$ schneller abfällt als der magnetische (s. Abb. 2.1).

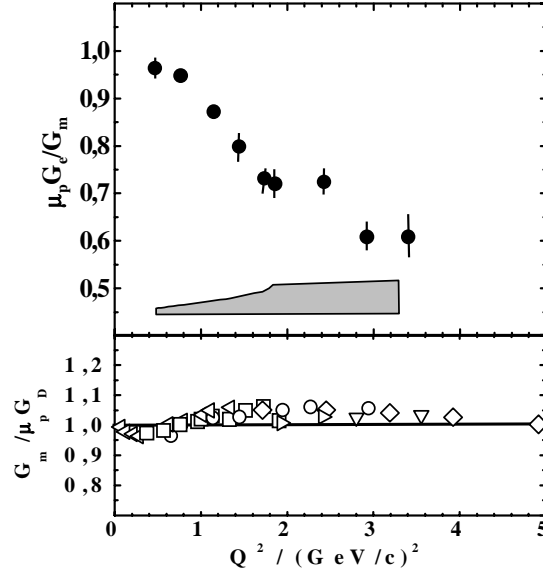


Abb. 2.1: oben: Verhältnis G_{ep}/G_{mp} aus [Jon00]. Der absolute systematische Fehler des Experimentes ist als schraffierte Fläche dargestellt. Da in diesem Q^2 -Bereich der magnetische Protonformfaktor recht genau mit dem Dipolformfaktor skaliert (siehe Abb. unten), entspricht das in der oberen Abbildung gezeigte Verhältnis ebenfalls der Abweichung von G_{ep} zum Dipolformfaktor. **unten:** Weltdaten des Verhältnisses $G_{mp}/\mu_p G_D$.

Der elektrische Formfaktor des Neutrons G_{en} hingegen hat einen völlig von der Dipolform abweichenden Verlauf. Bei $Q^2 = 0$ muß G_{en} identisch Null sein, da dies die verschwindende integrale Ladung des Neutrons widerspiegelt. Nach [Dre00] sollten jedoch alle vier Sachsformfaktoren der Nukleonen im Rahmen der pQCD für $Q^2 \rightarrow \infty$ asymptotisch einen Abfall Q^{-4} aufweisen. Zwischen den beiden Extremwerten ist daher der elektrische Formfaktor des Neutrons gegenüber dem magnetischen Formfaktor erwartungsgemäß klein und tritt zudem in der Rosenbluthformel nur quadratisch auf. Die auf diese Weise extrahierten Werte weisen daher große statistische Fehler auf und sind sogar mit $G_{en}(Q^2) \equiv 0$ bis zu Impulsüberträgen von 4.0 $(\text{GeV}/c)^2$ [Bar73, Lun93] verträglich.

Die im Folgenden vorgestellten Messungen, inklusive des am Mainzer Mikrotron durchgeführten Experiment zu G_{en} , nutzen letztlich alle *Interferenzterme in Streuquerschnitten* aus, um dadurch die Sensitivität auf kleine Streuamplituden in den Wirkungsquerschnitten zu erhöhen.

2.4 Der Ladungsradius von Proton und Neutron

Bevor der Ladungsradius der Nukleonen beschrieben wird, soll kurz Gl. 2.11 für den Fall der Elektronstreuung an spinlosen Kernen näher betrachtet werden. Für kleine Impulsüberträge $|\vec{q}| \rightarrow 0$ kann die fouriertransformierte Ladungsverteilung Gl. 2.11 nach Potenzen von $|\vec{q}|$ entwickelt werden. Für eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung $\rho(\vec{r}) = \rho(r)$ erhält man dann folgenden Ausdruck:

$$F(\vec{q}^2) = \int \rho(r) d^3\vec{r} - \frac{\vec{q}^2}{6\hbar^2} \int \rho(r) \vec{r}^2 d^3\vec{r} + \dots \quad (2.15)$$

Das erste Integral entspricht gerade der Normierung der Ladungsverteilung, d.h. der Gesamtladung q_K des Kerns in Einheiten von $Z \cdot e$. Der nächste nicht verschwindende Term enthält den mittleren quadratischen Ladungsradius des Kerns:

$$\langle r_e^2 \rangle := \int \rho(r) \vec{r}^2 d^3\vec{r}. \quad (2.16)$$

Unter Vernachlässigung höherer Terme läßt sich mit dieser Definition die Entwicklung des elektrischen Formfaktors auch folgendermaßen schreiben:

$$F(\vec{q}^2) = \frac{q_K}{Z \cdot e} - \frac{\vec{q}^2}{6\hbar^2} \langle r_e^2 \rangle \quad \text{bei } \vec{q}^2 \approx 0. \quad (2.17)$$

Somit läßt sich aus der Steigung des Formfaktors der mittlere quadratische Ladungsradius bestimmen:

$$\langle r_e^2 \rangle = -6\hbar^2 \left. \frac{dF(\vec{q}^2)}{d\vec{q}^2} \right|_{\vec{q}^2=0}. \quad (2.18)$$

Im Falle der Nukleonen stellt sich die Interpretation des mittleren quadratischen Ladungsradius problematischer dar, da nach Gl. 2.8 und 2.9 sowohl der Dirac- als auch der Pauli-Formfaktor endliche Beiträge liefern. Leitet man Gl. 2.10 an der Stelle $Q^2 = 0$ ab, so erhält man

$$\langle r_e^2 \rangle_N = \frac{dG_e}{dQ^2}(Q^2 = 0) = \frac{dF_1}{dQ^2}(Q^2 = 0) - \frac{\kappa}{4M^2} \quad \text{mit } N = n, p. \quad (2.19)$$

Man sieht, daß der mittlere quadratische Ladungsradius einen Anteil besitzt, der seine Ursache hier im anomalen magnetischen Moment hat. Dieser ist beim Neutron besonders groß, da $\left| \frac{dF_1}{dQ^2} \right| \ll \frac{\kappa_n}{4M^2}$ ist, wohingegen beim Proton $\frac{dG_e}{dQ^2}$ durch den ersten Term dominiert wird (s. Gl. 2.19). Auf diese Tatsache hat erstmals F. Foldy (1951) hingewiesen. Eine neuere Interpretation des mittleren quadratischen Ladungsradius des Neutrons stammen von N. Isgur [Isg99]. Er hat im Rahmen von Quarkmodellen speziell die Interpretation von G_{en} als Fouriertransformierte der Neutron-Ladungsverteilung im Ruhesystem verteidigt.

Messungen zur Steigung bei kleinem Q^2 [Sim80, Ros00] ergeben als mittleren quadratischen Ladungsradius des Protons den Wert $\langle r_{E,p}^2 \rangle^{1/2} = 0.880 \pm 0.015$ fm. Beim Neutron hat man schon vor mehr als 50 Jahren damit begonnen, den mittleren quadratischen Ladungsradius zu bestimmen, allerdings nicht im Streuexperiment mit

Elektronen, sondern in der Umkehrreaktion, der kohärenten Streuung thermischer Neutronen an der Elektronenhülle schwerer Atome, die über die Interferenz mit der dominanten Neutron-Kernstreuung einen meßbaren Beitrag liefert. Der Ladungsradius wurde an Blei zu $\langle r_{en}^2 \rangle_{Pb} = -0.1148 \pm 0.0023 \text{ fm}^2$ bestimmt, an Wismut hingegen zu $\langle r_{en}^2 \rangle_{Bi} = -0.1243 \pm 0.0028 \text{ fm}^2$ [Kop97]. Die Diskrepanz der Ergebnisse weist darauf hin, daß noch nicht alle systematischen Fehler verstanden sind. Die Abweichungen sind jedoch so klein, daß die Steigung von G_{en} bei $Q^2 \approx 0$ über Gl. 2.19 sehr genau bekannt ist.

Aus dem negativen Vorzeichen des experimentell ermittelten Ladungsradius muß man mit Gl. 2.16 darauf schließen, daß die Ladungsverteilung des Neutrons aus einer positiven Ladungsverteilung im Zentrum und negativen Ladungsträgern im äußeren Bereich besteht. Abb. 2.2 zeigt die mit r^2 gewichtete Ladungsverteilung des Neutrons als Funktion des Abstandes vom Zentrum: sie spiegelt diesen Befund wider. Bei der Berechnung von $\rho_n(r)$ wurden zwei verschiedene Parametrisierungen⁶ von $G_{en}(Q^2)$ gewählt (s. [Sch00]), die beide die Steigung von G_{en} bei $Q^2 \approx 0$ wiedergeben und sich nur im Verlauf bei $Q^2 > 0$ unterscheiden. Im Mesonenbild beschreibt man das physikalische Neutron daher als ein Teilchen, welches zeitweise in ein Proton mit einer das Proton umgebenden negativ geladenen Pionwolke dissoziiert.

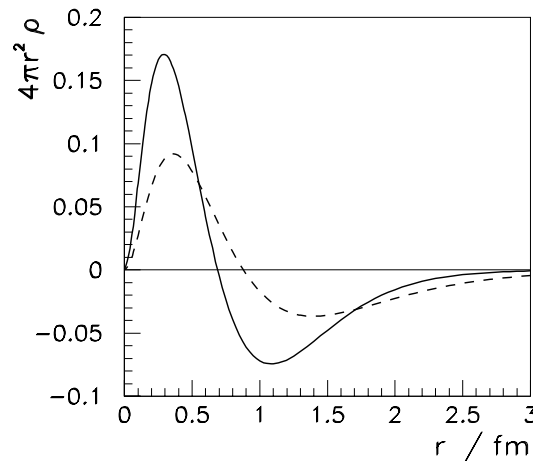


Abb. 2.2: Die mit r^2 gewichtete Ladungsverteilung des Neutrons für zwei verschiedene Parametrisierungen von G_{en} [Sch00].

2.5 Messung des magnetischen Formfaktors des Neutrons

Bevor die Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons aus der quasi-elastischen Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ vorgestellt wird, soll der aktuelle Stand der Messungen des magnetischen Formfaktors G_{mn} kurz diskutiert werden, da dieser entscheidend in die Extraktion von G_{en} aus Doppelpolarisationsexperimenten eingeht.

⁶Galsterparametrisierung für das Parispotential und einen von H. Schmieden durchgeführten Fit an experimentelle Daten. Siehe auch Kap. 2.6.1

Denn bei diesen Experimenten wird immer das Produkt ($G_{en} \cdot G_{mn}$) bzw. Verhältnis (G_{en} / G_{mn}) gemessen.

Von vielen verschiedenen Möglichkeiten, G_{mn} zu bestimmen, sollen zwei exemplarisch vorgestellt werden. Zum einen soll die Messung des magnetischen Formfaktors G_{mn} in der inklusiven quasielastischen Streuung ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ [Gao94, Xu00], zum anderen die derzeit genaueste Messung über die Bestimmung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte $R = \sigma(e, e'n)/\sigma(e, e'p)$ in der quasielastischen Elektronstreuung an Deuterium [Ank94, Ank98, Bru95, Kub99] diskutiert werden.

2.5.1 Bestimmung von G_{mn} in der quasielastischen Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$

Die Bestimmung des magnetischen Formfaktors G_{mn} in der inklusiven quasielastischen Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ [Gao94, Ish98] basiert auf dem gleichen Meßprinzip wie die Bestimmung von G_{en} in der exklusiven Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ (vgl. dazu Kap. 2.6.2). Der ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ -Wirkungsquerschnitt setzt sich aus zwei spinabhängigen Antwortfunktionen, der sogenannten transversalen Antwortfunktion $R_{T'}$ und longitudinal-transversalen $R_{TL'}$, sowie den spinunabhängigen Antwortfunktionen R_L und R_T zusammen. $R_{T'}$ und $R_{TL'}$ können experimentell aus der spinabhängigen Asymmetrie

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (2.20)$$

extrahiert werden, wobei σ^\pm die Wirkungsquerschnitte für die zwei verschiedenen Elektronenhelizitäten darstellen. Da der Grundzustand von ${}^3\text{He}$ dominant ($\sim 90\%$) als symmetrischer S-Zustand vorliegt, trägt der Spin des Neutrons im wesentlichen den Spin des ${}^3\text{He}$ -Kerns. Nach T.W. Donnelly [Don86] kann die spinabhängige Asymmetrie A dann geschrieben werden als

$$A = \frac{-(\cos\theta_S^* \nu_{T'} R_{T'} + \sin\theta_S^* \nu_{TL'} R_{TL'})}{\nu_L R_L + \nu_T R_T}, \quad (2.21)$$

wobei $(\nu_L, \nu_T, \nu_{T'}, \nu_{TL'})$ kinematische Faktoren und θ_S^* der Polarwinkel des Targetspins in Bezug auf den Dreierimpulsübertrag \vec{q} sind (s. Abb. 2.5). Die Antwortfunktionen R_k ($k = L, T, T', TL'$) hängen von Q^2 und dem Energieübertrag ω ab. Für $\theta_S^* = 0$, d.h. wenn der Targetspin parallel zum Impulsübertrag \vec{q} ist, erhält man die sogenannte transversale Asymmetrie $A_{T'}$, die dann proportional zu $R_{T'}$ ist.

Um die Empfindlichkeit der Asymmetrie A auf G_{mn} besser zu sehen, soll im Folgenden der Einfachheit halber angenommen werden, daß in der quasielastischen Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ die Elektronen elastisch an den drei freien Konstituenten des ${}^3\text{He}$ -Kerns streuen. Damit kann der (spinunabhängige) Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als inkohärente Summe der Beiträge vom Neutron und den beiden Protonen mit:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = 2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n. \quad (2.22)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_N$ mit $N=(n,p)$ ist dabei der Rosenbluthwirkungsquerschnitt Gl. 2.12. Für die Spinabhängigkeit der Asymmetrie A erhält man die gleiche Asymmetriformel wie für die Streuung am freien Neutron, nur wird die Asymmetrie "verdünnt" durch den Beitrag der Protonen. Da wie bereits erwähnt die Spins der Protonen im ${}^3\text{He}$ hier abgesättigt sind, tragen sie zum polarisationsabhängigen Teil der Asymmetrie nicht bei. Somit gilt:

$$A_{3\text{He}} = A_n \cdot \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n + 2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p}. \quad (2.23)$$

In transversaler Asymmetrie erhält man schließlich

$$A_{3\text{He}} = \frac{b(G_{mn}^2 + G_{mp}^2)}{c(G_{en}^2 + 2G_{ep}^2) + d(G_{mn}^2 + G_{mp}^2)}, \quad (2.24)$$

wobei a, b, c und d rein kinematische Variablen darstellen (s. Kap. 2.6.2). Mißt man nun $A_{3\text{He}}$, kann man mit den bekannten Formfaktoren des Protons G_{ep} und G_{mp} den magnetischen Formfaktor des Neutrons bestimmen. G_{en} kann dabei gegen den großen Beitrag von G_{ep} vernachlässigt werden. Der Übergang zur Reaktion am gebundenen Nukleon führt zu Gl. 2.21 mit der "response function" R_k .

Der Vorteil dieser Methode ist, daß keine Absolutbestimmung der Nachweiseffizienz der Neutronen benötigt wird (s. Kap. 2.5.2). Nachteil ist, daß die Extraktion von G_{mn} aus der inklusiven Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ die Kenntnis der Kernstruktur von ${}^3\text{He}$ voraussetzt und Korrekturen aus theoretischen Rechnungen unterliegen.

2.5.2 Bestimmung von G_{mn} über das Verhältnis $R = \sigma(e, e'n)/\sigma(e, e'p)$ in quasielastischer Elektronenstreuung

Die derzeit genauesten Werte für G_{mn} werden aus der Bestimmung des Verhältnisses $R = \sigma(e, e'n)/\sigma(e, e'p)$ in der quasielastischen Elektronenstreuung an Deuterium gewonnen. Da in dieser Messung derselbe Detektor für beide Nukleonen verwendet wird und somit für diese den gleichen Raumwinkel abdeckt, ist das Verhältnis R unabhängig von den Akzeptanzen. Korrekturen aufgrund von FSI⁷ am Proton sind für Deuterium gut verstanden. Mit der Einschränkung des analysierten Bereiches auf quasielastische Streueignisse werden außerdem MEC-Effekte⁸ minimiert. Außerdem ist man in diesem Messprinzip unabhängig von Luminosität, Totzeiteffekten und Effizienzen des Elektronspektrometers. Die einzige unbekannte Größe sind die Nachweiseffizienzen des Nukleondetektors für Protonen und Neutronen, die sehr genau bekannt sein müssen. Diese wurden am PSI⁹ mit einem gut kollimierten Neutronenstrahl bekannter Energie folgendermaßen bestimmt: Man wies an flüssigem Wasserstoff elastisch gestreute Neutronen in dem Nukleondetektor mit

⁷FSI (final state interaction): Wechselwirkung zwischen dem gestreuten Nukleon und dem Restkern nach dem eigentlichen quasielastischen Streuprozess

⁸MEC (meson exchange currents): Modifizierung der quasielastischen Streuung am freien Neutron durch Wechselwirkung mit Mesonen (π, ρ, \dots) im Kern

⁹Paul-Scherrer-Institut, Schweiz

der unbekanntenen Nachweiseffizienz nach. Gleichzeitig wurde über die durch Messung von Energie und Streuwinkel des Rückstoßprotons aus der elastischen n-p-Reaktion bekannte Kinematik die Gesamtzahl von Neutronen, die im Nukleondetektor nachgewiesen werden sollten, bestimmt und daraus die Effizienz ermittelt.

Die aktuellen Daten aus verschiedenen Messungen an mehreren Instituten werden in Abb. 2.3 oben im Vergleich mit verschiedenen Rechnungen dargestellt [Jou00]. Obwohl an den verschiedenen Instituten verschiedene experimentelle Techniken ver-

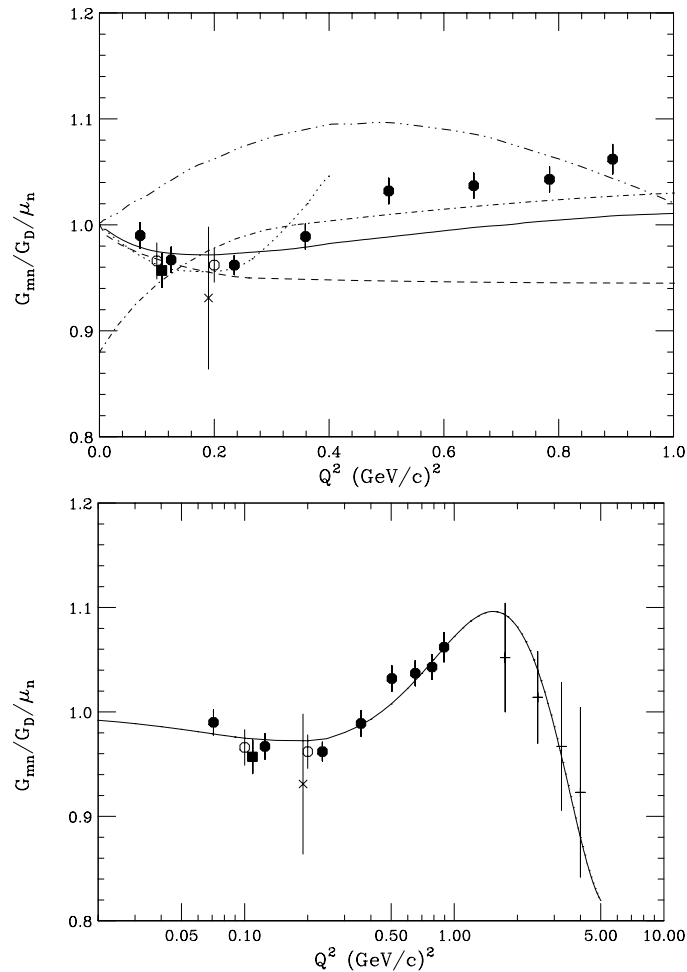


Abb. 2.3: Vergleich verschiedener Messungen und Modellrechnungen des magnetischen Formfaktors. **Oben:** Gezeigt sind Messungen an NIKHEF/PSI [Ank94] (■), an MAMI/PSI [Ank98, Kub99] (●), an JLab [Xu00] (○) und an Bates [Gao94] (×). Im Vergleich dazu sind folgende Modelle gezeigt: Mergell et al. [Mer96] (—), Kubis [Kub01] (···), Eich [Eic88] (- · -), Schlumpf [Sc94] (- -) und Lu et al. [Lu97] (- · ·). **Unten:** Zusätzlich zu den links gezeigten Messpunkten wird der Fit mit der neuen Parametrisierung (s. Gl. 2.26) gezeigt. Desweiteren sind die Messungen oberhalb von $1 (\text{GeV}/c)^2$ von Lung et al. [Lun93] (+) zu sehen.

wendet wurden, zeigen die Daten eine sehr gute Übereinstimmung. Nicht gezeigt sind die Ergebnisse von H. Reike (Bonn) [Rei93, Bru95], da nach [Jou97] die Bestimmung der Nachweiseffizienz des dort verwendeten Nukleondetektors nicht korrekt war und

deshalb die Messung stark von den hier gezeigten abweicht¹⁰.

Die gezeigten Ergebnisse ermöglichen nach [Jou00] außerdem eine rein experimentelle Bestimmung des mittleren quadratischen magnetischen Radius des Neutrons, welcher über

$$\langle r_{mn}^2 \rangle = -6\hbar^2 \left(\frac{dG_{mn}(Q^2)}{dQ^2} \right)_{Q^2=0} \quad (2.25)$$

mit dem magnetischen Formfaktor zusammenhängt (s. dazu Kap. 2.4). In Abb. 2.3 unten ist die Anpassung von fünf freien Fitparametern $b_1 \dots b_5$ an die Messdaten gezeigt. Dabei wurde folgende Parametrisierung verwendet:

$$G_{mn}(Q^2) = \frac{\mu_n}{1 + \frac{Q^2 b_1}{1 + \frac{Q^2 b_2}{1 + \dots}}} \quad (2.26)$$

Die Parametrisierung ist der Übersichtlichkeit halber nur für die ersten beiden Fitparameter dargestellt.

Nach Gl. 2.25 und 2.26 läßt sich $\langle r_{mn}^2 \rangle$ direkt experimentell bestimmen. Der mittlere quadratische magnetische Radius des Neutrons hängt nach Gl. 2.25 mit dem Parameter b_1 in erster Ordnung der Taylorentwicklung über $\langle r_{mn}^2 \rangle = 6\hbar^2 \cdot b_1$ zusammen. Auf diese Weise wurde der magnetische Radius zu $\sqrt{\langle r_{mn}^2 \rangle} = 0.873 \pm 0.011$ fm bestimmt [Jou00].

2.6 Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons

2.6.1 Bestimmung von G_{en} in der elastischen Streuung $D(e,e')$

Der elektrische Formfaktor des Neutrons ist experimentell am wenigsten zugänglich. In Kap. 2.3 wurden bereits die Schwierigkeiten der Bestimmung von G_{en} über die Methode der Rosenbluth-Separation erläutert. Die Methode zur Bestimmung des Ladungsradius in der kohärenten Streuung thermischer Neutronen an den Elektronen schwerer Atome (s. Kap. 2.4) kann zur Bestimmung von G_{en} bei $Q^2 > 0$ nicht eingesetzt werden. Deshalb werden in der Umkehrreaktion Elektronen an den Neutronen im gebundenen Kernsystem gestreut. Bevor Experimente mit Polarisationsvariablen durchgeführt werden konnten, gewann man den Formfaktor aus der elastischen Elektron-Deuteron-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{E'}{E} [A(Q^2) + B(Q^2)\tan^2(\vartheta_e/2)], \quad (2.27)$$

wobei $A(Q^2)$ und $B(Q^2)$ die longitudinale bzw. transversale Deuteronstrukturfunktion darstellen. Wie bereits diskutiert wurde, reichen bei einem Spin-1/2-Teilchen

¹⁰Das Verhältnis $G_{mn}/\mu_n G_D$ ist etwa 10 % größer (relativ) im Bereich $0.255 \leq Q^2 \leq 0.605$ als die hier gezeigten Meßwerte.

zwei Formfaktoren zur Beschreibung seiner elektromagnetischen Eigenschaften. Bei einem Spin-1-Teilchen, wie dem Deuteriumkern, werden insgesamt drei Formfaktoren benötigt: der Ladungsmonopol- (G_C), der magnetische Dipol- (G_M) und der Ladungsquadrupol- (G_Q) Formfaktor. Diese Formfaktoren hängen mit den Strukturfunktionen A und B folgendermaßen zusammen:

$$\begin{aligned} A(Q^2) &= G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9}\tau^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3}\tau G_M^2(Q^2)(1 + \tau), \\ B(Q^2) &= \frac{4}{3}\tau(1 + \tau)^2 G_M^2(Q^2), \end{aligned} \quad (2.28)$$

wobei M_D die Masse des Deuteriumkerns und $\tau = \frac{Q^2}{4M_D^2}$ ist. Die zur Bestimmung von G_{en} interessanten Formfaktoren G_C und G_Q können durch die Integrale über die Deuteriumwellenfunktion ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} G_C &= G_{IS} \cdot \int e^{i\vec{q}\vec{r}} |\Psi_D(x)|^2 d^3\vec{r}, \\ G_Q &= G_{IS} \cdot \int e^{i\vec{q}\vec{r}} \langle \Psi_D | \hat{Q}(x) | \Psi_D \rangle d^3\vec{r}, \\ \text{mit } G_{IS} &= G_{en} + G_{ep}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

wobei $\hat{Q}(x)$ der elektrische Quadrupol-Operator und $|\Psi_D\rangle$ die Deuteronwellenfunktion ist. Setzt man den isoskalaren elektrischen Formfaktor G_{IS} in Gl. 2.28 ein, so treten in der letztlich im Experiment über eine Rosenbluth-Separation gewonnenen Strukturfunktion $A(Q^2)$ Terme mit G_{IS}^2 auf. Über den so erhaltenen Interferenzterm $G_{en} \cdot G_{ep}$ wird die Meßgröße G_{en} herausprojiziert und ermöglicht schließlich die Extraktion von G_{en} (Heterodyn-Prinzip).

Anhand von Gl. 2.29 wird das Problem der Analyse des elektrischen Formfaktors besonders deutlich: Zur Extraktion von G_{en} wird eine Wellenfunktion und damit ein Nukleon-Nukleon-Potential (NN-Potential) benötigt.

Galster führte 1971, basierend auf der ersten derartigen Messung, eine phänomenologische Beschreibung von G_{en} ein:

$$G_{en} = -a \cdot \frac{\kappa_n \tau}{1 + b\tau} \cdot G_{\text{Dipol}}, \quad (2.30)$$

mit $a = 1$ und $b = 5.6$ [Gal71]. Der Faktor a in dieser Parametrisierung entspricht dabei der Steigung des Formfaktors bei $Q^2 \approx 0$ (s. Kap. 2.4).

In Abb. 2.4 sind die Ergebnisse einer neueren Arbeit [Pla90] dargestellt. Dabei wurden unterschiedliche NN-Potentiale für die Extraktion verwendet. Dies hat in Gl. 2.30 verschiedene Werte für a und b zur Folge. So ergeben sich unter Verwendung des Reid-Soft-Core-Potentials die Parameter $a = 0.98$ und $b = 17.7$, für das Paris-Potential $a = 1.25$ und $b = 18.3$. Obwohl die Parametrisierungen die Steigung des Formfaktors bei $Q^2 \approx 0$ wiedergeben, weisen die mit den verschiedenen NN-Potentialen analysierten Daten eine systematische Verschiebung von bis zu 50 % auf. Die in der Abbildung 2.4 eingezeichneten Datenpunkte zeigen unter Verwendung

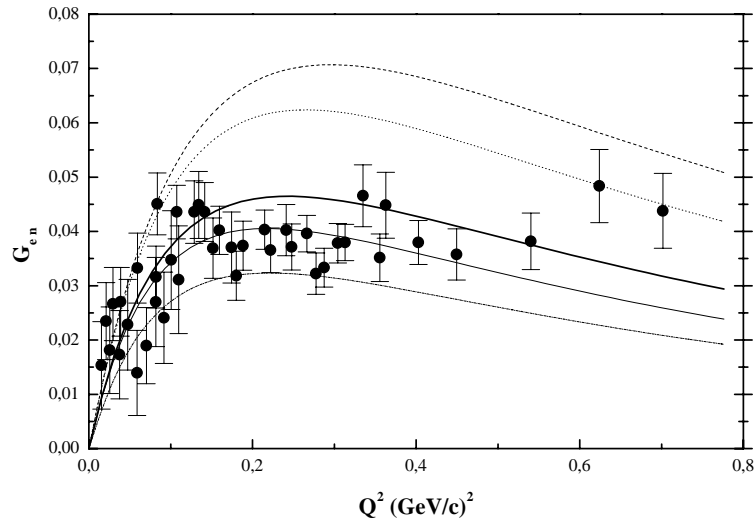


Abb. 2.4: Bestimmung von G_{en} aus der elastischen Elektronstreuung an Deuterium unter Annahme des Paris-Potentials [Pla90] (Datenpunkte). Die Linien entsprechen einem 2-Parameter Fit an die Daten mit folgenden NN-Potentials: Nijmegen-Potential (— · —), Argonne V14-Potential (· · ·), Paris-Potential (—), Reid-Soft-Core Potential (---). Für das Parispotential ist außerdem die Reanalyse unter Berücksichtigung der $\Delta\Delta$ -Beimischung in der Deuteronwellenfunktion [Amg98] dargestellt (—).

des Parispotentials die gute statistische Genauigkeit dieser Messungen. Bei Verwendung eines anderen NN-Potentials verschieben sich diese Datenpunkte systematisch entsprechend den angegebenen Fitkurven.

Die große Empfindlichkeit der extrahierten Daten auf kleine Änderungen der Deuteronwellenfunktion wurde auch in einer Reanalyse der Daten von Platchkov et al. gezeigt: Die Berücksichtigung einer 0.8 %-igen $\Delta\Delta$ -Beimischung in der Deuteronwellenfunktion [Amg98] führt zu einem Absenken der Datenpunkte bei Impulsüberträgen $\gtrsim 0.5$ (GeV/c)² und zu einem Anheben bei kleineren Q^2 (Vergleiche dazu die Kurven — und — in Abb. 2.4).

2.6.2 Bestimmung von G_{en} in quasielastischer Streuung ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}(\vec{e}, e'n)$

In der quasielastischen Streuung an den Konstituenten des Kerns (D, ${}^3\text{He}$) wird die Modellabhängigkeit deutlich verringert, da das virtuelle Photon direkt mit den Nukleonen wechselwirkt. Wie bereits beschrieben, wird man bei der zusätzlichen Verwendung von Polarisationsvariablen noch sensitiver auf G_{en} über den Interferenzterm zwischen G_{en} und G_{mn} (s. Kap. 2.6).

In der einfachsten Beschreibung des quasielastischen Streuprozesses, der sog. "Plane Wave Impulse Approximation" (PWIA), werden einige Annahmen gemacht: So wird das ein- und auslaufende Teilchen als freies Teilchen (ebene Welle) betrachtet. Nur

ein Photon wird im Streuprozess ausgetauscht, das den gesamten Impulsübertrag Q^2 auf das eine Nukleon abgibt, welches im Ausgangskanal analysiert wird. Desweiteren treten keine Endzustandswechselwirkungen zwischen dem herausgeschlagenen Nukleon und dem Restkern auf (Spektatormodell). Vor der Streuung soll das sich noch im Kern gebundene Nukleon auf der Massenschale ("on mass-shell") befinden. Unter diesen Voraussetzungen kann der Streuprozess wie in Abb. 2.5 oben dargestellt werden. Das zugehörige Koordinatensystem mit den Streuwinkeln ist in der Abbildung darunter zu sehen.

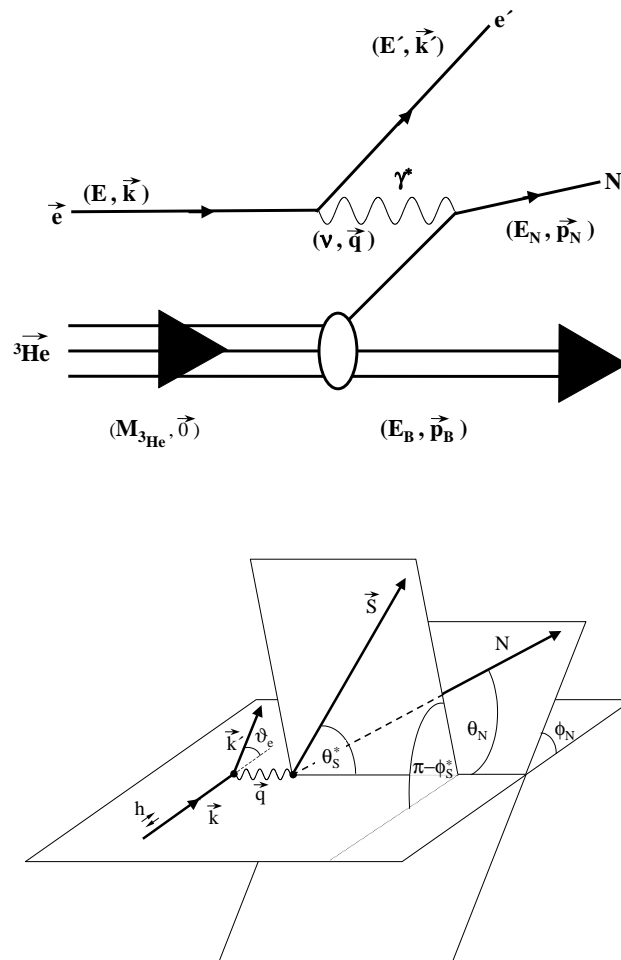


Abb. 2.5: oben: Streudiagramm der exklusiven quasielastischen Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'N)X$ in PWIA. **unten:** Koordinatensystem in der quasielastischen Streuung von polarisierten Elektronen (Helizität $h=\pm 1$) an einem polarisierten Kern mit Spin \vec{S} . Der Targetwinkel θ_S^* stellt den Winkel zwischen Targetspin S und dem Impulsübertrag \vec{q} dar. Die Auslenkung des Targetspins S gegenüber der Streuebene, die durch den ein- und auslaufenden Impuls \vec{k} bzw. \vec{k}' des Elektrons aufgespannt wird, wird durch ϕ_S^* beschrieben. S_{\perp} , bzw. S_{\parallel} sind dabei die Targetspineinstellungen senkrecht, bzw. parallel zu \vec{q} . $\theta_N(\phi_N)$ sind die Winkel, unter denen das Nukleon respektive \vec{q} (Streuebene) gestreut wird.

In dem hier vorgestellten Experiment wurde die exklusive Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)pp$ untersucht. Dabei wurden sowohl Azimut- und Polarwinkel des gestreuten Elektrons und des herausgeschlagenen Nukleons gemessen als auch die Energie des gestreuten Elektrons. Unter der Voraussetzung, daß der pp-Restkern in dieser Reaktion als ein Teilchen behandelt werden kann (d.h., daß das pp-System keine Relativenergie besitzt), ist damit die Streukinematik vollständig bekannt (s. Anhang A).

In der PWIA-Näherung wird in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)pp$ die elastische Streuung am freien Neutron approximiert. Der Spin des ${}^3\text{He}$ -Kerns wird dabei vollständig vom Spin des Neutrons getragen. Nach [Bla84] kann dann die vom Elektronenspin abhängige Asymmetrie für ein freies, ruhendes Neutron geschrieben werden als:

$$A_{\text{theo}}(\theta_S^*) = \frac{aG_e G_m \sin(\theta_S^*) \cos(\phi_S^*) + bG_m^2 \cos(\theta_S^*)}{cG_e^2 + dG_m^2} \quad (2.31)$$

Die kinematischen Größen a - d sind folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} a &= 2\sqrt{\tau(1+\tau)} \tan\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right), \\ b &= 2\tau\sqrt{1+\tau + (1+\tau)^2 \tan^2\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right)} \tan\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right), \\ c &= 1, \\ d &= \tau + 2\tau(1+\tau)\tan^2\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right), \text{ mit } \tau = \frac{Q^2}{4M^2}. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Dabei ist ϑ_e der Streuwinkel des Elektrons. Zur Bestimmung von G_{en} wird $\phi_S^* = 0$ (s. Gl. 2.31) gewählt¹¹.

Für ein im Kernverband gebundenes Nukleon ändert sich diese Formel, da aufgrund der Unschärferelation das im Kern gebundene und damit lokalisierte Nukleon einen Impuls, den sog. Fermiimpuls p_F besitzt. Die dadurch erzeugte Verbreiterung des Impulsspektrums des nachgewiesenen Nukleons bzw. des gestreuten Elektrons wird deshalb auch Fermiverschmierung genannt. Man gelangt von der gemessenen Asymmetrie auf die in Gl. 2.31 angegebene mit einer nachträglichen Korrektur der Meßdaten (s. Kap.4.5.1). Abb. 2.6 zeigt die Asymmetrie unter verschiedenen Parametrisierungen von G_{en} (s. Gl. 2.30). Die größte Sensitivität auf den elektrischen Formfaktor erhält man bei $\theta_S^* = 90^\circ$, d.h. wenn der Targetspin senkrecht auf \vec{q} ist. Schon bei kleinen Abweichungen des Winkels θ_S^* von 90° trägt der sehr viel größere Anteil von G_{mn} signifikant zur Asymmetrie bei. Deshalb muß der Winkel in der Bestimmung von G_{en} sehr genau kontrolliert bzw. gemessen werden. Auch durch die Fermiverschmierung ist die Bedingung, daß der Targetspin senkrecht auf \vec{q} ist, nicht für alle herausgeschlagenen Nukleonen erfüllt, sondern um ein mittleres \vec{q} verschmiert. Dieser Effekt erfordert in der Analyse von G_{en} Korrekturen (s. Kap.4.5.1).

Experimentell ist die Asymmetrie über die auf die Gesamtzählrate normierte Zählratendifferenz $N^+ - N^-$ respektive der Elektronenhelizität gemäß

$$A_{\text{exp}} = P_e \cdot P_n \cdot A_{\text{theo}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}. \quad (2.33)$$

¹¹Bereits in Gl. 2.31 wurde $\phi_N = \theta_N = 0$ verwendet (s. Abb. 2.5).

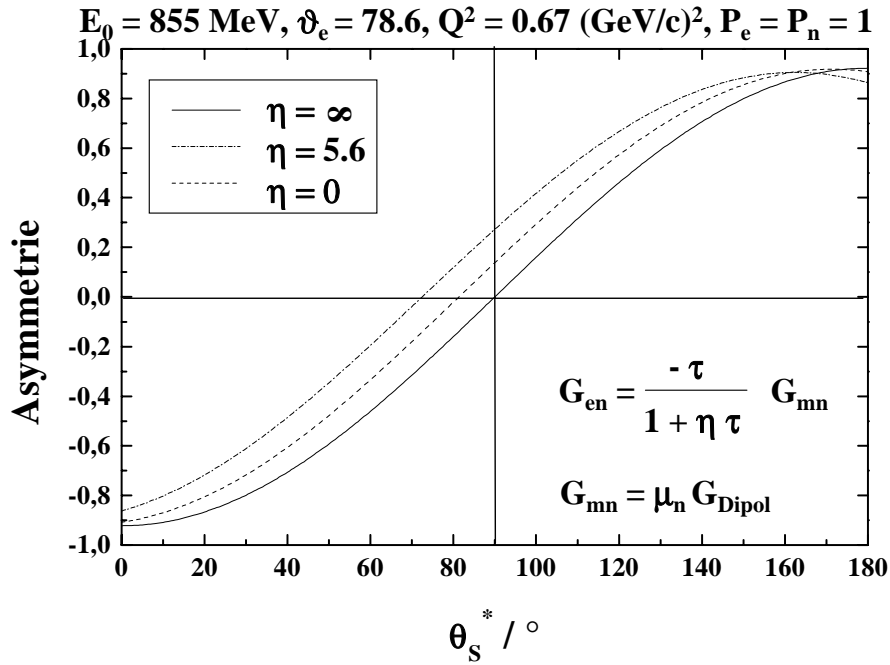


Abb. 2.6: Abhängigkeit der theoretischen Asymmetrie vom Winkel zwischen Targetspin und quasielastischen Impulsübertrag in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ für verschiedene Parameterisierungen von G_{en} .

zugänglich. Im Experiment wurden abwechselnd die Targetspinstellungen senkrecht ($\theta_S^* = 90^\circ$ bzw. 270°) und parallel ($\theta_S^* = 0^\circ$ bzw. 180°) zum Impulsübertrag \vec{q} eingestellt. Die dazugehörigen Asymmetrien werden im folgenden mit $A_\perp = A(90^\circ$ bzw. $270^\circ)$ und $A_\parallel = A(0^\circ$ bzw. $180^\circ)$ bezeichnet. Die um 180° verschiedenen Asymmetrien unterscheiden sich im Vorzeichen und minimieren etwaige systematische Ungenauigkeiten in der Messung. Unter Berücksichtigung der endlichen Polarisationswerte der Elektronen (P_e) und Neutronen (P_n) ergibt sich nach Gl. 2.31 als experimentelle Asymmetrie Gl. 2.33. Ein wesentlicher Vorteil einer Asymmetriemessung ist, daß keine absoluten Wirkungsquerschnitte zu bestimmen sind, sondern nur Relativmessungen durchgeführt werden, was viele systematische Fehler bei der Datenanalyse eliminiert.

Die Bestimmung des *Verhältnisses* der Asymmetrien A_\perp/A_\parallel ist nach Gl. 2.33 gerade proportional zum Verhältnis des elektrischen und magnetischen Formfaktors:

$$\frac{A_\perp}{A_\parallel} = \frac{a \overline{P_e P_n}^\parallel G_e}{b \overline{P_e P_n}^\perp G_m} \quad (2.34)$$

Ein weiterer Vorteil dieser Verhältnisbildung ist, daß sich das Polarisationsprodukt $P_e P_n$ in erster Ordnung herauskürzt. Erst wenn in den Meßperioden von A_\perp und A_\parallel die Polarisationsprodukte $(P_e P_n)_{\perp, \parallel}$ unterschiedlich sind, muß darauf korrigiert

werden. Dazu muß aber nicht auf Absolutmessungen der Polarisationswerte zurückgegriffen werden. Erst wenn anstatt des Verhältnisses $A_{\perp} / A_{\parallel}$ die Asymmetrien getrennt analysiert werden, müssen die Absolutmessungen der Polarisationswerte berücksichtigt werden.

2.6.3 Verwendung von ^3He als effektives polarisiertes Neutrontarget

Entscheidet man sich für ^3He als effektives polarisiertes Neutronentarget, so müssen folgende Fragen geklärt werden:

1. Zu welchem Anteil trägt das Neutron den Kernspin (Struktur von ^3He) und
2. welchen Einfluß haben Kernbindungseffekte auf die Messung von G_{en} (s. Kap. 2.6.4)?

Während bei schweren Kernen der Gesamtspin nur von den wenigen Valenznukleonen bestimmt wird, tragen zum Spin von ^3He alle drei Nukleonen bei. Faddeev-Rechnungen zeigen, daß der Spin des Kerns im Grundzustand dominant vom Neutron getragen wird. Dies legt schon der Vergleich der magnetischen Momente in Einheiten des Kernmagnetons des ^3He -Kerns $\mu_{^3\text{He}} = -2.12 \cdot \mu_K$ und eines freien Neutrons $\mu_n = -1.91 \cdot \mu_K$ nahe. Nach PWIA-Rechnungen von Blankleider und Woloshyn [Bla84], Schulze und Sauer [Sch93] und Nagorny und Turchinets [Nag98] wird etwa 90% der ^3He -Gesamtwellenfunktion durch den räumlich symmetrischen S-Zustand bestimmt, in dem der ^3He -Kernspin allein vom Neutron getragen wird und die beiden Protonen in ihren Spins abgesättigt sind (s. Abb. 2.7). Im D-Zustand koppeln

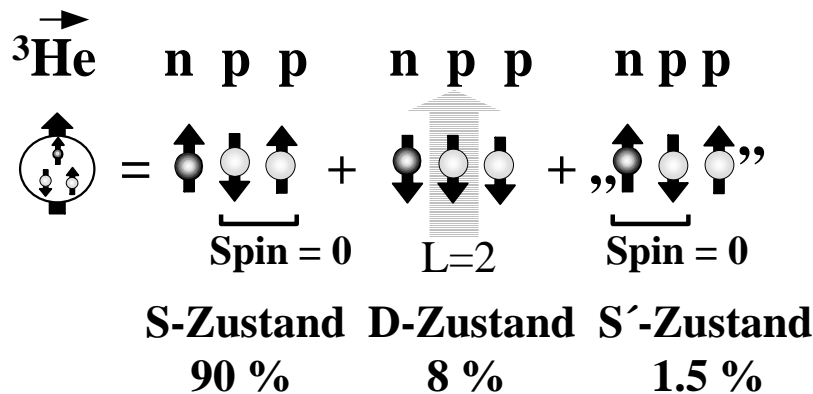


Abb. 2.7: Die Hauptbeiträge der Nucleonenspins zur ^3He -Wellenfunktion mit den zugehörigen Anteilen an der Wellenfunktion in PWIA-Rechnungen nach [Bla84, Sch93, Nag98].

die Nucleonenspins an den Bahndrehimpuls ($L=2$) an. In diesem Fall sind die Spins aller drei Nucleonen entgegen des Spins des ^3He -Kerns orientiert. Zusätzlich trägt

eine gemischt-symmetrische Konfiguration, der S'-Zustand ($P_{S'} \sim 1.5\%$), zum Kernspin bei. Neutron und Proton bilden hier einen Subzustand, in dem sie zu einem Spin-Null-System koppeln. Alle anderen Konfigurationen von Partialwellen sind in ihrem Beitrag zur Gesamtwellenfunktion klein und können vernachlässigt werden (s. Anhang B).

Die Partialwellen haben eine Verteilung im Ortsraum, die auf eine Verteilung im Impulsraum (missing momenta¹²) umgeschrieben werden kann. Damit ist zwangsläufig die Polarisation der Nukleonen im ${}^3\text{He}$ -Kern abhängig vom jeweiligen missing momentum \vec{p}_m , unter dem das Nukleon „beobachtet“ wird. Dem Experiment zugänglich ist daher eine Spin-Asymmetrie in der Impulsverteilung, die durch

$$N(\vec{p}_m, t) = \frac{\rho_{\uparrow}(\vec{p}_m, t) - \rho_{\downarrow}(\vec{p}_m, t)}{\rho_{\uparrow}(\vec{p}_m, t) + \rho_{\downarrow}(\vec{p}_m, t)}, \quad (2.35)$$

mit

$$\rho_{\uparrow(\downarrow)}(\vec{p}_m, t) = \int dE_m S_{\sigma_A}(E_m, \vec{p}_m, t) \quad (2.36)$$

gegeben ist. Die spinabhängige Spektralfunktion $S_{\sigma_A}(E, \vec{p}_m, t)$ [Sch93] ist definiert als die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Nukleon mit Isospin t , der "missing energy" E_m , dem Impuls \vec{p}_m und dem Spin σ_N parallel (antiparallel) zum ${}^3\text{He}$ -Spin ($\sigma_A = +$ oder $-$) zu finden. In Abb. 2.8 werden die Ergebnisse der Faddeev-Rechnungen von Schulze und Sauer unter Verwendung des Paris-Potentials dargestellt. Dabei wird die Polarisation des ${}^3\text{He}$ -Kerns als 100 % angenommen. Selektiert man kleine „missing momenta“ von ($p_m < 150 \text{ MeV}/c$), so erhöht sich der Anteil der S-Welle sogar auf etwa 94 % (s. Abb. 2.8). Dies ändert sich jedoch für höhere Fermiimpulse aufgrund der Beimischung des D-Zustands, der ab $p_m \approx 400 \text{ MeV}/c$ dominant wird. Beim Proton (s. Abb. 2.8b) sind die individuellen Beiträge aus dem Zwei- ($N_2^p(\vec{p}_m)$) und Dreikörperaufbruch ($N_3^p(\vec{p}_m)$) bedeutend und gehen mit entgegengesetztem Vorzeichen ein. Selbst im reinen S-Zustand gilt $N_3^p(\vec{p}_m=0) = -N_2^p(\vec{p}_m=0) \approx 0.25$. Erste Untersuchungen zur Struktur von ${}^3\text{He}$ mit Polarisationsvariablen wurden am IUCF¹³ mit polarisierten Protonen in quasifreier Kinematik (${}^3\text{He}(\vec{p}, 2p)$ bzw. ${}^3\text{He}(\vec{p}, pn)$) durchgeführt [Blo95, Mil96]. Dabei wurde der spinabhängige Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \sigma_0(1 \pm P_S A_{00n0} \pm P_T A_{000n} + P_S P_T A_{00nn})$$

untersucht, wobei σ_0 der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt ist. P_S bzw. P_T sind die Polarisationsgrade von Strahl und Target, wobei die Ausrichtung der Spins jeweils senkrecht zur Streuebene ist. A_{00n0} und A_{000n} entsprechen den so genannten Strahl- bzw. Targetanalysierstärken, die über Rechts-Links Asymmetrien in Analogie zur Mottasymmetrie¹⁴ gemessen werden können. Wichtig ist, daß in diesem Fall nur der Strahl bzw. das Target polarisiert sind. Statt einer Rechts-Links Asymmetrie könnte

¹²Das missing momentum p_m entspricht hier dem Fermiimpuls der Nukleonen im ${}^3\text{He}$ -Kern. Nach der Unschärferelation $\Delta x \cdot \Delta p \sim h$ muß für ein freies Nukleon $\Delta x \rightarrow \infty$ gelten und somit $\Delta p \rightarrow 0$.

¹³Indiana University Cyclotron Facility

¹⁴Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung kann eine Rechts-Links-Asymmetrie gemessen werden.

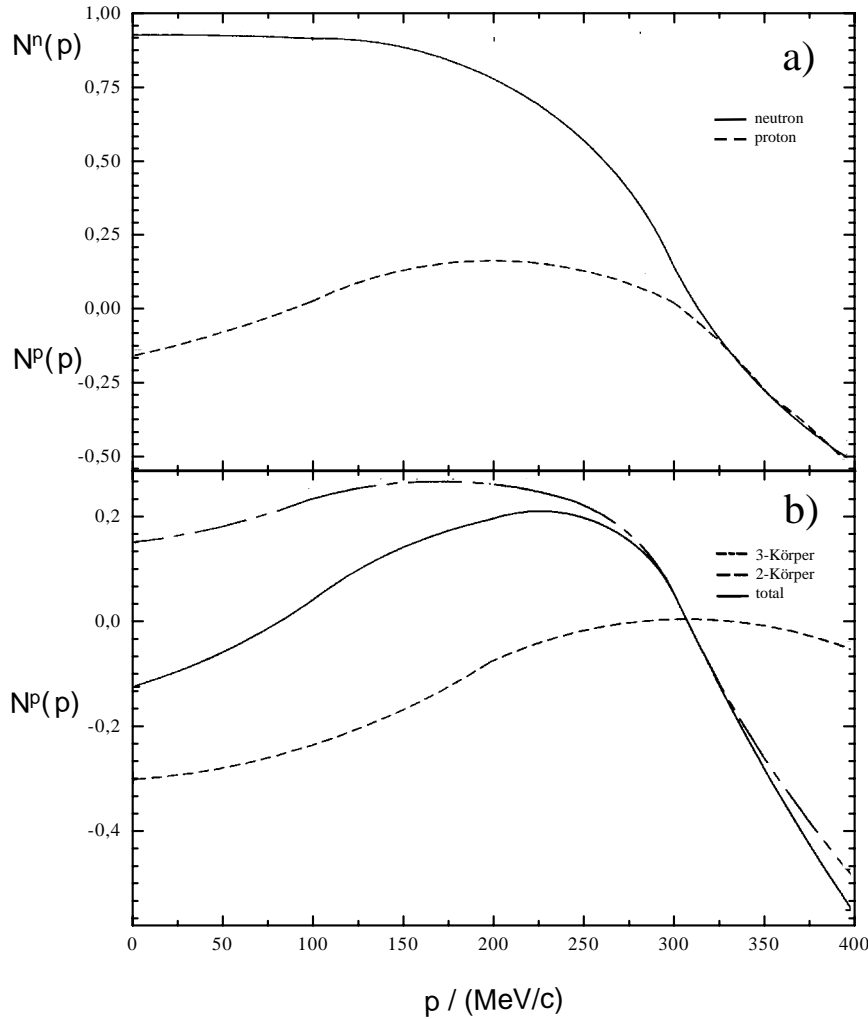


Abb. 2.8: a) Spinasymmetrie in der Impulsverteilung für das Neutron (durchgezogen) und das Proton (gestrichelt) als Funktion des Nukleonimpulses p . b) Aufteilung des Protonanteils (durchgezogen) nach Zwei- (gestrichelt) und Dreikörperaufbruch (strich-punktiert).

man auch die *Polarisation* von Strahl bzw. Target umschalten und aus der Differenzbildung (genauer Asymmetriemessung) die Analysierstärken A_{00n0} und A_{000n} bestimmen. Auf diese Weise wird später die Targetasymmetrie A_y^o in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(e, e'n(p))$ bestimmt. Mit den sogenannten Spinkorrelationsstärken A_{00nn} wird der Beitrag durch den Interferenzterm bei Doppelpolarisationsexperimenten (d.h. Strahl und Target sind polarisiert) beschrieben. In PWIA hängt A_{00nn} von ${}^3\text{He}$ mit den entsprechenden Spinkorrelationsstärken von Proton und Neutron $A_{00nn}^{p,n}$ über die Polarisation des Nukleons im ${}^3\text{He}$ -Kern zusammen über

$$A_{00nn} = A_{00nn}^{p,n} \cdot N^{p,n}(p_m).$$

Die Spinkorrelationsstärken $A_{00nn}^{p,n}$ am freien Nukleon sind aus Experimenten bekannt, so daß man über das Verhältnis $V = A_{00nn}/A_{00nn}^{p,n}$ die Spin-Asymmetrie $N^{p,n}(p_m)$

(s. Gl. 2.35) in der Impulsverteilung bestimmen kann. Abb. 2.9 zeigt die so bestimmten Spinasymmetrien als Funktion des "missing-momentums" p_m bei einem Dreierimpulsübertrag von $|\vec{q}| \geq 500$ MeV/c. Die durchgezogenen Linien geben die Fehlergrenzen der PWIA-Rechnung unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung an. Wie man sieht, werden in der quasielastischen Kinematik bei einem Dreierim-

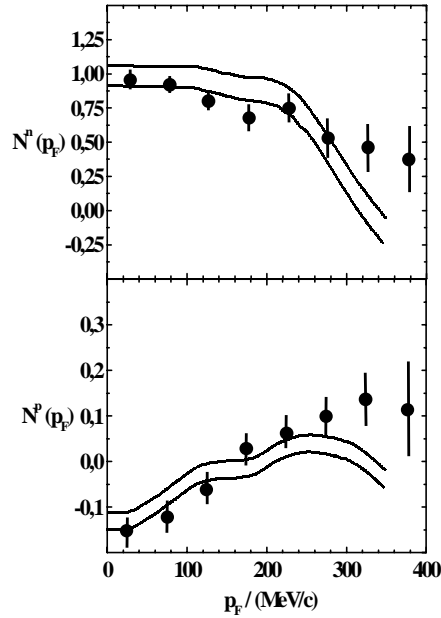


Abb. 2.9: Extraktion der Neutron- und Protonpolarisation im ${}^3\text{He}$ -Kern in Abhängigkeit des Fermiimpulses aus Messungen am IUCF [Mil96] für $|\vec{q}| \geq 500$ MeV/c. Die beiden durchgezogenen Linien markieren die Grenzen des PWIA-Modells für eine Analyse mit verschiedenen Nukleon-Nukleon Phasenverschiebungen und unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung [Sch93].

pulsübertrag von $|\vec{q}| \geq 500$ (MeV/c), die nach PWIA erwarteten Werte experimentell bestätigt für $p_F \leq 150$ (MeV/c)¹⁵. Die Schlussfolgerung aus dieser Messung wäre, daß für $|\vec{q}| \geq 500$ (MeV/c) und der Einschränkung auf den quasielastischen Peak $p_m \leq 150$ (MeV/c) PWIA bei der Analyse der G_{en} -Daten gerechtfertigt ist und FSI keinen nennenswerten Beitrag liefern¹⁶. Dem ist allerdings nicht so, da der Beitrag von FSI immer relativ zur Meßgröße, hier also zu Target- bzw. Spinkorrelationsasymmetrien zu sehen ist, und letztere sind große Effekte. Bei der G_{en} -Messung hingegen, also bei der senkrechten Asymmetrie A_{\perp} (s. Gl. 2.31), mißt man kleine Effekte, und dementsprechend tragen FSI stärker bei. Dies bestätigen auch die FSI-Korrekturen von Glöckle et al. an den Meßdaten von Becker et al., die in PWIA ausgewertet worden sind. Diese belaufen sich auf $\frac{\Delta G_{en}}{G_{en}^{FSI}} \approx 29.5$ %, mit $\Delta G_{en} = G_{en}^{FSI} - G_{en}^{PWIA}$. Bei $Q^2 = 0.67$ (GeV/c)² sollten diese geringer sein, da FSI-Effekte mit der Wechsel-

¹⁵Siehe auch die Verteilungen der Spinasymmetrien $N^{n,p}(p)$ aus Rechnungen von Schulze und Sauer in Abb. 2.8, die durch die experimentellen Daten bestätigt werden

¹⁶Bei der Messung von J. Becker et al. [Bec99] lag der mittlere Impulsübertrag bei $|\vec{q}| \approx 646$ MeV/c und bei der hier besprochenen Messung sogar bei $|\vec{q}| \approx 897$ MeV/c.

wirkungszeit δt_{WW} des herausgeschlagenen Nukleons mit dem Restkern skalieren, wobei gilt:

$$E_{\text{kin}} = \frac{Q^2}{2M_0} = (\gamma M_0 c^2 - M_0 c^2),$$

mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$. Bei einer Ausdehnung des Kerns von etwa 1 fm ergibt sich somit eine Wechselwirkungszeit von $\delta t_{WW} = 1 \text{ fm}/v \equiv f(Q^2)$. Das Verhältnis der Wechselwirkungszeiten bei den beiden Q^2 -Werten ist damit:

$$\frac{f(Q^2=0.67(\text{GeV}/c)^2)}{f(Q^2=0.35(\text{GeV}/c)^2)} \approx 0.13.$$

Dieser Wert kann aber nur eine grobe Vorstellung davon liefern, wie sich die Korrekturen aufgrund von FSI für höhere Impulsüberträge auf die Analyse auswirken. Akzeptanzen der Spektrometer, Wirkungsquerschnitte und andere Effekte bei höheren Impulsüberträgen werden hier nicht berücksichtigt. Da für größere Q^2 -Werte kleinere FSI-Korrekturen erwartet werden, werden entsprechende Messungen zur Zeit am TJNAF und an MAMI durchgeführt. Die Verbesserung des statistischen Fehlers von G_{en} aus der Messung an ${}^3\text{He}$ bei $Q^2 = 0.67 (\text{GeV}/c)^2$ bildete in Mainz den Auftakt. Messungen an Deuterium bei $Q^2 = 0.6$ und $0.8 (\text{GeV}/c)^2$ werden durchgeführt [Sei, Gla]. Die Messungen an Deuterium und ${}^3\text{He}$ sollten hier deutlich besser miteinander übereinstimmen.

2.6.4 Die Rechnungen von Glöckle und Golak

Glöckle und Golak verfügen über einen Programmcode, der eine vollständige Beschreibung der inklusiven und exklusiven Reaktionen an ${}^3\text{He}$ bei kleinem und mittlerem Impulsübertrag liefert. Relativistische Korrekturen sind aber noch nicht berücksichtigt. Dies muß sicherlich bei der G_{en} -Analyse bei dem hohen Q^2 -Wert ($0.67 (\text{GeV}/c)^2$) bei Verwendung dieser Rechnungen zur Korrektur von G_{en} in die Fehlerabschätzung einbezogen werden. Die Rechnungen enthalten Lösungen der Schrödingergleichung im Orts- und Impulsraum für drei strukturlose Nukleonen, die über ein klassisches Nukleon-Nukleon-Potential wechselwirken. Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wird im Falle des ${}^3\text{He}$ durch das AV18-Modell [Wir95] unter Beschränkung auf die dominanten π - und ρ -Beiträge und das Bonn-B Potential [Mac89] mit π - und ρ -Mesonenaustauschströmen beschrieben. Für den Grundzustand ergeben sich aus den Rechnungen verschiedene Komponenten der Wellenfunktion mit Gesamtdrehimpuls $L = 0, 2$, wobei die Wahrscheinlichkeit für Zustände mit $L \neq 0$ etwa zwischen 6% und 9% liegt [Sch98]. Wie bereits gesagt liegt bei dem im Experiment gewählten Impulsübertrag von $Q^2=0.67(\text{GeV}/c)^2$ noch keine umfassende theoretische Analyse der zu erwartenden Effekte vor, so daß in der folgenden Diskussion Bezug auf Rechnungen bei $Q^2 = 0.326 (\text{GeV}/c)^2$ genommen wird, bei denen als Einfallenergie der Elektronen $E_e = 792 \text{ MeV}$ bei einem Streuwinkel von $\vartheta_e = 48.1^\circ$ gewählt wurde [Gol00, Gol00b]. Golak und Glöckle geben in [Gol00] einen umfassenden Überblick über die zu erwartenden Kernbindungseffekte, die im Folgenden näher betrachtet werden sollen. Die Untersuchungen bei dem niedrigen Q^2 -Wert

sind für die Messungen bei $Q^2 = 0.67(\text{GeV}/c)^2$ insofern von Interesse, da sie Anhaltspunkte geben, bei welcher Kinematik bzw. welchem Reaktionskanal man mit besonders starken Effekten rechnen kann. So wurde bei der Konzeption des Experiments in der A1-Spektrometerhalle darauf geachtet, daß man parallel zur G_{en} -Analyse auch Untersuchungen zu FSI-Effekten und D-Wellenbeiträgen durchführen kann. Dies konnte zum Teil so gelöst werden, daß bestimmte Reaktionskanäle (${}^3\text{He}(\vec{e}, e'\vec{p})$) simultan mitgemessen bzw. in einem separaten Meßrun dann die Targetasymmetrie A_y^o (s. [Mer01]) bestimmt wurde. Mit diesen "unabhängigen" Messungen können die Vorhersagen der theoretischen Rechnungen sehr gut überprüft werden. Der systematische Fehler in den theoretischen Korrekturen wird damit also erheblich kleiner, sollten die Vorhersagen der Rechnungen in anderen Reaktionskanälen experimentell bestätigt werden.

Golak hat für $Q^2 = 0.326(\text{GeV}/c)^2$ den exklusiven Reaktionskanal für drei verschiedene Energieverlustwerte $\omega = E_i - E_f$ der quasielastisch gestreuten Elektronen untersucht (s. Abb. 2.10). An den drei in der Abbildung ausgezeichneten Punkten

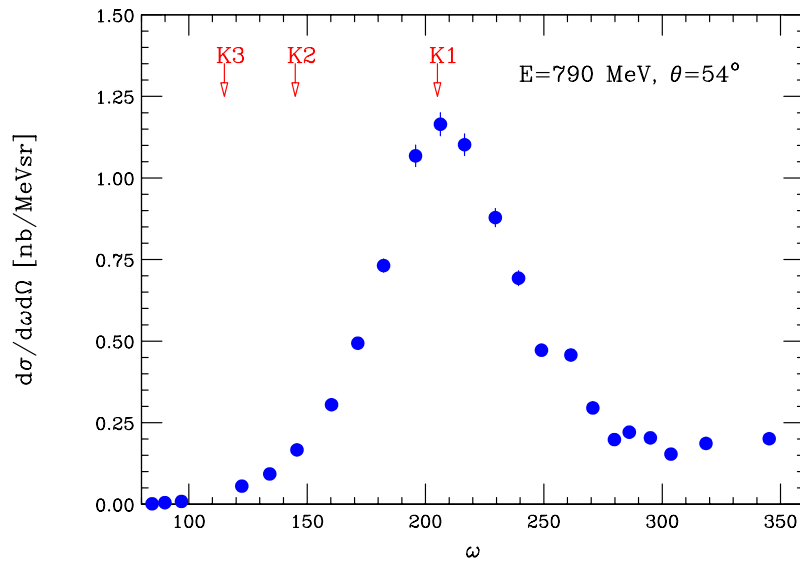


Abb. 2.10: Das am Bates Beschleuniger gemessene Spektrum aus der inklusiven Reaktion ${}^3\text{He}(e, e')$ bei $E_e = 790$ MeV und $\vartheta_e = 54^\circ$ [Dow88]. Die beschrifteten Pfeile zeigen die Energieverluste in den Reaktionen ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'\vec{n})$ und ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'\vec{p})$, für die die vorgestellten Rechnungen durchgeführt wurden.

K1 bis K3 wurde der 6-fach differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_N dE_m} = \Sigma(\theta^*, \phi^*) + h\Delta(\theta^*, \phi^*) \quad (2.37)$$

für die Reaktionen ${}^3\text{He}(e, e'\vec{N})$ mit $N=n$ bzw. $N=p$ berechnet [Ras89]. E_m ist dabei die verbleibende Energie des Zwei-Nukleonen-Systems und wird gewöhnlich als 'missing energy' bezeichnet. Sie unterscheidet sich von der üblichen Definition durch Einbeziehung der Bindungsenergie, die für den Dreikörperaufbruch des ${}^3\text{He}$ 7.7 MeV,

für den Zweikörperaufbruch¹⁷ 5.5 MeV beträgt (s. Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen Gl. 4.1).

Der Wirkungsquerschnitt ist als Summe eines helizitätsunabhängigen und eines helizitätsabhängigen Anteils beschrieben. Beide Anteile hängen wiederum von der Richtung des Targetspins bezogen auf die Richtung des Dreierimpulsübertrags \vec{q} ab, der durch die beiden Winkel θ^* und ϕ^* charakterisiert wird (die Winkel sind in Abb. 2.5 definiert). Für die hier vorgestellte Messung ist zunächst nur die Kinematik K1 (quasielastischer Peak) von Interesse.

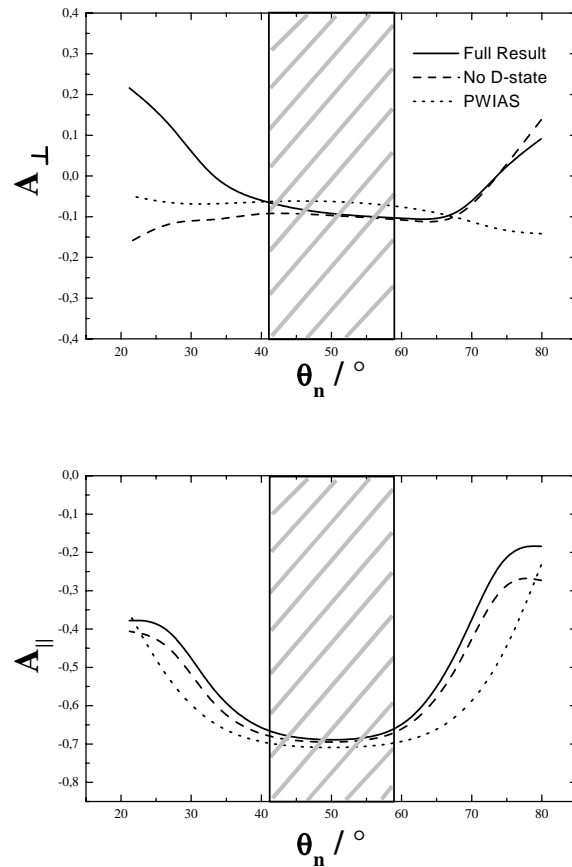


Abb. 2.11: Rechnungen zu den Asymmetrien A_{\perp} (oben) und A_{\parallel} (unten) in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ als Funktion des Neutronenwinkels in Kinematik K1 bei $Q^2 = 0.326 \text{ (GeV/c)}^2$. Die Asymmetrie A_{\perp} (A_{\parallel}) entspricht dabei der Asymmetrie, in der der Neutronenspin senkrecht (parallel) zu \vec{q} ist. Der für das Experiment interessante Winkelbereich liegt um $\theta_n \approx 50^\circ$ und ist schraffiert dargestellt.

Die in Abb. 2.11 dargestellten Asymmetrien A_{\perp} und A_{\parallel} aus der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ zeigen die Empfindlichkeit auf D-Zustände als Funktion des Winkels Θ_N des herausgeschla-

¹⁷Der Reaktionskanal, in dem der Restkern den Streuprozeß gebunden verläßt, nennt man Zweikörperaufbruch (z.B. ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)d$). Falls im Grundzustand kein gebundenes System vorliegt, spricht man von Dreikörperaufbruch (z.B. ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)np$). In der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ gibt es nur den Dreikörperaufbruch.

genen Neutrons in Kinematik K1. In \vec{q} -Richtung tragen die D-Zustände sowohl für A_{\perp} als auch für A_{\parallel} kaum bei (Vergleiche "full result" mit "no D-state" in Abb. 2.11 für $\Theta_N \approx 50^\circ$). Die Änderung der Asymmetrie zwischen Rechnungen in reiner PWIAS¹⁸ [Arn80] und den vollständigen Rechnungen ist aufgrund der FSI sehr groß. So ändert sich A_{\perp} , welches nach Gl. 2.31 auf G_{en} empfindlich ist, um etwa 40 % unter Berücksichtigung von Endzustandswechselwirkungen. In den Rechnungen von Glöckle und Golak wurde statt $G_{en} = F_1(Q^2) + \tau F_2(Q^2)$ der Formfaktor F_1 verwendet, da hier nicht relativistisch gerechnet wurde und somit Terme der Ordnung Q/M ($\tau = Q^2/4M^2$) nicht auftreten. Man kann sich jedoch mit einer einfachen Abschätzung behelfen. A_{\perp}^{PWIA} ist proportional zu $G_{en} \cdot G_{mn}$. Da F_1 statt G_{en} verwendet wurde, skaliert A_{\perp}^{PWIA} mit

$$A_{\perp, F_1}^{\text{PWIA}} \approx A_{\perp, G_{en}}^{\text{PWIA}} \frac{F_1}{G_{en}}$$

Bei den FSI-Korrekturen stammen die dominanten Beiträge von der primären Streuung am Proton (mit dem Formfaktor G_{ep}), das dann im Kernverband ein Pion austauscht und als Neutron im Detektor nachgewiesen wird. Golak et al. verwendeten auch hier $F_{1,p}$ statt G_{ep} . Damit ändern sich die FSI-Effekte um

$$\Delta A_{F_1}^{\text{FSI}} \approx \Delta A_{G_{ep}}^{\text{FSI}} \frac{F_{1,p}}{G_{ep}}$$

Somit erhält man

$$\frac{\Delta A_{F_1}^{\text{FSI}}}{A_{\perp, F_1}^{\text{PWIA}}} \approx \frac{\Delta A_{G_{ep}}^{\text{FSI}}}{A_{\perp, G_{en}}^{\text{PWIA}}} \cdot \frac{F_{1,p}/G_{ep}}{F_{1,n}/G_{en}}, \text{ bzw.}$$

$$\frac{\Delta A_{G_{ep}}^{\text{FSI}}}{A_{\perp, G_{en}}^{\text{PWIA}}} \approx \frac{\Delta A_{F_1}^{\text{FSI}}}{A_{\perp, F_1}^{\text{PWIA}}} \cdot \frac{F_{1,n}/G_{en}}{F_{1,p}/G_{ep}}$$

Nimmt man als G_{en} -Parametrisierung die Galsterparametrisierung Gl. 2.30, so erhält man

$$\left(\frac{\Delta A_{G_{ep}}^{\text{FSI}}}{A_{\perp, G_{en}}^{\text{PWIA}}} \right)_{Q^2=0.326(\text{GeV}/c)^2} \approx 29.5\%.$$

Dieses stimmt völlig mit den Korrekturen von Becker et al. überein, der bei einem etwas größeren mittlerem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.35(\text{GeV}/c)^2$ gemessen hat.

Zur direkten Untersuchung der Einflüsse von FSI und D-Wellen ist die Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ besser geeignet, da zum einen die Wirkungsquerschnitte bei der primären Streuung am Proton größer sind (d.h. gute Statistik), zum anderen bei dieser Reaktion noch zwischen Zweikörperaufbruch (${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ d) und Dreikörperaufbruch

¹⁸Plane Wave Impulse Approximation Symmetrized: Im Gegensatz zur reinen PWIA enthält das hadronische Matrixelement $\langle \psi_{\text{final state}} | (1 + P) j(q) | \psi_{{}^3\text{He}} \rangle$ in PWIAS den Permutationsoperator $P = P_{12} \cdot P_{23} + P_{13} \cdot P_{23}$. Da nun der Endzustand antisymmetrisiert ist, kann das Photon z.B. auch an ein Proton im Deuteron des Endzustandes anknüpfen [Mei90].

$({}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p) np)$ unterschieden werden kann, die ganz unterschiedliche Sensitivität auf FSI besitzen. Abb. 2.12 zeigt die für $Q^2 = 0.32(\text{GeV}/c)^2$ gerechneten Resultate. Dabei ist der große Beitrag von FSI in A_{\perp} beim Dreikörperaufbruch zu erkennen.

Eine kinematische Trennung von Zwei- und Dreikörperaufbruch ist bei dem hier vorgestellten Aufbau nicht möglich. Dieses Experiment soll zu einem späteren Zeitpunkt mit einem Magnetspektrometer zum Nachweis der Protonen durchgeführt werden (s. [Pro00]).

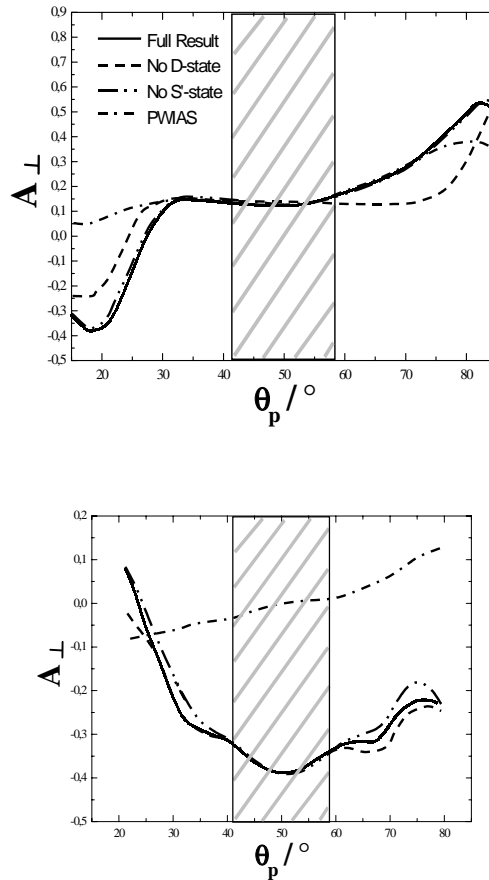


Abb. 2.12: Rechnungen zu den Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ als Funktion des Neutronenwinkels mit der Unterscheidung zwischen Zwei- (oben) und Dreikörperaufbruch (unten) in Kinematik K1 bei $Q^2 = 0.326 (\text{GeV}/c)^2$. Die Asymmetrie A_{\perp} entspricht dabei der Asymmetrie, in der der Neutronenspin senkrecht zu \vec{q} ist. Der für das Experiment interessante Winkelbereich liegt um $\theta_p \approx 50^\circ$ und ist schraffiert dargestellt.

Einen anderen Zugriff auf FSI erhält man durch die Messung der Targetasymmetrie. Auch hierzu wurden Rechnungen für diese Kinematik von Golak und Glöckle durchgeführt. Bei der Targetasymmetrie ist nur das Target polarisiert, wobei der Spin senkrecht zur Streuebene steht und geflippt werden kann. Diese Messung war mit dem hier vorgestellten Experimentaufbau möglich und wurde auch durchgeführt (s. [Mer01]). Schreibt man den sechsfach differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reak-

tion ${}^3\text{He}(\vec{\epsilon}, e'N)X$ für ein senkrecht zur Streuebene polarisiertes Target und unpolarisierten Strahl, so erhält man

$$\frac{d\sigma(h, S_y)}{d\Omega_e dE_e d\Omega_N dE_N} = \frac{d\sigma^0}{d\Omega_e dE_e d\Omega_N dE_N} [1 + S_y \cdot A_y^0],$$

wobei S_y den ${}^3\text{He}$ -Targetspin senkrecht zur Streuebene und σ^0 den polarisationsunabhängigen Wirkungsquerschnitt darstellt (s. Abb 2.5 mit $\theta_S^* = \pm 90^\circ$ und $\phi_S^* = 90^\circ$). Die Asymmetrie A_y^0 wird auch Targetasymmetrie genannt.

Im hier vorgestellten Experiment wurde die exklusive Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'n)$ gewählt, die nur über den 3-Körperaufbruch abläuft. Die Asymmetrie bestimmt sich aus der Zählratendifferenz der beiden möglichen Targetspineinstellungen senkrecht zur Streuebene normiert auf die gesamte Zählrate.

In dieser Reaktion wird man mit dem Impuls des einlaufenden (\vec{p}_i) und des auslaufenden (\vec{p}_f) Elektrons mit dem Targetspin ($\vec{\sigma}$) empfindlich auf die Tripelkorrelation über $\vec{\sigma} \cdot (\vec{p}_i \times \vec{p}_f)$. Unter Zeitumkehrtransformation gilt jedoch $\vec{\sigma} \cdot (\vec{p}_i \times \vec{p}_f) \rightarrow -[\vec{\sigma} \cdot (\vec{p}_i \times \vec{p}_f)]$. Damit die Zeitumkehrinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht verletzt wird, muß dieser Term aber identisch Null sein. Unter Einbeziehung von Endzustandswechselwirkungen können nichtverschwindende Terme auftreten. Dies ist in Analogie zur Mottstreuung zu verstehen, wo aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung eine nichtverschwindende Rechts-Links-Asymmetrie beobachtet wird. Jede Abweichung der Asymmetrie von Null deutet demnach auf das Vorhandensein von Endzustandswechselwirkungen hin.

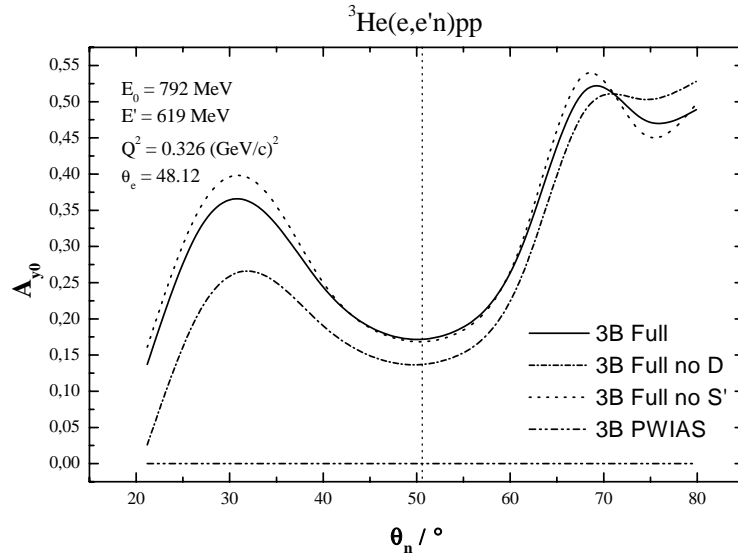


Abb. 2.13: Ergebnisse für A_y^0 in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{\epsilon}, e'n)$ für die Kinematik K1 bei $Q^2 = 0.326 \text{ (GeV/c)}^2$ bei einer Einschussenergie der Elektronen betrug 792 MeV nach Golak et al.. — stellt die vollständige Rechnung dar. In der Kurve - - werden die D-Zustandsbeiträge vernachlässigt, und Kurve — — berücksichtigt nicht die S'-Beiträge. In PWIAS ist wie erwartet keine Asymmetrie zu erkennen (- · -).

Wie in Abb. 2.13 zu erkennen ist, beträgt die Targetasymmetrie in der vollen Rechnung etwa $A_y^0 \approx 18\%$. D-Zustandsbeiträge machen sich in der vollen Rechnung schon bemerkbar. Es muß berücksichtigt werden, daß auch in dieser Rechnung statt G_{en} nur der $F_1(Q^2)$ -Formfaktor verwendet wurde und man dieses Ergebnis nicht direkt mit den Messungen vergleichen kann, die bei ähnlichem Q^2 am Ende der Meßzeit durchgeführt worden sind und in der Doktorarbeit von P. Merle [Mer01] analysiert werden.

An dieser Stelle sollen auch die Rechnungen von Laget [Lag91, Lag92] kurz diskutiert werden. Der wichtigste Punkt seiner Rechnung ist die Beschränkung des Konfigurationsraumes auf die Diagramme, die zum Wirkungsquerschnitt dominant beitragen. Die Rechnung beinhaltet elementare elektromagnetische Operatoren unter Verwendung einer Foldy-Wouthuysen-Erweiterung bis zur Ordnung M^{-3} [Lag94]. Als Ausgangspunkt der ${}^3\text{He}$ -Wellenfunktion im Grundzustand wird das Ergebnis der Faddeev-Rechnung in 18 Reaktionskanälen mit dem Parispotential verwendet. FSI-Effekte, die durch eine einzige Endzustandswechselwirkung zustande kommen, werden ebenfalls mit dem Paris-NN-Potential behandelt. In der Berechnung der MEC Amplitude werden sowohl der π - als auch der ρ - Mesonenaustausch berücksichtigt. Alle Endzustandswechselwirkungen werden durch numerische Integration bestimmt.

Es wurden bereits die Asymmetrien A_{\parallel} und A_y^0 bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.16 \text{ (GeV/c)}^2$ in der exklusiven Reaktion $\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ und $\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ am Beschleuniger NIKHEF gemessen [Poo99] und mit den theoretischen Vorhersagen von Golak und Laget verglichen. Abb. 2.14 zeigt die dort gemessenen Asymmetrien A_{\parallel} und

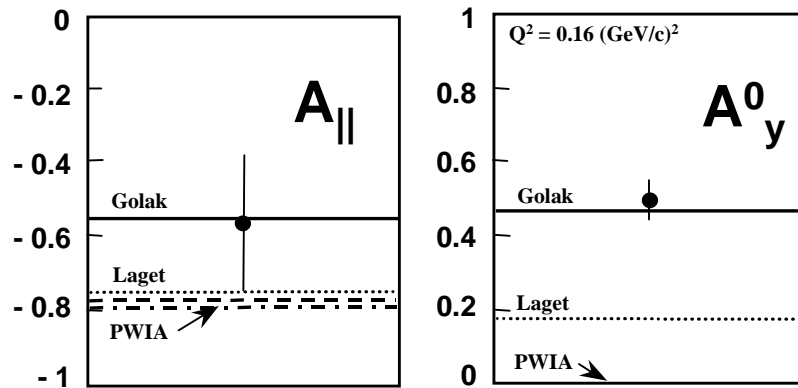


Abb. 2.14: Die Asymmetrie A_{\parallel} und die Targetasymmetrie A_y^0 im semiinklusiven Reaktionskanal ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ zusammen mit den theoretischen Vorhersagen von Golak und Laget für $Q^2=0.16 \text{ (GeV/c)}^2$ gemittelt über p_m und E_m [Poo99]. — stellt die vollständige Rechnung von Golak dar. Die vollständige Rechnung von Laget wird durch \cdots repräsentiert. Die PWIA Rechnungen von Golak ($- \cdot -$) und Laget ($- - -$) stimmen sehr gut miteinander überein und sind für A_y^0 übereinstimmend identisch null.

A_y^0 im Vergleich zu den Berechnungen von Golak und Laget. Die vollständige Rechnung von Golak (Laget) ist hier als durchgezogene (gepunktete) Linie dargestellt. In

PWIA-Rechnung stimmen wie erwartet die Ergebnisse von Golak (strich-punktiert) und Laget (gestrichelt) überein. A_y^o ist in PWIA für die beiden theoretischen Modelle Null. Wie man in der Abbildung erkennt, werden die Rechnungen von Golak et al. bestätigt, während der experimentell bestimmte Wert signifikant von den Rechnungen Lagets abweicht. Die Rechnungen werden in [Poo99] näher erläutert.

Aus den NIKHEF-Daten, die bei $Q^2 = 0.16$ (GeV/c)² gemessen wurden, und in denen FSI viel deutlicher zum Tragen kommen als bei höherem Q^2 , stimmen die Daten mit den Rechnungen von Glöckle und Golak überein. Das bedeutet, daß die Korrekturen an den G_{en} -Werten richtig wiedergegeben werden. Bei dem hier durchgeführten Experiment wurde G_{en} bei hohem Q^2 bestimmt. Hier treten relativistische Effekte auf, die zur Zeit in diesen Rechnungen nicht berücksichtigt werden. Wie bereits beschrieben, werden aber kleinere Korrekturen als für den kleineren Impulsübertrag erwartet.

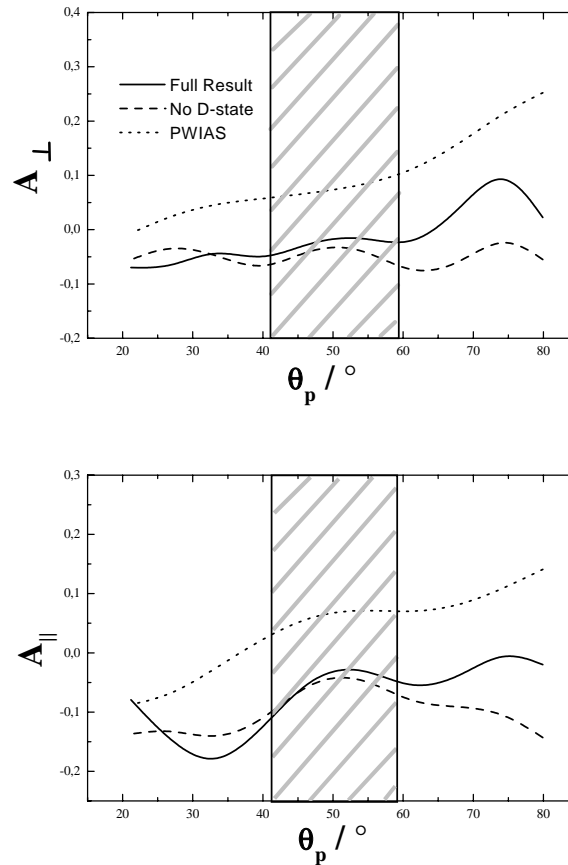


Abb. 2.15: Rechnungen zu den Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)$ als Funktion des Protonenwinkels in Kinematik K1 bei $Q^2 = 0.326$ (GeV/c)². Die Asymmetrie A_{\perp} (A_{\parallel}) entspricht dabei der Asymmetrie, in der der Neutronenspin senkrecht (parallel) zu \vec{q} ist. Der für das Experiment interessante Winkelbereich liegt um $\theta_p \approx 50^\circ$ und ist schraffiert dargestellt.

Simultan zu ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ wurden auch die semiinklusiven Reaktionen ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)$ X mitgemessen. In Kinematik K1 (s. Abb. 2.15) zeigen sich im wesentlichen die

Einflüsse von FSI, wohingegen D-Zustandsbeiträge im quasielastischen Peak gering sind. Wie bereits beschrieben wird die Empfindlichkeit auf FSI noch gesteigert, wenn zwischen dem Zwei- und Dreikörperaufbruch unterschieden werden kann (s. Abb. 2.12).

2.7 Der aktuelle Stand der Messung des elektrischen Formfaktors

In diesem Unterkapitel werden die aktuellen Daten vorgestellt und die mit der Extraktion von G_{en} verbundene Problematik diskutiert.

In Abb. 2.16 sind die Ergebnisse aus Messungen mit Polarisationsvariablen gezeigt.

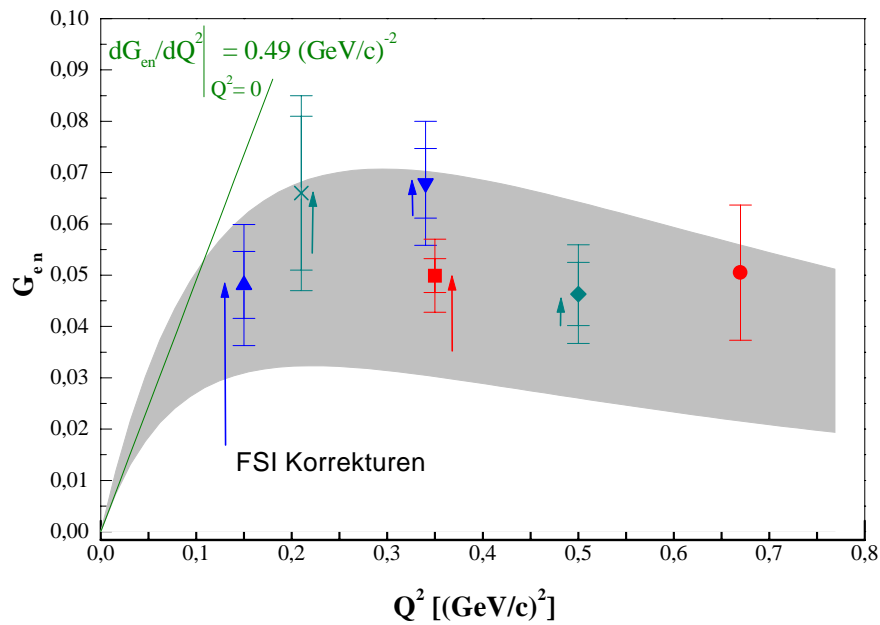


Abb. 2.16: Aktuelle Ergebnisse für G_{en} . Das Fehlerband entspricht dem systematischen Fehler aus der elastischen Streuung $D(e,e')$ bei Verwendung verschiedener NN-Potentiale (s. Kap. 2.6). Die Datenpunkte (\circ , \square) stammen aus der Messung ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)$ an MAMI. Neben den Messungen aus der Reaktion $D(\vec{e},e'\vec{n})$ an MAMI (\triangle , ∇), sind auch die Messungen in der Reaktion $\vec{D}(\vec{e},e'n)$ von NIKHEF (\diamond) und JLab (\times) dargestellt. Die Referenzen der Messungen sind im Text angegeben.

In Kap. 2.4 wurde bereits der Zusammenhang zwischen der Steigung des elektrischen Formfaktors G_{en} bei dem Impulsübertragsquadrat $Q^2 \approx 0 (\text{GeV}/c)^2$ und dem Ladungsradius vorgestellt. Diese Steigung [Kop95, Kop97] ist in der Abbildung dargestellt mit:

$$dG_{en}/dQ^2 \Big|_{Q^2 \approx 0} = 0.485 \pm 0.013 \pm 0.017 \text{ (GeV/c)}^{-2}.$$

Außerdem ist das in Kap. 2.6 beschriebene systematische Fehlerband der elastischen Messung an Deuterium von Platchkov et al. [Pla90] in Abb. 2.16 dargestellt.

Die gezeigten Datenpunkte (\circ [Roh98], \square [Bec97]) stammen aus der Messung ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ an MAMI. Neben den Messungen aus der Reaktion $\text{D}(\vec{e}, e'n)$ an MAMI (\triangle [Her98], ∇ [Ost98]) sind auch die Messungen in der Reaktion $\vec{\text{D}}(\vec{e}, e'n)$ von NIKHEF (\diamond [Zhu00]) und JLab (\times [Pas99]) dargestellt.

Die eingezeichneten Meßdaten sind, bis auf den G_{en} -Wert bei $Q^2=0.67 \text{ (GeV/c)}^2$, korrigierte Werte. Die Pfeile geben die Größe der Korrekturen wieder, die sowohl bei ${}^3\text{He}$ als auch bei D signifikant sind. Die Korrekturen an den Deuteriummessungen beruhen auf Rechnungen von H. Arenhövel [Are01]. Besonders bei kleinen Q^2 -Werten sind die Korrekturen groß (s. vor allem bei $Q^2 = 0.15 \text{ (GeV/c)}^2$). Die Korrekturen am ${}^3\text{He}$ -Messpunkt bei $Q^2 = 0.35 \text{ (GeV/c)}^2$ wurden von W. Glöckle, J. Golak und G. Ziemer [Gol00] durchgeführt (s. Kap. 2.6.4). Der Überlapp zwischen der D- und ${}^3\text{He}$ -Messung bei diesem Q^2 ist nicht besonders groß. Sollten die Korrekturen jedoch richtig sein, müssen beide Messungen übereinstimmen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Im folgenden soll der experimentelle Aufbau vorgestellt werden. Nach einer Beschreibung der Quelle polarisierter Elektronen und deren Beschleunigung am Mainzer Mikrotron MAMI wird deren Nachweis in den Magnetspektrometern und die Detektion der Nukleonen im Nukleondetektor erläutert.

3.1 Polarisierete Elektronen

Die am Beschleuniger in Mainz verwendete Methode zur Erzeugung polarisierter Elektronen basiert auf der Photoelektronenemission aus GaAsP-Halbleiterkristallen [Aul97]. Dabei wird ein solcher Kristall mit zirkular polarisiertem Licht bestrahlt. Die Wellenlänge des Laserlichts ist so gewählt, daß Elektronen gerade die Bandlücke überwinden können. Wegen der Symmetrieeigenschaften der Kristallstruktur des III-V-Halbleiters lassen sich die Übergangswahrscheinlichkeiten der Elektronen am Γ -Punkt¹ wie bei freien Atomen mit S- und P-Symmetrie beschreiben ([Plu94]), mit denen sich die Auswahlregel $\Delta m_j = \pm 1$ bei der Photoabsorption von σ^\pm -Licht anschaulich begründen (s.Abb.3.1) läßt.

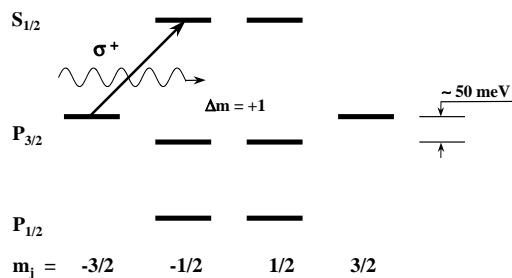


Abb. 3.1: Bandschema des GaAsP-Kristalles (nicht skaliert).

Durch das Aufbringen einer wenige $0.01 \mu\text{m}$ dicken GaAsP-Schicht mit abweichender

¹Bei der Transformation der zwei kubisch-flächenzentrierten Gitter (fcc) des GaAsP-Kristalls in den reziproken Raum entsteht ein kubisch-raumzentriertes Gitter, dessen Ursprung $\vec{k} = (0, 0, 0)$ Γ -Punkt genannt wird.

Gitterkonstante wird die Gitterstruktur des GaAsP-Kristalls mechanisch gedehnt². Die ursprüngliche Entartung der $m_j = \pm 1/2$ und $m_j = \pm 3/2$ -Niveaus für $P_{3/2}$ aus dem Valenzband wird dadurch aufgehoben ($\Delta E \approx 50$ meV). Wird eine Cäsiumoxid-Schicht auf die Kristalloberfläche aufgebracht, bewirkt diese eine Absenkung des Vakuumpotentials unter das des Leitungsbandes ($S_{1/2}$), d.h. es wird eine negative Elektronenaffinität³ erzeugt. Die Elektronen können die verbleibende schmale Potentialbarriere überwinden (Tunneleffekt) und werden emittiert. Für das hier beschriebene Experiment wurde eine Spinpolarisation von etwa 80 % bei einer Quantenausbeute von $\sim 1.2 \mu\text{A}/\text{mW}$ Laserleistung erreicht.

Die Helizität des Elektronenstrahls wurde mittels einer Pockelszelle jede Sekunde über die Änderung der Zirkularpolarisation des eingestrahlten Laserlichts umgeschaltet. Der Schaltzustand der Pockelszelle und damit die Helizität der Elektronen wurde in der Datenerfassung protokolliert. Um Schwankungen, die mit der Umschaltfrequenz korreliert sind, zu minimieren, wurde das Vorzeichen der Polarität nach jedem zweiten Schaltzustand "gewürfelt" (s. Abb. 3.2). Leider gab es keine

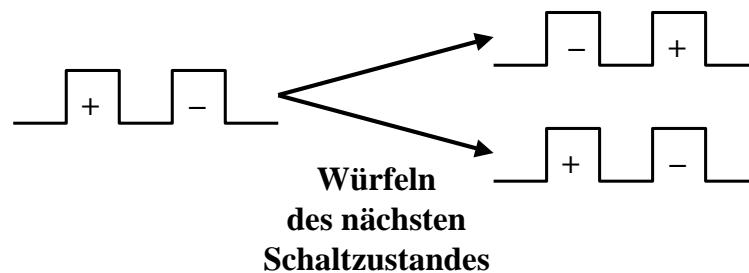


Abb. 3.2: Prinzip der Umschaltung der Helizität zur Vermeidung von Schaltsystematiken.

Möglichkeit, die Elektronenpolarisation der Quelle während der Messung direkt zu bestimmen. Das Møllerpolarimeter [Bar01], welches strahlaufwärts in unmittelbarer Nähe zum Target in der Spektrometer-Halle aufgebaut ist, sollte zur Überprüfung der Elektronpolarisation in regelmäßigen Zeitabständen (etwa einmal pro Tag) eingesetzt werden, war aber während der Datennahme nicht funktionsfähig. Erst nach der Datennahme konnten die technischen Schwierigkeiten behoben und die Polarisation der beiden im Experiment verwendeten Kristalle gemessen werden. Wie in Kap. 3.4 ausführlich beschrieben, wurde während des Experiments das Polarisationsprodukt $P_e \cdot P_T$ von Elektron und Target aufgenommen. Die Targetpolarisation wurde über die sog. AFP-Methode bestimmt (s. Kap. 3.4.1.2) und dann durch Vergleich der beiden Messungen auf die Elektronpolarisation geschlossen.

Um die Meßzeiten zu verkürzen, benötigt man neben hoher Spinpolarisation auch hohe Ströme am Target. Bisher kann aus einem Kristall typischerweise eine integrale Ladung von 10 C Ladung gezogen werden, bevor er ausgetauscht werden muß.

²Die uniaxial deformierten Kristalle werden auch "gestresste" oder "strained layer" Kristalle genannt.

³Die Elektronenaffinität wird als Energiedifferenz zwischen dem Leitungsbandniveau im Kristall und dem Vakuumniveau definiert.

Bei einem Strahlstrom von $10 \mu\text{A}$ entspricht dies einer Lebensdauer von $\sim 280 \text{ h}$. Die Begrenzung der Lebensdauer beruht darauf, daß durch den Elektronenstrahl im Restgas der Elektronenkanonenkammer Ionen erzeugt werden, die auf den Kristall beschleunigt werden und die empfindliche Cäsiumschicht sowie die Kristallstruktur lokal zerstören. Außerdem wird durch den Elektronenstrahl Sauerstoff aus den Kammerwänden desorbiert und dadurch die Oberfläche des Kristalls zerstört. Der so hervorgerufene Abfall der Quantenausbeute muß durch Erhöhen der Laserleistung kompensiert werden⁴. Sobald die maximale Leistung des Lasers nicht mehr zur Kompensation ausreicht, muß der Kristall ausgetauscht werden. Ein schneller Austausch des Kristalls wird durch Einsatz einer weiteren Kammer ermöglicht, in der die Präparation des Kristalls ($\sim 1 \text{ h}$) durch ein UHV-Ventil⁵ von der Kanone getrennt durchgeführt werden kann. Anschliessend kann der präparierte Kristall innerhalb von etwa 10 Minuten in das Ultrahochvakuumssystem ($\sim 10^{-11} \text{ mbar}$) eingeschleust werden, ohne das Vakuum zu brechen. Die Unterbrechung der Strahlzeit zum Kristallwechsel ist dadurch extrem kurz.

Die Lebensdauer eines Kristalls wurde außerdem durch gelegentliche Veränderung der Position des Brennflecks auf dem Kristall gesteigert. Um jedoch die Justage des Elektronenstrahls nicht zu beeinflussen, wurde der Kristall gedreht. Der Laserstrahl besitzt jedoch auch einen kleinen π -Anteil. Durch das Umschalten der Lichtpolarisation mit einer Pockelszelle ändert sich die Orientierung dieses π -Anteils relativ zur Kristallachse. Aus diesem Grund zieht man aus dem Kristall für die verschiedenen Helizitäten trotz gleichbleibender Laserintensität verschiedene Ströme. Um die so mit der Helizität der Elektronen korrelierte "Asymmetrie" korrigieren zu können, wurde ein Strommonitor mit Helizitätsinformation in die Datennahme eingebunden. Die auf diese Weise bestimmte systematische Asymmetrie lag in der Größenordnung von maximal 10^{-6} und kann somit vernachlässigt werden.

Die polarisierten Elektronen werden im Injektions-Linearbeschleuniger ILAC auf 3.5 MeV beschleunigt. Dessen Phasenakzeptanz liegt allerdings bei nur $12 - 15\%$. Durch den Einsatz eines sogenannten „Pre-bunchers“⁶ konnte dies auf 44% erhöht werden. Durch Synchronisation des zur Erzeugung der Elektronen verwendeten gepulsten Lasers⁷ [Zal98] auf die Hochfrequenz des Linearbeschleunigers wurde noch einmal eine gewaltige Steigerung erreicht. So werden nun 90% der an der Elektronenquelle emittierten Elektronen beschleunigt.

Nachdem die Elektronen im ILAC vorbeschleunigt worden sind, werden sie anschließend in drei Mikrotronen (RTM⁸ 1-3) auf die gewünschte Energie von 855 MeV beschleunigt (s. Abb. 3.3). Ein RTM besteht im wesentlichen aus einer linearen Mikrowellenbeschleunigungsstrecke und zwei Dipolmagneten, die das Elektron auf der

⁴Neuere Untersuchungen haben gezeigt, daß die Lebensdauer des Kristalls durch einen Schutzüberzug des Kristalls außerhalb des Laserbrennflecks deutlich gesteigert werden kann [Aul01].

⁵Ultra-Hoch-Vakuum

⁶Auf der ersten Harmonischen der MAMI-Frequenz betriebener Resonator.

⁷30 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 2.54 GHz , was gerade der Hochfrequenz des Beschleunigers entspricht

⁸Race Track Microtron

”Rennbahn” halten. Im Gegensatz zu einem einfachen Linearbeschleuniger durchläuft das Elektron die Beschleunigungsstrecke mehrmals. Nach jedem Beschleunigungsvorgang in der Hochfrequenzstrecke wird das Elektron durch einen Dipolmagneten um 180° umgelenkt. Entsprechend der Energie des Elektrons verändert sich dabei der Umlenkradius ($r \propto \frac{v}{B}$). Danach wird das Elektron durch einen zweiten Dipolmagneten wieder in das Beschleunigungssystem zurückgeführt. Auf der letzten Rückführungsbahn befindet sich zusätzlich ein Extraktionsdipol, der das Elektron so stark ablenkt, daß es das RTM verlassen kann. Der Spin des Elek-

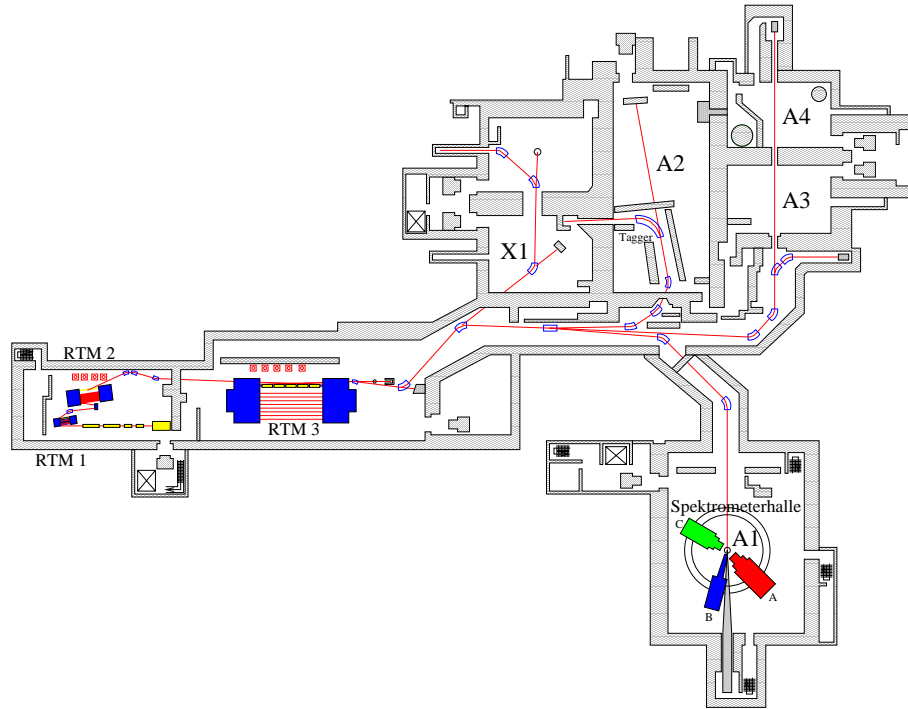


Abb. 3.3: Übersichtsplan des Mainzer Mikrotrons MAMI mit dem Experimentierplatz (Spektrometerhalle A1).

trons präzediert aufgrund seines anomalen magnetischen Moments im Magnetfeld des Dipolmagneten um den Faktor $(1 + \gamma(g_e - 2)/2)$ ⁹ schneller als der Impuls. Dabei ist $\gamma = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ der relativistische Faktor und v die aktuelle Geschwindigkeit der Elektronen. Nach Durchlauf der 3 Beschleunigerstufen ist daher nicht mehr bei allen Energieeinstellungen gewährleistet, daß der Spin wie beim Einschub in den Injektions-Linearbeschleuniger wieder parallel zum Impuls des Elektronenstrahls steht. Da auf der Quellenseite kein Spinrotator [Ste93] zur Verfügung steht, um den Elektronenspin entsprechend der eingestellten Energie so einzustellen, daß er am Targetort longitudinal steht, können nur bestimmte Endenergien der Elektronen benutzt werden. Bei unseren Messungen bei $Q^2 = 0.67(\text{GeV}/c)^2$ wäre die Elektronenpolarisation am Targetort parallel zum Impuls des Elektrons bei einer Energie von (854.33 ± 0.01) MeV. Die im Experiment durch die Einstellgenauigkeit des Beschleunigers gewählte Elektronenenergie betrug 854.49 MeV. Dadurch war der Spin

⁹ $g_e = 2.0023$

am Targetort um etwa 7° aus der Impulsrichtung herausgedreht (s. [Str00]). Dieses hatte jedoch keine nennenswerte Auswirkung auf die Gesamtpolarisation ($< 1\%$ Verlust) in Strahlrichtung.

3.2 Messanordnung

In Abb. 3.4 ist der experimentelle Aufbau in der Spektrometerhalle wiedergegeben. Zum Nachweis der unter $\bar{\vartheta}_e = 78.6^\circ$ quasielastisch gestreuten Elektronen wird das Magnetspektrometer A (Details siehe [Blo98]) mit einem Akzeptanzbereich von $\Delta\Omega = 28$ msr verwendet. Aus der rekonstruierten Trajektorie im Spektrometer (s. Kap. 3.2.1) kann die Energie (bzw. Impuls) und der Streuwinkel der Elektronen aus dem quasielastischen Streuprozess bestimmt werden. Mit der Einschubenergie der Elektronen kann dann der Dreier-Impulsübertragsvektor \vec{q} ermittelt werden. Unter einem mittleren Winkel von $\bar{\vartheta}_n = 32.2^\circ$ werden in Koinzidenz mit den Elektronen die Nukleonen mit einem segmentierten Plastikszintillator nachgewiesen. Um den hohen

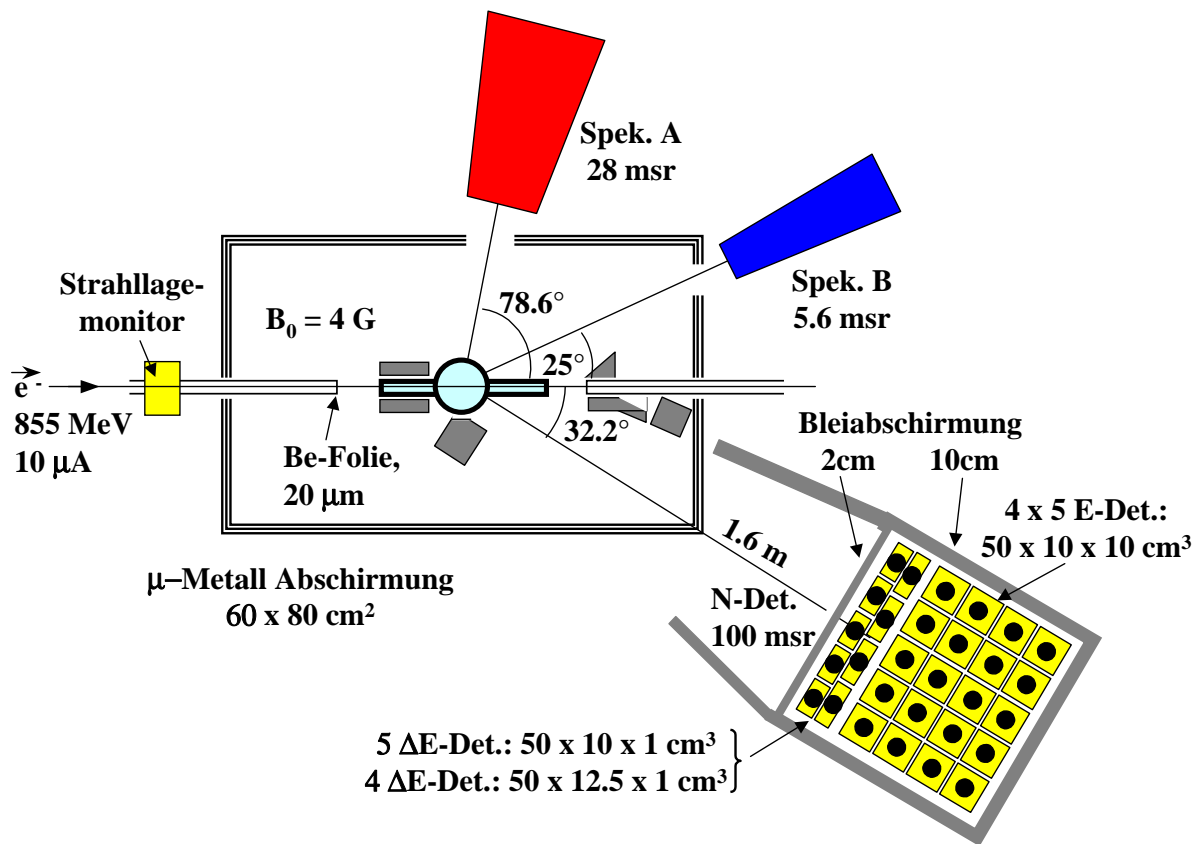


Abb. 3.4: Experimenteller Aufbau in der Spektrometerhalle.

elektromagnetischen Untergrund zu unterdrücken, befindet sich der Nukleondetektor in einem Bleihaushaus. Mit dem Magnetspektrometer B [Blo98], das unter einem

Winkel von $\bar{\vartheta}_e^B = 25^\circ$ positioniert ist, kann das Polarisationsprodukt von Target- und Elektronpolarisation $P_e \cdot P_{\text{He}}$ bestimmt werden. Als Speichermedium für das polarisierte ^3He wurden spezielle Glasbehälter (Targetzellen) aus Quarz gefertigt. Für den Ein- und Austritt des Elektronenstrahls wurden zwei $25 \mu\text{m}$ dicke Kupferfolien verwendet, um eine geringe Massenbelegung zu erzielen und so den elektromagnetischen Untergrund so klein wie möglich zu halten. Das Design der Targetzellen wird in Kap. 3.3.1 näher beschrieben. Als Abschluß der Strahlrohre vor und nach der Targetzelle dienten $20 \mu\text{m}$ dicke Berylliumfolien. Beryllium wurde wegen seiner kleinen Kernladungszahl ($Z=4$) gewählt, um auch hier den elektromagnetischen Untergrund möglichst gering zu halten. Zwischen den Strahlrohrabschlüssen und Targetfenstern bewegte sich der Elektronenstrahl etwa 5 cm durch Luft. In diesem Bereich wird durch den Elektronenstrahl Ozon produziert, der die Berylliumfolien oxidiert und dadurch zerstört. Um dies zu verhindern, wurden die Folien mit Druckluft umspült. Die Targetzellen wurden etwa zweimal täglich gegen Zellen mit frisch aufpolarisiertem Gas ausgetauscht. Nach der Rückgewinnung (und Reinigung) des Gases wurden sie wieder verwendet.

Die Strahlage am Targetplatz konnte mit einem ZnS-Schirm (Strahllagemonitor), der sich etwa 60 cm vor dem Targetmittelpunkt (Strahlaufwärts) befindet, jederzeit überprüft werden.

Gegen die magnetischen Streufelder der Spektrometer mit μ -Metall abgeschirmte Spulen ermöglichen die Einstellung des Magnetfeldes und damit der ^3He -Kernspins in jede beliebige Raumrichtung. Die Überwachung der ^3He -Polarisation erfolgt durch zwei NMR-Methoden.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten und ihre Funktionsweise ausführlich beschrieben.

3.2.1 Die Magnetspektrometer

Im hier vorgestellten Experiment wurden die quasielastisch gestreuten Elektronen in Spektrometer A in Koinkidenz mit den im Nukleondetektor detektierten Nukleonen nachgewiesen. Die in Spektrometer B nachgewiesenen elastisch am ^3He -Kern gestreuten Elektronen dienten als Monitor für das Produkt aus Elektron- und ^3He -Kernspinpolarisation. Die in der A1-Kollaboration an MAMI entwickelten Spektrometer lassen sich durch eine Hydraulikvorrichtung in einem weiten Winkelbereich um einen gemeinsamen Drehpunkt, auf dem sich das Target befindet, mit einer Positionierungsgenauigkeit von 0.005° einstellen. Zum Nachweis der geladenen Teilchen befinden sich in den Magnetspektrometern jeweils zwei vertikale Driftkammern, eine segmentierte ADC¹⁰- und eine TOF¹¹-Szintillatorebene sowie ein mit Freon gefüllter Čerenkovdetektor [Blo98]. Die Detektorkomponenten der verschiedenen Spektrometer unterscheiden sich nur in ihrer Größe. Zusammen mit den bekannten Abbildungseigenschaften des Spektrometers kann jedes geladene Teilchen identifiziert und seine Flugbahn rekonstruiert werden.

¹⁰Analog to Digital Converter

¹¹Time Of Flight

Spektrometer A besteht aus zwei Dipolmagneten, deren Akzeptanz durch einen direkt hinter dem Eintrittsfenster liegenden Quadrupolmagneten vergrößert wird. Ein auf den Quadrupol folgender Sextupol korrigiert Abbildungsfehler 2. Ordnung (sphärische Aberration). Der vom Spektrometer aufgenommene Raumwinkel kann durch einen Kollimator vor dem Quadrupol verkleinert werden. Besonders im hier gewählten maximalen Raumwinkel von 28 msr haben Messungen [Fri95] mit ausgedehnten Targets gezeigt, daß Teile der Raumwinkelakzeptanz verloren gehen. Bei der Überprüfung der gemessenen Zählraten wurde dieser Sachverhalt durch die Einschränkung der akzeptierten Targetlänge berücksichtigt (s. Kap. 4.4). Da bei den Asymmetriemessungen Relativmessung durchgeführt und somit keine absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt wurden, muß dieser Effekt hier nicht berücksichtigt werden.

Spektrometer B besitzt nur einen einzigen Dipolmagneten, dessen Polschuhe bezüglich der dispersiven Ebene unter einem Winkel von 3.495° stehen. Wegen seiner Muschelform wird er auch "Clamshell-Dipol" genannt. Gewählt wurde hier der maximale Raumwinkel von 5.6 msr.

Der Betrag des Teilchenimpulses p wird relativ zum eingestellten Referenzimpuls p_0 im Spektrometer bestimmt. Die Magnetfelder der Spektrometer wurden so eingestellt, daß bei Spektrometer A der Referenzimpuls $p_0^A = 492.951 \text{ MeV}/c$ und bei Spektrometer B $p_0^B = 809.553 \text{ MeV}/c$ betrug. Die zur Bestimmung der Targetkoordinaten benötigten Transfermatrizen wurden aus einer Messung mit einem Lochkollimator ermittelt. Der Lochkollimator legt dabei den Streuwinkel fest. Durch Verschieben eines Punkttargets auf der Strahlachse kann ein ausgedehntes Target simuliert werden. Der Impuls wurde aus der elastischen Streuung an ^{12}C bzw. ^{181}Ta über den Streuwinkel berechnet [Kor95]. Die Transfermatrizen können nach linearer Extrapolation für alle Referenzimpulse verwendet werden. Für Spektrometer B wurde ungefähr das maximale Magnetfeld eingestellt, wodurch diese Näherung jedoch nicht mehr gilt, da dann die Joche der Spulen in Sättigung sind. Aus diesem Grund wurde, ausgehend von einer bestehenden Transfermatrix für einen Referenzimpuls von $495 \text{ MeV}/c$, zunächst auf den Impuls von $809.6 \text{ MeV}/c$ extrapoliert. Danach wurden die Matrixelemente 1.Ordnung¹² dieser Transfermatrix solange verändert, bis die Linienbreite (FWHM) des Δp -Spektrums der elastischen Linie an Wasserstoff minimal war. Die so gewonnene Auflösung reichte vollkommen aus, die elastischen Prozesse an ^3He von den inelastischen zu trennen.

Um eine lokale Erhitzung der Kupferfenster der Targetzellen zu vermindern, wurde der Elektronenstrahl mit zwei "schnellen Wedlern" in horizontaler und vertikaler Richtung abgelenkt. Die Variation der Strahlposition um $\sim \pm 2.5 \text{ mm}$ auf dem Eintrittsfenster wurde bei der Rekonstruktion der Flugbahn über die mitaufgenomme-

¹²Die Transfermatrix enthält die vier Targetkoordinaten. Das sind: der Betrag des Impulses p , Streu- und Azimutwinkel ϑ und ϕ sowie die Position auf der Strahlachse y . In höheren Ordnungen sind sämtliche Größen miteinander korreliert. Dieses Verhalten wird durch eine Matrix M beschrieben, welche über $t_n = \sum_{ijkl} M_{n,ijkl} \cdot d_1^i d_2^j d_3^k d_4^l$ aus den Detektorkoordinaten d_m die Targetkoordinaten t_n bestimmt [Kor95].

nen Einstellungen der Wedler berücksichtigt.

3.2.2 Der Nukleondetektor

Für die Durchführung des Experiments mußten zwei sich widersprechende Forderungen erfüllt werden: Einerseits sollte der abgedeckte Raumwinkel den größten Teil der Fermiimpulsverteilung abdecken, d.h. möglichst groß sein. Andererseits sollte der Detektor möglichst kompakt sein, um die Untergrundraten moderat zu halten. Dies gilt insbesondere für den unter kleinen Streuwinkel positionierten Detektor. Die Bleiabschirmung an den Seiten des Detektors sollte dabei aus Kosten- und Transportgründen nicht zu aufwendig werden. Deshalb wurde eine Bleidicke von 10 cm gewählt. In Richtung des Targets wurde die Bleidicke auf 2 cm reduziert, um die Wahrscheinlichkeit der Ladungskonversion in Blei von Protonen zu Neutronen möglichst gering zu halten (s. Kap.4.4.1.1) und außerdem die Protonen noch nachweisen zu können. Möchte man auf eine gewisse Energierекonstruktion über eine Flugzeitbestimmung (TOF¹³) nicht gänzlich verzichten, kann der Detektor auch nicht zu nahe am Target gestellt werden. Die von Kollaborationsmitgliedern der Universität Basel gewählte Konfiguration ist ein Detektor mit einer nutzbaren Fläche von 50 x 50 cm², dessen erste Szintillatorebene etwa 1.70 m vom Targetmittelpunkt entfernt aufgestellt wurde¹⁴. Der Detektor überdeckt einen Raumwinkel von 87 msr. Nach einer von D. Rohe [Roh98] durchgeführten Monte-Carlo-Simulation werden mit dieser Konfiguration etwa 74 % des Fermikonus für Neutronen im untersuchten Q²-Bereich abgedeckt. Eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von 30 % bei einer direkt am Nukleondetektor eingestellten "hardware" Schwelle von 25 MeV_{ee}¹⁵ [Pro95] für Neutronen wurde durch die Verwendung von jeweils vier 10 cm dicken Lagen Szintillatormaterial erreicht. Eine Ortsrekonstruktion wird horizontal durch die Aufteilung dieser Lagen in fünf Plastikszintillatorsegmente (BC400) mit den Abmessungen 10 x 10 x 50 cm³ ermöglicht. Die Ortsauflösung beträgt horizontal bei einem 10 cm breiten Szintillatorsegment in 1.7 m Entfernung vom Targetmittelpunkt etwa 0.059 rad. Die vertikale Ortsinformation erhält man aus dem Vergleich der Laufzeiten des Lichtes vom Ereignisort zu den beiden Photovervielfachern¹⁶, die an beiden Seiten jedes Szintillators angebracht sind. Sie hängt von der nachgewiesenen Teilchensorte ab. Bei Protonen kann man nämlich die vertikale Ortsinformation aus der Mittelung mehrerer hintereinander liegender Segmente verwenden und erhält eine mittlere vertikale Auflösung von 0.006 rad. Für Neutronen spricht aufgrund der kleinen Nachweiseffizienz in der Regel nur ein Szintillatorsegment an. Da nun nicht mehr über hintereinanderliegende Segmente gemittelt werden kann, erhält man dadurch nur eine mittlere Auflösung von 0.016 rad vertikal. Vor den 20

¹³time of flight

¹⁴Die Flugzeit der Nukleonen beträgt in der hier vorgestellten Kinematik etwa 8 ns.

¹⁵1 MeV_{ee} ist die Normierung der Lichtintensität im Szintillator bei Durchgang eines Nukleons auf die Lichtintensität, die ein Elektron der Energie 1 MeV erzeugt. Erst ein Ereignis, welches die Schwelle überschreitet, wird aufgenommen.

¹⁶Philips XP2262B

als E-Zähler benutzten Plastikszintillatoren befinden sich noch zwei zur Diskriminierung zwischen Neutronen und Protonen verwendete Ebenen aus Vetozählern. Die 5 bzw. 4 ΔE -Szintillatoren ($1 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$, bzw. $1 \times 12.5 \times 50 \text{ cm}^3$) wurden nur einseitig ausgelesen. Die Möglichkeit, mit Hilfe eines Lichtpulsers eine Energieeichung des Szintillatorlichts durchzuführen, konnte wegen des Ausfalls dieses Systems nicht genutzt werden.

Die Hochspannungsversorgung (HV) der Photovervielfacher wurde durch ein Le-Croy Modul (Modell 1458HP) sichergestellt. Sowohl die Hochspannungen der Photovervielfacher als auch die Diskriminatorschwellen der Triggerelektronik konnten während der Messung über eine RS232-Schnittstelle geändert werden. Die Diskriminatorschwellen wurden für die ΔE -Zähler und für die E-Zähler so eingestellt, daß der Protonpeak gut zu erkennen war (s. Kap. 4.2). Die gesamte Triggerelektronik wurde auf Spektrometer A installiert. In diesem Experiment wurde eine von P.Merle

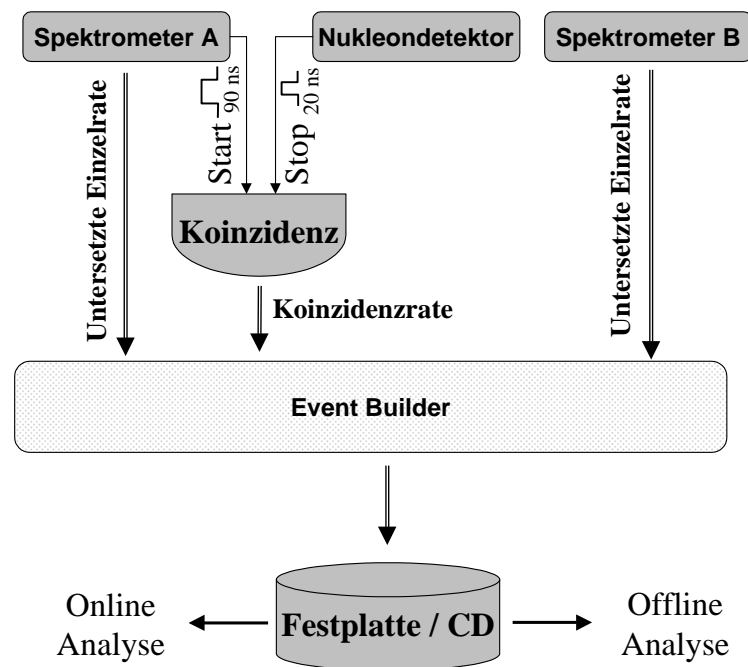


Abb. 3.5: Das Prinzip der Datenaufnahme und -analyse. Damit die Datenmenge nicht zu groß wird, wurde nur ein kleiner Anteil an Einzelereignissen der beiden Spektrometer aufgezeichnet (= untersetzte Ereignisrate). Unter Einzelereignis versteht man jedes Ereignis, welches einen Startpuls ausgelöst hat. Dazu gehören neben den Elektronen auch Pionen... Die Koinzidenten Ereignisse zwischen Spektrometer A und dem Nukleondetektor werden für die Analyse von G_{en} u.s.w. benötigt und werden vollständig auf Festplatte gespeichert. Der Event Builder packt alle zu einem Single- bzw. Koinzidenzereignis gehörigen Meßdaten mit einer Zeitmarke in einem Bitpattern zusammen, welches über eine Analysesoftware dann weiterverarbeitet werden kann.

[Mer01] entwickelte Triggereinheit verwendet, die es ermöglicht, die Logik und die Laufzeiten der verschiedenen Signale ferngesteuert zu verändern. Die Koinzidenz der beiden Photovervielfacher eines E-Detektors löst einen Triggerpuls von 20 ns Breite

aus (Stopsignal). Wenn das Triggersignal des Neutronendetektors in das 90 ns breite Zeitfenster (Startsignal) von Spektrometer A fällt, wird das zeitlich korrelierte Ereignis (Energie des gestreuten Elektrons, Streuwinkel, Koinzidenzzeit zwischen Elektron und Nukleon ...) auf Festplatte weggeschrieben und später auf CD gespeichert (s. Abb. 3.5). Durch eine zusätzliche Bleiabschirmung direkt am Targetort (s. Abb. 3.4) konnte die Einzelzählrate in den E-Zählern des Nukleondetektors auf Werte zwischen 10 und 50 kHz bei einem Strahlstrom von 10 μA begrenzt werden. Die ΔE -Zähler hatten eine etwa 10-fach größere Ereignisrate aufzuweisen. Dieser relativ niedrige Wert ist besonders der guten Bleiabschirmung direkt am Target zu verdanken (s. Abb. 3.4). Bei hohen Zählraten können mehrere Ereignisse als nur ein Ereignis erkannt werden (sogenannter "pile-up"). Durch die für Szintillatoren moderaten Zählraten ist dieser Effekt jedoch vernachlässigbar.

3.3 Speicherung von ^3He

Für das hier vorgestellte Experiment wurde ein neues dichtes ^3He -Gastarget entwickelt. Der Speicherbehälter wurde dabei aus Quarzglas¹⁷ gefertigt. In Gastargets sollte das Target hohen Drücken bei gleichzeitig möglichst kleiner Massenbelegung des Behälters standhalten, um ein gutes Signal- zu Untergrundverhältnis zu gewährleisten. Nach Gl. 2.33 hängt die experimentelle Asymmetrie vom Polarisationsprodukt $P_e \cdot P_T$ ab. Da die FOM¹⁸, d.h. der statistisch relevante Faktor einer Asymmetriemessung, wie $\text{FOM} \propto (P_e P_n)^2 \cdot \sigma_0$ skaliert, ist man bestrebt während des Experimentes möglichst hohe Polarisationsgrade des Strahls und des Targets zu erhalten, besonders da diese quadratisch in die Meßzeit eingehen. Die beim Elektronenstrahl erreichte Polarisation von ($\overline{P_e} \approx 80\%$) stellt praktisch das Optimum dar. Beim polarisierten ^3He -Target liegen die Polarisationswerte niedriger. Der gemittelte Polarisationswert ($\overline{P_{He}}$) hängt von verschiedenen Faktoren ab, die in Kap. 3.3.2 näher erläutert werden. Das ^3He -Gas wurde aus Platzgründen nicht wie im Vorgängerexperiment der A3-Kollaboration während der Messung in der Experimentierhalle kontinuierlich aufpolarisiert. Statt dessen wurde das ^3He -Gas im Institut für Physik aufpolarisiert (s. Kap. 3.3.1.2) und hatte nach dem Abfüllen in die Targetzelle routinemäßig einen Polarisationsgrad von etwa 49 % (s. Tab. 4.2). Danach wurde die Zelle ohne Polarisationsverlust mit einem Haltefeld zum Experimentierplatz in der Spektrometerhalle gebracht und in die Streukammer eingebaut (s. Kap. 3.3.3). Während des Experimentes ändert sich die Polarisation und man erhält eine über eine Meßperiode T gemittelte Polarisation, die mit einer exponentiellen Funktion abnimmt:

$$P_{\text{He}} = \frac{1}{T} \int_0^T P_{\text{He}}^{\text{Anfang}} e^{-t/T_1} dt.$$

Die Relaxationszeit T_1 gibt dabei die Zeit an, in der die Polarisation auf $1/e$ -tel der Anfangspolarisation abgefallen ist. Um große mittlere Polarisationswerte zu erhalten, benötigt man also möglichst lange T_1 -Zeiten. Entsprechend muß man bei

¹⁷HSQ 300

¹⁸figure of merit

vorgegebenen T_1 -Werten die Meßperiode anpassen, um eine optimale FOM zu erhalten.

3.3.1 Das ${}^3\vec{\text{He}}$ -Hochdrucktarget

Wie gerade beschrieben ist eine hohe gemittelte Polarisierung im Experiment notwendig. Die Vorgaben möglichst großer Relaxationszeiten werden durch einen mit Cäsium beschichteten Glasbehälter erfüllt.

Als Ein- und Austrittsfenster des Elektronenstrahls wurde eine 25 μm dicke, mit ~ 200 nm Gold bedampfte Kupferfolie¹⁹ verwendet. Dadurch wird eine niedrige Massenbelegung von jeweils 22.4 mg/cm² erreicht. Die Massenbelegung einer 4 bar ${}^3\text{He}$ -Gasfüllung²⁰ beträgt bei einer Targetlänge von 20 cm zum Vergleich 15.6 mg/cm². Damit beträgt das Verhältnis $\frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{He}}+m_{\text{Cu}}} = 0.41$. Dadurch ist ein gutes Signal- zu Untergrundverhältnis gewährleistet.

Die Kupferfolie besitzt neben der recht kleinen Massenbelegung auch die anderen für das Experiment am Beschleuniger benötigten Eigenschaften. So hält die Folie der Erwärmung durch den Elektronenstrahl stand. Der Reißdruck einer Folie ist nach [Vak81] proportional zur Zugfestigkeit σ_R , dem Verhältnis von Foliendicke t und dem Durchmesser D des frei tragenden Anteils der Folie:

$$p_R = \frac{t}{D}\sigma_R. \quad (3.1)$$

Der Reißdruck der Kupferfolie bei einer Zugfestigkeit von $\sigma_R = 3140$ kbar²¹ und einem Durchmesser von $D = 1$ cm liegt bei 8 bar und rechtfertigt somit die Wahl der Foliendicke²².

Es wurden gute Relaxationszeiten der Kupferfolie erreicht, indem sie mit Gold beschichtet wurde. Die Kupferfolien wurden auf einen Glasflansch mit 30 mm Außendurchmesser mit einem Expoxidharzkleber²³ aufgebracht. Um die Haftung der Folie zu verbessern, wurde zusätzlich ein Überwurf aus Aluminium aufgeklebt (s. Abb. 3.6). Bei Tests mit sehr glatten Folien, wie Havar²⁴, konnte die Haftung nur durch eine zusätzliche Perforierung in der Region der Klebefläche erreicht werden, so daß die Klebung einem Überdruck von 8 bar standhielt. Zur Sicherheit wurden deshalb auch die Kupferfolien im Bereich der Klebung perforiert, obwohl dies nicht unbedingt notwendig war. Der Kleber hat neben der hohen Zugfestigkeit eine sehr geringe Ausgasrate und hält zudem hohen Temperaturen stand. Nach [Cer79] nimmt

¹⁹ $\rho_{\text{Cu}} = 8.96$ g/cm³.

²⁰ $\rho_{\text{He}} = 0.1785$ mg/ml bei 0°C und 1.013 bar.

²¹ Aus dem Internet: www.goodfellow.com

²² Es wurde überprüft, daß reine Glaszellen mit einer Glaswandstärke von 2 mm einem Druck bis zu 10 bar Stand halten können. Damit ist der Reißdruck der Folie ausschlaggebend, was zu einer Erhöhung der Sicherheit führt und für den Experimentator bei der Verwendung dieser Targetzellen von großem Interesse ist.

²³ Stycast 1266, Emerson & Cuming, Belgien

²⁴ Eine Co-Ni-Cr-Legierung der Firma Hamilton Precision Metals, Inc., USA.

die Druckfestigkeit unter einer Strahlenbelastung von 10^7 Gy²⁵ für ein Epoxidharz²⁶ von anfänglich 68.6 N/mm^2 auf die Hälfte ab. Damit sollte der Kleber problemlos der Strahlenbelastung eines 10-tägigen Dauereinsatzes bei $10 \mu\text{A}$ Strahlstrom standhalten²⁷. Im Experiment zeigte sich in wenigen Fällen eine Verfärbung des Klebers, die aber an den Klebereigenschaften nichts änderte. Eine Targetzelle wurde nach direktem Elektronbeschuss des Klebers undicht. Aus Sicherheitsgründen wurde der Targetinnendruck während des Experiments auf 4 bar beschränkt. Um die Verletzungsgefahr des Experimentators im Fall der Explosion der Targetzelle zu verringern, wurde die Targetzelle in einen Trombosestrumpf eingenäht.

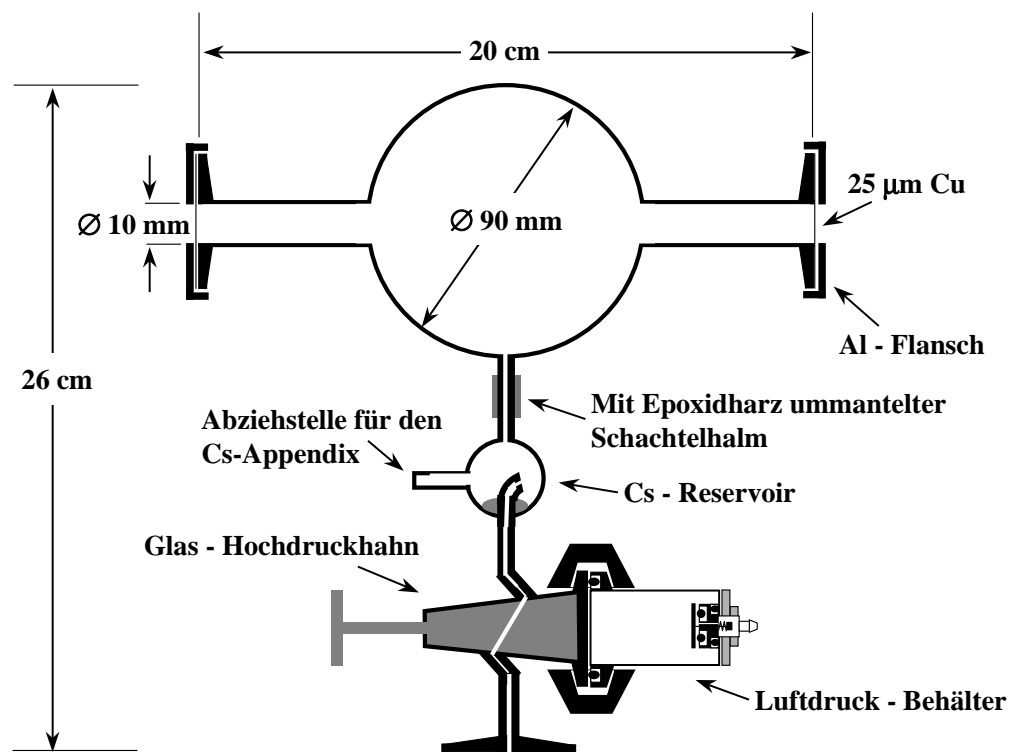


Abb. 3.6: Die Targetzelle (Erläuterungen s. Text).

Im Vergleich zum früheren Targetzellendesign (s. [Roh98]) ist die Handhabung der Zelle deutlich vereinfacht worden. Ein Glashahn aus Duran mit einer Querbohrung ermöglicht den Abschluß der Zelle bis 10 bar Innendruck. Das Kücken wird mit Hilfe eines mit etwa 5 bar Luft gefüllten Druckbehälters aus Aluminium in den mit Apiezon H²⁸ gefetteten Schliff gedrückt. Mit einer Spannkette wird der O-Ringgedichtete Druckbehälter an der plangeschliffenen und ebenfalls mit Apiezon H ge-

²⁵1Gy \equiv 1 J/kg

²⁶Der verwendete Stycast-Kleber ist ein Epoxidharz vom Bisphenol A-Typ.

²⁷Zu beachten ist, daß der Elektronenstrahl die Mitte der Kupferfolie und nicht die Klebung treffen sollte.

²⁸Apiezon Products, M & I Materials LTD, England

fetteten Hahnhülse leckdicht befestigt (siehe Abb. 3.6). Ein sogenannter Schachtelhalm bildet den Übergang von dem Kapillarrohr (Innendurchmesser 2.2 mm) des Duranhahns auf den Ansatzstutzen der Quarzzelle. Da ein solcher Übergang empfindlich gegen mechanische Belastungen ist, wurde er mit einem Epoxidharzkleber²⁹ ummantelt.

Durch Beschichtung der Innenwände mit Cäsium wurden unter Laborbedingungen bei etwa 2 bar Targetdruck Relaxationszeiten von bis zu 80 h erreicht (s. Abb. 3.7). Nähere Details über das Beschichten von Zellen mit Cäsium sind in der Veröffentlichung von W. Heil et al. [Hei95] beschrieben.

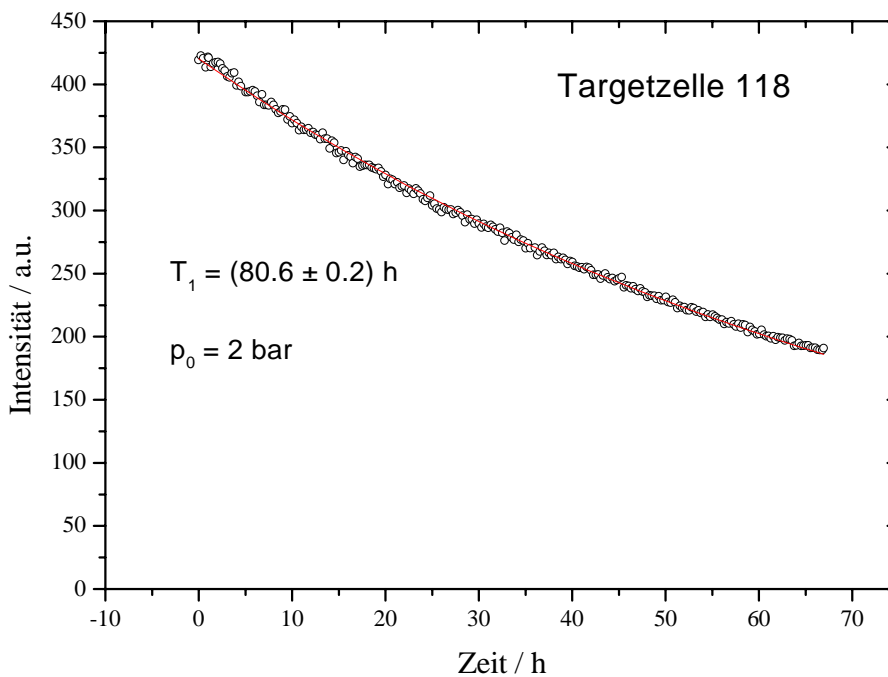


Abb. 3.7: Messung der Relaxationszeit T_1 im Labor.

Bei der Kompression des polarisierten ^3He -Gases an der Füllstation des Institutes für Physik kam der Verdacht auf, daß bei jedem Kompressionszyklus kleine Mengen an Sauerstoff in die Targetzelle mit eingeschleust wurden (z.B. durch Abgasen von den Oberflächen). Diese oxidieren die dünne Cäsiumschicht und zerstören deren relaxationsverlängernde Eigenschaft. Da das Cäsium sehr reaktiv ist, wurde ein kleines Cäsium-Reservoir ($\sim 4 \text{ cm}^3$) als Getter zwischen Glashahn und Quarzzelle installiert (s. Abb. 3.6), in dem das in die Zelle einströmende Gas vor allem von Sauerstoff gereinigt wird, bevor es in das eigentliche Zellvolumen gelangt.

²⁹Leak Sealant Kit (Huntington), tectra

Wie aus Abb. 3.6 zu erkennen ist, besteht die Zelle im Zentrum aus einer Kugel von 9 cm Durchmesser. Zwei sich gegenüberliegende Rohransätzen (Innendurchmesser 1 cm) bilden eine Verlängerung, die durch einen Flansch abgeschlossen wird. Der Elektronenstrahl durchläuft die mit dieser Verlängerung 20 cm lange Zelle. Mit dieser Geometrie werden mehrere Probleme gelöst:

- Unerwünschte Streueignisse von den Abschlußflanschen sind "weit" vom Zentrum der Zelle entfernt und können über Vertexrekonstruktion im Spektrometer leicht von den interessierenden Ereignissen absepariert werden bzw. fallen erst gar nicht in den Akzeptanzbereich des Spektrometers.
- Das wesentliche Gasvolumen der Zelle ist in einer Sphäre konzentriert. In der Absolutmessung der Polarisation (s. Kap. 3.4.1.2) wird die Magnetisierung der Zelle gemessen. Für ein sphärisches Volumen ist der Zusammenhang zwischen Polarisation und Magnetisierung sehr einfach. Komplizierte Korrekturfaktoren aufgrund einer von der Kugelform abweichenden Geometrie entfallen also.
- Durch das große Gasvolumen von etwa 325 ml (s. Tab. 4.1) wurde die Relaxationsrate, die durch den Elektronenstrahl hervorgerufen wurde, minimiert (s. Kap. 3.3.2.3).

3.3.1.1 Herstellung und Präparation der Targetzelle

Die Zellen aus Quarz der Qualität HSQ 300 samt Schachtelhalm wurden von der Firma "Quarztechnische Werkstätten"³⁰ hergestellt. Die Wandstärke betrug 2.3(2) mm. Der Flansch zum Aufkleben der Kupferfolie wurde grob angeschliffen³¹. Nachdem der Hochdruckhahn³² mit dem Cäsiumreservoir (s. Abb. 3.6) an den Schachtelhalm angeschmolzen war, wurde die Zelle getempert³³. Die Qualität der Klebung der Kupferfolien wurde in einem dreitägigen Drucktest bei 8 bar Fülldruck ohne Elektronenstrahleinfluss überprüft. Danach wurde ein Appendix mit einer Cäsiumpatrone an das Cäsium-Reservoir angebracht. Da Cäsium äußerst reaktiv ist, muß die Zellenoberfläche sehr sauber sein. Dies wurde durch Ausheizen der Zelle auf etwa 420°C über mindestens 3 Tage bei ständiger Evakuierung ($< 10^{-8}$ mbar) erreicht. Da die Epoxidharze dauerhaft nur Temperaturen von bis zu 90°C standhalten, wurden alle Klebestellen mit Ventilatoren auf etwa 60°C gekühlt. Eine ⁴He-Gasentladung in der Glaszelle über einen halben Tag schloß den Reinigungsprozess ab. Danach wurde die an dem Cäsiumreservoir angeschmolzene Cäsium-Patrone mit einem glasummantelten Eisenstift aufgeschlagen und das Cäsium in der Glaszelle aufgebracht.

³⁰An den Nahewiesen 7, 55450 Langenlonsheim.

³¹200er Körnung

³²Spezialanfertigung bei VS Technologies SA, Frankreich

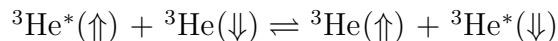
³³Kontrollierter Heizprozess an den Transformationspunkt. In diesem Fall wurde der Transformationspunkt von Duran (525°C) gewählt um Spannungen aus dem Glas aufzuheben, da es das Glas mit der niedrigsten Schmelztemperatur war. Quarz braucht aufgrund seiner Struktur nicht mehr getempert zu werden.

Gasdruck gefülltes Volumen – die sogenannten optischen Pumpzellen (s. Abb. 3.9). Eine schwache Gasentladung regt die Atome aus dem Grundzustand in den 2^3S_1 -Zustand an. Dabei erreicht man eine Konzentration von metastabilen Atomen von etwa 1 ppm. Die Lebensdauer dieser Zustände ist durch die Diffusionszeit zur Wand auf $\sim 10^{-3}$ s begrenzt. Resonantes Laserlicht bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 1083$ nm pumpt die Elektronen aus diesem metastabilen Niveau in das 2^3P_0 Niveau. Zum optischen Pumpen werden die Hyperfeinübergänge $2^3S_1(F=1/2) \rightarrow 2^3P_0(F=1/2)$ bzw. $2^3S_1(F=3/2) \rightarrow 2^3P_0(F=1/2)$ verwendet.

Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes können bei Einstrahlung von rechtszirkularpolarisiertem Licht (σ^+ -Licht) nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ angeregt werden (s. Schema in Abb. 3.8b). Innerhalb der Lebensdauer des angeregten 2^3P_0 Niveaus von $\tau = 1.05 \cdot 10^{-7}$ s führen gaskinetische Stöße zu strahlungslosen Übergängen in die anderen Zeeman-Niveaus des 2^3P -Multipletts. Dieser als "collisional mixing" bezeichnete Prozeß ist in Abb. 3.8b durch den Doppelpfeil angedeutet. Durch die bei den verwendeten Drücken um etwa $p \approx 1$ mbar erzielte nahezu Gleichbesetzung der 2^3P Niveaus erfolgt die anschließende spontane Emission isotrop in sämtliche Zeeman-Niveaus der beiden 2^3S_1 Hyperfeinzustände. Es wird also kein Netto-Drehimpuls auf die Atome übertragen.

Der Prozeß der Absorption von σ^+ -Licht und der spontanen Reemission führen letztlich zu einer Orientierung der metastabilen Atome ($^3\text{He}^*$). Dies erfolgt in Zeitskalen von μs . Über die Hyperfeinwechselwirkung ($\tau_{\text{HF}} \sim 10^{-9}$ s [Tim71]) im 3S_1 Zustand sind Hüllen- und Kernspin eines ^3He Atoms miteinander gekoppelt. Sie führt daher zu einer Ausrichtung des Kernspins entlang der vom Magnetfeld vorgegebenen Quantisierungsachse.

Das auf diese Weise hergestellte kernspinpolarisierte Atom befindet sich noch im metastabilen Zustand. Durch Stöße mit Grundzustandsatomen ($\tau_{\text{Stoß}} \sim 10^{-12}$ s), sogenannte metastabile Austauschstöße, wird die Orientierung der metastabilen Atome auf die Grundzustandsatome übertragen. Dieser Prozeß, in dem während der kurzen Stoßzeit ($\approx 10^{-12}$ s) die Elektronenhüllen ausgetauscht werden, ist rein elektrostatisch. Da nur S-Zustände im Spiel sind, kann beim Stoß kein Drehimpuls in äußere Bahndrehimpulse übertragen werden, so daß gilt:



unter Erhaltung des Gesamtdrehimpulses. Die Zeitkonstanten für diese metastabilen Austauschstöße beträgt wiederum μs , d.h. der Transfer des Drehimpulses der metastabilen Atome in den Kernspin der Grundzustandsatome läuft im wesentlichen in *einem* gaskinetischen Stoßprozeß ab. Hier liegt auch der Vorteil des metastabilen optischen Pumpens von ^3He : es können große Mengen an spinpolarisierten ^3He -Gas bereitgestellt werden, vorausgesetzt man verfügt über eine leistungsfähige Lichtquelle (Laser) zum optischen Pumpen des Gases.

In Abb.3.9 ist der Aufbau des Polarisators und Kompressors skizziert. Fast kontinuierlich wird einem Reservoir ^3He entnommen und durch die vier optischen Pumpzellen geleitet. Eine dort angelegte Hochfrequenz hält eine Gasentladung aufrecht.

³⁴1 G \equiv 10⁻⁴ T

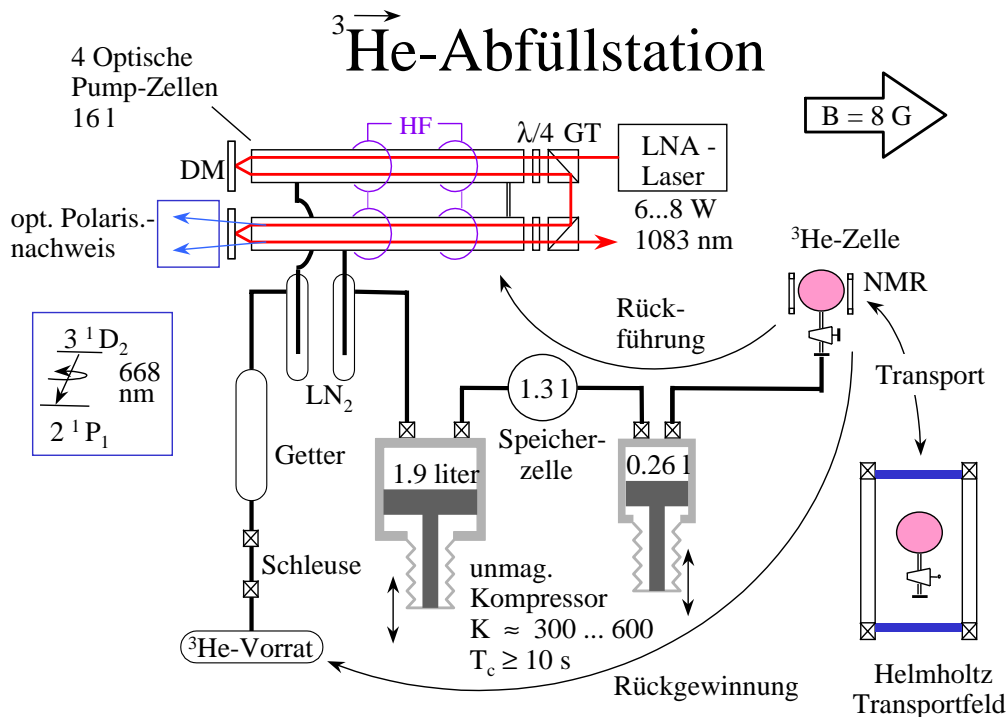


Abb. 3.9: Der ${}^3\text{He}$ -Kreislauf. Aus Gründen der Übersicht werden nur zwei der vier optischen Pumpzellen dargestellt.

Die Aufpolarisation erfolgt mit einem sogenannten LNA-Festkörperlaser [Sur91, Mie92, Roh94]. Bei einer Wellenlänge von 1083.2 nm und einer Ausgangsleistung von 6-8 Watt werden Polarisationswerte von 60 - 70 % bei 1 mbar Druck im stationären Betrieb erreicht, d.h. wenn das Gas nicht umpumpt wird. Während des so genannten Umpumpens³⁵ sinken die Polarisationswerte auf 54 - 58 %.

Das optisch gepumpte ${}^3\vec{\text{He}}$ wird in einem zweistufigen Kompressor auf den Enddruck von 4 bar gebracht: Ein erster Titan-Kolbenkompressor komprimiert das polarisierte Gas in ein Zwischenvolumen (Speicherzelle) auf einen Druck von 200 mbar. Eine zweite, kleinere Stufe komprimiert auf den gewünschten Enddruck in die abnehmbaren Glasbehälter (Targetzellen, s. Kap.3.3.1). Eine Zugabe von Stickstoff im Verhältnis $\text{N}_2/{}^3\text{He} \sim 10^{-3}$ unterdrückt den Relaxationsprozess durch den Elektronenstrahl (s. Kap. 3.3.2). Der kleine Anteil an Stickstoff muß in der G_{en} -Analyse nicht berücksichtigt werden. In diesen Zellen wurden nach etwa 3 h Aufpolarisationszeit etwa 47 % Polarisation erreicht. Nach der Befüllung werden sie in einem schwachen homogenen Haltemagnetfeld ($B \sim 4 \text{ G}$) mit einem relativen Feldgradienten von $\frac{\partial B_0/\partial r}{B_0} \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ zum Einsatzort transportiert.

³⁵Zyklus, in dem unpolarisiertes Gas in die optischen Pumpzellen eingeschleust wird und das polarisierte Gas durch den Kompressor abgesaugt wird.

Nach Beendigung der Meßperiode (typisch 12 - 24 h) wird die Targetzelle mit dem inzwischen depolarisierten Gas auf der Füllstation aufgeflanscht (s. Abb. 3.9) und über eine Getterstufe³⁶ gereinigt. Danach steht das Gas für einen erneuten Aufpolarisationsprozess zur Verfügung.

3.3.2 Relaxationsprozesse

An der Entwicklung relaxationsarmer Behältnisse für kernspinpolarisiertes ^3He wird in Mainz seit einigen Jahren gearbeitet. Untersuchungen hierzu wurden u.a. im Rahmen der Diplomarbeiten [Sch94, Gro96, Den97, Wol00] durchgeführt. Verschiedene Prozesse tragen zur Relaxation bei. Die Kernspinpolarisation zerfällt entsprechend einer exponentiellen Funktion $P = P_0 e^{-t/T_1}$ mit einer Zeitkonstante T_1 . Die gemessene Relaxationszeit T_1 kann dabei als Summe der Relaxationsraten der einzelnen Prozesse beschrieben werden:

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} = \sum_i \frac{1}{T_{1,i}} \quad (3.2)$$

Im Folgenden sollen die für das Experiment wichtigsten Relaxationsprozesse vorgestellt werden.

3.3.2.1 Magnetfeldrelaxation

Wenn sich die kernspinpolarisierten ^3He -Atome in einem Magnetfeld B_0 bewegen (thermische Bewegung), so erzeugen Feldgradienten im Bezugssystem der Atome zeitlich veränderliche Felder. Durch Stöße mit anderen Atomen fluktuiert dieses Feld sowohl in der Frequenz als auch in der Amplitude. Enthält das im Ruhesystem der Atome zu beobachtende Frequenzspektrum Komponenten der Larmorfrequenz ($\omega_0 = 2\pi\gamma \cdot B_0$), so wird nach den Prinzipien der Kernspinresonanz ein Spinklapp induziert. Nach [Sch65] gilt:

$$T_1^{\text{grad}} = \alpha^{-1} \left(\frac{B_0}{\partial B_0 / \partial r} \right)^2 p. \quad (3.3)$$

Je größer der Druck p ist, desto mehr ist die Diffusion unterdrückt und desto größer ist T_1^{grad} . Die Proportionalitätskonstante α ist nach Schearer [Bar74]

$$\alpha = 17500 \text{ cm}^2 \text{ bar h}^{-1}.$$

Um eine magnetfeldbedingte Relaxationszeit von 300 h sicherzustellen, darf also der relative Feldgradient für eine Targetzelle mit 4 bar ^3He einen Wert von $9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ nicht überschreiten.

³⁶Typ C 50 St 707, Fa. SAES Getters, Mailand.

3.3.2.2 Destruktivität der NMR-Messungen

Auch der Polarisationsnachweis über Kernspinresonanz (NMR) ist destruktiv. Bei der Kernspinresonanz wird die Magnetisierung \vec{M} der Probe durch Einstrahlung eines Hochfrequenzfeldes mit $\omega_0 = 2\pi\gamma B_0$ senkrecht zum statischen B_0 -Feld um einen Winkel $\alpha = 2\pi\gamma B_1 t$ aus der Magnetfeldrichtung ausgelenkt, wobei B_1 die Feldamplitude des eingestrahlten Feldes und t die Dauer des eingestrahlten HF-Pulses ist. Über sog. Pick-up Spulen (s. Kap. 3.4.1.1) wird schließlich die transversale Komponente der Magnetisierung, d.h. $M_\perp = |\vec{M}| \cdot \sin\alpha$, nachgewiesen, die jedoch aufgrund der Dephasierung des Kernspins mit einer so genannten transversalen Relaxationszeit von typisch 20 ms relaxiert. Um die Verluste bei einer NMR-Anregung klein zu halten, muß der Klappwinkel α klein gewählt werden. Im Experiment wurden Winkel von $\sim 2^\circ$ gewählt, so daß die Verluste pro Anregung bei $\approx 0.06\%$ lagen. Während eines Meßzyklus (12 h) wurden im Mittel 70 NMR-Anregungen vorgenommen, so daß der integrale Verlust der Polarisation etwa 4 % betrug. Die Polarisationsverluste durch die absolute Polarisationsmessung mittels AFP³⁷ kommen vor allem von der Einhaltung der Adiabatiebedingung, die näher in Kap. 3.4.1.2 erläutert wird. Die Verluste pro AFP-Messung konnten auf etwa 0.1% beschränkt werden.

3.3.2.3 Relaxation durch Elektronenstrahl

Die Relaxation durch den Elektronenstrahl resultiert aus der ionisierenden Eigenschaft der Strahlung. Dabei entstehen ${}^3\text{He}^+$ - bzw. ${}^3\text{He}_2^+$ -Molekül-Ionen. Beim ${}^3\text{He}^+$ -Ion koppelt der Kerndrehimpuls über die Hyperfeinwechselwirkung an den Spin des einen Elektrons im ${}^3\text{He}^+$. Dabei wird der Kerndrehimpuls auf das Elektron übertragen und somit die Kernspinpolarisation reduziert. Nimmt man im schlechtesten Fall an, daß bei jedem ${}^3\text{He}^+$ -Ion der Kernspin vollständig depolarisiert, dann ergibt sich die Depolarisationsrate $\Gamma_{\text{Strahl}}^{\text{Depol}}$ pro ${}^3\text{He}$ -Atom mit der Anfangspolarisation P_T aus der Zahl der pro Zeiteinheit produzierten ${}^3\text{He}^+$ -Ionen. Diese ist nach [Bon88, Bon88a, Kni92] gegeben durch

$$\Gamma_{\text{Strahl}}^{\text{Depol}} = \frac{dE}{dx} \cdot l_T \cdot \frac{I}{e} \cdot P_T, \quad (3.4)$$

wobei $\frac{dE}{dx}$ der Energieverlust pro cm ist, l_T die Länge der Targetzelle (20 cm), $\frac{I}{e}$ der auf die Elementarladung normierte Strahlstrom, E_{ion} die Ionisationsenergie von ${}^3\text{He}$ ($E_{\text{ion}} = 32$ eV), V_t das Volumen der Zelle ($V_t \approx 300$ ml) und P_T die Polarisation des Targets. Der Energieverlust pro ${}^3\text{He}$ -Atom pro cm^2 $\frac{dE}{dx}$ ergibt sich aus der Bethe-Bloch Formel zu:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z}{A} \rho \frac{N_A e^4}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{1}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{E_{\text{ion}}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.5)$$

³⁷adiabatic fast passage

mit der Kernladungszahl Z , der Atommasse A , der ^3He -Dichte ρ bei Standardbedingungen, der Avogadrokonstanten N_A , der Dielektrizitätskonstanten ϵ_0 , der Elektronenmasse m_e und $\beta = \frac{v}{c}$.

Bei einem Druck von $p = 4$ bar, einer Anfangspolarisation von $P_T = 50\%$ und einem Strahlstrom von $I = 10 \mu\text{A}$ erhält man damit eine Relaxationsrate durch den Elektronenstrahl von $\Gamma_{\text{Strahl}}^{\text{Depol}} = 2.7 \cdot 10^{16} \frac{\vec{H}\text{e}}{\text{sec}}$. Die Abnahme der Polarisation folgt einer Exponentialfunktion mit:

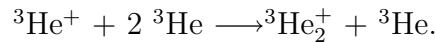
$$P = P_0 \cdot e^{-t/T_1^{\text{Strahl}}}, \quad (3.6)$$

mit der Anfangspolarisation P_0 , der Zeit t und der durch den Elektronenstrahl hervorgerufenen Relaxationszeit T_1^{Strahl} . Die Polarisation nimmt aber durch die Depolarisationsrate $\Gamma_{\text{Strahl}}^{\text{Depol}}$ gemäß $N(t) = N_0 - \Gamma_{\text{Strahl}}^{\text{Depol}} \cdot t$ ab. N stellt dabei gerade die Anzahl der polarisierten ^3He -Atome dar. D.h. man erhält für T_1^{Strahl} den Ausdruck:

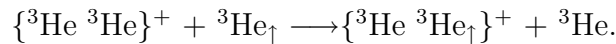
$$T_1^{\text{Strahl}} = \frac{1}{\Gamma_{\text{Strahl}}^{\text{Depol}}} (1 - \exp^{-1}) N_0. \quad (3.7)$$

Mit den oben angegebenen Zahlenwerten erhält man eine Relaxationszeit von $T_1^{\text{Strahl}} = 208$ h.

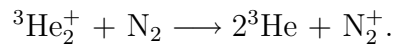
Viel kritischer als die Bildung der Ionen ist die Bildung von $^3\text{He}_2^+$ -Molekülen, die über Dreikörper-Stöße aus den $^3\text{He}^+$ -Ionen gebildet werden:



Bei hohen Drücken werden die $^3\text{He}^+$ -Ionen praktisch vollständig in $^3\text{He}_2^+$ -Moleküle umgewandelt. Ein solches $^3\text{He}_2^+$ -Molekülion hat einen zusätzlichen Rotationsfreiheitsgrad um die Kernverbindungsachse. Der Rotationsdrehimpuls ändert sich aufgrund von Stößen und bewirkt ein fluktuierendes Magnetfeld am Kernort, welches wie im Fall der Gradientenrelaxation zur Depolarisation führt. Diese Depolarisation wird durch Ladungsaustauschreaktionen des $^3\text{He}_2^+$ -Moleküls mit einem anderen, polarisierten ^3He -Atom



katalytisch verstärkt. Solange das Molekülion nicht an der Zellenwand neutralisiert wird, steht es für die Depolarisation zur Verfügung. Die Zugabe von Stickstoff beschleunigt die Neutralisierung ("quenchen") gemäß



Schon die Zugabe von $\frac{p(\text{N}_2)}{p(^3\text{He})} = 10^{-3}$ verhindert weitgehend den katalytischen Effekt. Dadurch ist die Strahlrelaxation letztlich nur noch bedingt durch die Relaxation aufgrund der $^3\text{He}^+$ -Ionenbildung.

Die gerade bestimmte Relaxationszeit T_1^{Strahl} konnte aus Messungen am Beschleuniger bei ein- und ausgeschaltetem Strahl überprüft werden. Dabei wurde ausgenutzt, daß die Relaxationsraten verschiedener Relaxationsprozesse additiv zu einer Gesamtreaxationsrate zusammengefasst werden können (s. Gl. 3.2). Die beiden interessanten Meßgrößen sind also die Gesamtreaxationszeit bei eingeschaltetem Strahl ($T_1^{\text{m.S.}}$

= (31.1 ± 0.9) h, $I=10\mu\text{A}$) und bei ausgeschaltetem Strahl ($T_1^{\text{o.S.}} = (39.5 \pm 1)$ h). Die Meßbedingungen wurden für beide Messungen gleich gewählt, d.h. es wurde außer dem Strahlstrom nichts verändert. Löst man Gl. 3.2 nach der Elektronenstrahl-Relaxationszeit T_1^{S} auf, so erhält man

$$T_1^{\text{S}} = \frac{1}{\frac{1}{T_1^{\text{m.S.}}} - \frac{1}{T_1^{\text{o.S.}}}} \pm \left[\frac{(\frac{\Delta T_1^{\text{m.S.}}}{(T_1^{\text{m.S.})^2})^2 + (\frac{\Delta T_1^{\text{o.S.}}}{(T_1^{\text{o.S.})^2})^2}{\left(\frac{1}{T_1^{\text{m.S.}}} - \frac{1}{T_1^{\text{o.S.}}}\right)^2} \right]. \quad (3.8)$$

Der Fehler wurde dabei durch die Fehlerfortpflanzung bestimmt, wobei ΔT_1 die Messfehler der Relaxationsmessungen darstellen. Der bestimmte Wert von $T_1^{\text{S}} = (146 \pm 25)$ h bestätigt eine Messung von 1997 mit dem gleichen experimentellen Aufbau ($T_1^{\text{S}} = (165 \pm 47)$ h) und bestätigt den theoretischen bestimmten Wert $T_1^{\text{Strahl}} = 208$ h.

3.3.2.4 Dipolare Relaxation

Ein weiterer Relaxationsterm wird durch die Kopplung von Kernspins untereinander, die sogenannte magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung, erzeugt. Infolge von Zweikörperstößen der Atome bilden sich kurzlebige ^3He - ^3He -Moleküle, deren Kernspins koppeln können, die wiederum einen Rotationsdrehimpuls besitzen, an den der Kernspin ankoppelt. Da die Stoßrate proportional zum Druck steigt, werden die Relaxationszeiten mit zunehmenden Druck kleiner. Nach der von N.R. Newbury et al. theoretisch hergeleiteten Formel [New93] gilt:

$$T_1^{\text{dipol}} \approx \frac{817 \text{ hbar}}{p}.$$

Die Formel gilt dabei für Raumtemperatur. Für $p = 4$ bar ergibt sich eine partielle Relaxationszeit von $T_1^{\text{dipol}} = 204$ h.

3.3.2.5 Wandrelaxation

Ein weiterer Relaxationsprozeß wird durch die Wechselwirkung des polarisierten ^3He mit paramagnetischen Zentren des Speicherbehälters (Targetzelle) hervorgerufen. Problematisch bei dem Relaxationsprozeß der so genannten Wandrelaxation ist, daß bis heute eine quantitative Beschreibung dieses Mechanismus nicht gelungen ist. Die Schwierigkeit bei der Beschreibung liegt daran, daß die Wandrelaxation sich aus zwei verschiedene Vorgängen zusammensetzt: zum einen Adsorptionsvorgänge und zum anderen Diffusionsprozesse. Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Effekte findet sich in den Diplomarbeiten von M. Schäfer [Sch94] und A. Deninger [Den97].

Um die Relaxationszeiten zu steigern, kann man nun folgendes unternehmen:

- Man verwendet Materialien mit sehr geringer Konzentration an paramagnetischen Zentren.

- Man verwendet Materialien, die für ^3He nicht permeabel sind, d.h. diffusive Prozesse in das Substrat unterbinden und dadurch lange Wechselwirkungszeiten des polarisierten Gases im Substrat verhindern.
- Die Anhaftzeiten des ^3He 's an der Oberfläche (Adsorption) des Substrates muß minimiert werden, damit die Wechselwirkungszeit des polarisierten Gases mit der Oberfläche des Substrates so klein wie möglich ist.

Man erreicht diese Vorgaben durch Verwendung von Quarzglas, welches im Innenraum mit Cäsium beschichtet ist. Zum einen ist Quarzglas aus sehr reinen Rohstoffen gefertigt, so daß die Konzentration an paramagnetischen Zentren sehr gering ist. Im Gegensatz zum Quarzglas beinhalten andere Gläser wie z.B. Duranglas einen hohen Anteil an Eisen.

Cäsium bedingt durch sein niedriges Austrittspotential, daß die Anhaftzeiten der ^3He -Atome an der Oberfläche auf ein Minimum reduziert werden. Außerdem wird der Diffusionsprozeß in das poröse Quarzglas unterbunden, indem die Poren verstopft werden.

Mit Quarzglas wurden bisher die besten Ergebnisse sowohl in der Relaxationszeit T_1 , als auch in der Reproduzierbarkeit bei Mehrfachpräparation ein und derselben Glaszelle erzielt. Wandrelaxationszeiten von etwa 125 h wurden standardmäßig erreicht.

3.3.3 Das magnetische Führungsfeld

Soll die Relaxationszeit bei einem Targetdruck von 4 bar wenigstens 300 h betragen, so darf der relative Magnetfeldgradient nach Gleichung 3.3 einen Wert von $9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ über das ganze Zellvolumen nicht überschreiten. Erschwerend kommt hinzu, daß am Meßplatz bei eingeschalteten Spektrometern ein Feld von 2 G mit einem Gradienten von bis zu 30 mG/cm zu messen ist. Außerdem sollte die Richtung des Führungsfeldes frei wählbar und ohne Polarisationsverlust schnell einzustellen sein.

Zur Abschirmung der magnetischen Störfelder wurde eine weitgehend geschlossene Konstruktion aus sechs 2 mm dicken μ -Metallplatten gewählt [Roh98]. Zur Verdeutlichung des Funktionsprinzips soll exemplarisch zunächst der Aufbau anhand einer der sechs Seiten der Konstruktion erläutert werden. Die μ -Metall-Abschirmung wurde zusätzlich mit einer weiteren 2 mm starken Eisenabschirmung versehen (s. Abb. 3.10b). Um ein solches Plattenpaar wurde eine Spule wie ein Solenoid gemäß Abb. 3.10a gebaut. Ohne die Eisenplatte würde das Feld, das durch die äußeren Spulendrähte erzeugt wird, durch das Feld der inneren Spulendrähte zum größten Teil kompensiert. Die Eisenplatte fängt jedoch den äußeren Magnetfeldfluß auf. Die μ -Metallplatte schirmt zusätzlich zur Metallplatte von äußeren Streufeldern der Spektrometer ab. Das durch die Spulendrähte innerhalb der Box erzeugte Feld läuft über das μ -Metall zurück. Betrachtet man sich nun, wie in Abb. 3.10b dargestellt, vier miteinander gekoppelte Spulen, so sieht man, daß im Inneren der Box ein resultierendes Magnetfeld entsteht. Aus der Überlagerung der drei Magnetfelder konnte nun

jede beliebige Magnetfeldrichtung eingestellt werden.

Die Maße der Box von $60 \times 60 \times 80 \text{ cm}^3$ entsprechen dem zur Verfügung stehenden Raum am Meßplatz. Die Platten wurden einzeln an einem Aluminiumrahmen aus $4 \times 4 \text{ cm}^2$ Vollmaterial befestigt (s. Abb.3.10a und b). In Richtung der gestreuten Nukleonen wurde ein Teil des Rahmens auf 3 mm Dicke ausgefräst, um den Energieverlust der Nukleonen moderat zu halten. Der magnetische Kontakt zwischen den Platten der inneren und äußeren Abschirmung wurde durch einen auf das Profil aufgebrauchten Weicheisen-Vierkantstab ($12 \times 12 \text{ mm}^2$) sichergestellt, um den magnetischen Fluß im μ -Metall nicht zu unterbrechen. Für die beiden Strahlrohre (NW30) sowie für die gestreuten Elektronen in Richtung des Akzeptanzbereiches der beiden verwendeten Spektrometer wurden Aussparungen in den Platten vorgesehen, um die Energieverluste so gering wie möglich zu halten.

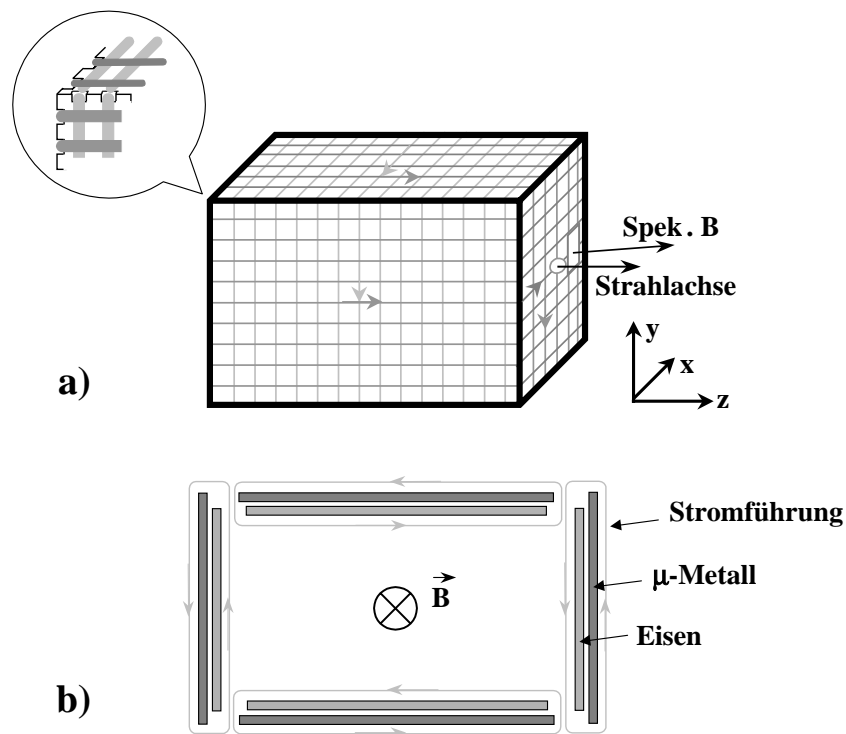


Abb. 3.10: Aufbau des magnetischen Führungsfeldes: a) Prinzip der Spulenwicklung. Um jede der sechs Seiten der Box wurden zwei aufeinander senkrechte Solenoiden gewickelt. Durch die in Abbildung b) gezeigte Kopplung von vier solchen Solenoiden wird im Inneren der Box das Magnetfeld erzeugt. Die Metallplatten wurden auf ein Gestell aufgeschraubt. Der magnetische Kontakt der Metallplatten wurde durch einen Weicheisen-Vierkantstab sichergestellt, der nicht dargestellt ist. Damit die Spulendrähte diesen Kontakt nicht verhindern, wurden diese, wie in der Vergrößerung zu erkennen, in Zargen der Metallplatten versenkt. b) Stromführung am Beispiel einer Hauptfeldspule. Die Fenster für die Elektronen sind (der Einfachheit halber) hier nicht dargestellt. Das Prinzip wird aber in Abb. a) klar, wo die Fenster für das Spektrometer B und das Strahlrohr zu erkennen sind.

Um das Magnetfeld in alle Raumrichtungen einstellen zu können, existieren drei

voneinander unabhängig einstellbare Spulenfelder, die senkrecht zueinander stehen (s. Abb.3.10b).

Um jedes Abschirmplatten-Paar ist ein isolierter Kupferdraht ($\varnothing = 4$ mm) gewickelt. Zargen in den Kanten der Platten im Abstand von 1 cm fixieren den Draht. Damit setzt sich jede der drei zueinander orthogonalen Spulen aus vier Einzelspulen zusammen. Die Spulendrähte wurden in Führungsrillen um die Aussparungen im μ -Metall bzw. Eisenblech gelegt, so daß die Fenster frei blieben. Da die Einzelspulen wie Solenoide um jede der sechs Seitenflächen der Box angelegt waren, konnte unter anderem die obere Platte problemlos entfernt werden, indem die Spulendrähte für die x- und z-Richtung (s. Abb. 3.10a) über Steckerverbindungen unterbrochen wurden. Die Spulendrähte für das Magnetfeld in y-Richtung mussten jedoch auch bei geöffnetem Deckel nicht unterbrochen werden, wodurch ein magnetisches Führungsfeld während des Austauschs der Targetzellen immer eingeschaltet bleiben konnte.

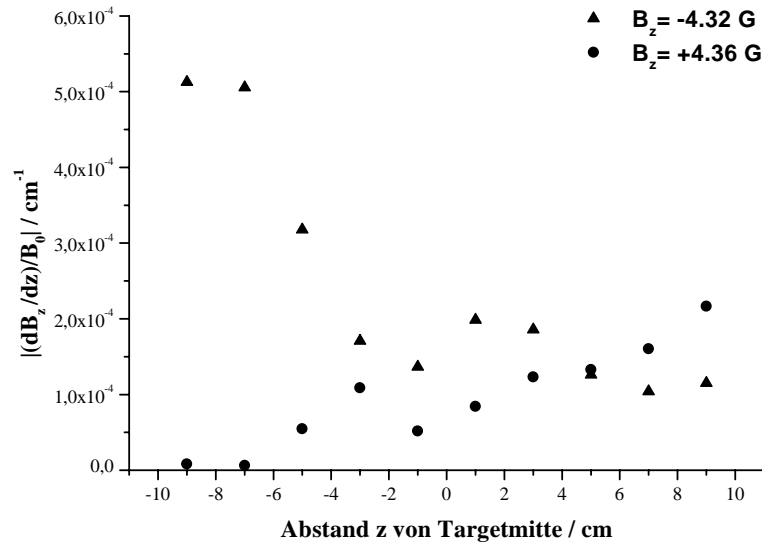


Abb. 3.11: Relativer Gradient in z-Richtung.

Mit Hilfe von Korrekturspulen in den drei Raumrichtungen im Inneren der Box wurden die verbleibenden Magnetfeldgradienten weiter reduziert. Für jede Magnetfeldrichtung wurden dazu vier Korrekturspulen in Serie zum Hauptfeld geschaltet, die mittels Widerstandspotentiometer individuell abgestimmt wurden. Das Optimierungsverfahren der Magnetfeldgradienten ist in Anhang C näher beschrieben. Der maximaler relativer Gradient betrug nach der Optimierung $\frac{\partial B_0/\partial r}{B_0} \leq 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ bei einem Feld von etwa 4 G (s. Abb. 3.11).

In Tab. 3.1 sind die über das Zellenvolumen gemittelten relativen Gradienten für alle Hauptfeldrichtungen angegeben. Die zum Hauptfeld senkrechten Gradienten waren kleiner als die in der Tabelle für die Hauptrichtungen angegebenen. Nach Gl.3.3 läßt

sich daraus eine durch das Magnetfeld hervorgerufene maximale Relaxationszeit von $T_1^{\text{grad}} > 1000$ h bei 4 bar abschätzen.

Hauptfeld	$\frac{\partial B_x / \partial x}{B_x} / \text{cm}^{-1}$	$\frac{\partial B_y / \partial y}{B_y} / \text{cm}^{-1}$	$\frac{\partial B_z / \partial z}{B_z} / \text{cm}^{-1}$
$B_i = -4$ G	$4.5 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$9.5 \cdot 10^{-5}$
$B_i = +4$ G	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$

Tab. 3.1: Die über das Zellenvolumen gemittelten relativen Gradienten. Das Hauptfeld B_i wurde bei der Messung der Gradienten immer in Meßrichtung eingestellt. Auch die zum Hauptfeld senkrechten relativen Gradienten blieben unterhalb der hier angegebenen Werte.

3.4 Polarisationsnachweis

3.4.1 Targetpolarisation

3.4.1.1 Relative Polarisationsmessung durch NMR

Eine Sende- und eine Empfangsspule (Pickup-Spule) um die Targetposition ermöglichen die Messung der Targetpolarisation während der Messung. Dazu wird in der ersten Spule (30x40 cm, 10 Windungen) ein Strompuls (s. Abb. 3.12) angelegt, der kurzzeitig ein Magnetfeld senkrecht zum Hauptfeld in y-Richtung (s. Abb. 3.10) generiert. Die An- und Abstiegsflanken des Schaltprozesses sind dabei so steil, daß von einem nichtadiabatischen³⁸ Ein- und Ausschalten des Feldes gesprochen werden kann (s. Abb. 3.12).

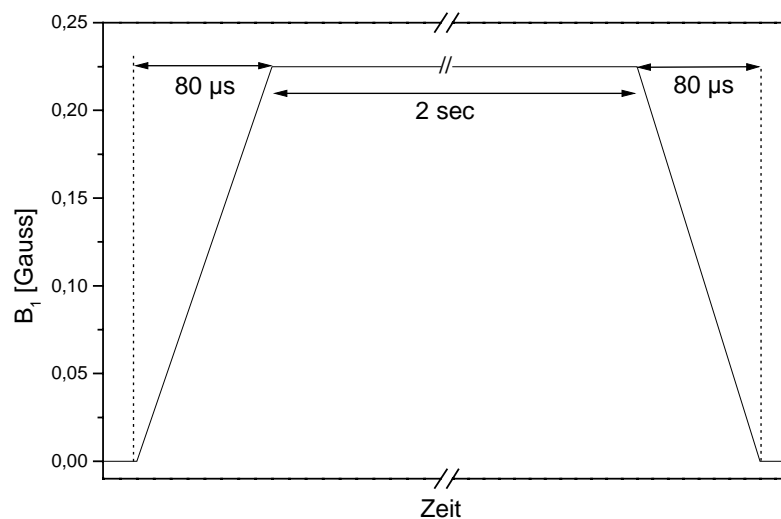


Abb. 3.12: Signalprofil des Pulsgenerators.

³⁸Das bedeutet, daß die Schaltzeiten sehr viel kleiner sein müssen als die Larmorpräzessionsfrequenz.

Durch das Einschalten des B_1 -Feldes fängt die Magnetisierung an, um die neue von $(\vec{B}_0 + \vec{B}_1)$ vorgegebene Quantisierungsachse zu präzedieren. Die Transversalkomponente der Magnetisierung induziert in den Pickup-Spulen ein Signal, welches nachgewiesen wird. Man beobachtet eine exponentiell mit der Zeitkonstanten T_2^* abfallende Schwingung, die wie bereits erwähnt im wesentlichen durch die Dephasierung der Spins bestimmt wird. Das Signal wird über einen rauscharmen Verstärker, der über einen auf die Larmorfrequenz (~ 14 kHz) abgestimmten Resonanzkreis mit ± 1 kHz Bandbreite angeschlossen ist, vorverstärkt und zu einem Lock-in Verstärker weitergeleitet (s. Abb. 3.13). Um Erdschleifen zu vermeiden, wurde der Verstärker nicht mit der Erde der Spektrometer verbunden.

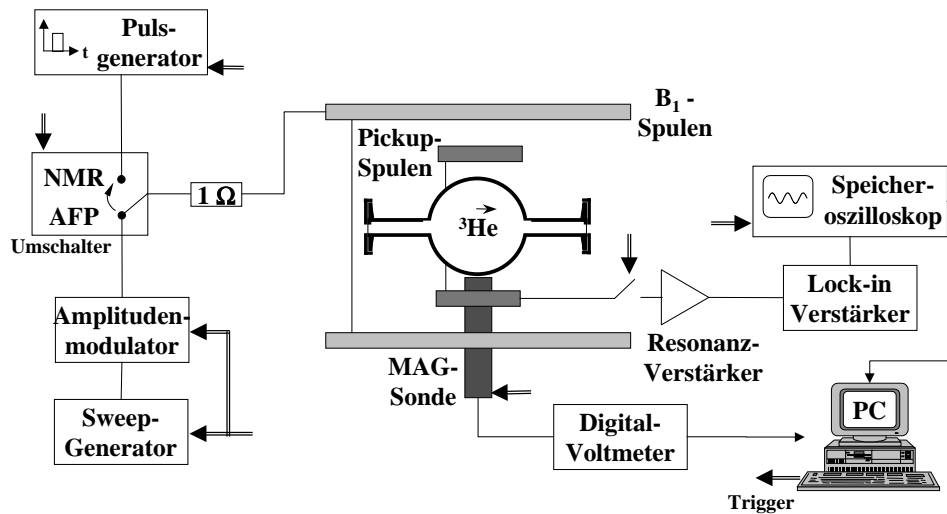


Abb. 3.13: Schematischer Aufbau der NMR- und AFP-Apparatur. Die Spule, die zur Einstrahlung des Pulses im Falle von NMR bzw. im Falle von AFP der Frequenz verwendet wird, ist die gleiche. Ein Computer startet die NMR- bzw. AFP-Messung über verschiedene Trigger. So wird bei der NMR-Messung der Resonanzverstärker mit den Pickupspulen verbunden, das Präzessionssignal über ein Oszilloskop aufgenommen. Anschliessend werden die Daten auf der Festplatte des Computers gespeichert. Während der NMR-Datenaufnahme wird die Magnetfeldsonde ausgeschaltet. In der AFP-Messung wird die Auslese der Digitalvoltmeter über eine IEEE-Schnittstelle gestartet.

Zu beachten ist, daß bei jedem Puls (s. Abb. 3.12) die Spins zweimal ausgelenkt werden, nämlich beim Ein- und Ausschaltvorgang. Daher beobachtet man zweimal das Signal einer gedämpften Schwingung, wobei nur eine der beiden Auslenkungen aufgenommen wird. Welche der beiden Schwingungen aufgenommen wird macht prinzipiell keinen Unterschied. Da jedoch durch die kleinen Einstrahlspulen zusätzliche Feldgradienten erzeugt werden, wird T_2^* verkürzt. Deshalb wird das zweite Signal bei ausgeschalteten Einstrahlspule zur Analyse verwendet. Es wurden T_2^* -Zeiten von bis zu 50 ms erreicht (s. Abb. 3.14).

Mit der Messgröße T_2^* können umgekehrt Aussagen über die Homogenität des Magnetfeldes über das Volumen der Targetzelle gemacht werden. Bei Gasdrücken von

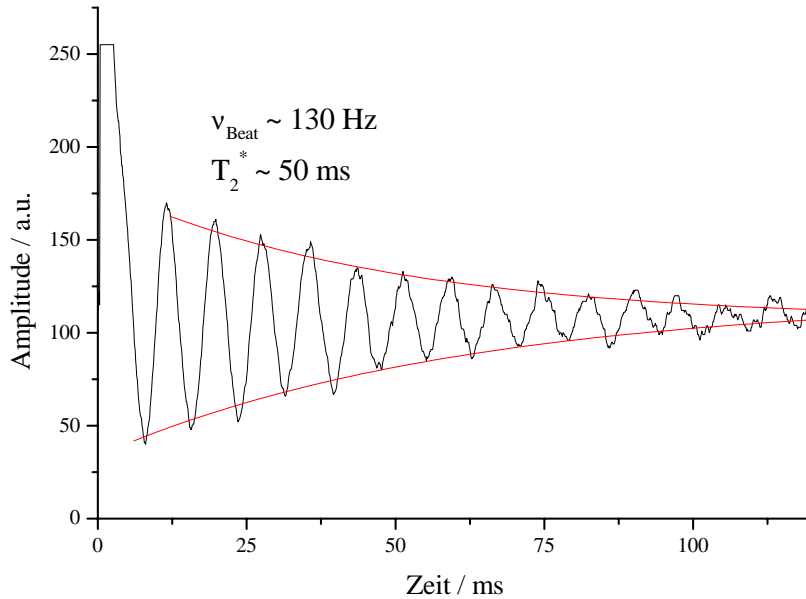


Abb. 3.14: NMR-Signal bei Relaxationsmessung am Targetort.

$p \gg 1$ mbar kann nach M. Meyerhoff [Mey89] die Zerfallskonstante T_2^* maximal

$$\frac{1}{T_2^*} = 2\pi\gamma R \overline{\frac{\partial B_0}{\partial r}} \quad (3.9)$$

betragen. Dabei ist $\gamma=3.24$ kHz/G das gyromagnetische Verhältnis für ^3He , R der Radius der Targetzelle und $\overline{\frac{\partial B_0}{\partial r}}$ der über das Zellvolumen gemittelte Magnetfeldgradient. Mit einer T_2^* -Zeit von 50 ms bei einer Glaszelle mit 45 mm Radius erhält man einen über das Zellvolumen gemittelten Feldgradienten von $2.2 \cdot 10^{-4}$ G/cm. Dies stimmt im Rahmen der Fehler mit dem in Kap. 3.3.3 bestimmten Wert überein.

Um ein unbeabsichtigtes Anschwingen des NMR-Resonanzkreises während der Meßpausen auf der Larmorfrequenz zu verhindern, konnte der Resonanzkreis ferngesteuert unterbrochen werden.

Die Aufzeichnung des Polarisationsverlaufs über NMR ist jedoch nur eine Relativmessung, da man die Geometriefaktoren der Zelle und die Einkoppelfaktoren der Pickup-Spule nur unzureichend kennt, um aus dem induzierten Signal auf die Magnetisierung und darüber auf die ^3He -Polarisation in der Zelle zu schließen. Deshalb kam noch eine Absolutmessung der ^3He -Kernspinpolarisation zur Anwendung, die im Folgenden beschrieben wird.

3.4.1.2 Absolute Polarisationsmessung durch AFP

Zur Bestimmung der absoluten Polarisation wurde die durch das magnetische Moment hervorgerufene Magnetisierung des polarisierten ^3He -Gases gemessen. Ist das Gas in einem kugelförmigen Behälter gespeichert, was bei dem Targetzellendesign sehr gut erfüllt ist, so hat das durch die ^3He -Spins hervorgerufene magnetische Moment M ausserhalb der Zelle die Feldform eines magnetischen Dipols. Höhere magnetische Multipole tragen nicht bei. Nach [Jac83] gilt für das Feld einer homogen magnetisierten Kugel entlang der Dipolachse

$$B_{\text{Zelle}}(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{M}{r^3}, \quad (3.10)$$

wobei $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$, r der Abstand vom Zentrum der Probe und M das magnetische Moment der Probe ist. Mit

$$M = \mu(^3\text{He}) \cdot N \cdot P_{\text{He}} \quad (3.11)$$

läßt sich dann die Polarisation über

$$P = \frac{r^3}{2\mu(^3\text{He})} \frac{1}{N} B_{\text{Zelle}} \quad (3.12)$$

mit dem magnetischen Moment des ^3He -Kerns $\mu(^3\text{He}) = -2.128 \mu_K$ bestimmen. N gibt die Gesamtzahl der Gasatome im Volumen V der Zelle an. Die Gasgleichung für ideale Gase gibt den Zusammenhang zwischen dem Volumen der Zelle V , dem Druck p bei einer Temperatur T und der Anzahl N der Atome innerhalb des Zellvolumens an:

$$N = \frac{pV}{kT} \quad (3.13)$$

Der Abstand des Zellenmittelpunktes zum Magnetfeldsensor r geht mit der dritten Potenz in die Gleichung ein und muß somit möglichst genau bekannt sein, wenn der systematische Meßfehler klein gehalten werden soll. Da das äußere magnetische Führungsfeld etwa tausendmal größer als das zu messende Magnetfeld der polarisierten ^3He -Kernspins ist, wird das Netto-Magnetfeld folgendermaßen gemessen: Mittels einer sensitiven Magnetfeldsonde³⁹ direkt unterhalb der Zelle wird das resultierende Gesamtfeld $B_{\text{ges}}^+ = B_0 + |B_{\text{Zelle}}|$ gemessen. Flippt man nun die ^3He -Kernspins um 180° in entgegengesetzte Richtung mißt man $B_{\text{ges}}^- = B_0 - |B_{\text{Zelle}}|$. Aus der Differenz $B_{\text{ges}}^- - B_{\text{ges}}^+$ ergibt sich damit $2 \cdot |B_{\text{Zelle}}|$. Das Verfahren zum Umklappen der Spins wird „Adiabatic Fast Passage“ (AFP) genannt. Bei der Methode der AFP wird in einer Zeitspanne Δt die eingestrahlte Frequenz ν über die Resonanzfrequenz (Larmorfrequenz $\nu_L = \gamma B_0$) gefahren. γ ist das gyromagnetische Moment mit $\gamma = 3.24 \text{ kHz/G}$. Mit dieser Methode läßt sich das Ensemble der ^3He -Kernspins adiabatisch um 180° zum Hauptmagnetfeld umklappen⁴⁰. Je besser die Bedingung

$$\frac{B_1}{T_2} \ll \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta\nu}{\Delta t} \ll \gamma B_1^2 \quad (3.14)$$

³⁹MAG-03MS von Bartington, Oxford

⁴⁰Die Frequenz muß - im Gegensatz zur NMR-Methode - langsam genug geändert werden, so daß das Kernspinensemble dem effektiven Magnetfeld im rotierenden Koordinatensystem folgen kann.

erfüllt ist, desto weniger Polarisationsverluste treten pro Spinklapp auf [Blo46, Pow57, Wil97]. Die rechte Ungleichung erhält man aus der Adiabatiebedingung. Falls sie nicht erfüllt ist, kann der Kernspin dem effektiven Magnetfeld im rotierenden Koordinatensystem nicht folgen. Dies führt zu einer Depolarisation. Während die Adiabatiebedingung eine möglichst langsame Änderung der Frequenz erzwingt, wird in der linken Ungleichung, der sogenannten "Fast-Bedingung", genau das Gegenteil verlangt. Denn sobald in der Frequenzänderung die Larmorfrequenz erreicht ist, muß beachtet werden, daß im rotierenden Koordinatensystem das eigentliche Führungsmagnetfeld nur noch durch das eingestrahlte Feld B_1 bestimmt wird. Die dabei verwendeten B_1 -Spulen waren die gleichen, die auch bei der NMR-Methode verwendet wurden, wobei diesmal anstatt eines Pulses eine variable Frequenz eingestrahlt wurde. Mit der transversalen Relaxationszeit T_2 dephasiert nun die Magnetisierung, was einer Depolarisation gleichkommt. Aus diesem Grund muß im Vergleich zur Dephasierung und der damit verbundenen transversalen Relaxationszeit T_2 schnell über die Resonanzfrequenz "gesweept" werden.

In Abb. 3.13 wird die verwendete Nachweiselektronik gezeigt. Um die Frequenz über die B_1 -Spulen ohne Verletzung der Adiabatiebedingung einstrahlen zu können, wurde das B_1 -Feld über einen Amplitudenmodulator innerhalb von 25 ms auf einen Maximalwert von 120 mG ⁴¹ hochgefahren. Innerhalb von 500 ms wird die eingestrahlte Frequenz um $\Delta\omega = \pm 2$ kHz um die Larmorfrequenz von 14 kHz variiert. Um Polarisationsverluste durch ein abruptes Ein- und Ausschalten des HF-Feldes zu vermeiden, wurde die Feldamplitude linear auf die maximale Amplitude bzw. in einem exponentiellen Verlauf wieder auf null geregelt. Beim abrupten Ein- und Ausschaltvorgang werden Fourierkomponenten im Frequenzspektrum erzeugt, die zu unbeabsichtigten Spinflips führen können. Der Messablauf gestaltete sich dann folgendermaßen:

Sowohl das Magnetfeld B_{ges}^- vor dem Spinklapp, als auch das Magnetfeld B_{ges}^+ nach dem Spinklapp wurde jeweils 25 mal gemessen (s. Abb. 3.15), um Veränderungen des gemessenen Magnetfeldes durch Warmlaufeffekte der Magnetfeldsonde oder Magnetfelddrifts korrigieren zu können. Die Sensitivität der Magnetfeldmessung lag dadurch bei $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ G. Die Differenz der beiden Messungen ist dann wie bereits beschrieben, proportional zur Polarisation. Die Polarisationsverluste pro Messung der Polarisation konnten vor allem durch die Optimierung des Magnetfeldes auf weniger als 0.1 % pro AFP-Messung beschränkt werden.

Zu beachten ist, daß ab einer bestimmten Spindichte eine Schwelle erreicht wird, bei der der Kernspin im energetisch höheren Zeemanniveau schon bei kleinen Störungen des Systems in das niedrigere Energieniveau klappen kann (Masereffekt). Dieser polarisationszerstörende Effekt wurde schon in einem vergleichbaren Experimentaufbau am SLAC (E154) beobachtet [Cat98]. Aus diesem Grund wird bei jeder AFP-Messung darauf geachtet, daß sich der Kernspin möglichst kurz im energetisch höheren Zeemanniveau befindet.

⁴¹Dies entsprach einer eingestellten Amplitude am Sweepgenerator von $U=8V$, bei einem Shuntwiderstand von 1Ω .

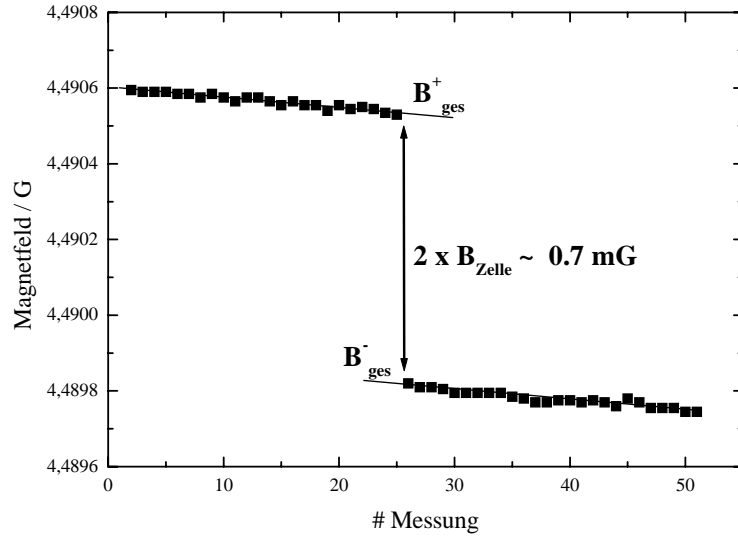


Abb. 3.15: Typisches Bild einer AFP-Aufnahme. Gezeigt sind die 25 Messungen vor und nach dem 180°-Klapp des Spins.

Der Fehler der absoluten Polarisationsbestimmung läßt sich aus den Messgrößen der Gl. 3.12 ableiten. Der Abstand r zwischen Sondenmeßpunkt und Zellenmitte konnte auf (63.03 ± 0.61) mm bestimmt werden⁴². Der Druck in der Zelle wird direkt nach der Aufpolarisation am Kompressor in einem klimatisierten Raum ($T = 295 \pm 1$ K) mit einem Druckmessgerät⁴³ gemessen. Die absolute Genauigkeit wird auf ± 80 mbar angegeben. Das Volumen der im Experiment verwendeten Zellen wurde nachträglich durch Füllen mit Wasser auf ± 2 ml genau bestimmt.

Gleichung 3.12 gilt nur für das Dipolfeld einer Kugel. Jedoch lassen sich die zylinderförmigen Anteile zum Ein- bzw. Austrittsfenster der Targetzelle durch eine wie schon in [Roh98] beschriebene numerische Integration auf eine systematische Abweichung zum reinen Dipolfeld von 0.3% abschätzen und können deshalb vernachlässigt werden. Für die Polarisationsbestimmung erhält man mit Gl. 3.12 einen Fehler von

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{\left(3 \frac{\Delta r}{r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B_{\text{Zelle}}}{B_{\text{Zelle}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2} \approx 3\%. \quad (3.15)$$

3.4.2 Messung des Polarisationsproduktes $P_e \cdot P_T$

Um auch eventuelle Variationen der Elektronenpolarisation kontrollieren zu können, wurde noch eine weitere Möglichkeit der Polarisationsmessung während des Experiments angewandt. Dazu wurden Elektronen aus der elastischen Streuung an ^3He in

⁴²Da die Position der Messensoren innerhalb der Sonde nur auf ± 2 mm bekannt war, wurde diese über die Messung eines bekannten Dipolverlaufs einer Spule auf ± 0.36 mm experimentell bestimmt (s.[Roh98]).

⁴³20 bar JPB von Bourdon Sedeme GmbH

der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ helizitätsabhängig nachgewiesen. Aus der experimentell bestimmten Asymmetrie A_{exp} läßt sich nach Gl. 2.33 das Produkt aus Elektron- und Targetpolarisation bestimmen:

$$P_e P_t = A_{\text{exp}} / A_{\text{theo}}. \quad (3.16)$$

Im Gegensatz zur Formfaktormessung am Neutron sind die elastischen Formfaktoren von ${}^3\text{He}$ aus anderen Messungen sehr genau bekannt. In Abb. 3.16 sind die für einen Bereich bis $Q^2 \leq 1.4$ $(\text{GeV}/c)^2$ gefitteten Daten zu sehen. Die Datenpunkte wurden in einem Fit von 36 SOG⁴⁴-Parametern angepaßt. Dabei wurden die systematischen und statistischen Fehler der einzelnen Datenpunkte berücksichtigt (s. [Amr94]). Während der angegebene elektrische Formfaktor F_{ch} nach [Amr94] mit

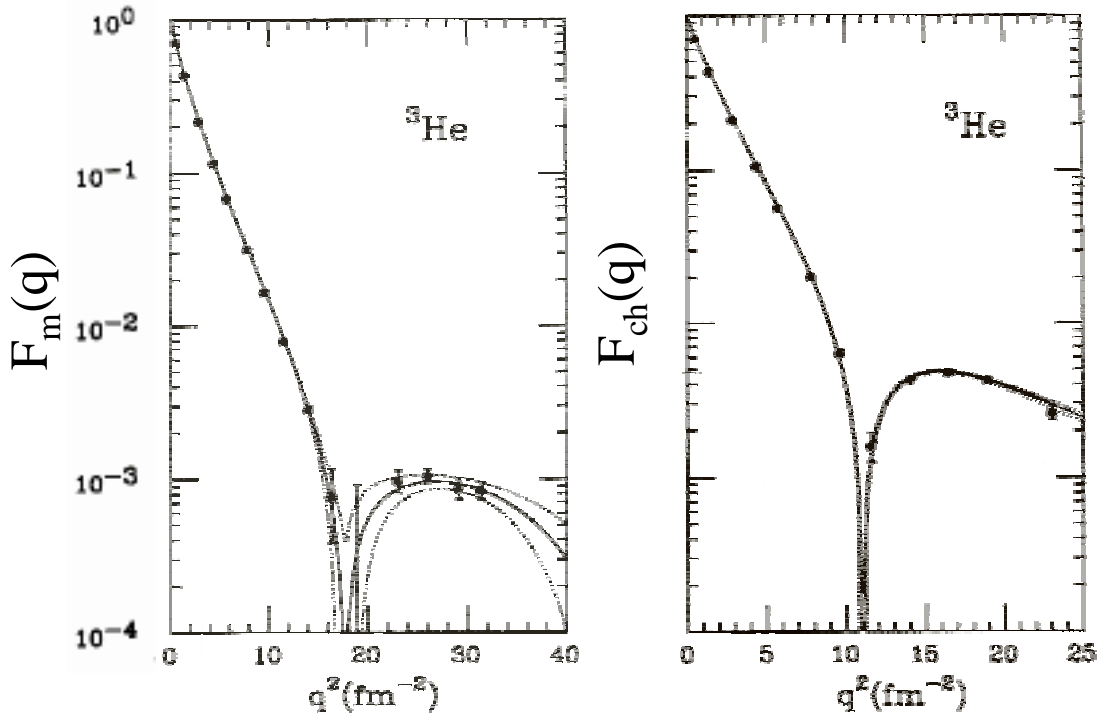


Abb. 3.16: Fit der Formfaktoren von ${}^3\text{He}$ (—) mit dem zugehörigen Fehlerband (---). Die dargestellten Punkte stammen aus der Extraktion der Formfaktoren aus experimentellen Daten mit Hilfe der Rosenbluth-Separation. **links:** Der magnetische Formfaktor F_m und **rechts:** der elektrische Formfaktor F_{ch} .

dem Sachs-Formfaktor G_e^{He} übereinstimmt, hängt F_m mit dem magnetischen Formfaktor G_m^{He} zusammen über

$$G_m^{\text{He}} = \frac{\mu}{Z} \frac{M_{3\text{He}}}{M_p} F_m. \quad (3.17)$$

Dabei ist das magnetische Moment des ${}^3\text{He}$ in Einheiten des Kernmagnetons $\mu_{3\text{He}} = -2.128 \mu_K$ und das Massenverhältnis von ${}^3\text{He}$ und Proton $M_{3\text{He}} / M_p = 2808.4 \text{ MeV} / 938.3 \text{ MeV}$ eingesetzt worden. Wie in Abb. 3.4 bereits zu erkennen

⁴⁴Sum Of Gaussian

ist, kann das zweite Spektrometer aus Platzgründen nicht in jede beliebige Position gestellt werden. Es wurde deshalb unter $\vartheta_e = 25^\circ$ verwendet. Bei einer Einfallenergie von 855 MeV ergibt sich für den Winkel zwischen Strahlachse und Dreierimpulsübertrag $\Theta_q = 73.87^\circ$. Für die hier verwendete Kinematik mit $Q^2 = 0.133$ (GeV/c)² folgt für die elastischen Formfaktoren

$$G_m^{\text{He}} = -0.557 \pm 0.007 \text{ und } G_e^{\text{He}} = 0.166 \pm 0.002.$$

Der Spin des Targets stand in diesem Fall unter einem Winkel von

$$\Theta_S^{B,\parallel} \equiv \{\Theta_S^B = 41.2^\circ, \Theta_S^B = 221.2^\circ\}$$

in auf die G_{en} -Formfaktormessung bezogene parallele Kinematik und

$$\Theta_S^{B,\perp} \equiv \{\Theta_S^B = 131.2^\circ, \Theta_S^B = 311.2^\circ\}$$

in senkrechter Kinematik. Nach Gl. 2.31 erhält man für die vier Spineinstellungen eine theoretische Asymmetrie von $A_{\text{theo}}^B(\Theta_S^{B,\parallel}) = \pm(4.58 \pm 0.18)\%$ und $A_{\text{theo}}^B(\Theta_S^{B,\perp}) = \pm(8.23 \pm 0.11)\%$. Der theoretische Verlauf mit zwei ausgewählten Spinstellungen der Asymmetrie in Abhängigkeit von Θ_S^B ist in Abb. 3.17 zu sehen.

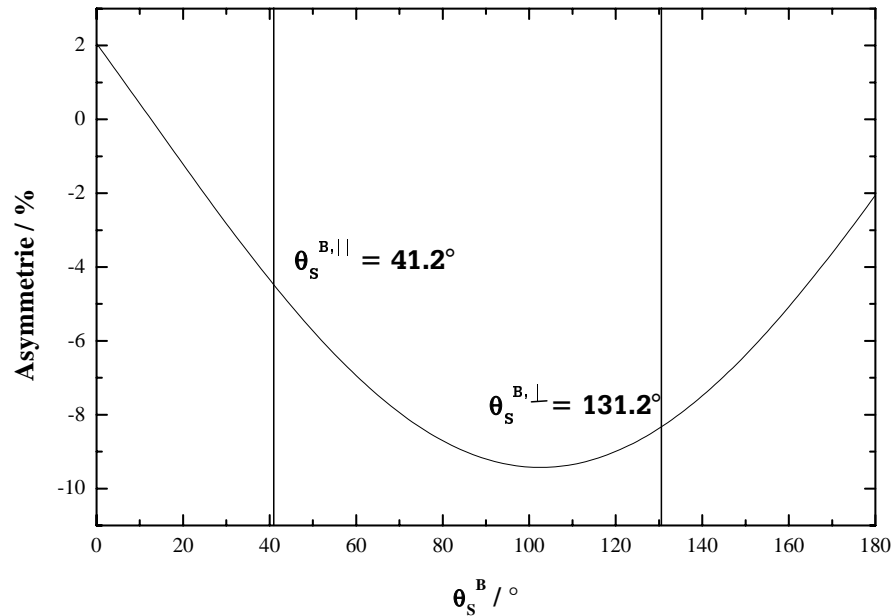


Abb. 3.17: Theoretischer Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit des Winkels Θ_S^B zwischen Targetspin und der Richtung des Dreierimpulsübertrag für die elastische Reaktion ${}^3\bar{\text{He}}(\vec{e}, e')$.

3.5 Aufbau des Experiments

Im Folgenden soll der Aufbau des Experiments beschrieben werden: Der Nukleonendetektor wurde mit einem auf dem Targetmittelpunkt positionierten Theodolithen

einjustiert. Danach wurde mit Hilfe des Hallenkrans die μ -Metallbox auf den Targetplatz gehoben und mit einem vor dem Targetplatz aufgestellten Theodoliten über Justierblenden einjustiert. Die Justierblenden konnten dazu sowohl in den Aussparungen für die Strahlrohre, als auch an den Positionen der Targetzellenfenster eingesetzt werden. Auch der Zinksulfid-Schirm des Strahllagemonitors (s. Abb. 3.4) sowie die Strahlrohre im Targetbereich wurden mit dem Theodoliten positioniert.

Mit der in Anhang C beschriebenen Methode wurde vor dem Einsetzen der Strahlrohre das Magnetfeld abgeglichen (s. auch Kap. 3.3.3). Die Bestimmung des elektrischen Formfaktors ist wie in Kap. 3.6 näher erläutert wird sehr empfindlich auf die Richtung des ^3He -Spins. Deshalb muß die Richtung möglichst genau gemessen werden. Das Magnetfeld wurde mit der Magnetfeldsonde bestimmt, mit der auch die AFP-Messung durchgeführt wurde. Die zur Messung des Magnetfeldes verwendete Sonde ist in einer Halterung fest eingebaut und wurde zusammen mit dem Führungsfeld mit einem Theodoliten auf etwa 0.06° einjustiert. Dieser Fehler wurde als Offset in der Messung des Magnetfeldes berücksichtigt. Durch die sehr kleinen Gradienten des Magnetfeldes (s. Kap.3.3.3) ist eine Variation des Winkels über das Zellvolumen von weniger als 0.02° zu erwarten. Da die interne Achsengenauigkeit der Sonden nach Herstellerangaben 0.1° beträgt, kann der maximale Winkelfehler auf 0.1° abgeschätzt werden.

3.6 Steuerung des Experiments

Damit das Magnetfeld und die dazugehörigen Messapparaturen unabhängig vom A1-Steuerungs- und Datenerfassungssystem zu bedienen war, wurde ein zusätzlicher PC verwendet (s. Abb. 3.13). Mit ihm wurden die Magnetfeldrichtungen eingestellt und NMR-/AFP-Messungen gestartet. Außerdem wurden die Magnetfelder, sowie die Daten aus den NMR-Methoden aufgenommen.

Die Spulenströme wurden über den Computer mit seriell ansteuerbaren Netzgeräten⁴⁵ eingestellt. Die Ströme können mit diesen Geräten nur in 0.01 A Schritten sprunghaft geändert werden, d.h. die Änderung der Magnetfeldrichtung ist nichtadiabatisch, was wiederum zu Polarisationsverlusten führt. Deshalb wurde zu jedem Netzgerät ein Kondensator ($C=47\text{ mF}$) zur Glättung parallel geschaltet. Die zu den Netzgeräten gehörenden Controller konnten über den Computer nicht gleichzeitig angesteuert werden, da sie über eine RS232-Schnittstelle verbunden waren. Durch einen bestimmten Befehl musste dann zwischen den Controllern umgeschaltet werden. Es wurde aber sicher gestellt, daß sich der Betrag des Magnetfeldes maximal um 0.5 Gauss änderte. Die gewünschten Magnetfeldrichtungen konnten auf $\pm 0.05^\circ$ reproduzierbar eingestellt werden. Wenn das Feld immer im gleichen Drehsinn geändert wurde, war die Reproduzierbarkeit der Winkel sogar besser als $\pm 0.01^\circ$. Die Bestimmung des elektrischen Formfaktors ist sehr empfindlich auf die Richtung des ^3He -Spins und ist über Gl. 2.31 gegeben durch:

⁴⁵Netzgerät ES 030-10 und PSC232-Controller der Firma Delta Elektronik

$$\begin{aligned}
\frac{\partial G_{en}}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta &= \frac{d}{d\vartheta} \left(\frac{b}{a} G_m \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}} \right) \Delta \vartheta \\
&= \frac{b}{a} G_m \left(\frac{1}{A_{\parallel}} \cdot \frac{dA_{\perp}}{d\vartheta} \Big|_{\vartheta=90^{\circ}} + \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}^2} \cdot \frac{dA_{\parallel}}{d\vartheta} \Big|_{\vartheta=0^{\circ}} \right) \Delta \vartheta \\
&= \left(\frac{b}{a} G_{mn} + G_{en} \right) \Delta \vartheta.
\end{aligned} \tag{3.18}$$

Die kinematischen Variablen a und b sind in Gl. 2.32 definiert.

Bei der Bestimmung von G_{en} wird das Magnetfeld in der Streuebene gedreht. Da die Spineinstellungen für die Messung von A_{\perp} (A_{\parallel}) erst nach 1h (1/2 h) geändert wurden, konnte das Magnetfeld langsam ohne Polarisationsverlust gedreht werden, wodurch die Reproduzierbarkeit der Winkel deutlich gesteigert werden konnte. Eine Änderung des Winkels um 90° dauerte etwa 2 Minuten. Der Meßzeitverlust aufgrund dieser Änderung war vertretbar. Bei der Messung der Targetasymmetrie A_y^0 (s. [Mer01]) wird die Asymmetrie durch Umschalten der Targetpolarisation gebildet, wodurch die Richtung der Targetpolarisation etwa jede Minute gedreht werden sollte. Um die Meßzeitverluste moderat zu halten, wurde der Spin nun in 10 Sekunden um 180° gedreht. Durch die schnelle Änderung des Magnetfeldes wurde jedoch auch ein Teil der Polarisation zerstört. Es wurden Verluste von maximal 0.01 % pro 360° -Drehung gemessen.

Die Absolutpolarisation wurde über AFP immer bei der Targetspinstellung $\Theta_S^*=0^{\circ}$ bestimmt. Die Magnetfelder wurden mittels dreier geeichter $6\frac{1}{2}$ -stelliger Digitalvoltmeter⁴⁶ über eine IEEE-Schnittstelle ausgelesen. Etwa alle 15 Minuten wurde eine NMR-Messung gestartet. Die mit einem Oszilloskop⁴⁷ aufgenommenen Signale wurden ebenfalls automatisch über die IEEE-Schnittstelle an den Rechner gesendet. Im Gegensatz zur AFP-Methode ist die Klapp-Methode (NMR) äußerst sensitiv auf Änderungen des Magnetfeldbetrags. Am deutlichsten erkennt man die Feldänderung an der Variation der Larmorfrequenz. Da die Referenzfrequenz am Lockin-Verstärker fest vorgegeben ist, bewirkt eine Änderung der Larmorfrequenz eine Änderung der Beatfrequenz $\omega_{Beat} = \omega_{Larmor} - \omega_{Lockin}$. Außerdem ändern sich normalerweise bei der Änderung des Magnetfeldes auch die T_2^* -Zeiten zwischen 25 und 50 ms. Damit lassen sich also relative Änderungen der Magnetfeldgradienten überwachen. Auf der anderen Seite machen diese Effekte in der Analyse der relativen Targetpolarisationsänderung Probleme. Das aufgenommene Signal wird Fouriertransformiert, um Frequenzanteile, die nicht zum Beatsignal gehören, herausfiltern zu können. Aus dem so gefilterten Signal wird die Amplitude der Beatfrequenz bestimmt. Ändert sich nun die Beatfrequenz oder T_2^* -Zeit, so ändert sich auch die analysierte Amplitude. Dieser Effekt wurde so korrigiert, daß vor und nach jeder Änderung der Magnetfeldrichtung eine NMR-Messung durchgeführt wurde. Ein einmal eingestelltes Magnetfeld blieb auch über lange Zeiten konstant (> 1 Tag). Die Amplituden vor

⁴⁶DVM 3456 von Hewlett Packard

⁴⁷HM 205-3 der Firma Hameg

und nach der Änderung entsprechen dem gleichen Polarisationsgrad, da die Drehung Verlustfrei vonstatten ging und konnten dadurch aufeinander abgeglichen werden. Eine auf diese Weise abgeglichene NMR-Messung in Abb. 4.1 rechts zu sehen.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Im Juni 2000 wurde das Vorgängerexperiment von D. Rohe [Roh98] aus dem Jahre 1997 fortgeführt. Das Experiment wurde in zwei Teilen durchgeführt. Im ersten Teil wurde G_{en} bei $Q^2 = 0.67(\text{GeV}/c)^2$ gemessen. Von den zur Verfügung stehenden 216 h konnten insgesamt 106 h zur Datennahme bei einem Strahlstrom von $10 \mu\text{A}$ genutzt werden. So wurden in den ersten zwei Tagen die Hochspannungen der Photovervielfacher und die Diskriminatorschwellen des Nukleondetektors über die elastische Streuung an Wasserstoff eingestellt. Als Wasserstofftarget mit 4 bar Gasdruck diente eine schon für das Experiment von D. Rohe hergestellte Glaszelle aus Duran mit O-Ring gedichteten Havarfenstern¹. Die Wasserstoffmessung wurde neben dem Abgleich des Nukleondetektors auch zur Überprüfung der erwarteten Koinzidenzzählraten (s. Kap. 4.4) verwendet. Außerdem konnte die Transfermatrix für Spektrometer B über die elastische Streuung an Wasserstoff optimiert werden, wie in Kap. 3.2.1 näher erläutert wurde.

Zur Analyse des Untergrundes wurde eine Messung mit evakuierter Targetzelle durchgeführt („Leertargetmessung“).

Im zweiten Teil der Datennahme wurde die Targetasymmetrie A_y^o gemessen. Das Verhältnis zwischen Datennahmezeit und zur Verfügung stehender Meßzeit wurde in dem zweiten Teil zur Messung der Targetasymmetrie A_y^o deutlich verbessert. Von 105 h konnten hier 75 h zur Datennahme genutzt werden.

4.1 Messung der Polarisation

4.1.1 Messung der Targetpolarisation

Mit den in Kap. 3.4 vorgestellten Methoden wurde die Targetpolarisation absolut und relativ gemessen. Relaxationsmessungen direkt nach der Präparation der Zellen unter Laborbedingungen sind in Tab. 4.1 angegeben. Ebenso sind die Ergebnisse während des Experiments unter Strahlbedingungen in Tab. 4.2 zusammengefasst. Bei der G_{en} -Datennahme lag die mittlere Polarisation bei 38 %. Auffallend an den Tabellen ist, daß die Relaxationszeit bei einem Strahlstrom von $10 \mu\text{A}$ und einem Targetdruck von etwa 4 bar immer ungefähr 30 h betrug. Unter Laborbedingungen wurde bei 2 bar Targetdruck eine Relaxationszeit von 70-80 h erreicht. Berücksichtigt man nun die Relaxation aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung ($T_1 \approx \frac{817\text{hbar}}{p}$)

¹Havar ist eine Co-Ni-Cr-Legierung der Firma Hamilton Precision Metals, Inc., USA.

Zellenr.	T_1 / h	V / ml
114	50.8 ± 1.1	324 ± 2.3
118	80.6 ± 0.2	321.5 ± 1.9
119	72.4 ± 0.8	324 ± 1.9
122	74.7 ± 0.4	336.5 ± 2.3

Tab. 4.1: Relaxationszeiten der im Experiment verwendeten Targetzellen direkt nach der Präparation ohne Elektronenstrahl bei einem Gasdruck von etwa 2 bar.

Zellenr.	p / bar	P_{Anfang} / %	T_1 / h	Messzeit / h	\overline{P} / %
122b	3.89 ± 0.08	42.3 ± 2.9	22.0 ± 1.0	14.5	32.1 ± 2.4
118c	4.05 ± 0.08	42.5 ± 2.9	31.1 ± 0.9	25.5	30.6 ± 2.2
119c	3.92 ± 0.08	45.4 ± 3.0	28.0 ± 2.5	6.9	40.4 ± 4.1
114b	3.99 ± 0.08	44.2 ± 3.0	26.5 ± 2.4	13.7	35.3 ± 3.4
119d	3.99 ± 0.08	51.9 ± 3.2	19.7 ± 0.7	15.8	37.6 ± 2.5
114c	3.89 ± 0.08	50.3 ± 3.2	27.7 ± 0.8	10.6	42.3 ± 2.9
118d	4.12 ± 0.08	50.9 ± 3.1	32.1 ± 1.5	12.1	42.9 ± 3.1
122c	3.82 ± 0.08	36.0 ± 2.8	9.3 ± 1.3	23.4	19.5 ± 1.6
118d	4.12 ± 0.08	26.4 ± 2.6	36.1 ± 0.3	7	24.1 ± 2.4
114d	3.87 ± 0.08	50.7 ± 3.2	25.1 ± 3.0	6.5	44.9 ± 5.5
118e	3.92 ± 0.08	47.3 ± 3.1	28.5 ± 5.0	2	45.7 ± 8.3
114e	3.89 ± 0.08	51.2 ± 3.2	25.3 ± 1.0	10.5	42.5 ± 3.0
118f	3.90 ± 0.08	49.0 ± 3.2	30.0 ± 3.1	8.7	42.8 ± 4.7
114f	3.94 ± 0.08	50.7 ± 3.2	26.3 ± 2.9	11.5	41.7 ± 4.5
118g	4.04 ± 0.08	50.5 ± 3.1	30.1 ± 3.0	10.8	42.9 ± 4.4

Tab. 4.2: Überblick über die wichtigsten Daten der Targetzellen im Elektronenstrahl: Neben dem Fülldruck, der mittels AFP gemessenen Anfangspolarisation am Experiment, der über NMR und AFP bestimmten Relaxationszeit T_1 und der Einsatzzeit im Strahl ist die über die Datennahme gemittelte Polarisation angegeben. Der Buchstabe bei der Zellennummer gibt an, zum wievielten Mal die Zelle aufpolarisiert wurde (a $\hat{=}$ 1,b $\hat{=}$ 2,...).

und aufgrund des Strahlstroms ($T_1 \approx 150\text{h}$ bei $10\mu\text{A}$ Strahlstrom), so hätten die Targetzellen eine Relaxationszeit von etwa 46 h besitzen müssen. Zur Erklärung des Sachverhaltes muss ein Prozess gefunden werden, der innerhalb von etwa 2-3 h die Zelleneigenschaften verändert hat. Relaxationsprozesse mit größeren Zeiten hätten über die Abnahme des NMR-Signals erkannt werden müssen (s. Abb.4.1). Schon im Pilotexperiment 1997 wurden Relaxationszeiten von etwa 30 h beobachtet. Dies wurde damals mit der Verunreinigung des Gases und somit der Oxidation des Cäsiums erklärt, was im jetzigen Experiment jedoch mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden konnte.

Um auszuschließen, daß diese Beobachtung mit Störeinflüssen am Targetplatz o.ä. zu erklären ist, wurde die Relaxationszeit der Zelle nach Exposition im Strahl sowohl am Targetplatz bei ausgeschaltetem Strahl, als auch an einem Labor-Meßplatz erneut gemessen. Im Rahmen der Meßfehler stimmten die Werte überein. Der Grund für die unerwartet kleinen Relaxationszeiten scheint demnach grundlegender zu sein. Während in diesem Experiment nur Quarzglas verwendet wurde, kamen im Experi-

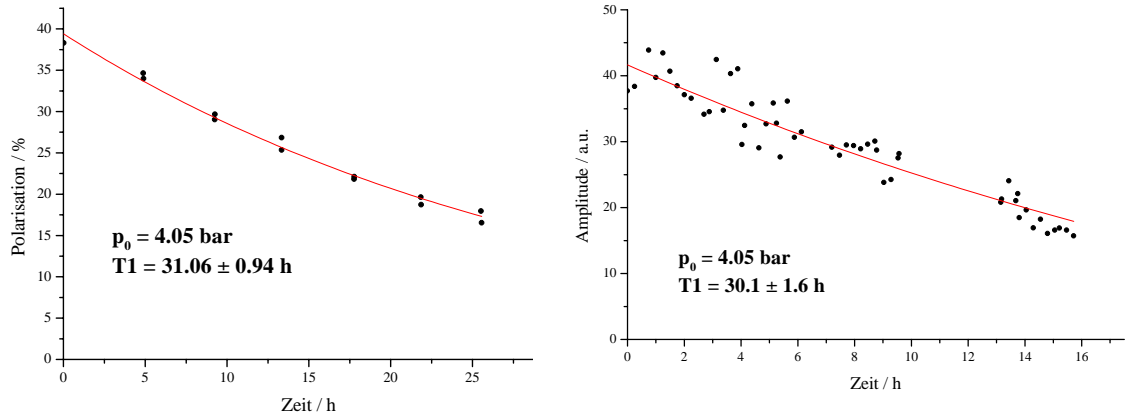


Abb. 4.1: Relaxationskurven während des Experiments über die AFP- (links) und NMR-Methode (rechts).

ment von D. Rohe auch andere Glassorten (Duran, Supremax, Kovar) zum Einsatz. Besonders bei Zellen aus Duran konnte eine deutliche braune Verfärbung des Glases beobachtet werden. Diese Verfärbung läßt sich auf die Erzeugung paramagnetischer Farbzentren im Glas durch den Elektronenstrahl zurückführen. Solche paramagnetischen Zentren führen zur Depolarisation der ^3He -Kernspins (s. Kap. 3.3.2.5), sind also eine mögliche Ursache für dieses Verhalten. Bei den in diesem Experiment verwendeten Quarzzellen war jedoch keine Verfärbung des Glases zu erkennen. Trotzdem wurde ein Versuch unternommen, etwaige nichtsichtbare Farbzentren zu heilen. Dazu wurde die Zelle mit UV-Licht bestrahlt. Diese Methode hätte den Vorteil, daß man eine UV-Lampe auch am Targetplatz hätte installieren können, um somit eventuelle Störstellen während des Experimentes in situ ausheilen zu können. Der Versuch, die Relaxationszeit einer Quarzzelle durch UV-Lichtbestrahlung zu verbessern, blieb jedoch erfolglos.

Neben Farbzentren können aber auch andere Störstellen zu paramagnetische Zentren führen, die nicht, wie gerade beschrieben, einfach geheilt werden können. So können niederenergetische Photonen Sauerstoffatome aus der Glasmatrix ($\text{SiO}_2 + \gamma \rightarrow \text{SiO} + \text{O}$) herausschlagen. Die Photonen werden z.B. aus der Bremsstrahlung an den Ein- und Austrittsfenstern der Targetzellen erzeugt. Dieser Effekt ist in der Vakuumtechnik an Beschleunigern mit Synchrotronstrahlung an Metallen untersucht worden und wird als dynamisches Ausgasen bezeichnet [Gro99]. Solche Störstellen können durch Abätzen der obersten Glasschicht oder durch Einbringen von Sauerstoff in eine Gasentladung wahrscheinlich behoben werden. Diese Methoden sind jedoch ungeeignet, um die Relaxationszeiten während des Experimentes zu steigern.

4.1.2 Messung von $P_e \cdot P_T$

Um die in Kap. 3.4.2 beschriebene Asymmetrie bestimmen zu können, müssen zunächst die elastischen Ereignisse in 3 Schritten vom Untergrund getrennt werden:

- Der Pionen-Anteil von $\approx 5.8\%$ wurde durch einen Čerenkov-Detektor als Veto-

Zähler in Spektrometer B von den Elektronen unterschieden. Sobald in den 5 Photoervielfachern des Čerenkov-Detektors eine Nachweisschwelle überschritten wurde, wurde das Teilchen als Elektron identifiziert.

- In einem weiteren Schnitt wurde die Targetlängenakzeptanz² des Spektrometers in Strahlrichtung auf die Größe der Targetzelle ($\approx 9\text{cm}$) eingeschränkt. Ausserhalb dieses Bereiches konnten die Ereignisse nicht mehr eindeutig der elastischen Streuung zugeordnet werden (s. Abb.4.2).

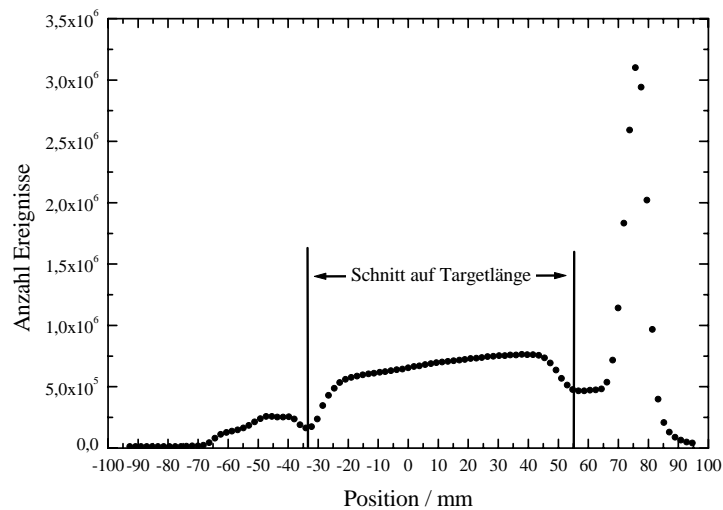


Abb. 4.2: Rekonstruktion der Ereignisse innerhalb Targetzelle für Spektrometer B in Strahlrichtung. Zusätzlich ist der Schnitt auf die Targetlänge gezeigt, mit dem die Ereignisse, die von den Ein- und Austrittsfolien stammen, verworfen werden. Die Targetmitte ist relativ zu Position 0 um etwa 10 mm verschoben. Die Transfermatrizen wurden darauf nicht korrigiert, da es ausreichte die Schnittgrenzen zu verschieben.

- Deutlich schwieriger war es, die elastischen Ereignisse von nicht elastischen Ereignissen zu trennen, da für den hohen Referenzimpuls von $809.6\text{ MeV}/c$ die Transfermatrix extrapoliert und optimiert werden muß. Da die Dipolmagnete in Sättigung verwendet werden, können die Transfermatrizen nicht linear extrapoliert werden. Aus diesem Grund wurde, ausgehend von einer bestehenden Transfermatrix für einen Referenzimpuls von $495\text{ MeV}/c$, auf den Impuls von $809.6\text{ MeV}/c$ extrapoliert und dann durch Änderung der Matrixelemente 1. Ordnung auf die Linienbreite der elastischen Linie aus der Streuung an Wasserstoff optimiert. Mit dieser optimierten Transfermatrix wurde zusammen mit den gerade angegebenen Schnitten eine Halbwertsbreite von 934 keV erreicht (s.

²Wenn im Folgenden von der Targetlängenakzeptanz gesprochen wird, bedeutet dies hier die Akzeptanz in Bezug auf die Strahlachse. Nicht zu verwechseln mit der Akzeptanz des Spektrometers, welche für Spektrometer B maximal 5 cm beträgt. Da das Spektrometer B aber unter 25° zur Strahlachse steht, vergrößert sich die Targetlängenakzeptanz damit auf $5\text{ cm}/\sin(25^\circ) \approx 12\text{ cm}$.

Abb. 4.3). Um inelastische Ereignisse von elastischen abzutrennen, wurde ein dritter Schnitt um die die elastische Linie von ± 900 keV eingeführt.

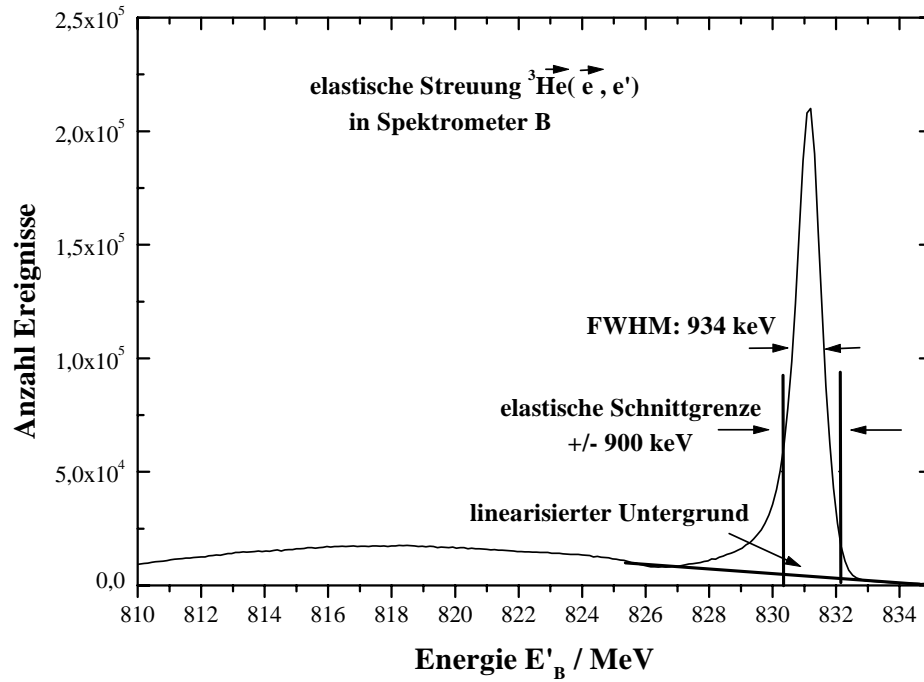


Abb. 4.3: Die elastische Linie in Spektrometer B mit den im Text angegebenen Schnitten auf die Targetlänge und Čerenkov. Der Schnitt auf die elastische Linie ist ebenso dargestellt, wie die Bestimmung des Untergrundes.

Messungen am Leertarget haben gezeigt, daß mit den hier angegebenen Schnitten die Streueignisse an den Ein- und Austrittsfolien kaum beitragen: So konnten mit dem Leertarget bei einer Strahlendosis von $I \cdot dt = 11.8 \mu\text{A h}$ ohne Schnitte 2584 Ereignisse rekonstruiert werden. Mit den vorgestellten Schnitten in der Targetlängenakzeptanz und dem elastischen Peak blieben nur noch $N_{\text{Untergrund}} = 10$ Ereignisse übrig (s. Abb. 4.4).

Die aus der elastischen Streuung an ${}^3\text{He}$ stammende Ereignisrate bei einem Gasdruck von 4 bar betrug $R_B = 2.49 \text{ Hz}/\mu\text{A}$. Damit beträgt der Untergrundanteil vom Leertarget bezogen auf R_B etwa $\frac{N_{\text{Untergrund}}}{I \cdot dt R_B} = 1 \cdot 10^{-4}$ und somit vernachlässigbar. Die gesamte Ereignisrate betrug etwa 500 Hz. 95 % der aufgenommenen Ereignisse stammen dabei vor allem aus inelastischen Prozessen. Der Untergrund unterhalb des elastischen Peaks wurde wie in Abb. 4.3 angedeutet linear vom inelastischen Untergrund extrapoliert und von den Ereignissen innerhalb des elastischen Peaks abgezogen. Die auf diese Weise gewonnenen Untergrundereignisse zeigten keine Asymmetrie respektive der Elektronenhelizität.

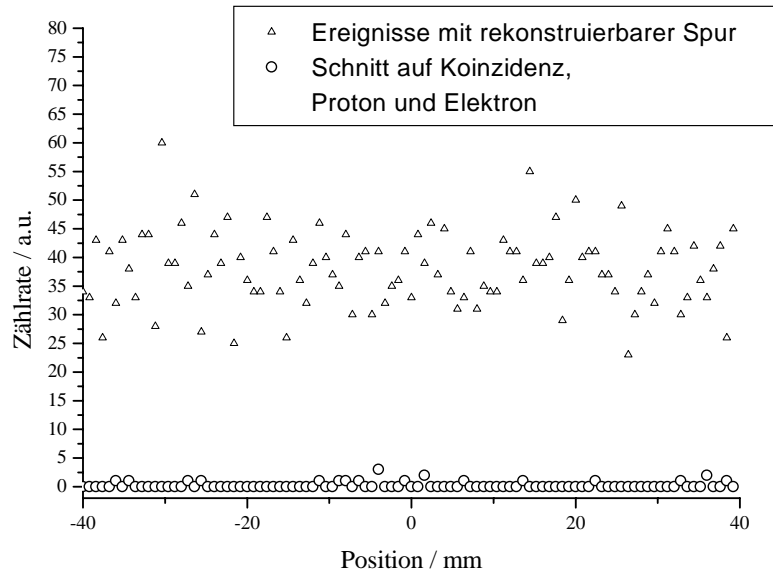


Abb. 4.4: Die Leertargetmessung. Zu erkennen ist die Analyse ohne Schnitte (\triangle). Die Analyse unter der Bedingung, daß ein Elektron elastisch an einem Proton gestreut wurde ist als \circ dargestellt.

Aus den so bestimmten helizitätsabhängigen Zählraten aus der elastischen Streuung an ^3He wurde die Asymmetrie gemäß Gl. 2.33 bestimmt und das Polarisationsprodukt gemäß Kap. 3.4.2 bestimmt. Die in Kap. 3.4.2 angegebenen theoretischen Asymmetrien A_{\parallel}^B und A_{\perp}^B berücksichtigen noch nicht die Q^2 -Akzeptanz von Spektrometer B und die hier durchgeführten Schnitte. Da das Spektrometer unter den gleichen Bedingungen wie in der Messung von D. Rohe verwendet wurde, wurden die auf das Experiment angepassten korrigierten Asymmetrien aus [Roh98] verwendet:

$$A_{\parallel}^B = 4.47 \% \text{ und } A_{\perp}^B = 8.07 \%$$

Für die G_{en} -Analyse wird das Polarisationsprodukt $P_e \cdot P_T$ für die vier Spineinstellungen ($\theta_S^* = 0, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$) benötigt. In Tab. 4.3 sind die nach dem angegebenen Verfahren erhaltenen Asymmetrien und das zugehörige mittlere Polarisationsprodukt aufgelistet. Aus der Absolutmessung der Targetpolarisation (AFP) wurde ebenfalls die über jede Spineinstellung einzeln gemittelte Targetpolarisation bestimmt. Zusammen mit dem Polarisationsprodukt wurde zum Test die Elektronenpolarisation bestimmt. Fasst man alle Messungen zusammen, erhält man eine mittlere

θ_S^*	$A^B / \%$	$\overline{P_e P_T} / \%$	$\overline{P_T} / \%$	$\overline{P_e} / \%$
0	1.31 ± 0.03	29.4 ± 1.4	38.0 ± 3	77.4 ± 7.1
90	-2.30 ± 0.02	28.7 ± 0.5	35.3 ± 3	81.3 ± 6.9
180	-1.19 ± 0.04	26.4 ± 1.4	34.6 ± 3	76.3 ± 7.7
270	2.24 ± 0.03	27.8 ± 0.5	34.7 ± 3	80.2 ± 6.9

Tab. 4.3: Zusammenfassung der Polarisationsmessungen in Abhängigkeit der Targetspinrichtung. Die Targetpolarisation $\overline{P_T}$ wurde mit der AFP-Methode bestimmt.

Elektronenpolarisation von $(78.8 \pm 3.6)\%$. Mit Hilfe eines in der Spektrometerhalle vorhandenen Møllerpolarimeters wurde nach dem eigentlichen Experiment die Elek-

tronpolarisation bestimmt. Während des Experimentes war das Møllerpolarimeter wie bereits erwähnt wegen technischer Probleme nicht einsetzbar. Die spätere Messung der Strahlpolarisation ergab $P_e = (82.7 \pm 0.6 \pm 1.6) \%$ [Bar00], was im Rahmen der Fehler mit den oben genannten Werten übereinstimmt.

Wie bereits in Kap. 2.6.2 erläutert kürzt sich im Asymmetrieverhältnis $\frac{A_\perp}{A_\parallel}$ das Polarisationsprodukt $P_e P_n$ nicht heraus, wenn die Meßperioden von A_\perp und A_\parallel unterschiedlich sind. Um in der Analyse von G_{en} diesen Effekt zu korrigieren wurde das Verhältnis des Polarisationsproduktes von senkrechter zu paralleler Kinematik bestimmt:

$$\overline{P_e P_T^\parallel} / \overline{P_e P_T^\perp} = 0.988 \pm 0.026.$$

Dabei wurden die Werte aus Tab. 4.3 für $\theta_S^* = 0^\circ$ und 180° , sowie $\theta_S^* = 90^\circ$ und 270° zusammengefasst. Ebenfalls ist in der Tabelle die Targetpolarisation angegeben. Unter der Annahme, daß die Elektronpolarisation über die Messung konstant blieb ergibt sich für das Verhältnis

$$\overline{P_T^\parallel} / \overline{P_T^\perp} = 1.037 \pm 0.062.$$

Die Fehler wurden über die Fehlerfortpflanzung bestimmt. Die Ergebnisse aus beiden Messungen stimmen sehr gut miteinander überein.

Im Folgenden soll vor allem die Extraktion des elektrischen Formfaktors G_{en} aus der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ vorgestellt werden. Wie schon in der Pilotmessung wurde eine integrale Analyse (s. Kap. 4.4.3.1) durchgeführt. Eine ereignisweise kinematische Rekonstruktion soll im Rahmen einer weiteren Doktorarbeit erfolgen [Car]. Korrekturen von G_{en} aufgrund von Spektrometerakzeptanzen und Bremsstrahlungseffekten wurden berücksichtigt. Nach einer Erläuterung der Ereignisrekonstruktion soll die Polarisation der Protonen im ${}^3\text{He}$ -Kern über die Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)$ diskutiert werden, bevor der elektrische Formfaktor bestimmt wird.

4.2 Ereignisrekonstruktion im Spektrometer A und dem Nukleondetektor

Wie schon im Fall des Spektrometers B wurden Ereignisse, deren Spur im Spektrometer nicht rekonstruierbar waren, verworfen. Dies sind vor allem Höhenstrahlungsereignisse, die in den Szintillatoren des Detektorsystems der Spektrometer nachgewiesen werden und dadurch einen Trigger auslösen. Die Einzelrate durch Höhenstrahlung in Spektrometer A betrug etwa 68 Hz. Ein Teilchen, welches im Čerenkov-Detektor nachgewiesen wurde, wurde als Elektron identifiziert, wenn es in der Summe der Signale aller 12 Photovervielfacher einen ADC-Wert größer 100 (von 2046 Kanälen) ergab (s. Abb. 4.5). Teilchen mit ADC-Werten kleiner 5 wurden als Pionen identifiziert.

Bei der Leertargetmessung wurden bei einer Strahlendosis von $11.8 \mu\text{A}\cdot\text{h}$ mit dem Čerenkov als Veto-Zähler insgesamt nur 245 Teilchen als Elektronen identifiziert. Im Gegensatz zum Spektrometer B konnte bei Spektrometer A zur Unterdrückung

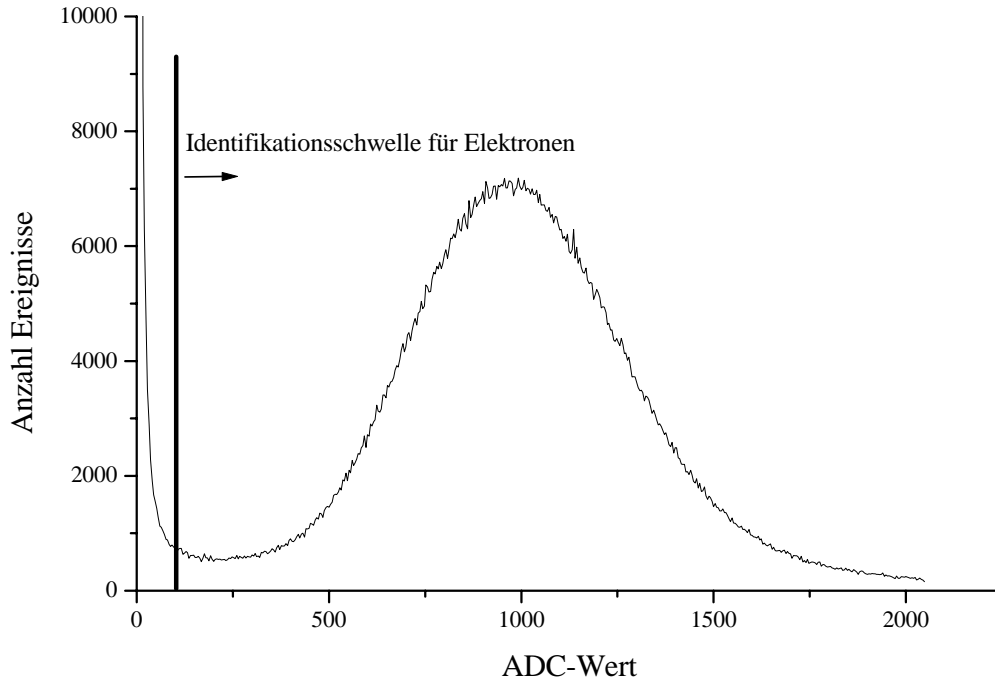


Abb. 4.5: ADC-Spektrum des Čerenkov-Detektors zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen. Die Nachweisschwelle liegt bei dem ADC-Wert 100.

des Untergrundes noch auf koinzidente Ereignisse zwischen Nukleondetektor und Spektrometer A geschnitten werden. Mit dem Schnitt auf den Koinzidenzzeitpeak (s. Abb. 4.6) blieben von den 245 als Elektron nachgewiesenen Teilchen noch 19 mit einem Proton koinzidente Ereignisse übrig. Für die G_{en} -Analyse ist die Koinzidenzrate mit den Neutronen wichtig. In der Leertargetmessung wurde kein Neutron koinzident nachgewiesen. Die Schnitte sind damit ausreichend für die G_{en} -Messung. Der Koinzidenzzeitpeak ist in Abb. 4.6 dargestellt. Man erkennt, daß der Untergrund neben dem Koinzidenzzeitpeak gleichverteilt ist und wird deshalb auch unterhalb des Peaks als konstant angenommen. Um den Untergrund zu bestimmen wurde in den Bereichen $[(-36\dots-20)$ und $(20\dots36)$ ns] des Koinzidenzzeitpeaks die Zählrate helizitätsabhängig bestimmt (s. Abb. 4.6). Unter der Voraussetzung, daß der Untergrund unter dem Peak konstant bleibt, wurde diese Anzahl auf die im Koinzidenzschnitt verwendete Breite von 10 ns skaliert. Der so bestimmte Untergrund war im Rahmen der Messfehler unabhängig von der Helizität. Relativ zum Koinzidenzpeak ist der Untergrundbeitrag mit 4.3 % für Neutronen- und 0.57 % für Protonenkoinzidenzen sehr gering. Die Annahme, daß der Untergrund konstant unter dem Koinzidenzpeak ist, ist damit legitim.

Eine zeitliche Koinzidenz zwischen dem Spektrometer und dem Nukleondetektor

wird, wie in Kap. 3.2.2 beschrieben, bestimmt. Die Auflösung des Koinzidenzzeitpektrums wird vor allem aus zwei Gründen begrenzt:

- Zum einen durch die Zeitauflösung der TDC-Zähler an jedem Szintillator im Nukleondetektor, sowie
- durch die Laufzeitunterschiede zur Koinzidenzeinheit der Signale der verschiedenen Szintillatoren.

Während die Zeitauflösung der TDC-Zähler vorgegeben ist, konnten die Laufzeitunterschiede über Proton-Koinzidenzen aufeinander abgeglichen werden. Dieser Abgleich konnte nicht mit Neutronen durchgeführt werden, da wegen der wesentlich kleineren Neutron-Rate im Szintillator die Statistik nicht ausreichte. Die Protonen werden jedoch im Gegensatz zu den Neutronen immer schon in der ersten Szintillatorebene nachgewiesen. Da die Neutronen in der Regel nur in einer einzigen Szintillatorebene nachgewiesen werden, verbreitert sich das TOF-Spektrum etwa um einen Faktor 2 gegenüber den Protonen. Um die Breite des TOF-Spektrums für Neutronen zu verbessern, könnte man die Entfernung des angesprochenen Szintillators zum Targetmittelpunkt berücksichtigen. Da der Untergrund jedoch so gering ist, wurde darauf in diesem Fall verzichtet. Erreicht wurde eine FWHM-Breite von 1.8 ns für Protonen und 3.4 ns für Neutronen (s. Abb. 4.6).

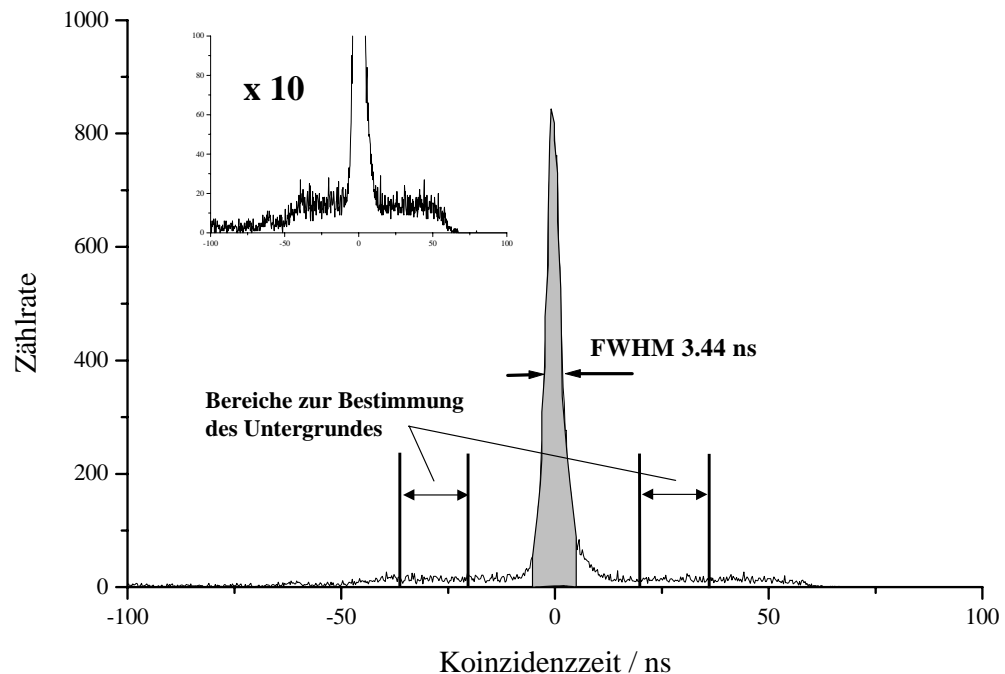


Abb. 4.6: Koinzidenzzeitpektrum (TOF) zwischen Elektronen und Neutronen. Erst in der Vergrößerung ist der Untergrund zu erkennen. Die Bereiche, die zur Bestimmung des Untergrundes unterhalb des Koinzidenzpeaks verwendet wurden sind dargestellt. Ebenso ist der verwendete Schnitt auf die Koinzidenzzeit zur Ereignis Selektion als grauer Bereich dargestellt.

Die Nukleonen werden mit den 9 ΔE -Szintillatoren des Nukleondetektors unterschiedlich

den. Nahezu alle Protonen werden in den ΔE -Zählern nachgewiesen, so daß sie im ADC-Spektrum oberhalb einer Schwelle zusammen mit der Koinzidenzbedingung als Protonen identifiziert werden können. Teilchen unterhalb der Schwelle sind Neutronen oder elektromagnetischer Untergrund. Es wurden die in Abb. 4.7 gezeigten Schnitte für Protonen und Neutronen verwendet. Um zu überprüfen, ob die Schnitt-

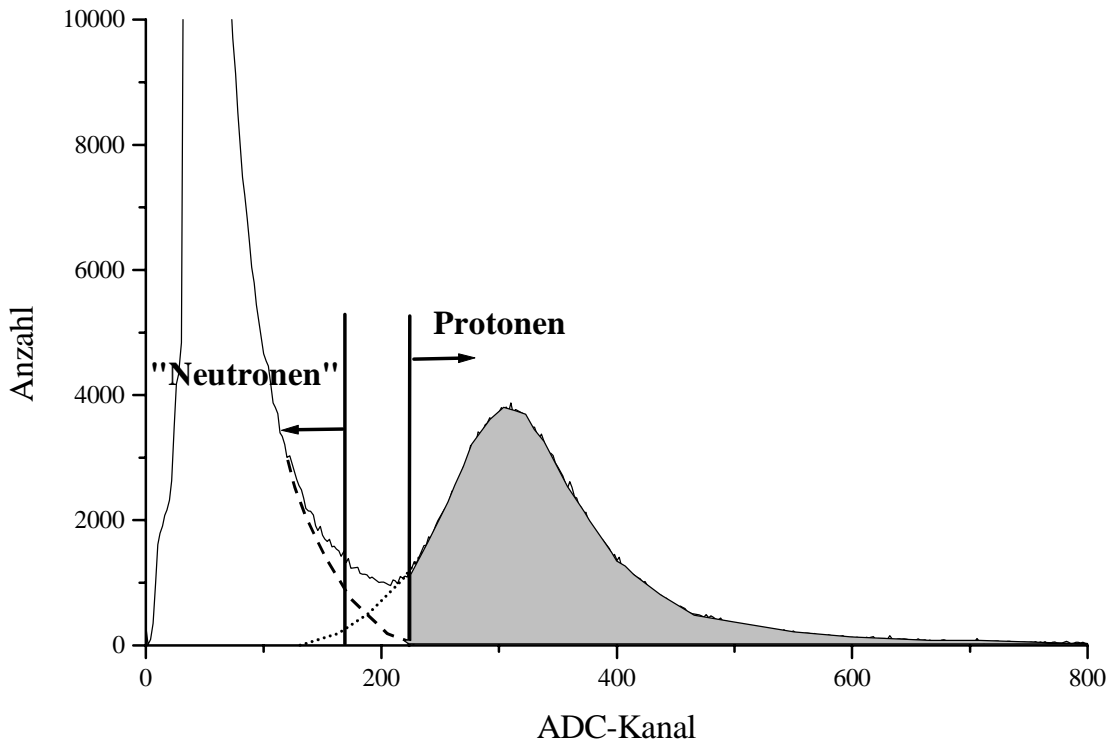


Abb. 4.7: Schnitte zur Nukleonidentifikation im ADC-Spektrum eines ausgewählten ΔE -Detektors. Der grau unterlegte Bereich entspricht den als Protonen identifizierten Nukleonen. Die Ausläufer des Protonenpeaks und der niederenergetischen Teilchen ist punktiert angedeutet. Zu beachten ist, daß die Bezeichnung Schwelle für Neutronen missverständlich sein kann. Die hier gezeigten Ereignisse stammen nämlich hauptsächlich aus dem Nachweis von e^- , γ 's usw.. Erst in der Kombination der Schnitte auf die Koinzidenz usw. wird das Neutron sicher unterschieden.

grenzen zur Unterscheidung von Neutronen und Protonen richtig gesetzt wurden, wurde für Neutronen eine kleinere Nachweisschwelle eingeführt (ADC-Kanal 170 in Abb. 4.7). Die mit diesem Schnitt ermittelte Asymmetrie war im Rahmen der Fehler gleich der Asymmetrie, in der die Nachweisschwelle bei ADC-Kanal 220 lag und bestätigt somit die gewählten Schwellen. Zu beachten ist, daß durch unterschiedliche Verstärkung der ΔE -Zähler diese Schwellen für jeden einzelnen Szintillator bestimmt werden mussten.

In der Analyse wird die Protonnachweisschwelle durch die ΔE -Zähler als 100 % angenommen. Dies kann experimentell aus dem Verhältnis der Anzahl an koinzidenten Ereignissen in einem der beiden ΔE -Zählerreihen zu der Anzahl in beiden ΔE -Zählerreihen überprüft werden:

$$\epsilon_{\Delta E} = \frac{\#(\Delta E_i)}{\#(\Delta E_1|\Delta E_2)}, \text{ mit } i=1,2,$$

wobei $\#(\Delta E_i)$ die gemessene Zählrate für die i -te ΔE -Reihe darstellt. Die Ko-
inzidenz wurde dabei gefordert, um den elektromagnetischen Untergrund zu mi-
nimieren. Für eine einzelne ΔE -Zählerreihe erhält man eine Ineffizienz von etwa
 $\epsilon_{\Delta E} = (2.7 \pm 0.1) \%$. D.h. für beide Veto-Zähler zusammen erhält man $(0.027(1))^2$
 $= 0.07(4) \%$. Die Annahme, daß Protonen zu 100 % nachgewiesen werden, ist also
legitim.

4.3 Untersuchung verschiedener Reaktionen mit Spek- trometer A

4.3.1 Die Monte-Carlo-Simulation

Der Einfluß verschiedener Effekte auf die Asymmetrie zur Bestimmung des elektri-
schen Formfaktors muß vor der Extraktion von G_{en} untersucht werden. So werden
z.B. nicht alle Ereignisse aus der quasielastischen Streuung in den Detektoren nach-
gewiesen. Die wesentlichen Korrekturen auf die Asymmetrien ergeben sich jedoch aus
der Impulsakzeptanz des Spektrometers A, Bremsstrahlungskorrekturen, sowie der
Berücksichtigung der „missing energy“ und werden in einer Monte-Carlo-Simulation
bestimmt (s. [Roh98]). Da im hier vorgestellten Experiment nur die Targetzelle im
Vergleich zur Messung von D. Rohe verändert wurde, diese Änderung jedoch für
die Spektren unwesentlich ist (s. Anhang D), konnten die Korrekturfaktoren aus
[Roh98] auch in dieser Arbeit verwendet werden. Die Monte-Carlo-Simulation soll
nun kurz erläutert werden.

Zunächst wurden die physikalischen Größen folgendermaßen über die Energie- und
Impulsgleichung bestimmt:

$$\begin{aligned} E + M_{3\text{He}} &= E' + E_n + E_R + E_{\text{miss}} \\ \vec{k} &= \vec{k}' + \vec{p}'_n + \vec{p}_R \end{aligned} \quad (4.1)$$

Dabei wurden die Bezeichnungen aus Abb. 2.5 verwendet. E bzw. E' (\vec{k}, \vec{k}') stellen
die Elektronenenergie (Impuls der Elektronen) vor und nach dem Streuprozess dar.
Der Impuls des Restkerns wird in der Näherung der PWIA und des Spektatormodells
über $\vec{p}_R = -\vec{p}_{\text{Fermi}}$ durch den Fermiimpuls bestimmt. Die Fermiimpulsverteilung der
Nukleonen im ${}^3\text{He}$ wurde dabei aus einer Messung von E. Jans übernommen [Jan87].
Die Energie des Restkerns erhält man im Fall des Dreikörperaufbruchs über $E_R =$
 $\sqrt{(2M_p)^2 + |\vec{p}_{\text{Fermi}}|^2}$. Die „missing energy“ E_{miss} unterscheidet sich hier von der übli-
chen Definition, da sie in diesem Fall die Bindungsenergie $E_B({}^3\text{He}, 3\text{BB}) = 7.7 \text{ MeV}$
im Falle des Dreikörperaufbruchs bzw. $E_B({}^3\text{He}, 2\text{BB}) = 5.5 \text{ MeV}$ im Fall des Zweikörper-
aufbruchs bereits beinhaltet. Nach [Lee96] dominiert der Zweikörperaufbruch mit
75 %, falls sich der ${}^3\text{He}$ -Kern im S-Zustand befindet. Der Fermiimpuls dieses Auf-
bruchs ist nach [Jan87] schmaler als im Dreikörperaufbruch. Da im Gegensatz dazu
in der Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'n)$ nur ein ungebundenes (pp)-System vorliegen kann, un-
terscheiden sich die Korrekturfaktoren der beiden Reaktionen. Bei der Simulation

wurde angenommen, daß die Protonen schon in der ersten Szintillatorebene des Nukleondetektors nachgewiesen werden, während für die Neutronen über alle vier Ebenen gemittelt wird.

In der Monte-Carlo-Simulation werden nun der Fermiimpuls \vec{p}_F nach der Fermiimpulsverteilung, die Winkel des auslaufenden Elektrons ϑ_e und ϕ_e sowie die Vertexposition auf der Strahlachse gewürfelt. Dabei wurden der Wirkungsquerschnitt, die Akzeptanz des Spektrometers bezüglich der Targetlänge, Impuls und Winkel sowie die aktive Fläche des Neutronendetektors berücksichtigt.

Durch eine leichte Modifikation des Programmcodes konnte auch die Reaktion $H_2(e, e'p)$ simuliert werden. Dazu wurden in den Gl. 4.1 folgende Variablen ersetzt:

$$M_{3\text{He}} = M_p, E_R = 0, E_m = 0, |\vec{p}_F| = 0 = -|\vec{p}_R|$$

Die Energieverlustverteilung des ein- und auslaufenden Elektrons durch Bremsstrahlung wird nach einer Näherung von J.C. Bergstrom [Ber67] berechnet (s. [Roh98]). Mit dieser Verteilung wird für jedes Ereignis die Elektronenenergie in Ein- und Ausgangskanal statistisch reduziert. Die Simulation wurde zuerst über die Reaktion $H_2(e, e'p)$ getestet, da dieser Streuprozeß gut bekannt ist und der Effekt der Bremsstrahlung direkt sichtbar ist. Die Targetlängen- und Streuwinkelakzeptanzen des Spektrometers, die von der idealen Form des Rechteckprofils abweichen, wurden durch eine Wichtungsfunktion in der Simulation berücksichtigt. Nach [Roh98] wird der "Strahlenschwanz" in der Monte-Carlo-Simulation gut reproduziert. Integriert man das Energiespektrum des gestreuten Elektrons bis zu einem von der Impulsakzeptanz des Spektrometers bestimmten maximalen Energieverlust von 50 MeV, erhält man für den mittleren Energieverlust einen Wert von 6.4 MeV inklusive des Verlustes durch Ionisation im Glas.

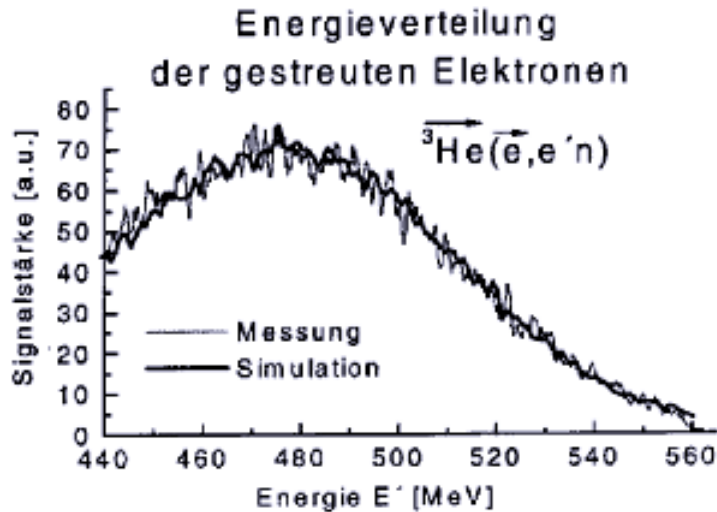


Abb. 4.8: Das Energiespektrum der gestreuten Elektronen E' in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e' n)$.

Im Falle der Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'N)$ ändert sich das Spektrum grundlegend. Die Form der Energieverteilung wird hier hauptsächlich durch die Fermiimpulsverteilung be-

stimmt. Durch die Breite der Verteilung werden somit Ereignisse im Spektrometer (s. Abb. 4.8, 4.9) und im Nukleondetektor verloren gehen.

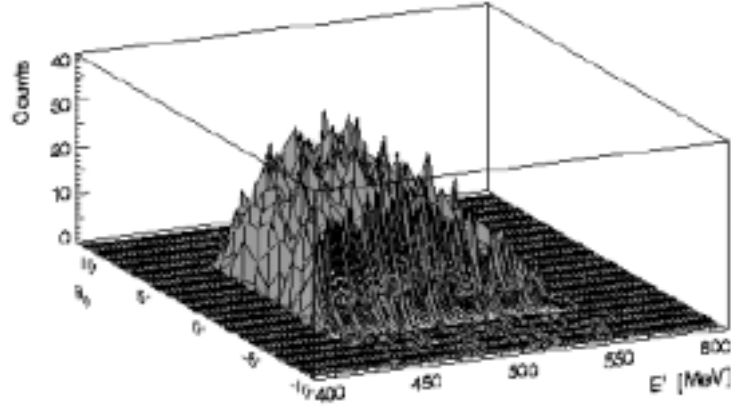


Abb. 4.9: Das Energiespektrum der Elektronen E' in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ aufgelöst nach dem Streuwinkel θ_s^* . Zu erkennen ist der Akzeptanzbereich des Spektrometers.

Sowohl das Energiespektrum der gestreuten Elektronen in der Reaktion $\text{H}_2(e, e'p)$ als auch die ebenfalls simulierten Energiespektren der Elektronen aus den Reaktionen ${}^3\text{He}(e, e'n)$ und ${}^3\text{He}(e, e'p)$ wurden gut beschrieben (s. Abb. 4.8 für die Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'n)$).

Im Vergleich zur Messung von D. Rohe wurde die FWHM-Energiebreite in Spektrometer A von 2.2 MeV auf 1.96 MeV verbessert. Hauptgrund hierfür ist die etwas dünnere Wanddicke der Targetzelle. Der dominante Effekt der Energieauflösung ist jedoch nicht die Vielfachstreuung im Glas, sondern die Detektorauflösung.

4.4 Überprüfung der gemessenen Zählraten

4.4.1 Zählraten aus der elastischen Streuung an H_2

Um sicherzustellen, daß alle bisher angegebenen Schnitte zur Ereignisselektion in Ordnung sind, sollen im Folgenden zunächst die Zählraten aus der elastischen Streuung an H_2 überprüft werden. Die Zählrate läßt sich aus dem Wirkungsquerschnitt und der Luminosität nach

$$\dot{N} = \mathcal{L}\sigma = \frac{I N_A \rho l_{\text{eff}}}{e M} K \sigma \quad (4.2)$$

errechnen. Die Luminosität \mathcal{L} setzt sich aus dem Strahlstrom I , der Flächenbelegung des Targets mit der Avogadrozahl $N_A = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, der Dichte $\rho = 0.134 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ (0°C , 1.013 bar) für Helium und dessen Molmasse $M = 3.016 \text{ g/mol}$, sowie der effektiven Targetdicke l_{eff} zusammen.

Der Faktor $K = K_{\text{SpekA}} \cdot K_T \cdot (1 - K_{\text{tot}}) \cdot (1 + K_{\text{Konv}}) \cdot K_V$ enthält sämtliche Korrekturen aufgrund von Akzeptanzen, Nachweiswahrscheinlichkeiten usw. der Detektoren bzw. Spektrometer für die elastische Streuung an Wasserstoff. Dabei wurde eine

Reaktion	$K_{\text{SpekA}} / \%$	$K_{\text{Fermi}} / \%$	$K_T / \%$	$K_{\text{tot}} / \%$	$K_{\text{Konv}} / \%$	$K_N / \%$	$K_V / \%$
$\text{H}_2(\text{e}, \text{e}'\text{p})$	87.7	–	85	10	+0.7	100	89

Tab. 4.4: Korrekturfaktoren zur Berechnung der Zählraten. Erläuterungen siehe Text.

Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen von 100 % angenommen (s. Kap. 4.2). Sämtliche Korrekturfaktoren sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

- Durch die Bleiabschirmung von 2 cm werden nicht alle Nukleonen im Detektor nachgewiesen. Dies führt zu einer Korrektur K_T , die nach [Hon95] für eine kinetische Energie von 340 MeV etwa 85 % beträgt. Da im Experiment die kinetische Energie $\overline{E}_p \sim 360$ MeV beträgt, kann dieser Wert übernommen werden. Die Absorption der Nukleonen im Blei wird von der starken Wechselwirkung dominiert, wodurch die Transmission (K_T) für beide Nukleonen (Neutron und Proton) gleich sein sollte.
- Vielfachstreuung und elastische Streuung in der Bleiabschirmung führt zu einer Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Dies wurde in Berechnungen nach [Ash57] gezeigt. Besonders am Rand des Nukleondetektors nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund von Vielfachstreuung drastisch ab. Ausgehend von Messungen an einem Szintillator mit einer aktiven Fläche von $25 \times 25 \text{ cm}^2$ [Hon95] wurde eine Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit zu $K_V = 89 \%$ abgeschätzt [Beu97]. Dieser Wert wird wahrscheinlich für den in diesem Experiment verwendeten Nukleondetektor etwas größer sein, da die aktive Fläche $50 \times 50 \text{ cm}^2$ beträgt und somit das Rand- zu Flächenverhältnis kleiner ist.
- Die Totzeit des Nukleondetektors wurde im Experiment bestimmt und wird mit dem Korrekturfaktor K_{tot} berücksichtigt. Im Gegensatz dazu wurde die Totzeit des Spektrometers automatisch in der Analysesoftware berücksichtigt.
- Die durch Ladungskonversion in der Bleiabschirmung falsch nachgewiesenen Nukleonen werden mit K_{Konv} korrigiert und werden in Kap.4.4.1.1 bestimmt.
- K_{SpekA} enthält die Korrekturen aufgrund der Impulsakzeptanzen des Spektrometers, sowie die Strahlungskorrekturen und wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt (s. Kap. 4.3.1). Für die elastische Streuung an Wasserstoff betrug $K_{\text{SpekA}} = 87.7 \%$.

Mit dem Wirkungsquerschnitt bei einem Raumwinkel von 28 msr für Spektrometer A von $\sigma_p = 1.2 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$ läßt sich nun die Zählrate \dot{N} bestimmen.

An den Rändern der Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers variiert die Zählrate so stark, daß weitere Korrekturen notwendig gewesen wären. Deshalb wurde die Raumwinkelakzeptanz auf $\Delta\phi = \pm 2^\circ$, $\Delta\theta = \pm 2^\circ$ und die Targetlänge auf ± 2 cm eingeschränkt. Die Rekonstruktion der Ereignisse entlang der Elektronenstrahlachse ist in Abb. 4.10 zu sehen und zeigt innerhalb des Schnittes auf die Targetlänge einen nahezu konstanten Verlauf. Da das Spektrometer fast unter 90° steht, entspricht das Bild etwa der echten Targetlängenrekonstruktion (vgl. Situation bei Spektrometer B in Abb. 4.2). Es wurden bei einer Strahlendosis von $10.2 \mu\text{A}\cdot\text{h}$ Daten mit H_2 genommen. Im eingeschränkten Akzeptanzbereich konnten 20577 Protonen in Koinzidenz

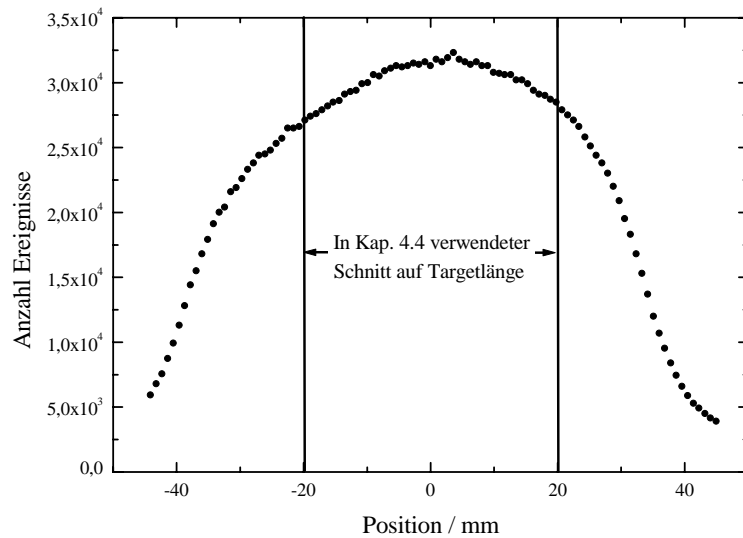


Abb. 4.10: Rekonstruktion der Ereignisse der Targetzelle für Spektrometer A in Strahlrichtung. Zusätzlich sind die für die Zählratenüberprüfung (Kap. 4.4.2) benötigten Schnitte dargestellt. Position 0 mm entspricht der Targetmitte.

mit Elektronen nachgewiesen werden. Damit ergibt sich eine Rate von $0.6 \text{ Hz}/\mu\text{A}$, die 7 % kleiner als die erwartete Rate ist. Dies liegt aber noch im Rahmen der Unsicherheiten bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren.

4.4.1.1 Konversionsneutronen in der elastischen Streuung an H_2

Bei der Streuung an Wasserstoff wurden auch Neutronen mit den Elektronen ko-incident nachgewiesen. Diese Neutronen stammen aus Ladungsaustauschreaktionen im Bleiabschirmung des Nukleondetektors und haben somit dieselbe Kinematik wie die Protonen in der elastischen Streuung.

Für die Konversion gibt es zwei Reaktionsmöglichkeiten: Bei kleinen Streuwinkeln ($< 2^\circ$) dominiert der Ladungsaustausch über die Gamow-Teller-Riesenresonanz, bei größeren Winkeln der über die quasielastische (p,n)-Streuung [Hon95, Ost94, Beu97]. Bei der Wasserstoffmessung wurden bei einer Strahlendosis von ($10.2 \mu\text{A}\cdot\text{h}$) 23 Neutronen im Nukleondetektor nachgewiesen. Die Konversionswahrscheinlichkeit ergibt sich zu $\epsilon_{pn} = \frac{K_N^p}{K_N^n} \frac{N}{P}$. Da die Transmission beider Nukleonensorten als gleich angesetzt wird, muß sie in dieser Gleichung nicht berücksichtigt werden. Anders verhält es sich mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutronen K_N^n und Protonen K_N^p . Während für Protonen die Nachweiswahrscheinlichkeit 100 % beträgt (s. Kap. 4.2), ist sie für Neutronen deutlich geringer.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen wird aus dem gemessenen Verhältnis der Ereignisse von Neutronen und Protonen in der Reaktion $\text{He}(e, e'N)$ normiert auf

deren Wirkungsquerschnitte bestimmt:

$$K_N = 2 \frac{N}{P} \frac{K_{\text{Fermi}}^p \sigma_p}{K_{\text{Fermi}}^n \sigma_n} \quad (4.3)$$

N bzw. P stellen dabei gerade die Zählraten von Neutronen bzw. Protonen dar, die simultan im Nukleondetektor nachgewiesen werden. Der Faktor 2 berücksichtigt das Verhältnis der Protonen zu Neutronen im ^3He -Kern. Der Korrekturfaktor $K_{\text{Fermi}}^{n,p}$ in der Gleichung berücksichtigt die unterschiedlichen Fermiverteilungen für Neutronen und Protonen, die zu einer unvollständigen räumlichen Überdeckung des Nukleondetektors führen. K_{SpekA} enthält in der Streuung an ^3He zusätzlich zu den in der Wasserstoffmessungen angegebenen Korrekturen auf die Impulsakzeptanzen des Spektrometers und die Strahlungskorrekturen auch Korrekturen aufgrund der Fermiverteilung. Da sich die Fermiverschmierung sowohl in der Zählrate des Spektrometers als auch der des Nukleondetektors auswirkt sind die Korrekturfaktoren $K_{\text{Fermi}}^{n,p}$ und K_{SpekA} nicht voneinander unabhängig. Die Korrekturfaktoren wurden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt (s. Kap. 4.3.1) und sind in Tab. 4.5 zusammengefasst. Der Raumwinkel von 86 msr ist etwas kleiner als in der Vorgängermessung, da der Nukleondetektor 10 cm weiter vom Targetmittelpunkt entfernt aufgestellt wurde. Die dadurch verringerte Abdeckung des Fermikegels wurde in dem hier angegebenen Korrekturfaktor berücksichtigt.

Der in Gl. 4.3 angegebene Wirkungsquerschnitt läßt sich aus dem Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt mit den Formfaktoren aus der Dipolnäherung abschätzen. Wenn man nun den Wirkungsquerschnitt als konstant innerhalb des Akzeptanzbereiches des Spektrometers annimmt ($\sigma \simeq \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega$), erhält man über die volle Akzeptanz des Spektrometers $\sigma_p = 1.2 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$ für Protonen und $\sigma_n = 4.55 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2$ für Neutronen. Nach den Schnitten auf quasielastische und koinzidente Ereignisse wurden bei einer Strahlendosis von 1058 $\mu\text{A}\cdot\text{h}$ insgesamt 28089 Neutronen und 894131 Protonen nachgewiesen. Zusammengefasst erhält man nach Gl. 4.3 mit den in Tab. 4.5 eine Neutronnachweiswahrscheinlichkeit von $K_N = 18.3 \pm 0.1\%$. Die erwartete Effizienz von $(30 \pm 6)\%$ nach [Cec79] konnte somit nicht erreicht werden.

Eine Erklärung für die zu geringe Nachweiseffizienz könnte eine zu hohe "hardware" Schwelle der E-Detektoren sein. Diese sollte wie in Kap. 3.2.2 angegeben etwa 25 MeV_{ee} betragen. Um diese Schwelle nachträglich zu überprüfen konnte ausgenutzt werden, daß das Maximum der Energiedeposition für kosmische Höhenstrahlung in dem Szintillator bekannt ist. Nach H. Zhu [Zhu00] liegt dieses Maximum bei $\sim 22 \text{ MeV}_{ee}$ bei Verwendung eines vergleichbaren Szintillators. Aus dem Verhältnis des ADC-Kanals von diesem Peak zur Schwelle im ADC-Spektrum ergibt sich eine Schwelle von $(21 \pm 1) \text{ MeV}_{ee}$ und unterschreitet die Vorgabe von 25 MeV_{ee} ein wenig. Durch die kleinere Schwelle wird die Nachweiseffizienz für Neutronen jedoch verbessert und wirkt sich somit positiv auf die Messung aus, solange die Rate in den Photovervielfachern des Nukleondetektors nicht zu groß wird und dadurch Totzeiteffekte zum Tragen kommen. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation nach Cecil et al. [Cec79] kann man die Variation der Nachweiseffizienz bei Veränderung der Schwelle untersuchen. Eine Variation von 20 MeV_{ee} auf 25 MeV_{ee} senkt demnach

die Nachweiseffizienz um etwa 10 % relativ. Damit ist ausgeschlossen, daß die Nachweiseffizienz künstlich verschlechtert wurde. Wahrscheinlich liegt der Grund in der Alterung der Szintillatoren oder des optischen Klebers zwischen Szintillatoren und Photovervielfacher des Nukleondetektors. Bestätigt wird diese Vermutung dadurch, daß der Protonenpeak in der hier vorgestellten Messung etwa 1.2-mal breiter im E-Spektrum des Nukleondetektors ist als in der Vorgängermessung.

Unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz für Neutronen von $K_N^n = 18.3\%$ ergibt sich zusammengefasst eine Konversionswahrscheinlichkeit von $\epsilon_{pn} = (0.7 \pm 0.2)\%$. Für die Messung ${}^3\text{He}(e, e'n)$ ist aber nicht die Konversionswahrscheinlichkeit, sondern die Konversionsrate K_{Konv} interessant, da durch die Ladungskonversion in der Bleiabschirmung des Nukleondetektors die eigentliche Asymmetriemessung verfälscht wird. Die Konversionsrate läßt sich aus dem Verhältnis der Konversionsneutronen zur nachgewiesenen Neutronenrate bestimmen:

$$K_{\text{Konv}} = \frac{{}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p \rightarrow n)}{{}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)} = \frac{2\epsilon_{pn}\sigma_p}{\sigma_n + 2\epsilon_{pn}\sigma_p} \quad (4.4)$$

Es ergibt sich in diesem Experiment damit $K_{\text{Konv}} = 3.1 \pm 1.1\%$. Der Einfluß auf die Asymmetriemessungen wird in den Kapiteln 4.4.3.1 und 4.5.2 behandelt.

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

Die Zählrate aus der quasielastischen Streuung an ${}^3\text{He}$ bestimmt sich analog zu der für die elastische Streuung an H_2 . Jedoch muß im Korrekturfaktor K zusätzlich die Fermiverschmierung sowie die Nachweiseffizienz der Nukleonen berücksichtigt werden: $K = K_{\text{SpekA}} \cdot K_T \cdot (1 - K_{\text{tot}}) \cdot (1 + K_{\text{Konv}}) \cdot K_N \cdot K_V \cdot K_{\text{Fermi}}$.

Wie schon in Kap. 4.4.1.1 beschrieben, enthält K_{SpekA} auch hier die Korrektur aufgrund der Fermiverschmierung im Spektrometer. In Tab. 4.5 sind die Korrekturfaktoren aufgelistet. Zusammen mit der in Kap. 4.4.1.1 angegebenen Anzahl der

Reaktion	$K_{\text{SpekA}} / \%$	$K_{\text{Fermi}} / \%$	$K_T / \%$	$K_{\text{tot}} / \%$	$K_{\text{Konv}} / \%$	$K_N / \%$	$K_V / \%$
${}^3\text{He}(e, e'p)$	69.4	87.4	85	8	+3.1	100	89
${}^3\text{He}(e, e'n)$	64.0	81.7	85	8	-3.1	18.3	89

Tab. 4.5: Korrekturfaktoren zur Berechnung der Zählraten. Erläuterungen siehe Text.

gemessenen Nukleonen und dem Wirkungsquerschnitt lassen sich nun die Zählraten bestimmen:

Reaktion	$\dot{N}^{\text{exp}} / \text{Hz}$	$\dot{N}^{\text{theo}} / \text{Hz}$
${}^3\text{He}(e, e'n)$	0.0723	0.0766
${}^3\text{He}(e, e'p)$	2.49	2.64

Tab. 4.6: Vergleich von theoretischen und den experimentell ermittelten Zählraten bei einem Elektronenstrom von $10 \mu\text{A}$ und einem Targetdruck von 3.8 bar

Die experimentellen und theoretischen Zählraten stimmen gut überein.

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

4.4.3.1 Bestimmung der Protonasymmetrie in ${}^3\vec{\text{He}}$ aus der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$

Unter der Annahme, daß die Protonen im polarisierten ${}^3\text{He}$ einen Teil der Polarisation tragen kann auch in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ eine Asymmetrie nach Gl. 2.33 bestimmt werden. Da die Formfaktoren des Protons sehr groß sind, werden diese Asymmetrien nach Gl. 2.31 sehr groß. Für die Analyse von G_{en} kann diese jedoch problematisch werden. Durch Ladungskonversion des herausgeschlagenen Protons (z.B. durch FSI oder Ladungskonversion in der Bleiabschirmung des Nukleondetektors) kann dieses Proton als Neutron im Nukleondetektor nachgewiesen werden und verfälscht dadurch die eigentlichen Messung von G_{en} . Deshalb soll an dieser Stelle der Polarisationsanteil der Protonen an der ${}^3\text{He}$ -Kernspinpolarisation untersucht werden.

Die Asymmetrie wird auch in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ wie in Gl. 2.33 über die Zählratendifferenz respektive der Elektronenhelizität bestimmt. Dabei wurde eine integrale Analyse durchgeführt, d.h. alle Messungen unter einem Winkel θ_S^* wurden zusammengefasst. Dabei wird über den mittleren Impulsübertrag $Q^2 = 0.67(\text{GeV}/c)^2$ und den mittleren Winkel $\bar{\theta}_S^*$ zwischen dem Impulsübertrag und dem Targetspin gemittelt. Der Untergrund wird wie in Kap. 4.2 beschrieben bestimmt und vor der Asymmetriebildung von den Zählraten helizitätsabhängig abgezogen. Um die Asymmetriestimmung noch einmal zu verdeutlichen sei hier auf Abb. 4.11 verwiesen. Hier sind die Ereignisse exemplarisch aus der quasielastischen Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ gegen die Energie des gestreuten Elektrons für beide Elektronhelizitäten dargestellt. Dieses Spektrum wurde nur deshalb gewählt, da die hier dargestellte Asymmetrie A_{\parallel} recht groß ist und der Unterschied besonders deutlich wird. In der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ sehen die Spektren vergleichbar aus.

Durch die Impulsakzeptanz des Spektrometers werden nicht alle quasielastischen Ereignisse des "fermiverschmierten" Spektrums aufgenommen. Außerdem variiert der Betrag von \vec{q} über die Akzeptanz des Spektrometers. Die vom Idealfall abweichende Asymmetrie³ muß anschließend korrigiert werden. Die Korrekturen werden jedoch erst in der Analyse von G_{en} angebracht, da sie hier nicht zum Tragen kommen. Eine ereignisweise Analyse der Daten wird von C. Carasco durchgeführt [Car]. Im Gegensatz zur integralen Analyse wird die Kinematik hier für jedes Ereignis nach Dreierimpulsübertrag $|\vec{q}|$ und θ_S^* aufgeschlüsselt zusammengefasst. Dadurch ändern sich auch die hier bestimmten Korrekturfaktoren, da z.B. die Impulsakzeptanz automatisch berücksichtigt wird.

Nach Gl. 2.33 hängt die experimentell bestimmte Asymmetrie über das Polarisationsprodukt von Elektron- und Nukleonpolarisation mit der theoretischen Asymmetrie nach Gl. 2.31 zusammen. Die theoretische Asymmetrie kann über die Dipolformfaktoren des Protons (Gl. 2.14) bestimmt werden und man erhält $A_{\perp}^p = 44.7\%$

³Der Idealfall wäre die elastische Streuung an einem freien Neutron.

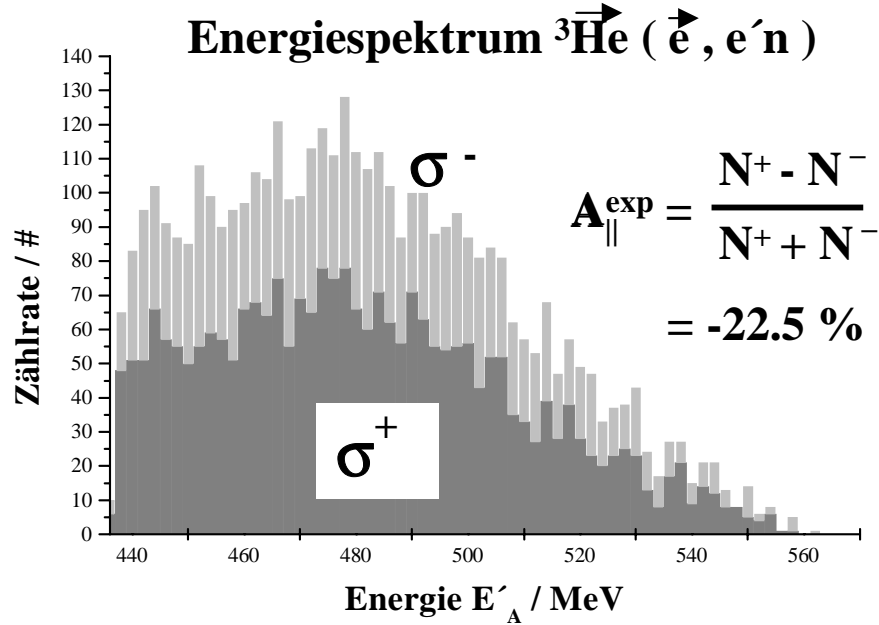


Abb. 4.11: Helizitätsabhängige Energiespektren der gestreuten Elektronen in der parallelen Asymmetrie in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$.

und $A_{\parallel}^p = 73.4 \%$ mit $P_e \cdot P_T = 1$.

Um die experimentell bestimmte Polarisation der Protonen mit den Vorhersagen von Schulze und Sauer [Sch93] vergleichen zu können, muß berücksichtigt werden, daß das Target nicht wie in diesen Rechnungen zu 100 % polarisiert ist. Außerdem werden durch Ladungskonversion in der Bleiabschirmung des Nukleondetektors Protonen als Neutronen nachgewiesen (s. Kap. 4.4.1.1 und Tab. 4.5). Dadurch modifiziert sich die in Gl. 2.33 angegebene Asymmetrie auf:

$$A^{\text{exp}} = \frac{P_e P_T P_p}{(1 - K_{\text{Konv}})} A^p \quad (4.5)$$

Nach Tab. 4.3 und 4.7 ist die gemittl. parallele Asymmetrie $A_{\parallel}^{\text{exp}} = (0.49 \pm 0.14) \%$ und das Polarisationsprodukt $(\overline{P_e P_T})_{\parallel} = (27.9 \pm 0.99) \%$. Damit ergibt sich für die Polarisation des Protons aus der parallelen Asymmetrie $P_{\parallel}^p = (2.3 \pm 0.5) \%$ und aus der senkrechten Asymmetrie $P_{\perp}^p = (3.8 \pm 1.2) \%$. Beide Ergebnisse sind im Rahmen der Fehler miteinander in Übereinstimmung. Dies stimmt auch in etwa mit der Vorhersage von Schulze und Sauer [Sch93] überein, denn für den über eine Monte-Carlo-Simulation des Experiments bestimmten mittleren Fermiimpuls von 81 MeV (s. [Roh98]) sollte nach den Rechnungen von Schulze und Sauer die Polarisation der Protonen etwa $P_p = 5 \%$ des zu 100 % polarisierten ${}^3\text{He}$ -Kerns betragen (s. Abb. 2.8). Die Polarisation der Protonen läßt darauf schließen, daß Korrekturen an G_{en} notwendig sind. Da aber noch kein Vergleich mit neuen Rechnungen von Golak et al. [Gol00b] für das $Q^2 = 0.67 \text{ (GeV/c)}^2$ möglich ist, wird eine genauere Untersuchung dieser Reaktion erst in der Doktorarbeit von C. Carasco [Car] durchgeführt werden. Sobald die Rechnungen vorliegen können dann die Folgen für die G_{en} -Analyse näher

untersucht werden (s. dazu auch Kap. 2.6.4).

Vergleicht man die Asymmetrien aus den Reaktionen ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ und ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ kann man sogar das Vorzeichen der von Schulze und Sauer angegebenen Spin-Asymmetrie $N^t(p_m)$ (s. Gl. 2.35) überprüfen. Da die Helizitätsinformation des Elektrons willkürlich gewählt wurde kann das Vorzeichen nämlich nicht direkt abgelesen werden.

Da der magnetische Formfaktor des Neutrons im Gegensatz zum Proton negativ ist und die Vorzeichen der Asymmetrien für Proton und Neutron für alle Winkel gleich sind (s. Tab. 4.7 und 4.8), folgt, daß die Protonpolarisation antiparallel zur Neutronpolarisation steht. Die Polarisation des Neutrons ist nach Schulze und Sauer im Kern fast vollständig parallel zur Kernpolarisation (s. Kap. 2.7) und wird mit positivem Vorzeichen definiert. Damit ist Spinasymmetrie für Protonen negativ, und stimmt mit der theoretischen Vorhersage Schulze und Sauer überein.

Targetspinwinkel $\Theta_S^* / ^\circ$	Asymmetrie / % ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$
0	-0.50 ± 0.19
90	-0.53 ± 0.16
180	0.48 ± 0.21
270	0.45 ± 0.17

Tab. 4.7: Die quasielastischen Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$. Der Untergrund wurde bereits helizitätsabhängig berücksichtigt.

4.4.3.2 Vergleich der theoretischen und experimentellen Asymmetrie in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$

Die Asymmetrien werden wie bereits in Kap. 4.4.3.1 beschrieben integral bestimmt und sind in Tab. 4.8 zusammengefasst.

Targetspinwinkel $\Theta_S^* / ^\circ$	Asymmetrie / % ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$
0	-22.72 ± 1.17
90	-2.71 ± 1.01
180	22.35 ± 1.30
270	4.03 ± 1.10

Tab. 4.8: Die quasielastischen Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ mit den in Kap. 4.2 angegebenen Schnitten. Der Untergrund wurde bereits helizitätsabhängig berücksichtigt.

Die so gewonnenen Asymmetrien können ebenfalls für Tests verwendet werden: So kann das Polarisationsprodukt $P_e \cdot P_T$, welches aus der elastischen Streuung an ${}^3\text{He}$ bestimmt wurde, relativ überprüft werden. Denn nach Gln. 2.31 und 2.33 gilt:

$$\frac{A_{\parallel}(\Theta_S^*=180^\circ)}{A_{\parallel}(\Theta_S^*=0^\circ)} = \frac{P_e P_T(\Theta_S^*=180^\circ)}{P_e P_T(\Theta_S^*=0^\circ)}$$

Setzt man die Ergebnisse aus Tab. 4.8 und 4.3 ein, so erhält man eine Übereinstimmung der Verhältnisse im Rahmen der Fehler:

$$\frac{A_{\parallel}(\Theta_S^*=180^\circ)}{A_{\parallel}(\Theta_S^*=0^\circ)} = 0.98 \pm 0.08 \quad \text{und} \quad \frac{P_e P_T(\Theta_S^*=180^\circ)}{P_e P_T(\Theta_S^*=0^\circ)} = 0.90 \pm 0.06$$

Bereits in Kap. 4.4.3.1 wurde beschrieben, wie aus der Asymmetrie in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)$ die Protonenpolarisation bestimmt wurde. Auf die gleiche Weise kann dies für die Neutronen erfolgen. Da nur der magnetische Formfaktor des Neutrons mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist, wird dazu nur die parallele Asymmetrie A_{\parallel} verwendet. Der im Nenner der Asymmetrie stehende elektrische Formfaktor (s. Gl. 2.31) kann in diesem Fall vernachlässigt werden. Nach den Tabellen 4.3 und 4.8 ist die gemittelte parallele Asymmetrie $A_{\parallel}^{\text{exp}} = (22.54 \pm 0.87) \%$ und das Polarisationsprodukt $(\overline{P_e P_T})_{\parallel} = (27.9 \pm 0.99) \%$. Unter Verwendung von Gl. 4.5 ergibt sich eine Neutronenpolarisation von $(93.3 \pm 3.6) \%$ und stimmt im Rahmen der Fehler sehr gut mit der Vorhersage von Schulze und Sauer überein.

4.5 Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons

4.5.1 Korrekturfaktoren zur Formfaktoranalyse

Zur Extraktion von G_{en} müssen, wie bereits in Kap. 4.4.3.1 erläutert, Korrekturen an die gemessenen Asymmetrien angebracht werden. Die Korrekturen wurden aus einer Monte-Carlo-Simulation (s. Kap. 4.3.1) gewonnen und sollen der Vollständigkeit wegen im Einzelnen nun erläutert werden:

- Der Impulsübertrag variiert über die Akzeptanz des Spektrometers und des Nukleondetektors. Das bedeutet auch, daß der Winkel zwischen der Richtung des Dreier-Impulsübertrags und dem ${}^3\text{He}$ -Spin nicht mehr in allen Fällen genau senkrecht bzw. parallel aufeinander steht. Dadurch trägt vor allem bei der A_{\perp} -Messung der große Beitrag des magnetischen Formfaktors G_{mn} bei und verfälscht diese (vgl. Gl. 2.31). Desweiteren ist, wie in Abb. 4.11 zu sehen, das Energiespektrum rechts und links des mittleren quasielastischen Impulsübertrags nicht absolut symmetrisch. Berücksichtigt man die Targetlängen- und Winkelakzeptanz sowohl des Spektrometers als auch des Nukleondetektors in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, reduziert sich gemäß der Monte-Carlo-Simulation der gemessene Formfaktor um 3.4 % relativ zu G_{en} .
- Bremsstrahlungseffekte führen zu einem Energieverlust, der wiederum aufgrund der beschränkten Impulsakzeptanz einen Verlust von Ereignissen im Spektrometer nach sich zieht. Andererseits werden Ereignisse nachgewiesen, die erst durch den Energieverlust in die Detektorakzeptanz fallen. Schon vor der eigentlichen Streuung durch Bremsstrahlung abgebremste Elektronen verändern zusätzlich die Streukinematik. Zusammengefasst ergibt sich dadurch eine Reduzierung des Formfaktors um weitere 2.5 % relativ.

- Desweiteren wird der Formfaktor durch die „missing energy“ E_{miss} verändert (s. Kap. 4.3.1). Die Änderung von G_{en} liegt vor allem an der Veränderung der kinematischen Variablen und dem damit verbundenen $|\vec{q}|$ -Wert. In der Messung von D. Rohe [Roh98] wurde die „missing energy“ auf $E_{\text{miss}} = (3.2 \pm 1)$ MeV bestimmt, welche zu einer Reduzierung des gemessenen Formfaktors von (0.9 ± 0.3) % relativ führt. Dieser Wert wurde in der jetzigen Messung ebenfalls verwendet.

Zu beachten ist, daß die oben angeführten Korrekturen sich auch gegenseitig beeinflussen. Dabei wurden alle Korrekturen in der Simulation solange iteriert, bis die Daten am besten reproduziert wurden. Damit reduziert sich der gemessene Formfaktor G_{en} um $\frac{G_{\text{en}}^{\text{gem}} - G_{\text{en}}}{G_{\text{en}}} = 7.4$ %.

Zur Abschätzung des Fehlers dieser Korrektur wurde die Variation durch Änderung der Akzeptanzen untersucht. Zusammen mit der oben angegebenen Unsicherheit der „missing energy“ ergab sich eine Unbestimmtheit von ≈ 3 %.

In Kap. 4.4.3.1 wurde festgestellt, daß die Korrekturen aufgrund von Endzustandswechselwirkungen nicht sehr groß sein sollten. Um dies zu quantifizieren, wurden die in Kapitel 2.7 bereits beschriebenen FSI-Korrekturen aus der Analyse der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.35$ (GeV/c)² [Gol00] auf den jetzigen Impulsübertrag skaliert. Unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien auf einen Impulsübertrag von $Q^2 = 0.67$ (GeV/c)², müsste der elektrische Formfaktor um $\Delta G_{\text{en}} = + 0.005$ angehoben werden (s. dazu auch [Roh99]). Da zur Zeit jedoch die Korrektur für den hier vorgestellten Wert von J. Golak gerechnet wird und weitere Untersuchungen der Endzustandswechselwirkung in Vorbereitung [Pro00] sind, werden diese Abschätzung jedoch noch nicht weiter verwendet.

4.5.2 Bestimmung von G_{en} und Untersuchung systematischer Fehler

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die nötigen Korrekturen des gemessenen Formfaktors erläutert wurden, soll nun der Formfaktor extrahiert und dessen systematischer Fehler diskutiert werden. Die in Tab. 4.8 angegebenen senkrechten und parallelen Asymmetrien wurden betragsmäßig zusammengefaßt zu:

$$A_{\parallel}^{\text{exp}} = (22.54 \pm 0.87) \% \quad A_{\perp}^{\text{exp}} = (3.37 \pm 0.75) \%$$

Auf diese Weise werden systematische Fehler aufgrund der Einstellgenauigkeit des ${}^3\text{He}$ -Kernspins u.ä. minimiert. Der Untergrund wurde bereits helizitätsabhängig berücksichtigt. Nach Gl. 2.34 wird zur Bestimmung von G_{en} das Verhältnis der beiden Asymmetrien gebildet. Nach dieser Gleichung geht auch das Verhältnis des Polarisationsproduktes ein, welches nach Kap. 4.1.2 $P^{\parallel} / P^{\perp} = 0.988 \pm 0.026$ beträgt.

Unter Berücksichtigung aller Korrekturen (s. Kap. 4.5.1), Verwendung des in Kap. 2.7 angegebenen magnetischen Formfaktors von $G_{\text{mn}} = (1.037 \pm 0.012)\mu_n \cdot G_{\text{D}}$ ergibt sich für den elektrischen Formfaktor des Neutrons:

Fehlerquelle	ΔG_{en}	$\Delta G_{\text{en}} / G_{\text{en}} / \%$
Targetspinausrichtung	0.0017	4.16
Targetpolarisation $P^{\parallel} / P^{\perp}$	0.0011	2.6
magnetischer Formfaktor G_{mn}	0.0005	1.16
Monte-Carlo-Simulation	0.0012	3
gesamt	0.0024	5.87

Tab. 4.9: Beiträge zum systematischen Fehler von G_{en} und quadratisch aufaddierter Gesamtfehler.

$$G_{\text{en}}(Q^2=0.67 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.0416 \pm 0.0102_{\text{stat}} \pm 0.0024_{\text{syst}}.$$

Der statistische Fehler wird über die Zählrate bestimmt. Die systematischen Fehler sollen nun im einzelnen besprochen werden. In Kap. 4.5.1 ist schon die Genauigkeit der über Monte-Carlo-Simulation bestimmten Korrekturen besprochen worden, die als systematischer Fehler einget. Desweiteren führt die Messung des Polarisationsverhältnisses zu einer Verschiebung des Formfaktors. Deshalb geht die Meßgenauigkeit dieses Verhältnisses systematisch ebenfalls ein. Ein weiterer Beitrag ergibt sich aus der Einstellgenauigkeit des Winkels zwischen quasielastischem Impulsübertrag und Targetspinrichtung. Nach Kap. 3.5 beträgt die Einstellgenauigkeit des Kernspinwinkels 0.1° . Die Reproduzierbarkeit und die Justagegenauigkeit des Magnetfeldes relativ zum Elektronenstrahl ist dabei bereits enthalten. In der ereignisweisen Analyse kann der gemessene Targetspinwinkel einbezogen und die Genauigkeit somit ein wenig verbessert werden. Wie aus Gl. 2.31 ersichtlich, wird durch die Winkelungenauigkeit die Asymmetrie durch den großen Anteil des magnetischen Formfaktors verfälscht. Bei der angegebenen Winkelgenauigkeit beträgt der systematische Fehler absolut ± 0.0017 . Er dominiert damit nach Tab. 4.9 den systematischen Fehler.

Nach Kap. 3.1 kann die Polarisation der Elektronen als vollständig longitudinal angenommen werden.

Eine Asymmetrie bezüglich der Elektronhelizität in der integrierten Ladung konnte mit Hilfe einer Förstersonde auf $A_{\text{Strahl}} < 10^{-6}$ bestimmt werden und ist vernachlässigbar.

Das Verhältnis der senkrechten und parallelen Asymmetrie birgt noch den Vorteil, daß sich Beiträge, die beide Asymmetrien in gleicher Weise „verdünnen“, herauskürzen. Dazu gehören Beiträge aus zufälligen Koinzidenzen (s. Kap. 4.2) und Beiträge von aus Ladungskonversion (s. Kap. 4.4.3.2) stammenden Neutronen.

Addiert man die in Tab. 4.9 aufgeführten systematischen Fehler quadratisch auf, so erhält man den angegebenen Relativfehler von 5.9 %.

Fasst man den G_{en} -Wert mit dem aus der Messung von D. Rohe ($G_{\text{en}} = 0.052 \pm 0.011$) zusammen, der auf die gleiche Weise analysiert wurde, so erhält man einen neuen Wert von:

$$G_{\text{en}}(Q^2=0.67 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.0468 \pm 0.0064_{\text{stat}} \pm 0.0027_{\text{syst}}.$$

Die beiden Ergebnisse, sowie deren Zusammenfassung, sind in Abb. 4.12 dargestellt und zeigen innerhalb des statistischen Fehlers eine gute Übereinstimmung.

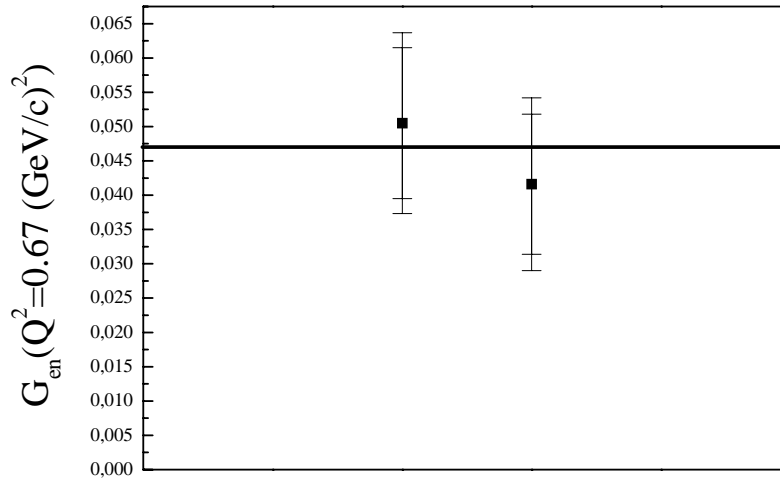


Abb. 4.12: Vergleich der Ergebnisse von G_{en} aus der Pilotmessung (linker Wert) und der hier vorgestellten Messung (rechter Wert) bei $Q^2=0.67(\text{GeV}/c)^2$. Zu erkennen ist die Übereinstimmung innerhalb des statistischen Fehlers der beiden Messungen. Die Zusammenfassung beider Ergebnisse ist als Gerade dargestellt.

4.5.3 Diskussion der Ergebnisse

In Abb. 4.13 sind die Daten aus der hier vorgestellten Messung zusammen mit aktuellen Ergebnissen dargestellt.

Wie schon in Kap. 2.7 beschrieben, hat die Messung von S. Platchkov verhältnismäßig kleine statistische Fehler. Durch die große Abhängigkeit der G_{en} -Analyse vom verwendeten Nukleon-Nukleon Potential beträgt die systematische Ungenauigkeit jedoch etwa 50 %. Dies ist in Abb. 4.13 als graues Fehlerband dargestellt.

Es sind zum Vergleich auch zwei weitere nicht in Mainz durchgeführte Messungen gezeigt. Sowohl der Wert von H. Zhu [Zhu00] bei einem $Q^2 = 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ als auch von I. Passchier [Pas99] bei $Q^2 = 0.21 (\text{GeV}/c)^2$ wurden in der Reaktion $\vec{D}(\vec{e}, e'n)$ bestimmt und stimmen mit den anderen hier gezeigten Messungen im Rahmen der Meßfehler überein.

Rechnungen von W. Glöckle, J. Golak und G. Ziemer [Gol00] haben gezeigt, daß die Daten bei einem $Q^2 = 0.35 (\text{GeV}/c)^2$ in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ in reiner PWIA-Analyse durch FSI-Effekte bei diesem Q^2 noch um etwa +30 % verschoben werden müssen. Der Hauptbeitrag zur Korrektur von G_{en} rührt nach G. Ziemer [Zie98] vom Interferenzterm zwischen der elektrischen Protonstreuamplitude und der magnetischen Streuamplitude des Neutrons $G_{ep} \cdot G_{mn}$ her, der durch FSI-Effekte hervorgerufen wird. Trotz dieser Korrekturen ist eine Differenz zwischen den Messungen an ${}^3\text{He}$ (\square) und an D (∇) zu erkennen. Die Messwerte an Deuterium [Her98, Ost98, Pas99, Zhu00] wurden nach einer vollständigen Rechnung von H. Arenhövel korrigiert.

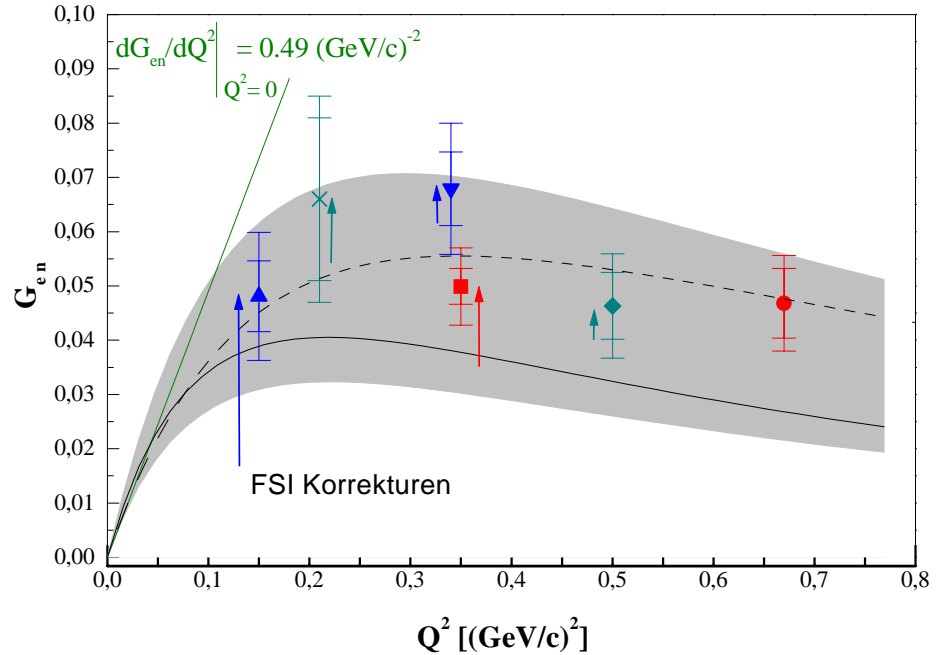


Abb. 4.13: Vergleich der aktuellen G_{en} -Messung zu bisherigen. Die gezeigten Ergebnisse sind den Arbeiten von J. Becker [Bec97] (\square), C. Herberg [Her98] (\triangle), M. Ostrick [Ost98] (∇), I. Passchier [Pas99] (\times) und H. Zhu [Zhu00] (\diamond) entnommen. Der bei einem $Q^2=0.67 (\text{GeV}/c)^2$ angegebene Wert (\circ) ist die Zusammenfassung des hier bestimmten und von D.Rohe [Roh98]. Sowohl der statistische als auch die Summe aus statistischem und systematischem Fehler ist dargestellt. Der graue Bereich stellt den Bereich der Fits an Daten von S. Platchkov [Pla90] unter Verwendung verschiedener NN-Potentiale dar. Die durchgezogene Linie entspricht den Daten von Platchkov unter Verwendung des Paris-Potentiale. Gestrichelt ist ein gewichteter Fit der gezeigten Daten dargestellt. Eine Korrektur bei $Q^2=0.67(\text{GeV}/c)^2$ wurde dabei nicht berücksichtigt.

Um die Korrekturen durch Endzustandswechselwirkungen zu quantifizieren, wurde wie in Kap. 2.6.4 schon beschrieben, die Targetasymmetrie A_y^o gemessen. Danach wird eine Korrektur durch FSI- Effekte bei höherem $Q^2 = 0.67 (\text{GeV}/c)^2$ zu einer Anhebung um ungefähr +10 % relativ von G_{en} führen [Mer01b]. Nach Kap. 4.5.1 läßt sich die Korrektur bei einem $Q^2 = 0.67 (\text{GeV}/c)^2$ auch über die bei kleinem Q^2 [Gol00] bestimmte Korrektur unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte auf etwa +11 % relativ abschätzen. Da in den Rechnungen weder Mesonaustauschströme noch relativistische Effekte berücksichtigt werden, könnten die Korrekturen sogar noch größer sein. Weitere Messungen zur Struktur von ${}^3\text{He}$ [Pro00] werden die Aussagekraft aber noch verbessern.

Für die angegebenen Datenpunkte wurde über alle angegebenen Meßdaten ein gewichteter Fit an die Dipolparametrisierung durchgeführt (---). Dabei wurde noch keine Korrektur des G_{en} -Wertes bei $Q^2 = 0.67 (\text{GeV}/c)^2$ berücksichtigt.

$$G_{en}(Q^2) = -\frac{\tau\mu_n G^{\text{Dipol}}(Q^2)}{1+5.37\tau}$$

Danach deutet sich an, daß der elektrische Formfaktor des Neutrons größer ist als in der bisher favorisierten Parametrisierung mit dem Parispotential.

Weitere Experimente unter Verwendung von zwei Polarisationsvariablen werden am TJNAF und MAMI durchgeführt bzw. sind geplant. Dabei soll der Verlauf des Formfaktors weiter untersucht werden. Interessant wird ein direkter Vergleich zwischen der Formfaktormessung mit D und ^3He auch bei dem hohen Q^2 von 0.67 (GeV/c)^2 .

Zusammenfassung

Die Bestimmung der Struktur des Nukleons ist ein wichtiger Meilenstein zum theoretischen Verständnis der nichtpertubativen QCD (*confinement*). Eine besondere Bedeutung kommt dem elektrischen Formfaktor des Neutrons G_{en} zu. Im Gegensatz zu den über große Impulsübertragsbereiche genau vermessenen Formfaktoren des Protons (G_{mp} , G_{ep}), sowie dem magnetischen Formfaktor des Neutrons (G_{mn}) ist die Größe G_{en} experimentell nur unzureichend bekannt. Da kein Target freier Neutronen ausreichender Dichte existiert, muß auf komplexe Kerne wie D oder ${}^3\text{He}$ zurückgegriffen werden - mit den üblichen Problemen von Kernbindungseffekten und deren Einfluß auf die Struktur des gebundenen Neutrons. Im Rahmen dieser Arbeit wurde am polarisierten Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons MAMI G_{en} in der quasielastischen Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e},e'n)$ bestimmt. Der Kernspin des ${}^3\text{He}$ wurde mit der Methode des optischen Pumpens bei etwa 1 mbar ausgerichtet und das polarisierte Gas anschließend in einem zweistufigen Titankolbenkompressor auf etwa 4 bar mit einer Anfangspolarisation von etwa 50 % in eine Targetzelle komprimiert. In einem homogenen magnetischen Führungsfeld wurde diese dann ohne Polarisationsverlust zum Experimentierplatz in der A1-Spektrometerhalle transportiert. Ein gegen die magnetischen Streufelder der Spektrometer abgeschirmtes Führungsfeld erlaubte die Einstellung des Magnetfeldes und somit der Kernspins in alle Raumrichtungen. Die zeitliche Änderung der Targetpolarisation wurde mit NMR-Methoden überwacht. Der Nachweis der quasielastisch gestreuten Elektronen erfolgte mit einem hochauflösenden Magnetspektrometer. Die Neutronen wurden in einem Nukleondetektor bestehend aus vier Lagen segmentierter Szintillatoren nachgewiesen. Aus dem Verhältnis der Asymmetrien für den Targetspin senkrecht und parallel zum Impulsübertrag konnte G_{en} bestimmt werden. In PWIA-Analyse ergab sich zusammengefasst $G_{en}(Q^2=0.67 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.0468 \pm 0.0064_{stat} \pm 0.0027_{syst}$. Um den Einfluß von Kernbindungseffekten, die z. Zt. von der Theoriegruppe um Prof. Glöckle in Bochum gerechnet werden, auch experimentell abzusichern, wurden parallel zur G_{en} -Messung die Targetasymmetrie $A_y^0({}^3\vec{H}e(e,e'n))$ und Protonenasymmetrie $({}^3\vec{H}e(\vec{e},e'p))$ bestimmt. Die Empfindlichkeit dieser Observablen auf FSI und D-Wellenbeiträgen schafft Redundanzen, die in die theoretische Analyse von G_{en} einfließen.

Anhang A

Die Rekonstruktion des Endzustandes

Unter der Voraussetzung, daß der pp-Restkern in der exklusiven quasielastischen Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ pp als ein Teilchen behandelt werden kann, ist die Kinematik in dem hier vorgestellten Experimentaufbau vollständig rekonstruierbar. Der Anfangszustand ist im Laborsystem, in dem das ${}^3\text{He}$ ruht, gegeben durch:

$$E_i = E_e + m_{3He} \text{ und } \vec{p}_i = \vec{k} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 855 \end{pmatrix} \text{ MeV}/c. \quad (\text{A.1})$$

Im "Drei-Teilchen"-Endzustand (d.h. Elektron e, Neutron n und Restkern pp) hat man zunächst 9 unbekannte Impulskomponenten, die über die Messung von 5 Größen (Azimut- und Polarwinkel des gestreuten Elektrons und Neutrons sowie die Energie des Elektrons) und über die Energie- und Impulserhaltung (4 Gleichungen) eindeutig bestimmt werden können:

$$\begin{aligned} E_e + M_{3He} &= E'_e + E'_n + E'_{pp} \\ \vec{k} &= \vec{k}' + \vec{p}'_n + \vec{p}'_{pp}, \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

wobei sich die Impulsvektoren in sphärischen Koordinaten schreiben lassen als:

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} \sin\vartheta \cos\phi \\ \sin\vartheta \sin\phi \\ \cos\vartheta \end{pmatrix} |\vec{p}|. \quad (\text{A.3})$$

Anhang B

Die Beiträge der Nukleonenspins zur ${}^3\text{He}$ -Wellenfunktion

Der Vollständigkeit halber sollen hier die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Derrik-Blatt-Beiträge der Nukleonenspins zur ${}^3\text{He}$ -Wellenfunktion komplett nach [Bla84] wiedergegeben werden:

Kanalnummer	L	S	l_α	L_α	P	K	Wahrscheinlichkeit / %
1	0	0.5	0	0	A	1	87.44
2	0	0.5	0	0	M	2	0.74
3	0	0.5	1	1	M	1	0.74
4	0	0.5	2	2	A	1	1.20
5	0	0.5	2	2	M	2	0.06
6	1	0.5	1	1	M	1	0.01
7	1	0.5	2	2	A	1	0.01
8	1	0.5	2	2	M	2	0.01
9	1	1.5	1	1	M	1	0.01
10	1	1.5	2	2	M	2	0.01
11	2	1.5	0	2	M	2	1.08
12	2	1.5	1	1	M	1	2.63
13	2	1.5	1	3	M	1	1.05
14	2	1.5	2	0	M	2	3.06
15	2	1.5	2	2	M	2	0.18
16	2	1.5	3	1	M	1	0.37

In der Tabelle bezieht sich L und S auf den totalen Bahndrehimpuls und den Spin in der L-S-Kopplung. Die Spalte, die mit P bezeichnet ist, gibt die Symmetrie unter Permutation des Spin-Isospinanteils der Wellenfunktion wieder. A bezeichnet somit eine total antisymmetrische Komponente und M bezeichnet die beiden gemischt symmetrischen Komponenten. Die total symmetrischen Komponenten treten nie für gerade totalte Bahndrehimpulse L auf und werden deshalb nicht aufgeführt. Nimmt man drei gleiche massenbehaftete Nukleonen mit den Impulsen \vec{k}_1, \vec{k}_2 und \vec{k}_3 , kann man in den Jacobikoordinaten z.B. den Impuls \vec{P} des gesamten Systems als

$$\vec{P} = \vec{k}_\alpha + \vec{k}_\beta + \vec{k}_\gamma$$

schreiben, wobei (α, β, γ) eine zyklische Vertauschung der Teilchennummer 1,2 und 3 darstellen. L_α beschreibt somit den Bahndrehimpuls des Schwerpunktsystems relativ zum Restsystem (β, γ) und l_α den relative Bahndrehimpuls des Paares (β, γ) . Die beiden größten Wahrscheinlichkeiten bei L=0 (Kanalnr. 1 und 4) besitzen einen antisymmetrischen Spin-Isospin Zustand, also symmetrische Raumfunktionen, und

tragen mit 88.6% zur Wellenfunktion bei. Der reine S-Zustand wird durch Kanalnummer 1 repräsentiert. Der D-Zustand ergibt sich aus den L=2 Beiträgen und der gemischt-symmetrische Zustand S' wird durch die Kanäle 2 und 3 beschrieben.

Anhang C

Magnetfeldabgleich

C.1 Abgleich der Hauptfeldrichtungen in der Streuebene

Um das Magnetfeld in den Hauptrichtungen in der Streuebene (x,z -Ebene) abzugleichen wurde folgende mathematische Beschreibung des Feldes gewählt:

$$B(z, x) = B_0(z, x) + B_{K1}(z, x)I_{K1} + B_{K2}(z, x)I_{K2} + B_{Z1}(z, x)I_{Z1} + B_{Z2}(z, x)I_{Z2} \quad (\text{C.1})$$

Dabei stellt $B_0(z, x)$ den Feldverlauf des Hauptfeldes bei einem bestimmten Strom dar. Die Magnetfeldgradienten werden in der Hauptrichtung und für die dazu senkrechte Komponente in der Streuebene durch zwei Kompensationsspulenpaare $K_{1/2}$ und $Z_{1/2}$ minimiert. Jede einzelne dieser vier Spulen kann getrennt auf den Strom $I_{K1/2}$ und $I_{Z1/2}$ geregelt werden (s. Abb. C.1). $B_{K1/2}(z, x)$, sowie $B_{Z1/2}(z, x)$ be-

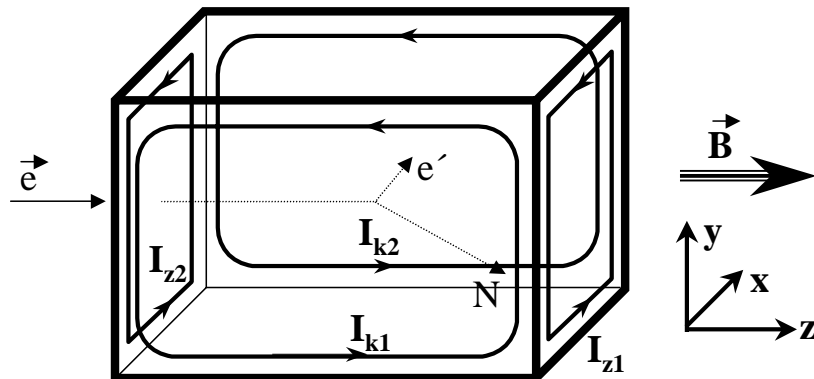


Abb. C.1: Anordnung der Korrekturspulen für die z -Hauptfeldrichtung. Die Pfeile deuten die Stromfluß-Richtung an.

schreiben den ortsabhängigen Feldverlauf der einzelnen Korrekturspulen für die Hauptrichtung bzw. für die dazu senkrechte Komponente in der Streuebene. Die dritte Komponente braucht nicht abgeglichen zu werden, da nach $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ diese minimal werden muß, wenn die anderen beiden minimal sind. Gesucht wird nun nach den optimalen Strömen $I_{K1/2}$ und $I_{Z1/2}$ für die Korrekturspulen bei einem bestimmten Hauptfeld B_0 .

Im folgenden wird die Rechnung exemplarisch für die z -Richtung durchgeführt. Für

die x-Richtung gilt sie, wie später diskutiert wird, gleichermaßen, wenn man die Bezeichnungen x gegen z austauscht. Die Felder für die einzelnen Spulen wurden entlang der z-Achse folgendermaßen parametrisiert:

$$B_0 \equiv B_0(z, x = 0) = B_{stat} + B_1 z + B_2 z^2 \quad (C.2)$$

$$B_{K1/2} \equiv B_{K1/2}(z, x = 0) = K_{1/2stat} + K_{1/2} z + K'_{1/2} z^2$$

$$B_{Z1/2} \equiv B_{Z1/2}(z, x = 0) = Z_{1/2stat} + Z_{1/2} z \quad (C.3)$$

Dabei ist $(x, y, z) \equiv (0, 0, 0)$ die Mitte der Targetzelle. Die Felder wurden in 2 cm Schritten in z-Richtung auf ± 10 cm und in x-Richtung auf ± 6 cm vermessen. Die Parameter dieser Parametrisierung wurden folgendermaßen bestimmt:

Das Hauptfeld B_0 wurde ohne Korrekturspulen vermessen und entsprechend der oben angegebenen Funktion gefittet. Ohne Änderung des Hauptfeldes wurden die 4 Korrekturspulen einzeln zugeschaltet und die jeweiligen Feldverläufe für zwei verschiedene Ströme gemessen. Die Differenz der beiden Messungen einer Spule ergibt das von der Korrekturspule erzeugte Feld. Da bei Luftspulen die Feldstärke linear vom Strom abhängt, wurde das Ergebnis auf die Differenz der beiden eingestellten Ströme normiert und entsprechend der oben angegebenen Funktion angepasst.

Nun soll der Gradient zwischen zwei beliebigen Positionen minimal werden. Es muß also insbesondere gelten:

$$0 \equiv B(z + 2, x = 0) - B(z, x = 0) \quad \forall z \quad (C.4)$$

Desgleichen muß gelten:

$$0 \equiv [B(z + 4) - B(z + 2)] - [B(z + 2) - B(z)] \quad \forall z \quad (C.5)$$

Aus C.5 folgt direkt, daß

$$0 = B_2 + K'_1 I_{K1} + K'_2 I_{K2} \quad (C.6)$$

Gleichungen C.4 und C.6 spannen eine Ebene im 4 dim. Raum $(I_{K1}, I_{K2}, I_{Z1}, I_{Z2})$ auf, in dem kein Gradient in z-Richtung existiert.

Nun soll der Gradient gleichzeitig in der x-Richtung minimal werden. Ausgehend von Gleichung C.1 wird das Magnetfeld in x-Richtung folgendermaßen parametrisiert:

$$b_0 \equiv B_0(z = 0, x) = b_{stat} + b_1 x \quad (C.7)$$

$$b_{K1/2} \equiv B_{K1/2}(z = 0, x) = k_{1/2stat} + k_{1/2} x$$

$$b_{Z1/2} \equiv B_{Z1/2}(z = 0, x) = z_{1/2stat} + z_{1/2} x \quad (C.8)$$

Wie vorher in z-Richtung, soll der Magnetfeldgradient zwischen zwei beliebigen Punkten auch in x-Richtung minimal werden, d.h.:

$$0 \equiv B(z = 0, x + 2) - B(z = 0, x) \quad \forall x \quad (C.9)$$

Es existieren nun 3 Gleichungen mit den 4 unbekanntenen Strömen $I_{K1/2}, I_{Z1/2}$, die sich folgendermassen darstellen lässt:

$$\begin{aligned} I_{K1} &= -\frac{B_2 + K'_2 I_{K2}}{K'_1} \\ I_{Z1} &= \frac{-B_1 K'_1 z_2 + B_2 K_1 z_2 - B_2 k_1 Z_2 + b_2 K'_1 Z_2 + I_{K2} (K'_2 K_1 z_2 - K'_1 K_2 z_2 + K'_1 k_2 Z_2 - k_1 K'_2 Z_2)}{K'_1 (Z_1 z_2 - z_1 Z_2)} \\ I_{Z2} &= \frac{B_1 K_1 z_1 - B_2 K_1 z_1 + B_2 k_1 Z_1 - b_2 K'_1 Z_1 + I_{K2} (-K'_2 K_1 z_1 + K'_1 K_2 z_1 - K'_1 k_2 Z_1 + k_1 K'_2 Z_1)}{K'_1 (Z_1 z_2 - z_1 Z_2)} \end{aligned}$$

Die Gleichungen haben dabei die Form $I_i = m_i * I_{K2} + n_i$ mit $i \in \{K1, Z1, Z2\}$. Die einzustellenden Ströme sollen möglichst klein sein. Dies wird erreicht, indem man den nächsten Abstand des Vektors $(I_{K1}, I_{K2}, I_{Z1}, I_{Z2})$ vom Ursprung $(0,0,0,0)$ mit $I_{K2} = \sum_i m_i n_i / \sum_i m_i^2$ bestimmt.

Das Hauptfeld in x-Richtung konnte auf dieselbe Weise abgeglichen werden, obwohl b_0 und $b_{K1/2}$ einen quadratische Verlauf zeigten. Dieser ist aber schwach genug, daß man einen linearen Verlauf anfitten konnte, ohne allzu große Abweichungen vom gemessenen Verlauf zu erhalten.

C.2 Abgleich des Magnetfeldes senkrecht zur Streuebene

Senkrecht zur Streuebene wurde nur das Hauptfeld abgeglichen, da hier keine Kombination zweier Feldrichtungen während der Messung gefordert werden muß. Damit war der Messaufwand deutlich geringer. Das Magnetfeld kann somit folgendermassen parametrisiert werden:

$$\begin{aligned} B(y) &= B_o(y) + B_{K1}(y)I_{K1} + B_{K2}(y)I_{K2}, \text{ mit} \\ B_o(y) &= B_{stat} + B_1 y + B_2 y^2 \\ B_{K1}(y) &= K_{1stat} + K_1 y \\ B_{K2}(y) &= K_{2stat} + K_2 y \end{aligned}$$

Die Fitparameter wurden wie zuvor in x- und z-Richtung bestimmt. Auch hier soll der Gradient minimal werden, d.h. es muß gelten:

$$0 \equiv B(y+2) - B(y) \tag{C.10}$$

Trägt man I_{K2} gegen I_{K1} auf, erhält man für alle y einen Satz paralleler Geraden. Wegen der bestehenden Abhängigkeit von y in Gleichung C.10 sucht man nun „optisch“ die optimalen Werte für I_{K1} und I_{K2} aus.

Anhang D

Massenbelegung

Zum Vergleich des neuen Targetdesigns und dem in der Messung von D. Rohe verwendeten sollen hier die Massenbelegungen der Targetfenster miteinander verglichen werden. Wie aus Tab. D.1 ersichtlich, sind sie ungefähr gleich. Da im Vergleich zur Messung von D. Rohe sich nur das Targetdesign änderte ist es dadurch legitim die in [Roh98] bestimmten Korrekturfaktoren auch in dieser Arbeit zu verwenden.

Material	Massenbelegung / (mg/cm^2)		Strahlungslänge /cm
	alt	neu	
Be	2×1.85	2×1.85	35.3
Kupfer	–	2×22.4	1.43
Havar	2×8	–	1.61
Glas	2×6.2	–	12.7
^3He	23.4 (6 bar)	15.6 (4 bar)	756 (1 bar)

Tab. D.1: Strahlungslängen für Materialien, die vom ein- und auslaufenden Elektronenstrahl durchquert werden. Es werden sowohl die Massenbelegung bei den im Pilotexperiment verwendeten Targetzellen (alt) und dem jetzigen (neu) gegenübergestellt. Nicht angegeben ist die Massenbelegung des 2mm dicken Glasbehälters. Der angegebene Wert für Glas bezieht sich auf das ältere Zellendesign, in dem der Elektronenstrahl zwei Glasfenster durchqueren musste.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Protonformfaktoren G_{ep} und G_{mp}	11
2.2	Die mit r^2 gewichtete Ladungsverteilung des Neutrons für zwei verschiedene Parametrisierungen von G_{en}	13
2.3	Vergleich verschiedener Messungen und Modellrechnungen des magnetischen Formfaktors	16
2.4	Bestimmung von G_{en} aus der elastischen Elektronstreuung an Deuterium	19
2.5	Streudiagramm der exklusiven quasielastischen Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'N)X$, sowie das hier verwendete Koordinatensystem	20
2.6	Theoretische Asymmetrie	22
2.7	${}^3\text{He}$ -Wellenfunktion	23
2.8	Spinasymmetrie	25
2.9	Extraktion der Neutron- und Protonpolarisation im ${}^3\text{He}$ -Kern in Abhängigkeit des Fermiimpulses aus Messungen am IUCF	26
2.10	Inklusives Spektrum ${}^3\text{He}(e, e')$	28
2.11	Rechnungen zu den Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ als Funktion des Neutronenwinkels in Kinematik K1	29
2.12	Rechnungen zu den Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ als Funktion des Neutronenwinkels mit der Unterscheidung zwischen Zwei- und Dreikörperaufbruch	31
2.13	Ergebnisse für A_y^o in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ für die Kinematik K1	32
2.14	Die Asymmetrie $A_{ }$ und die Targetasymmetrie A_y^o im Reaktionskanal ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ zusammen mit den theoretischen Vorhersagen von Golak und Laget	33
2.15	Rechnungen zu den Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ als Funktion des Protonenwinkels	34
2.16	Aktuelle Ergebnisse für G_{en}	35
3.1	Bandschema des GaAsP-Kristalles	37
3.2	Prinzip der Umschaltung der Helizität zur Vermeidung von Schaltsystematiken	38
3.3	Übersichtsplan des Mainzer Mikrotrons MAMI mit dem Experimentierplatz	40
3.4	Experimenteller Aufbau in der Spektrometerhalle	41
3.5	Das Prinzip der Datenaufnahme und -analyse	45
3.6	Die Targetzelle	48
3.7	Messung der Relaxationszeit T_1 im Labor	49
3.8	Illustration des metastabilen optischen Pumpens von ${}^3\text{He}$	51
3.9	Der ${}^3\text{He}$ -Kreislauf	53
3.10	Aufbau des magnetischen Führungsfeldes	59
3.11	Relativer Gradient in z-Richtung	60

3.12	Signalprofil des Pulsgenerators	61
3.13	Schematischer Aufbau der NMR- und AFP-Apparatur	62
3.14	NMR-Signal bei Relaxationsmessung am Targetort	63
3.15	Typisches Bild einer AFP-Aufnahme	66
3.16	Fit der Formfaktoren von ${}^3\text{He}$	67
3.17	Theoretischer Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit des Winkels Θ_S, B zwischen Targetspin und elastischem Impulsübertrag für die elastische Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')$	68
4.1	Relaxationskurven während des Experiments über die AFP- und NMR-Methode	74
4.2	Rekonstruktion der Ereignisse innerhalb Targetzelle für Spektrometer B in Strahlrichtung	75
4.3	Die elastische Linie in Spektrometer B	76
4.4	Die Leertargetmessung	77
4.5	ADC-Spektrum des Čerenkov-Detektors zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen.	79
4.6	Koinzidenzspektrum (TOF) zwischen Elektronen und Neutronen	80
4.7	Schnitte zur Nukleonidentifikation im ADC-Spektrum eines ΔE -Detektors	81
4.8	Das Energiespektrum der gestreuten Elektronen E' in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$	83
4.9	Das Energiespektrum der Elektronen E' in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ aufgelöst nach dem Streuwinkel θ_S^*	84
4.10	Rekonstruktion der Ereignisse der Targetzelle für Spektrometer A in Strahlrichtung	86
4.11	Helizitätsabhängige Energiespektren der gestreuten Elektronen in der parallelen Asymmetrie	90
4.12	Vergleich der Ergebnisse von G_{en} aus der Pilotmessung und der hier vorgestellten Messung	95
4.13	Vergleich der aktuellen G_{en} -Messung zu bisherigen.	96
C.1	Anordnung der Korrekturspulen für die z-Hauptfeldrichtung	102

Tabellenverzeichnis

3.1	Die relativen Gradienten des Führungsfeldes	61
4.1	Relaxationszeiten der im Experiment verwendeten Targetzellen direkt nach der Präparation.	73
4.2	Überblick über die wichtigsten Daten der Targetzellen im Elektronenstrahl	73
4.3	Zusammenfassung der Polarisationsmessungen in Abhängigkeit der Targetspinrichtung	77
4.4	Korrekturenfaktoren zur Berechnung der Zählraten	85
4.5	Korrekturenfaktoren zur Berechnung der Zählraten	88
4.6	Vergleich von theoretischen und den experimentell ermittelten Zählraten bei einem Elektronenstrom von $10 \mu\text{A}$ und einem Targetdruck von 3.8 bar	88
4.7	Die quasielastischen Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)$	91
4.8	Die quasielastischen Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$	91
4.9	Beiträge zum systematischen Fehler von G_{en}	94
D.1	Strahlungslängen und Massenbelegung für Materialien, die vom ein- und auslaufenden Elektronenstrahl durchquert werden	105

Literaturverzeichnis

- [Amg98] A. Amghar et al.: The $A(q^2)$ deuteron structure function: the contribution of exchange currents associated with the $\Delta\Delta$ component and the neutron charge form factor; *Eur. Phys. J. A* **1** (1998), 85.
- [Alv40] L.W. Alvarez, F. Bloch: A quantitative determination of the neutron moment in absolute nuclear magnetons; *Phys.Rev.* **57** (1940) 111.
- [Amr94] A. Amroun et al.: ^3H and ^3He electromagnetic form factors; *Nucl. Phys. A* **579** (1994) 596.
- [And94] L. Andivahis et al.: Measurements of the electric and magnetic form factors of the proton from $Q^2=1.75$ to 8.83 (GeV/c)²; *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5491.
- [Ank94] H. Anklin et al.: Precision measurement of the neutron magnetic form factor; *Phys.Lett. B* **336** (1994) 313.
- [Ank98] H. Anklin et al.: Precise measurements of the neutron magnetic form factor; *Phys.Lett. B* **428** (1998) 248.
- [Are01] H. Arenhövel, private Mitteilung, 2001.
- [Arn80] R.G. Arnold, C.E. Carlson und F. Gross: Elastic electron-deuteron scattering at high energy; *Phys. Rev. C* **21** (1980) 1426.
- [Arn86] R.G. Arnold et al.: Measurement of elastic electron scattering from the proton at high momentum transfer; *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 174.
- [Ash57] A. Ashmore et al.: *Proc. Phys. Soc. A* **70** (1957) 745.
- [Aul97] K. Aulenbacher et al.: The MAMI source of polarized electrons; *Nucl. Instr. Meth. A* **391** (1997) 498.
- [Aul01] K. Aulenbacher: persönliche Mitteilung (2001).
- [Bar99] P. Bartsch et al.: Evidence for narrow $\Delta^0(1232)$ states in the $^{12}\text{C}(e,e'p\pi^-)^{11}\text{C}$ Reaction; *Eur. Phys. J. A* **4** (1999) 209.
- [Bar00] P. Bartsch: persönliche Mitteilung.
- [Bar01] P. Bartsch: Dissertation; Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Bar73] W. Bartel et al.: Measurement of proton and neutron electromagnetic form factors at squared four-momentum transfers up to 3 (GeV/c)²; *Nucl. Phys. B* **58** (1973) 429.
- [Bar74] R. Barbé, M. Leduc, F. Laloë: Résonance magnétique en champ de radiofréquence inhomogène; *Journ. de Physique* **35** (1974) 699 und 935.
- [Bau88] J. Baumann et al.: Experimental limit for the charge of the free neutron; *Phys. Rev. D* **37** (1988) 3107.

- [Bec97] J. Becker: Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$; Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz, 1997.
- [Bec99] J. Becker et al.: Determination of the neutron electric form factor from the reaction ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ at medium momentum transfer; Eur. Phys. J. **A 6** (1999) 329.
- [Beu97] K. Beuchel: Analyse der Messungen zum elektrischen Formfaktor des Neutrons in der exklusiven Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1997.
- [Bjo66] J.D. Bjorken, S.D. Drell: Relativistische Quantenmechanik, Bibliographisches Institut, 1966.
- [Bla84] B. Blankleider und R.M. Woloshyn: Quasi-elastic scattering of polarized electrons on polarized ${}^3\text{He}$; Phys. Rev. **C 29** (1984) 538.
- [Blo46] F. Bloch et al.: Nuclear induction; Phys. Rev. **70** (1946) 460.
- [Blo95] C. Bloch et al.: Spin-dependent scattering of polarized protons from a polarized ${}^3\text{He}$ internal gas target; Nucl. Instr. and Meth. **A 354** (1995) 437
- [Blo98] K.I. Blomqvist et al.: The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI; Nucl. Instr. and Meth. **A 403** (1998) 263.
- [Bra95] B.H. Bransdan und C.J. Joachain: Physics of Atoms and Molecules; Longman Scientific & Technical (1995).
- [Bro] K. Brown, R. Lindgren: Energy Deposited by Cosmic Rays in a Scintillator.
- [Bru95] E.E.W. Bruins et al.: Measurement of the neutron magnetic form factor; Phys.Rev.Lett. **75** (1995) 21.
- [Car] C. Carasco: Dissertation; Institut für Physik und Astronomie, Universität Basel, laufende Doktorarbeit.
- [Cas98] C. Caso et al.: Particle Data; Eur. Phys. J. **C 3** (1998) 1.
- [Cat98] G.D. Cates: New Results from Spin-Exchange Optical Pumping; Proc. of Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams; Urbana-Champaign (Illinois/USA), ed. R. Holt, M. Miller, AIP-Band 421 (1998).
- [Ceb93] Cebaf Proposal: The Charge Form Factor of the Neutron; 1993.
- [Cec79] R.A. Cecil et al.: Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV; Nucl. Instr. Meth. **161** (1979) 439.
- [Cer79] CERN-Publikation: Compilation of Radiation Damage Test Data; 1979.
- [Cha32] J.Chadwick: The existence of a neutron; Proc.Roy.Soc. **A 136** (1932) 692.

- [Che79] D.Cheng, G. O'Neill: Elementary Particle Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, MA, USA, 1979.
- [Ber67] 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.
- [Bon88] K.D. Bonin, T.G. Walker und W. Happer: Relaxation of gaseous spin-polarized ^3He targets due to ionizing radiation; Phys. Rev. **A 37** (1988) 3270.
- [Bon88a] K.D. Bonin, D.P. Saltzberg und W. Happer: Relaxation of gaseous spin-polarized ^3He targets due to creation of $^3\text{He}^+$; Phys. Rev. **A 38** (1988) 4481.
- [Den97] A. Deninger: Systematische Untersuchungen zur Wandrelaxation in polarisierten ^3He Hochdruckzellen; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1997.
- [Don86] T.W. Donnelly und A.S. Raskin: Considerations of Polarization in Inclusive Electron Scattering from Nuclei; Ann. Phys. (N.Y.) **169** (1986) 247.
- [Dow88] K.A. Dow et al.: Longitudinal response functions and sum rules for quasi-elastic electron scattering from ^3H and ^3He ; Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1706.
- [Dre00] D. Drechsel: The structure of the nucleon; nucl-th/0003061, Los Alamos 2000.
- [Ebe95] M. Ebert: Fertigstellung und erste Experimente mit abfüllbaren polarisierten ^3He Hochdruckzellen; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1995.
- [Eck92] G. Eckert et al.: A dense polarized ^3He target based on compression of optically pumped gas; Nucl. Instr. and Meth. **A 320** (1992) 53.
- [Eic88] E. Eich: Z. Phys. **C 45** (1988) 627.
- [Eps85] M.B. Epstein et al.: $^3\text{He}(p,2p)d$ and $^3\text{He}(p,pd)p$ reactions at large recoil momenta; Phys. Rev. **C 32** (1985) 967.
- [Fer47] E.Fermi, L.Marshall: On the interaction between neutrons and electrons; Phys.Rev. **72** (1947) 1139.
- [Fri95] J. Friedrich: Akzeptanzmessungen an der 3-Spektrometer-Anlage; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1995.
- [Fri33] R. Frisch und O. Stern: Z. Phys. **85** (1933) 4.
- [Gal71] S. Galster et al.: Elastic electron-deuteron scattering and the electric neutron form factor at four-momentum transfers $5 \text{ fm}^{-2} < q^2 < 14 \text{ fm}^{-2}$; Nucl.Phys. **B 32** (1971) 221.

- [Gao94] H. Gao et al.: Measurement of the neutron magnetic form factor from inclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He ; Phys. Rev. **C 50** (1994) 546.
- [Gla] D. Glazier: Dissertation; Institut für Kernphysik, Universität Mainz, laufende Doktorarbeit.
- [Glo99] W. Glöckle et al.: Electronuclear Physics with Internal Targets and the BLAST Detector; World Scientific, Cambridge: 185, 1999.
- [Gol95] J. Golak et al.: Electron induced pd and ppn breakup of ^3He with full inclusion of final-state interactions; Phys. Rev. **C 51** (1995) 1638.
- [Gol00] J. Golak et al.: Extraction of electromagnetic neutron form factors through inclusive and exclusive polarized electron scattering on polarized ^3He target; Preprint nucl-th/0008008, Los Alamos 2000.
- [Gol00b] J. Golak: persönliche Mitteilung (2000).
- [Gro96] T. Großmann: Optimierung beschichteter ^3He -Zellen mit Anwendungen in der Kernspintomographie; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1996.
- [Gro99] O. Gröbner: Dynamic Outgassing; Cern Accelerator School Vacuum Technology, CERN 99-05, Genf 1999.
- [Hav47] W. Havens Jr., I. Rabi, L. Rainwater: Interaction of neutrons with electrons in lead; Phys. Rev. **72** (1947) 634.
- [Hei95] W. Heil et al.: Very long nuclear relaxation times of spin polarized helium 3 in metall coated cells; Phys. Lett. **A 201** (1995) 337.
- [Her98] C. Herberg: Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons aus quasifreier Streuung in der Reaktion $D(\vec{e}, e' \vec{n})p$ bei einem Impulsübertrag von 0.1 bis 0.5 GeV^2/c^2 ; Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Her99] C. Herberg et al.: Determination of the neutron electric form factor in the $D(\vec{e}, e' \vec{n})$ reaction and the influence of nuclear binding; Eur. Phys. J. **A 5** (1999) 131.
- [Hof96] D. Hofmann: Optimierung des optischen Pumpens in einer Füllstation für hyperpolarisiertes ^3He und Anwendung von $^3\vec{\text{He}}$ in der Kernspintomographie; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1996.
- [Hof55] R. Hofstadter, R.W. McAllister: Electron scattering from the proton; Phys. Rev. **98** (1955) 217.
- [Hon95] A. Honegger: Ladungsaustausch und Vielfachstreuung von Protonen im Rahmen des G_{mn} -Experiment; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Basel, 1995.
- [Isg99] N. Isgur: Interpreting the neutron's electric form-factor: Rest frame charge distribution or Foldy term?; Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 272.

- [Ish98] S. Ishikawa et al.: Inclusive scattering of polarized electrons on polarized ^3He : Effects of final state interaction and the magnetic form factor of the neutron; Phys. Rev. **C 57** (1998) 39.
- [Jac83] J.D. Jackson: Klassische Elektrodynamik, 2. Aufl., De Gruyter, Berlin, 1983.
- [Jan87] E. Jans et al.: The quasi-free $^3\text{He}(e,e'p)$ reaction; Nucl. Phys. **A 475** (1987) 687.
- [Jon00] M. Jones et al.: G_{ep}/G_{mp} ratio by polarisation transfer in $\vec{e} + p \rightarrow e + \vec{p}$; Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1398.
- [Jou97] J. Jourdan, I. Sick und j. Zhao: Comment on 'Measurement of the neutron magnetic form factor'; Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 5189.
- [Jou00] J. Jourdan for the A1-collaboration: Recent Results on the Neutron Electromagnetic Form Factors; Proceedings der XVII Few Body Konferenz, Evora, Portugal 2000.
- [Kie98] A. Kievsky, M. Viviani, S. Rosati, D. Hübner, W. Glöckle, H. Kamada, H. Witala und J. Golak: Benchmark calculations for polarization observables in three-nucleon scattering; Phys. Rev. **C 58** (1998) 3085.
- [Kni92] V. Kniese: Polarisation und Relaxation eines polarisierten ^3He -Targets im Elektronenstrahl; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1992.
- [Kop95] S. Kopecky et al.: New measurement of the charge radius of the neutron; Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2427.
- [Kop97] S. Kopecky et al.: Neutron charge radius determined from the energy dependence of the neutron transmission of liquid ^{208}Pb and ^{209}Bi ; Phys. Rev. **C 56** (1997) 2229.
- [Kor95] M. Korn: Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Dreispektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung; Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Kro73] V.E. Krohn und G.R. Ringo: Measurement of the electron-neutron interaction by the Asymmetrical scattering of thermal neutrons by noble gases; Phys. Rev. **148** (1966) 1303.
- [Kub01] B. Kubis W. Glöckle und U.-G. Meissner: Low-energy analysis of the nucleon electromagnetic form factors; Nucl. Phys. **A 679** (2001) 671;
- [Kub99] G.P. Kubon: The neutron magnetic form factor for $Q^2 \leq 1$ (GeV/c)²; Dissertation, Universität Basel, 1999.
- [Lag91] J.M.Laget: On the measurement of the neutron electric form factor; Phys. Lett. **B 273** (1991) 367.
- [Lag92] J.M.Laget: The $^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'p)$ reactions and the components of the ^3He wave function; Phys. Lett. **B 276** (1992) 398.

- [Lag94] J.M.Laget: Reaction mechanisms in two-body photodisintegration and electrodisintegration of ${}^4\text{He}$; Nucl. Phys. **A 579** (1994) 333.
- [Lee96] K. Lee: Dissertation, Massachusetts Institut of Technology, USA, 1996.
- [Lu97] D.H. Lu, A.W. Thomas und A.G. Williams: Electromagnetic form factors of the nucleon in an improved quark model; Phys. Rev. **C 57** (1997) 2628.
- [Lun93] A. Lung et al.: Measurements of the electric and magnetic form factors of the neutron from $Q^2 = 1.75$ to 4.00 (GeV/c)²; Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 718.
- [Mac89] R. Machleidt: The meson theory of nuclear forces and nuclear structure; Adv. Nucl. Phys. **19** (1989) 189.
- [Mar93] P. Markowitz et al.: Measurement of the magnetic form factor of the neutron; Phys. Rev. **C 48** (1993) R5.
- [Mei90] E. van Meijgaard, J.A. Tjon: Theoretical analysis of two body electrodisintegration of ${}^3\text{He}$; Phys. rev. **C 42** (1990) 74.
- [Mei89] U.-G. Meißner: Medium modifications of the neutron charge form factor; Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1013.
- [Mer96] P. Mergell, U.-G. Meissner und D. Drechsel: Dispersion-theoretical analysis of the nucleon electromagnetic form factors; Nucl. Phys. **A 596** (1996) 367.
- [Mer01] P.Merle: Dissertation; Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Mer01b] P.Merle: private Mitteilung, 2001.
- [Mey89] M. Meyerhoff: Aufbau und Test von dichten, kernspinpolarisierten ${}^3\vec{\text{He}}$ -Targets zur Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1989.
- [Mey94] M. Meyerhoff et al.: First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ${}^3\text{He}$; Phys. Lett. **B 327** (1994) 201.
- [Mie92] Ch. Mies: Weiterentwicklung eines LNA-Lasers und Optimierung des optischen Pumpens von ${}^3\text{He}$; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1992.
- [Mil95] M.A. Miller et al.: Measurement of quasielastic ${}^3\text{He}(\vec{p},pN)$ scattering from polarized ${}^3\text{He}$ and the three-body ground state spin structure; Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 502.
- [Mil96] R.G. Milner et al.: The spin dependent momentum distributions of the neutron and proton in ${}^3\text{He}$; Phys. Lett. **B 379** (1996) 67.
- [Nac85] P.J. Nacher, M. Leduc: Optical pumping in ${}^3\text{He}$ with a laser; J. Physique **46** (1985) 2057.

- [Nag98] S.I. Nagorny und W. Turchinets: Manifestation of mixed symmetry components in the ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ pn reaction; Phys. Lett. **B 429** (1998) 222.
- [New93] N.R. Newbury et al.: Gaseous ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ magnetic dipolar spin relaxation; Phys. Rev. **A 48** (1993) 4411.
- [Ost94] M. Ostrick: Messung des (p,n)-Untergrundes bei Experimenten zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons; Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Ost98] M. Ostrick: Messung des elektrischen Neutronformfaktors $G_{E,n}$ in der Reaktion $D(\vec{e}, e' \vec{n})p$; Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Ost99] M. Ostrick et al.: Measurement of the neutron electric form factor G_{en} in the quasifree ${}^2H(\vec{e}, e'\vec{n})p$ reaction; Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 276.
- [Pas99] I. Passchier et al.: Charge form factor of the neutron from the reaction ${}^2\vec{H}(\vec{e}, e'n)p$; Phys. Rev. Lett. **82** 25 (1999) 4988.
- [Pla90] S. Platchkov et al.: The deuteron $A(Q^2)$ structure function and the neutron electric form factor; Nucl. Phys. **A 510** (1990) 740.
- [Plu93] E.W. Plummer: „When are Thin Films of Metals Metallic? “; Progress in Surface Science **42** (1993) 201.
- [Plu94] S. Plützer: Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten; Dissertation, Institut für Physik, Universität Mainz, 1994.
- [Poo99] H.R. Poolman: Quasifree Spin-dependent Electron Sacttering from a Polarized ${}^3\text{He}$ Internal Target; Dissertation, Vrije Universiteit, 1999.
- [Pov97] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche: Teilchen und Kerne; Springer, 4.Auflage (1997).
- [Pow57] J.G. Powels: Research Notes (1957) 497.
- [Pro95] MAMI-Proposal A1/4-95, Kontaktperson W.Heil.
- [Pro00] MAMI-Proposal A1/2-00, Kontaktpersonen W.Heil, M. Distler, D.Rohe.
- [Ras89] A.S. Raskin und T.W. Donnelly: Ann. Phys. **191** (1989) 78.
- [Rei93] H. Reike: Messung des magnetischen Neutronformfaktors bei einem Viereimpulsübertrag von $Q^2=0.255(\text{GeV}/c)^2$; Dissertation, Universität Bonn, 1993.
- [Roh94] D. Rohe: Optimierung des optischen Pumpprozesses von ${}^3\text{He}$ und Kontrolle der Kernspinpolarisation; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1994.
- [Roh98] D. Rohe: Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} an ${}^3\vec{\text{He}}$ mit dem A1-Elektronspektrometer; Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.

- [Roh99] D. Rohe et al.: Measurement of the neutron electric form factor G_{en} at 0.67 (GeV/c)^2 via ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$; Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4257.
- [Ros50] M.N. Rosenbluth: High energy elastic scattering of electrons on protons; Phys. Rev. **79** (1950) 615.
- [Ros00] R. Rosenfelder: Coulomb corrections to elastic electron-proton scattering and the proton charge radius; Phys. Lett. **B 479** (2000) 381.
- [Sch94] M. Schäfer: Untersuchungen zur Steigerung der Relaxationszeit von polarisiertem ${}^3\text{He}$ durch Wandbeschichtung; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1994.
- [Sch65] L.D. Scheerer, G.K. Walters: Nuclear spin-lattice relaxation of ${}^3\text{He}$ in the presence of magnetic-field gradients; Phys. Rev. **A 139** (1965) 1398.
- [Sch98] R. Schiavalla, V.G.J. Stoks, W. Glöckle, H. Kamada, A. Nogga, J. Carlson, R. Machleidt, V.R. Pandharipande, R.B. Wiringa, A. Kievsky, S. Rosati, und M. Viviani: Weak capture of protons by protons; Phys. Rev. **C 58** (1998) 1263.
- [Sc94] F. Schlumpf: Nucleon form factors in a relativistic quark model; J. Phys. **G 20** (1994) 237.
- [Sch93] R.-W. Schulze, P.U. Sauer: Inelastic electron scattering from the three-nucleon bound states with polarization; Phys. Rev. **C 48** (1993) 38.
- [Sch00] H. Schmieden: Double polarization experiments at intermediate energy; Nucl. Phys. **A 663 & 664** (2000) 21c.
- [Sei] M. Seimetz: Dissertation; Institut für Kernphysik, Universität Mainz, laufende Doktorarbeit.
- [Sil93] A. Sill et al.: Measurement of elastic electron-proton scattering at large momentum transfer; Phys. Rev. **D 48** (1993) 29.
- [Sim80] G.G. Simon, C. Schmitt, F. Borkowski und V.H. Walther: Absolute electron proton cross-section at low momentum transfer measured with a high pressure gas target system; Nucl. Phys. **A 333** (1980) 381.
- [Sli90] C.P. Slichter: Principles of Magnetic Resonance; 3. Auflage; Springer Series in Solid-State Sciences 1; Springer Verlag; Berlin.
- [Ste93] K.H. Steffens et al.: A spin rotator for producing a longitudinally polarized electron beam with MAMI; Nucl. Instr. and Methods **A 325** (1993) 378.
- [Str00] O. Strähle: Aufbau und Inbetriebnahme des A1-Møllerpolarimeters Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.
- [Sur91] R. Surkau: Weiterentwicklung eines LNA-Festkörperlasers zum optischen Pumpen von ${}^3\text{He}$; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1991.

- [Sur95] R. Surkau: Entwicklung und Test eines ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ -Neutronen-Spinfilters; Doktorarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1995.
- [Tim71] R.S. Timsit, J.M. Daniels: The polarizations produced, and the rates of polarization, in the optical pumping of $2{}^3\text{S}_1$ ${}^3\text{He}$; Can. J. Phys. **49** (1971) 545.
- [Vak81] Vakuumentchnik, 30. Jahrgang, Heft 5 (1981) 146.
- [Wal94] R. Walker et al.: Measurements of the proton elastic form factors for $1 \leq Q^2 \leq 3(\text{GeV}/c)^2$ at SLAC; Phys. Rev. **D 49** (1994) 5671.
- [Wil97] E. Wilms et al.: Polarimetry on dense samples of spin-polarized ${}^3\text{He}$ by magnetostatic detection; Nucl. Instr. and Meth. **A 401** (1997) 491.
- [Wir95] R.B. Wiringa et al.: Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking; Phys. Rev. **C 51** (1995) 38.
- [Wol00] M. Wolf: Systematische Untersuchungen zur oberflächeninduzierten Relaxation von kernspinpolarisiertem ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$; Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 2000.
- [Xu00] W. Xu et al.: Transverse Asymmetry $A_{T'}$ from quasielastic ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}(\vec{e}, e')$ process and the neutron magnetic form factor; Phys. Rev. Lett. **85,14** (2000) 2900.
- [Zal98] C. Zalto: Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron; Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Zhu00] H. Zhu: A Measurement of the Neutron Electric Form Factor in $\vec{\text{D}}(\vec{e}, e')\text{n}$ Quasi-elastic Scattering at $Q^2=0.5 (\text{GeV}/c)^2$; Dissertation, Universität Virginia, 2000.
- [Zie98] G. Ziemer: Dissertation, Ruhr-Universität, Bochum, 1998.

Lebenslauf

Jörg Bermuth

Geburtsdatum: 14.07.1969
Geburtsort: Wiesbaden

Schulausbildung

1975-1979 Grund- und Hauptschule, Eltville
1979-1988 Gymnasium am Mosbacher Berg, Wiesbaden
06/1988 Abschluß: Abitur

Wehrdienst

07/1988-09/1989 Heeresmusikkorps Kassel

Studium

10/1989-10/1990 Bestandene Aufnahmeprüfungen für das
Orchesterfach Querflöte an Hochschulen in Deutschland
10/1990 - 03/1996 Studium der Physik an der
Johannes Gutenberg - Universität Mainz
10/1992 Vordiplom Physik
03/1995-03/1996 Diplomarbeit in Experimentalphysik,
Arbeitsgruppe Prof. Dr. D. von Harrach,
Thema: „Phasenaufgelöste Messung der Polarisation
eines gepulsten Elektronenstrahls “
03/1996 Diplom Physik
seit 04/1996 Arbeit an der Dissertation