

Untersuchung eines ℓ -verbotenen M1-Übergangs
in ^{32}S
am 180° -System des QClam-Spektrometers
am S-DALINAC

Bodo Reitz

Diplomarbeit

*Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt*

September 1996

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Kern ^{32}S mit inelastischer Elektronenstreuung am 180° -System des Darmstädter supraleitenden Linearbeschleunigers S-DALINAC untersucht. Dazu wurden drei Spektren im Anregungsenergiebereich von 5 MeV bis 12 MeV bei Elektroneneinschußenergien von 42 MeV, 66 MeV und 82 MeV aufgenommen.

In diesem Experiment wurde der Elektronenstrahl mit einer 10 MHz Zeitstruktur betrieben. Damit konnte erstmalig die Flugzeitdifferenz von Elektronen verschiedenen Ursprungsortes gemessen und dadurch der Untergrund reduziert werden.

Der Formfaktorverlauf des ℓ -verbotenen M1-Überganges bei $E_x = 7.003$ MeV wurde vermessen. Die reduzierte Übergangsstärke der Anregung ergab sich dabei zu $B(M1, q = k) = 0.0032 \mu_N^2$. Aus der Analyse des B -Wertes wurde im Vergleich zu Schalenmodellrechnungen ein kleinerer Tensoranteil des M1-Operators ermittelt. Dieses Ergebnis ist konsistent mit dem Tensoranteil der Gamow-Teller-Stärke.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Grundlagen der Elektronenstreuung	3
2.2	Besonderheiten der Streuung unter 180°	7
2.3	Magnetische Dipolanregungen in selbstkonjugierten Kernen	9
3	Experimente am S-DALINAC	13
3.1	Aufbau des 180° -Systems	13
3.2	Maßnahmen zur Reduktion des Untergrundes	17
3.3	Herstellung des ^{32}S -Targets	21
3.4	Durchführung der Experimente	23
4	Auswertung der Daten	24
4.1	Erzeugung der Spektren	24
4.2	Diskussion der Spektren	26
4.3	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren	29
5	Diskussion der Ergebnisse	31
5.1	Struktur des ℓ -verbotenen M1-Übergangs bei 7.003 MeV im Schalenmodell	31
5.2	Bestimmung der M1-Übergangsstärke	33
5.3	Auswirkung auf die Tensorkorrektur des M1-Operators und Vergleich mit der GT-Stärke	34
6	Schlußbemerkung	37
A	Tabelle der Wirkungsquerschnitte	38
	Literaturverzeichnis	40

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verlauf der kinematischen Faktoren V_L und V_T über dem Streuwinkel θ im elastischen Fall. Berücksichtigt man die Ruhemasse des gestreuten Elektrons, so ist V_L bei $\theta = 180^\circ$ endlich. Die gestrichelte Kurve repräsentiert den Verlauf von V_L für eine Einschußenergie von $E_i = 42$ MeV.	9
2.2	Niveauschema des Isospintripletts von ^{32}S ; die Pfeile symbolisieren Prozesse, die entsprechende Übergänge erlauben	10
3.1	Schematischer Aufbau eines konventionellen Elektronenstreuexperimentes	13
3.2	Schematischer Aufbau eines 180° -Elektronenstreuexperimentes	14
3.3	Übersicht über Experimentier- und Beschleunigerhallen am S-DALINAC; ① Niederenergie-Channeling und Kernresonanzfluoreszenz Experimentierplatz, ② Free-Electron-Laser, ③ Hochenergie-Channeling, ④ QClam-Spektrometer, ⑤ Energieverlustspektrometer, ⑥ Optik-Labor.	15
3.4	Schematischer Aufbau des 180° -Systems in Darmstadt	16
3.5	Aufbau des 'Post-Target'-Systems am QClam-Spektrometer; ① Streukammer mit Separationsmagnet und Target, ② Refokussierungsquadrupole, ③ in die Betonabschirmung integrierte Ablenkspulen, ④ Faraday-Cup	18
3.6	Exemplarisches Flugzeitspektrum der Elektronen aufgenommen an ^{32}S bei einer Strahlenergie von 66.3 MeV. Die Messung wird mit dem Triggersignal der 10 MHz Pulsung gestartet.	20
3.7	Elektronenstreuenspektren von ^{32}S bei einer Strahlenergie von 66 MeV. Im oberen Spektrum wurde keine Bedingung an die Flugzeit gestellt. Im unteren wurde nur solche Ereignisse ausgewertet, deren Flugzeit sicherstellt, daß sie aus dem Target stammen.	21
4.1	Spektrum unelastisch gestreuter Elektronen an ^{32}S für $E_x = 5.5 - 12.7$ MeV. Die Zuordnung von Spin und Parität stammt aus [48].	24
4.2	Verteilung des horizontalen Streuwinkels abzüglich 180° bezüglich der relativen Impulsablage. Die gestrichelten Linien geben die Grenzen des Bereichs an, innerhalb dessen alle Ereignisse zum selben Raumwinkel gehören und für die der effektive Streuwinkel gleich ist.	25

4.3	Untergrundsabtrahierte Elektronenstreuenspektren von ^{32}S . Die Spektren zur Einschubenergie von 42.2 MeV und 82.2 MeV setzen sich aus zwei Teilspektren zusammen.	28
5.1	Besetzungsschema des Kerns ^{32}S im Grundzustand	32
5.2	Verlauf des transversalen Formfaktors des magnetischen Dipolüberganges bei $E_x = 7.003$ MeV	33

Tabellenverzeichnis

3.1	Spezifikationen des QCLAM-Spektrometers im konventionellen Betrieb im Vergleich zum Betrieb bei 180°	17
3.2	Parameter des ^{32}S -Experiments am 180° -System des S-DALINAC.	23
5.1	Einteilchendichten für den energetisch niedrigsten magnetischen Dipolübergang in ^{32}S mit $\Delta T = 1$ mit der Restwechselwirkung nach Chung-Wildenthal [57] bzw. nach Brown-Wildenthal [58]	32
A.1	Wirkungsquerschnitte und transversale Formfaktoren zur unelastischen Elektronenstreuung an ^{32}S . Die Wirkungsquerschnitte sind auf die im Faraday-Cup gesammelte Ladung normiert. Die transversalen Formfaktoren sind auf die mit (*) gekennzeichneten Linien normiert.	38
A.2	Wirkungsquerschnitte und transversale Formfaktoren zur unelastischen Elektronenstreuung an ^{32}S . Die Wirkungsquerschnitte sind auf die im Faraday-Cup gesammelte Ladung normiert. Die transversalen Formfaktoren sind auf die mit (*) gekennzeichneten Linien normiert.	39

1 Einleitung

Die Untersuchung elektromagnetischer Anregungen in Atomkernen mit Hilfe inelastischer Elektronenstreuung spielt eine bedeutende Rolle in der Kernphysik. Auch am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt werden seit mehr als 30 Jahren Elektronenstreuexperimente durchgeführt. Mit dem 1990 in Betrieb gegangenen supraleitenden Darmstädter Linearbeschleuniger S-DALINAC [1] und den angegliederten Spektrometermeßplätzen stehen leistungsfähige Werkzeuge für derartige Experimente zur Verfügung.

Am Energieverlustspektrometer [2, 3] können hochauflösende (e,e') -Einarmexperimente bei Streuwinkeln von bis zu 165° durchgeführt werden. Der zweite Spektrometerplatz, das QClam-Spektrometer, ermöglicht (e,e') -Einarmexperimente unter Vor- und Rückwärtswinkeln mit sehr großer Impuls- und Winkelakzeptanz [4] und $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente, bei denen neben dem gestreuten Elektron noch weitere, vom Kern koinzident emittierte Teilchen detektiert werden [5 – 9]. Außerdem besitzt es ein Magnetsystem zum Nachweis von Elektronen, die unter 180° rückgestreut werden [10, 11].

Ein Schwerpunkt der Experimente am S-DALINAC ist die Untersuchung magnetischer Multipolanregungen niedriger Multipolarität. Die magnetischen Eigenschaften eines Kernes werden durch seine Spinmagnetisierung (Spinflip-Anregungen) und Konvektionsströme (Bahnanregungen) bestimmt. Die Bestimmung von Anregungsenergien und Übergangsstärken als Funktion des Impulsübertrages liefert Einsichten in die Wechselwirkung der Nukleonen.

Zudem bietet die Untersuchung magnetischer Dipolanregungen die Möglichkeit, nichtnukleare Anteile der Wechselwirkung zu studieren [12]. Neben den Spin- und Konvektionsströmen liefern auch mesonische Austauschströme und die Mischung mit der Anregung der Δ -Resonanz, die als Quark-M1-Spinflip interpretiert werden kann, Beiträge zur Stärke. Allerdings sind diese Anteile an der Gesamtstärke klein; ihre Separation ist daher schwierig, wenn man von den leichtesten Kernen absieht.

Ein besonderes Interesse gilt hierbei in jüngster Zeit den Kernen der sd -Schale. In diesen Kernen können Schalenmodellrechnungen durchgeführt werden, die den gesamten Konfigurationsraum der $(1s0d)$ Orbitale berücksichtigen und deshalb in der Lage sein sollten, M1-Anregungen vollständig zu beschreiben. Allerdings zeigt sich, daß auch diese Rechnungen die Stärken der Übergänge systematisch überschätzen. Dieser Effekt, der als Quenching bezeichnet wird, läßt sich zum Teil durch Mischung von Einteilchenorbitalen mit unterschiedlichen Radialquantenzahlen und teilweise mit den nichtnuklearen Anteilen der Wechselwirkung erklären.

Ein möglicher Zugang zur Untersuchung der Rolle pionischer Ströme ist der Vergleich der magnetischen Übergangsstärken mit Gamow-Teller-Übergangsstärken, die man durch Studium von Ladungsaustauschreaktionen und

des β -Zerfalls gewinnen kann. Untersuchungen der totalen M1- und GT-Anregungswahrscheinlichkeiten in ^{24}Mg [13] und ^{28}Si [14, 15] lieferten eindeutige Hinweise auf eine Erhöhung der B(M1) Stärke durch Mesonenaustauschströme.

Auch die Untersuchung sogenannter ℓ -verbotener Übergänge bietet die Möglichkeit, die verschiedenen Beiträge der Wechselwirkung zu trennen. Bei ℓ -verbotenen Übergängen ändert ein Nukleon seinen Bahndrehimpulsquantenzahl um 2 und führt gleichzeitig einen Spinflip durch. Dabei sind die beiden Drehimpulse so gekoppelt, daß sich die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses gerade um 1 erhöht. Im einfachsten Modell des M1-Operators sind solche Übergänge nicht erlaubt. In einer vollständigeren Beschreibung des M1-Operators sind daher Spin- und Bahnanteil, die im allgemeinen dominieren, stark unterdrückt und von vergleichbarer Größe wie die nichtnuklearen Beiträge. Da die verschiedenen Anteile der Wechselwirkung kohärent in den Operator eingehen, sind die ℓ -verbotenen Übergänge besonders empfindlich auf die nichtnuklearen Anteile der Wechselwirkung, insbesondere auf den Beitrag der Δ -Resonanz. Allerdings sind ihre Übergangsstärken nur sehr klein und ihre experimentelle Untersuchung daher sehr schwierig.

Bisherige Untersuchungen ℓ -verbotener Übergänge konzentrieren sich auf Kerne mit einem Teilchen oder einem Loch relativ zu einer abgeschlossenen Schale, so daß deren Wellenfunktionen eine einfache Struktur besitzen [16, 17]. In Darmstadt wurden z. B. Messungen an ^{39}K und ^{41}K [18] durchgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ℓ -verbotener magnetischer Übergang in ^{32}S mit inelastischer Elektronenstreuung am 180° -System des QClam-Spektrometers untersucht. Die Wellenfunktion des angeregten Zustandes ist komplizierter als in ^{39}K oder ^{41}K , sie läßt sich nicht mehr als einfache Einteilchen- bzw. Einloch-Konfiguration beschreiben. Allerdings handelt es sich bei diesem Zustand um den Analogzustand zu den Grundzuständen von ^{32}Cl und ^{32}P . Damit ist der direkte Vergleich von magnetischer Übergangsstärke und Gamow-Teller-Stärke möglich. Bisherige Elektronenstreuexperimente [19] konnten nur Obergrenzen für die magnetische Übergangsstärke angeben, während mit dieser Messung erstmals der Formfaktorverlauf und die Stärke des Übergangs extrahiert werden konnte.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in fünf Kapitel. Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für Elektronenstreuexperimente zusammengefaßt. Dabei werden die Besonderheiten der 180° -Streuung diskutiert und die Verbindung zwischen M1- und GT-Übergängen hergestellt. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Durchführung des Experiments, im vierten Kapitel wird die Auswertung der Daten vorgestellt. Im fünften Kapitel werden die gewonnenen Ergebnisse im Rahmen des Schalenmodells diskutiert und mit der aus Ladungsaustauschreaktionen und β -Zerfallsdaten gewonnenen GT-Stärke verglichen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Gleichungen der Elektronenstreuung kurz vorgestellt. Ausführliche Darstellungen finden sich in [20, 21, 22]. Die Besonderheiten der Elektronenstreuung unter 180° werden im zweiten Teil diskutiert. Im dritten Abschnitt werden die Operatoren für M1-Übergänge und für analoge Gamow-Teller-Übergänge vorgestellt.

2.1 Grundlagen der Elektronenstreuung

Bei der Streuung eines Elektrons an einem Kern wechselwirkt dieses mit der Ladungs- und Stromdichte im Kern durch den Austausch virtueller Photonen. In Diracscher Störungstheorie erster Ordnung — es wird nur der Austausch eines Photons berücksichtigt — ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2(\hbar c)^2} E_i E_f \left(\frac{p_f}{p_i} \right) \frac{(2J_f + 1)}{(2J_i + 1)} f_{rec} |\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle|^2. \quad (2.1)$$

Hierbei sind

E_i, p_i	Energie und Impuls des einfallenden Elektrons,
E_f, p_f	Energie und Impuls des gestreuten Elektrons,
J_i	Gesamtdrehimpuls des Kerns vor der Streuung,
J_f	Gesamtdrehimpuls des Kerns nach der Streuung,
H	der Hamiltonoperator der Wechselwirkung,
f_{rec}	$= \left(1 + \frac{2E_i \sin^2 \frac{\theta}{2}}{Mc^2} \right)^{-1}$ der Rückstoßfaktor.

Da im Falle der Elektronenstreuung nur die elektromagnetische Wechselwirkung berücksichtigt wird, ist der Wechselwirkungsoperator gegeben durch [23]

$$H = \int A_\mu(\vec{r}, t) j^\mu(\vec{r}, t) d^3r. \quad (2.2)$$

Das virtuelle Photon wird hierbei durch sein Strahlungsfeld $A_\mu(\vec{r}) = (\phi(\vec{r}), \vec{A}(\vec{r}))$ beschrieben, das an die Ladungs- und Stromdichte im Kern, dargestellt durch die Vierer-Stromdichte $j_\mu(\vec{r}) = (c\rho(\vec{r}), \vec{j}(\vec{r}))$, koppelt.

Der Hamiltonoperator kann in einen transversalen und einen longitudinalen Anteil zerlegt werden. Diese Aufspaltung ergibt sich aus der Zerlegung der Viererstromdichte in einen zur (Dreier-)Impulsübertragsrichtung parallelen und einen dazu

orthogonalen Anteil. Die longitudinale Komponente beschreibt die Wechselwirkung mit der Ladungsverteilung im Kern, die transversale die Wechselwirkung mit der Strom- und Magnetisierungsdichte:

$$H = H_C + H_T \quad (2.3)$$

$$H_C = \int \rho_{op}(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d^3 r, \quad (2.4)$$

$$H_T = -e \int \left[\vec{j}_{op}^c(\vec{r}) \vec{A}(\vec{r}) + \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) \right] d^3 r. \quad (2.5)$$

Die Wellenfunktionen der Elektronen können für leichte Kerne ($\frac{Z\alpha}{\beta} \gg 0$) durch ebene Wellen approximiert werden (PWBA, plane wave Born approximation). In dieser Näherung ist auch das Strahlungsfeld des virtuellen Photons eine ebene Welle. Damit läßt sich der Hamiltonoperator nach Multipolen entwickeln:

$$M_{op}^{C\lambda}(q) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int J_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \rho_{op}(\vec{r}) d^3 r, \quad (2.6)$$

$$M_{op}^{E\lambda}(q) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^{\lambda+1}} \int \left[\left(\vec{\nabla} \times J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{j}_{op}^c(\vec{r}) + q^2 J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \right] d^3 r, \quad (2.7)$$

$$M_{op}^{M\lambda}(q) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int \left[J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \vec{j}_{op}^c(\vec{r}) + \left(\vec{\nabla} \times J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \right] d^3 r. \quad (2.8)$$

Hierbei sind $Y_{\lambda\mu}(\hat{r})$ Kugelflächenfunktionen, $\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r})$ Vektorkugelflächenfunktionen, $J_\lambda(qr)$ sphärische Besselfunktionen gemäß [24] und

$$q = \frac{\sqrt{2E_i(E_i - E_x)(1 - \cos \theta) + E_i^2}}{\hbar c} \quad (2.9)$$

ist der Impulsübertrag.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Elektronenstreuung schreibt sich nun als

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{E\lambda} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{M\lambda} \quad (2.10)$$

mit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_i}\right)^2 f_{rec} [V_L \cdot |F(C\lambda, q)|^2 + V_T \cdot |F(E\lambda, q)|^2] \quad (2.11)$$

und

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_i}\right)^2 f_{rec} [V_T \cdot |F(M\lambda, q)|^2]. \quad (2.12)$$

Die Funktionen $|F(C\lambda, q)|^2$, $|F(E\lambda, q)|^2$ und $|F(M\lambda, q)|^2$ heißen Formfaktoren und lassen sich direkt aus den Matrixelementen $\langle\psi_f|M_{op}^{C\lambda}(q)|\psi_i\rangle$, $\langle\psi_f|M_{op}^{E\lambda}(q)|\psi_i\rangle$ und $\langle\psi_f|M_{op}^{M\lambda}(q)|\psi_i\rangle$ berechnen:

$$F(C\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i+1} \cdot (2\lambda+1)!!} \langle\psi_f|M_{op}^{C\lambda}(q)|\psi_i\rangle, \quad (2.13)$$

$$F(E\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i+1} \cdot (2\lambda+1)!!} \sqrt{\frac{\lambda+1}{\lambda}} \langle\psi_f|M_{op}^{E\lambda}(q)|\psi_i\rangle, \quad (2.14)$$

$$F(M\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i+1} \cdot (2\lambda+1)!!} \sqrt{\frac{\lambda+1}{\lambda}} \langle\psi_f|M_{op}^{M\lambda}(q)|\psi_i\rangle. \quad (2.15)$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel wird durch die kinematischen Faktoren

$$V_L = \frac{1 + \cos \theta}{2(y - \cos \theta)^2}, \quad (2.16)$$

und

$$V_T = \frac{2y + 1 - \cos \theta}{4 \cdot (y - \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \quad (2.17)$$

mit

$$y = 1 + \frac{E_x^2}{2E_i(E_i - E_x)} \quad (2.18)$$

beschrieben. In diesen Gleichungen wurde die Masse des Elektrons vernachlässigt.

Für elastische Streuung an einer punktförmigen, spinlosen Ladungsverteilung ergibt sich der Mottsche Wirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{Ze^2}{2E_i}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (2.19)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich damit auch in der Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} f_{rec} \left[|F_L(q)|^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) |F_T(q)|^2 \right] \quad (2.20)$$

darstellen. Hierbei ist

$$|F_L(q)|^2 = \sum_{\lambda=0}^{\infty} |F(C\lambda, q)|^2 \quad (2.21)$$

der longitudinale Formfaktor und

$$|F_T(q)|^2 = \sum_{\lambda=0}^{\infty} (|F(E\lambda, q)|^2 + |F(M\lambda, q)|^2) \quad (2.22)$$

der transversale Formfaktor.

Bei elektromagnetischen Übergängen ergeben sich aus den Übergangsoperatoren Auswahlregeln für den Drehimpuls

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f \quad (2.23)$$

und für die Parität

$$\pi_i \pi_f = (-1)^\lambda \quad \text{für einen elektrischen Übergang und} \quad (2.24)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad \text{für einen magnetischen Übergang.} \quad (2.25)$$

Die Auswahlregeln legen fest, welche Formfaktoren in welchen Multipolkomponenten zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Bei Kernen mit dem Grundzustand $J^\pi = 0^+$ — wie z. B. ^{32}S — trägt nur ein Formfaktor bei, der durch Drehimpuls und Parität des angeregten Zustandes festgelegt ist. Es treten also nur rein elektrische oder rein magnetische Übergänge auf.

Zur Charakterisierung elektromagnetischer Übergänge werden noch reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten

$$B(X\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle \psi_f | M_{op}^{X\lambda}(q) | \psi_i \rangle|^2 \quad (2.26)$$

benutzt. Diese sind unabhängig von der Kernmasse und Kernladung und damit für alle Kerne vergleichbar. In der Elektronenstreuung kann man sie gewinnen, indem man die Formfaktoren zum Photonenpunkt ($q = k, k = E_x/\hbar c$) extrapoliert. Dann erhält man

$$B(C\lambda) = \frac{((2\lambda + 1)!!)^2}{k^{2\lambda}} |F(C\lambda, k)|^2 \quad (2.27)$$

$$B(E\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda + 1} \frac{((2\lambda + 1)!!)^2}{k^{2\lambda}} |F(E\lambda, k)|^2 \quad (2.28)$$

$$B(M\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda + 1} \frac{((2\lambda + 1)!!)^2}{k^{2\lambda}} |F(M\lambda, k)|^2 . \quad (2.29)$$

Man kann auf die Approximation der Wellenfunktion der Elektronen durch ebene Wellen verzichten und stattdessen Lösungen der Dirac-Gleichung benutzen. Auch hier wird nur der Austausch eines Photons berücksichtigt. Man bezeichnet dieses Verfahren als DWBA (distorted wave Born approximation). Der Formfaktor wird dann als

$$|F(E_i, \theta)|^2 = \frac{d\sigma/d\Omega}{d\sigma/d\Omega_{Mott}} \quad (2.30)$$

definiert. Er hängt nun nicht mehr alleine vom Impulsübertrag q , sondern auch vom Streuwinkel θ und der Einschußenergie E_i ab. Die Rückrechnung der Formfaktoren auf die Matrixelemente der Wechselwirkung ist nun nicht mehr modellunabhängig.

Dieses Verfahren ist insbesondere bei schweren Kernen notwendig, aber auch für das in dieser Arbeit diskutierte Beispiel des Kerns ^{32}S ($Z=16$) gibt es schon deutliche Abweichungen. Trotzdem nutzt man wegen der Transparenz des Verfahrens die PWBA-Analyse. Die Ergebnisse müssen dann aber mit für die gewählte Kinematik berechneten Korrekturfaktoren

$$f_C = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{DWBA}}{\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{PWBA}} \quad (2.31)$$

korrigiert werden.

2.2 Besonderheiten der Streuung unter 180°

Bei einem Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ verschwindet der Mottsche Wirkungsquerschnitt. Dies kann wie folgt erklärt werden: Für hochrelativistische Elektronen ist die

Helizität eine Erhaltungsgröße. Eine Richtungsänderung von 180° ist dann aber immer mit einer Änderung des Elektronenspins verbunden. Das emittierte Photon muß deswegen transversal polarisiert sein. Die Wechselwirkung kann also nur mit der Strom- oder Magnetisierungsdichte des Kerns stattfinden, nicht aber über Coulombwechselwirkung mit der Ladungsdichte [26]. Die Streuung unter 180° ist also eine selektive Methode zur Untersuchung magnetischer und transversal elektrischer Anregungen.

Bei Experimenten zur inelastischen Elektronenstreuung kommt ein großer Teil des Untergrundes von elastisch gestreuten Elektronen. Unter 180° wird dieser Anteil unterdrückt, da für elastische Streuung die Coulombwechselwirkung dominiert.

Dies wird anhand der kinematischen Faktoren deutlich, deren Verlauf in Abb. 2.1 dargestellt ist. Die Beschränkung auf $E_x = 0$ dient nur zur Vereinfachung; der prinzipielle Verlauf ändert sich auch im inelastischen Fall nicht. Der transversale kinematische Faktor V_T ist in einem großen Bereich um 180° fast konstant, während V_L bei diesem Winkel verschwindet. Berücksichtigt man die endliche Masse der Elektronen, dann ist für elastisch gestreute Elektronen

$$V_L = \frac{(m_0 c^2 / E_i)^2 \sin^2(\theta/2) + \cos^2(\theta/2)}{4 \cdot \sin^4(\theta/2)} . \quad (2.32)$$

Der longitudinale Wirkungsquerschnitt geht also nicht exakt auf Null zurück, fällt aber um mehrere Größenordnungen ab und hat ein deutliches Minimum. In Abb. 2.1 ist dieser Verlauf durch eine gestrichelte Kurve dargestellt.

In einem realen Streuexperiment wird man immer auch einen longitudinalen Beitrag des Wirkungsquerschnittes sehen, da der Detektor einen endlichen Raumwinkel überdeckt. Als effektiven Streuwinkel definiert man den Winkel, für den bei gleichem Raumwinkel ω das Verhältnis zwischen longitudinalem und transversalem Wirkungsquerschnitt gleich dem Verhältnis V_T/V_L ist:

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{V_L(\theta_{eff}) |F_L|^2}{V_T(\theta_{eff}) |F_T|^2} . \quad (2.33)$$

Der effektive Streuwinkel ist also immer kleiner als 180° . Gegenüber einem Streuwinkel von 165° — dies ist der maximale Streuwinkel, unter dem man am Energieverlustspektrometer messen kann — ist aber schon bei einem typischen effektiven Winkel von 178° der longitudinale Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 80 unterdrückt. Es ist also nicht sinnvoll zu versuchen, den effektiven Streuwinkel noch weiter zu erhöhen. Der longitudinale Wirkungsquerschnitt sinkt dann nur noch unwesentlich, durch den kleineren Raumwinkel würde aber die Zählrate erheblich sinken.

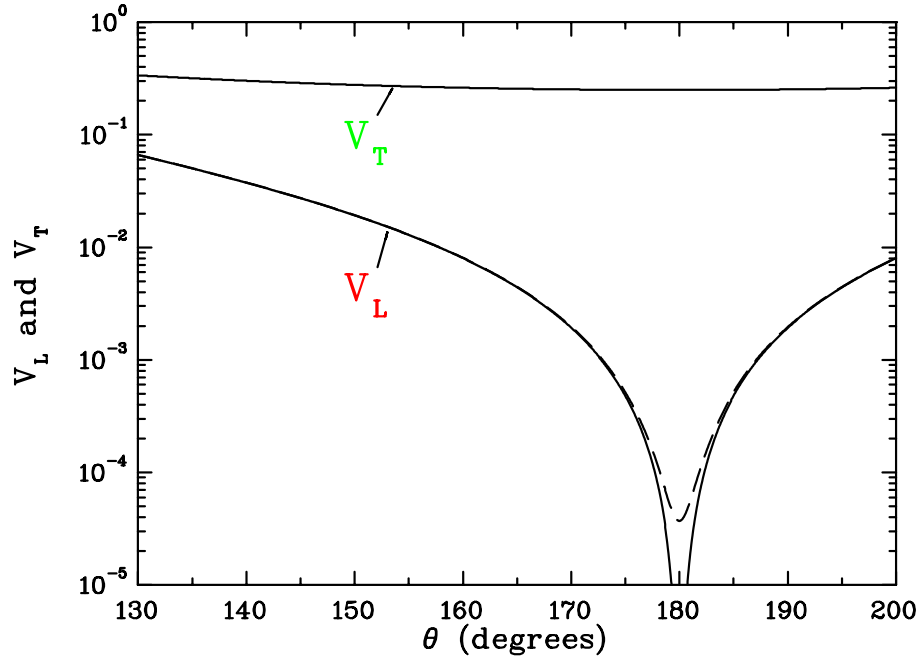


Abb. 2.1: Verlauf der kinematischen Faktoren V_L und V_T über dem Streuwinkel θ im elastischen Fall. Berücksichtigt man die Ruhemasse des gestreuten Elektrons, so ist V_L bei $\theta = 180^\circ$ endlich. Die gestrichelte Kurve repräsentiert den Verlauf von V_L für eine Einschussenergie von $E_i = 42$ MeV.

2.3 Magnetische Dipolanregungen in selbstkonjugierten Kernen

Bei ^{32}S handelt es sich um einen gerade-gerade (gg)-Kern mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl. Im Gegensatz zu einem Kern mit $N \neq Z$, in dem isovektorielle M1-Anregungen mit einem Endzustands-Isospin $T_f = T_i$ und $T_f = T_i + 1$ möglich sind, ist in einem selbstkonjugierten Kern $T_f = T_i + 1$ sichergestellt. Dies erlaubt einen direkten Vergleich mit GT Übergängen, wie im folgenden diskutiert wird.

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Zustand ist der energetisch niedrigste in ^{32}S mit den Spin- und Isospinquantenzahlen $J^\pi; T = 1^+; 1$. Er gehört zu einem Isospintriplett zusammen mit den Grundzuständen der Kerne ^{32}P und ^{32}Cl . Man bezeichnet solche Zustände als Analogzustände. Mit Elektronenstreuung regt man den $J^\pi = 1^+$ Zustand in ^{32}S an. Der Übergangoperator läßt sich im Schalenmodell als

$$M_{M1} = g_S^{(free)} S + g_L^{(free)} L \quad (2.34)$$

darstellen. Hierbei ist L der Bahndrehimpulsoperator und S der Spinoperator. Die sogenannten freien g -Faktoren sind eine Linearkombination der g -Faktoren

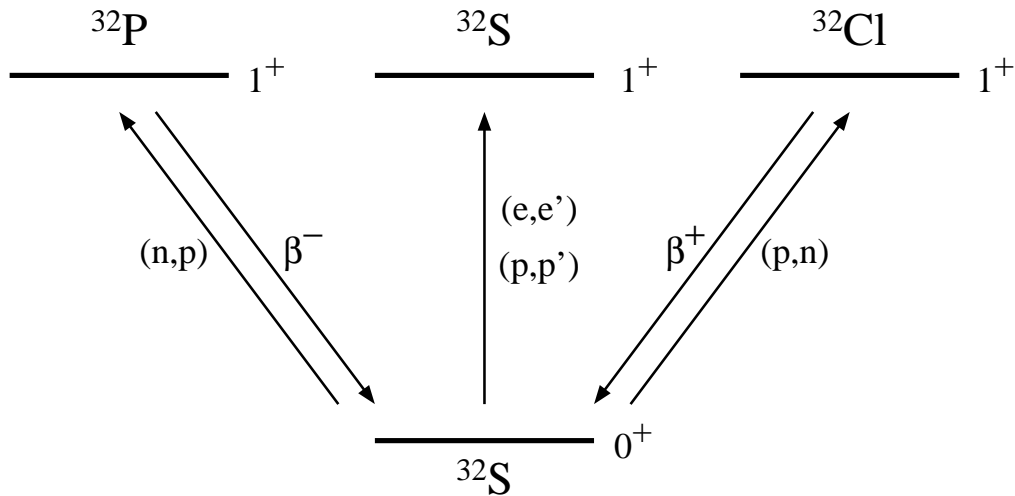


Abb. 2.2: Niveauschema des Isospintripletts von ^{32}S ; die Pfeile symbolisieren Prozesse, die entsprechende Übergänge erlauben

$g(\pi) = 5.5856 \mu_N^2$ für das Proton und $g(\nu) = -3.8260 \mu_N^2$ für das Neutron. Für die isovektorielle Komponente des M1-Operators gilt

$$g^{(free)}(IV) = \frac{g(\pi) - g(\nu)}{2}, \quad (2.35)$$

für die isoskalare Komponente

$$g^{(free)}(IS) = \frac{g(\pi) + g(\nu)}{2}. \quad (2.36)$$

Der isoskalare Anteil der Übergangsstärke ist jedoch wegen

$$|g(\pi) - g(\nu)|^2 \gg |g(\pi) + g(\nu)|^2 \quad (2.37)$$

stark unterdrückt und wird deswegen im weiteren nicht berücksichtigt.

Experimentelle Ergebnisse bei allen Kernen zeigen, daß mit dem Operator in Gl. (2.34) die Übergangsstärken systematisch überschätzt werden. Diesen Effekt bezeichnet man als Quenching. Es werden drei Ursachen zu seiner Erklärung herangezogen. Bei der Berechnung der Übergangsstärken wird immer nur ein begrenzter Modellraum betrachtet — bei ^{32}S ist dies die sd -Schale. Dabei wird jedoch nicht berücksichtigt, daß die Zustände auch Beimischungen außerhalb dieser Schale besitzen, z. B. mit den sd -Orbitalen höherer Radialquantenzahl. Die Nichtberücksichtigung dieser Konfigurationsmischung führt zu einer Überschätzung der Übergangsstärke.

Im M1-Operator (2.34) wurde auch die Anregung nukleonischer Freiheitsgrade nicht berücksichtigt. Sowohl der Austausch von Mesonen zwischen den Nucleonen als auch die Anregung der Δ -Resonanz führen zu einer Veränderung der Übergangsstärke. Die beiden letzten Effekte können nicht alleine durch Einteilchenoperatoren beschrieben werden, sondern nur durch Einführung von Tensoroperatoren.

Um das Quenching empirisch zu beschreiben, führt man effektive g -Faktoren $g^{(eff)}$ ein und ergänzt den M1-Operator um einen Tensorterm P . Somit ergibt sich der effektive M1-Operator zu [17]:

$$M_{M1}^{(eff)} = g_S^{(eff)} S + g_L^{(eff)} L + g_P^{(eff)} P. \quad (2.38)$$

Die effektiven g -Faktoren stellen eine Korrektur der freien g -Faktoren in der Form

$$g_S^{(eff)} = (1 + \delta_S) g_S^{(free)} \quad (2.39)$$

$$g_L^{(eff)} = (1 + \delta_L) g_L^{(free)} \quad (2.40)$$

$$g_P^{(eff)} = \delta_P g_S^{(free)} \quad (2.41)$$

dar. Die Korrekturfaktoren δ_S , δ_L und δ_P werden durch Anpassung experimenteller Ergebnisse an das Modell bestimmt [25]. Insbesondere δ_P ist aber experimentell nur sehr schwer zu bestimmen, da in der Regel Spin- und Bahnanteil des Operators dominieren. Bei ℓ -verbotenen Übergängen sind diese Anteile jedoch klein. Damit sind diese Übergänge aber besonders empfindlich auf δ_P .

Eine andere Möglichkeit, den isovektoriellen M1-Operator darzustellen, ist:

$$M_{M1} = M(\sigma) + M(\ell) + M_\Delta + M_V^{MEC}. \quad (2.42)$$

Dabei wird der Operator in einen Spin- und einen Bahnanteil sowie einen Anteil der isobaren Δ -Resonanz und einen der vektoriellen Mesonenaustauschströme zerlegt. Dies ist besonders dann von Vorteil, wenn man den M1-Operator mit anderen Operatoren wie z. B. mit dem GT-Operator vergleichen will.

Die experimentell meßbare Größe ist die reduzierte M1-Übergangsstärke. Sie ist gegeben durch das Betragsquadrat des Operators:

$$B(M1) = |M_{M1}|^2. \quad (2.43)$$

Die einzelnen Anteile lassen sich voneinander trennen, wenn man diesen Wert mit Gamow-Teller-Stärken aus Übergängen zwischen den Analogzuständen und dem Grundzustand von ^{32}S vergleicht.

Für Gamow-Teller-Übergänge gelten dieselben Auswahlregeln wie für M1-Übergänge. Allerdings muß sich zusätzlich der Isospin um eins ändern ($\Delta T = 1$). Der GT-Operator setzt sich aus einem Spinanteil $M(\sigma)$, einem Anteil aus den Anregungen der Delta-Resonanzen M_δ und einem Anteil aus axial gekoppelten mesonischen Austauschströmen M_A^{MEC} zusammen. Letzterer ist wegen der G-Paritätserhaltung aber sehr klein und kann deswegen vernachlässigt werden [12]. Der Spinanteil und der Anteil der Δ -Resonanz des GT-Operators ist identisch mit den entsprechenden Anteilen des M1-Operators.

Die reduzierte Übergangsstärke für Gamow-Teller-Übergänge ist

$$B(GT) = |M(\sigma) + M_\Delta + M_A^{MEC}|^2. \quad (2.44)$$

Die Gamow-Teller-Stärke läßt sich über die Relation

$$B(M1) = \frac{3(\mu_p - \mu_n)^2}{8\pi} B(GT) \quad (2.45)$$

mit der M1-Stärke vergleichen. Hierbei sind μ_p und μ_n die gyromagnetischen Momente von Proton und Neutron. Experimentell läßt sich diese Größe aus den Wirkungsquerschnitten von Ladungsaustauschreaktionen des Typs $^{32}\text{S}(p,n)^{32}\text{Cl}$ und $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ bestimmen.

Eine weitere Methode ist die Untersuchung des β -Zerfalls von ^{32}Cl und ^{32}P in den Grundzustand von ^{32}S . Der Zerfall ist rein isovektoriell; es handelt sich also um einen reinen Gamow-Teller-Übergang. Für die Übergangsstärke gilt wieder:

$$B_\beta(GT) = \frac{1}{(2J_i + 1)} |M(\sigma) + M_\Delta + M_A^{MEC}|^2. \quad (2.46)$$

Auch hier ist der Beitrag der axialen, mesonischen Austauschströme vernachlässigbar.

Experimentell läßt sich diese Größe aus der gemessenen Halbwertszeit $t_{1/2}$ und dem Phasenraumfaktor f bestimmen [27]:

$$B_\beta(GT) = \frac{6127}{ft_{1/2}}. \quad (2.47)$$

3 Experimente am S-DALINAC

3.1 Aufbau des 180°-Systems

Elektronenstreuung bei einem Streuwinkel von 180° ist eine erprobte Methode zur Untersuchung magnetischer und transversaler elektrischer Anregungen in Kernen. In Abb. 3.1 ist der prinzipielle Aufbau eines konventionellen Elektronenstreuexperimentes an einem Magnetspektrometer dargestellt. Die Elektronen werden in eine Vakuumstreukammer eingeschossen, in deren Mitte sich das Target befindet. Die gestreuten Elektronen können in einem Magnetspektrometer detektiert werden. Durch dispersive Optiken — i. a. ein Dipolmagnet — werden Elektronen mit unterschiedlichen Impulsen an verschiedenen Orten abgebildet. Mit ortsempfindlichen Detektoren werden sie dort nachgewiesen und ihr Impuls kann bestimmt werden. Das Magnetspektrometer ist mit der Streukammer verbunden, kann aber um deren Mitte, also um das Target, gedreht werden. Somit kann auch die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen vermessen werden. In Verlängerung der Strahlachse befindet sich ein Faraday-Cup, um Elektronen zu stoppen, die das Target ohne Wechselwirkung durchqueren.

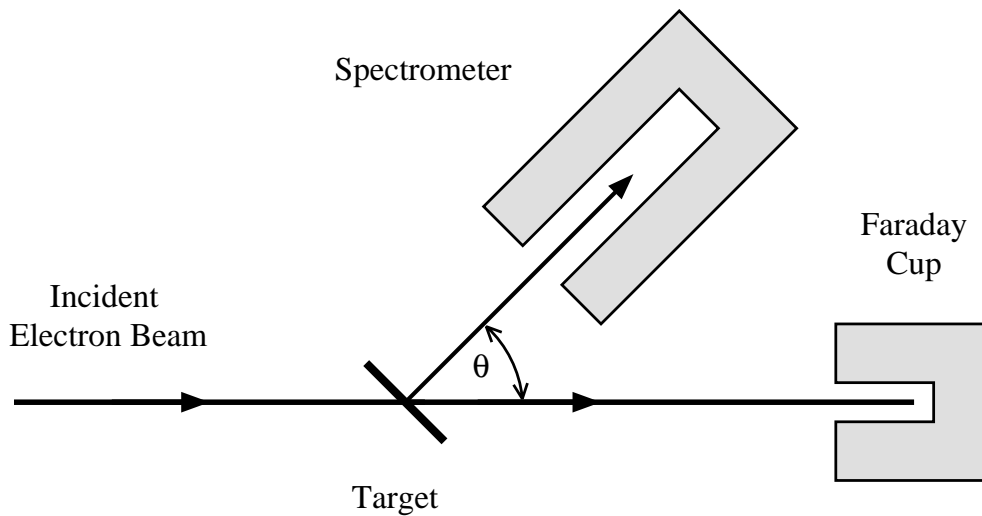


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau eines konventionellen Elektronenstreuexperimentes

Allerdings können in einem derartigen Aufbau keine unter 180° gestreuten Elektronen untersucht werden. Das Spektrometer müßte sich dann am gleichen Ort wie die Strahlführung befinden. Dieses Problem läßt sich durch den Einsatz einer zusätzlichen Optik beheben. Diese muß einfallende von um 180° gestreute Elektronen trennen. Dazu wird ein Dipolmagnet — der sogenannte Separationsmagnet — vor dem Target aufgestellt. Da die zu trennenden Elektronen entgegengesetzte

Impulsrichtungen besitzen, werden sie durch die Lorentzkraft in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt und damit getrennt.

Der schematische Aufbau eines 180° -Systems ist in Abb. 3.2 dargestellt. Wegen der Dispersion des Separationmagneten muß entweder das Spektrometer oder der Strahlstopper bewegt werden können, oder die Einfallsrichtung der Elektronen muß verändert werden können, um einen großen Anregungsenergiebereich der Kerne untersuchen zu können.

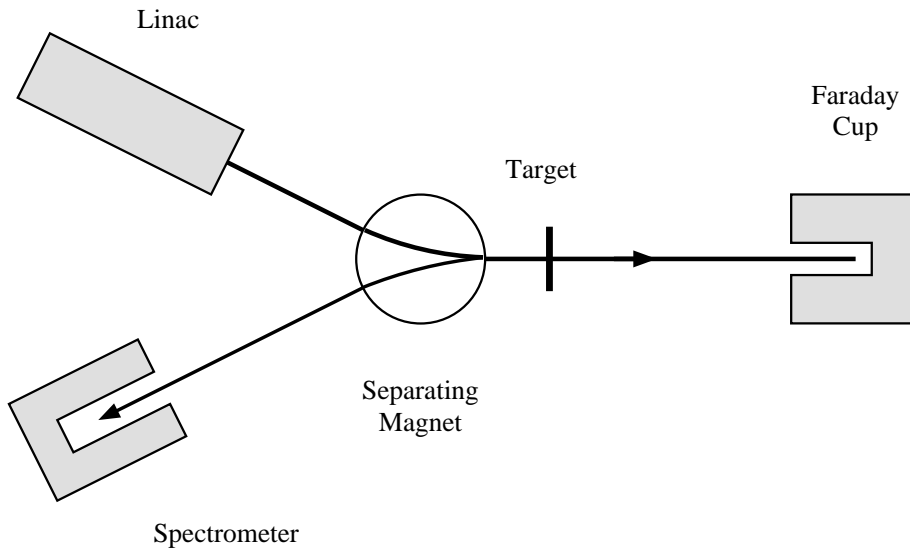


Abb. 3.2: Schematischer Aufbau eines 180° -Elektronenstreuexperimentes

Derartige Experimente wurden schon in Stanford [28, 29], im Naval Research Laboratory [30], am IKO [31], bei MIT-Bates [32], NIKHEF [33] und in Illinois [34] aufgebaut. Nach der Schließung des Beschleunigers in Illinois wurden Teile des dortigen 180° -Systems nach Darmstadt gebracht, um am S-DALINAC ein neues 180° -System aufzubauen. Dieses System ist seit 1994 in Betrieb [10]. Es zeichnet sich durch eine Reihe von Verbesserungen gegenüber seinen Vorgängern aus, insbesondere durch eine höhere Impuls- und Winkelakzeptanz.

Abbildung 3.3 gibt einen Überblick über die gesamten Experimentiermöglichkeiten am S-DALINAC. Beim S-DALINAC [1] handelt es sich um einen supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger mit zweifacher Rezirkulation. Er liefert einen Dauerstrich-Elektronenstrahl (continuous wave) mit einer Maximalenergie von 130 MeV und einem Maximalstrom von $20 \mu\text{A}$. Es besteht aber auch die Möglichkeit, den Elektronenstrahl mit Zeitkonstanten von 100 ns bis zu einigen μs zu pulsen.

Am Meßplatz des QClam-Spektrometers [35] können Einarmexperimente des Typs (e,e') und Koinzidenzexperimente des Typs $(e,e'x)$ durchgeführt werden.

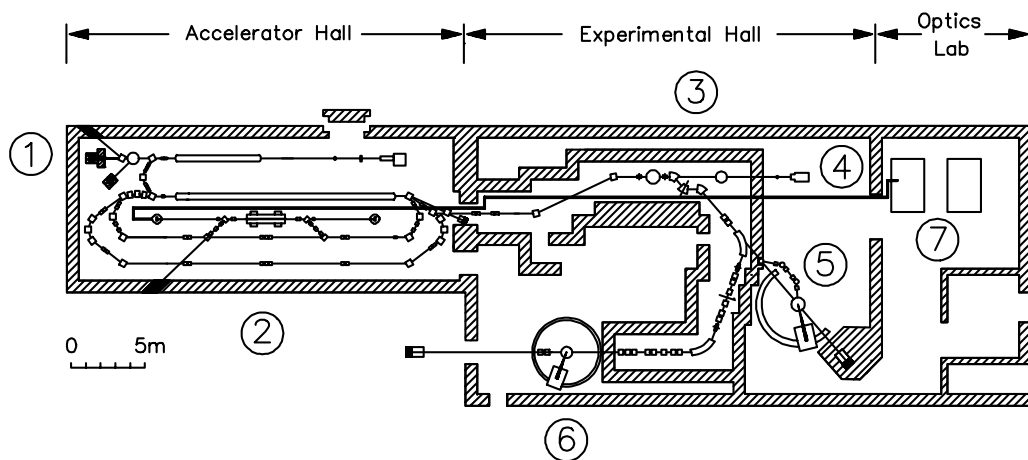


Abb. 3.3: Übersicht über Experimentier- und Beschleunigerhallen am S-DALINAC; ① Niederenergie-Channeling und Kernresonanzfluoreszenz Experimentierplatz, ② Free-Electron-Laser, ③ Hochenergie-Channeling, ④ QClam-Spektrometer, ⑤ Energieverlustspektrometer, ⑥ Optik-Labor.

Das Magnetspektrometer dient zum Nachweis des gestreuten Elektrons und der Bestimmung seines Impulses und Streuwinkels. In der Streukammer können weitere Detektoren zum Nachweis koinzident emittierter Teilchen aufgebaut werden.

Das QClam-Spektrometer wurde nach einem Design von Enge und Kowalski konstruiert. Es besteht aus einem stehenden Dipolmagneten als dispersivem Element mit einem Ablenkwinkel von 120° und einem Quadrupolmagnet zur horizontalen Fokussierung. Die gestreuten Elektronen werden durch das Magnetsystem fokussiert und impulsselektiv nach oben abgelenkt. Die Fokussierung ermöglicht eine hohe Raumwinkelakzeptanz von 35 msr im konventionellen Betrieb. Elektronen gleichen Impulses werden in der Fokalebene des Detektors an gleichen Orten abgebildet. Die maximale Impulsakzeptanz beträgt dabei 20%.

Im Bereich der Fokalebene befindet sich ein ortsempfindliches Detektorsystem. Es besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern [36, 37, 38], einem Szintillator und einem Čerenkov-Zähler [39]. Mit den Vieldrahtdriftkammern werden die Durchstoßkoordinaten der Elektronentrajektorie mit hoher Auflösung bestimmt. Zwei der drei Driftkammern, die X1- und die X2-Kammer, dienen zur Bestimmung der Ortskoordinate in Dispersionsrichtung (x -Richtung) und zur Bestimmung des Durchstoßwinkels. Sie sind deswegen mit Drähten senkrecht zur Dispersionsrichtung ausgestattet. Bei der dritten Kammer (Y-Kammer) sind die Drähte um 26.5° gegenüber den Drähten der X-Kammern geneigt, so daß sich auch der Durchstoßort in nichtdispersiver Richtung (y -Richtung) bestimmen läßt. Aus diesen Koordinaten wird der Durchstoßort durch die Fokalebene und damit der Impuls der Elektronen berechnet. Gleichzeitig kann man sowohl den horizontalen als auch

den vertikalen Streuwinkel der Elektronen bestimmen. Der Szintillator dient zur Festlegung des Zeitpunktes des Ereignisses, der Čerenkov-Zähler kann zur Teilchenidentifikation und damit zur Untergrundreduktion genutzt werden.

Der Meßplatz am QClam-Spektrometer wurde nachträglich um ein 180° -System erweitert. Ein wesentlicher Gesichtspunkt bei dessen Konzeption war, daß mit geringem Umbauaufwand sowohl konventionelle (e,e') und $(e,e'x)$ Experimente als auch 180° Experimente durchgeführt werden können.

Das Darmstädter System ist in Abb. 3.4 schematisch dargestellt, der prinzipielle Aufbau entspricht dem Design, wie es schon am IKO verwirklicht wurde.

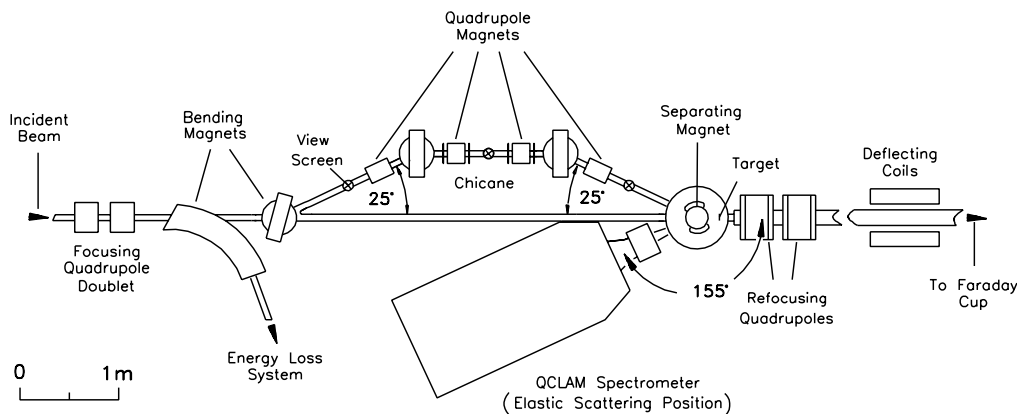


Abb. 3.4: Schematischer Aufbau des 180° -Systems in Darmstadt

Der Faraday-Cup befindet sich in Verlängerung der konventionellen Strahlführung. Der Separationsmagnet ist im 180° -Betrieb in der Mitte der Streukammer plaziert, das Target wird innerhalb der Streukammer nach hinten versetzt. Im Gegensatz zum konventionellen Betrieb gelangen die Elektronen über eine Magnetschikane bestehend aus drei Dipolmagneten und vier Quadrupolmagneten in die Streukammer. Der Einschußwinkel in den Separationsmagnet ist auf 25° festgelegt. Die inelastisch gestreuten Elektronen besitzen einen kleineren Impuls als die einfallenden. Der Ablenkwinkel ist auf dem Weg ins Spektrometer deswegen größer als 25° . Er hängt außerdem von der Anregungsenergie ab. Das QClam-Magnetspektrometer läßt sich deswegen um den Mittelpunkt des Separationsmagneten drehen, um verschiedene Anregungsenergiebereiche untersuchen zu können.

Im 180° -Betrieb wird durch den Einsatz des Separationsmagneten und die Verschiebung der Targetposition die Optik des Spektrometers wesentlich verändert. Die Fokalebene des Spektrometers ist gegenüber dem konventionellen Betrieb verschoben. Es müssen deswegen eigene Algorithmen zur Impulsbestimmung verwenden

det werden. Durch die Dispersion des Separationsmagneten in der horizontalen Ebene ändert sich außerdem die Berechnung des Streuwinkels.

Die Impulsakzeptanz sinkt dabei auf -5 % bis +8 %, bedingt durch die Breite der Y-Kammer. Die Winkelakzeptanz sinkt ebenfalls. Zum einen wirkt der Separationsmagnet durch seinen Polschuhabstand von 2 cm als Blende in vertikaler Richtung. Die Nachweisfläche der Detektoren schränkt die horizontale Winkelakzeptanz ein. Sie ist trotzdem größer als bei allen anderen 180°-Systemen und wird nicht durch Blenden zur Streuwinkeldefinition eingeschränkt. Die Leistungsdaten des Spektrometersystems sowohl im konventionellen als auch im 180° Betrieb sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt.

Tabelle 3.1: Spezifikationen des QCLAM-Spektrometers im konventionellen Betrieb im Vergleich zum Betrieb bei 180°.

	QCLAM konventioneller Betrieb	QCLAM + 180° fester Raumwinkel
E_{cent} : ¹⁾	25 - 200 MeV	25 - 85 MeV
Impulsakzeptanz:	$\pm 20\%$	-5 - +8% ²⁾
$\Delta\vartheta$: ³⁾	± 100 mrad ⁴⁾	± 40 mrad ⁵⁾
$\Delta\phi$: ⁶⁾	± 100 mrad ⁴⁾	± 40 mrad ⁷⁾
Raumwinkelakzeptanz:	35 msr	6.4 msr
θ_{eff} :	-	178.0°
Auflösung: ⁸⁾	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$

1): Bereich der zentralen Anregungsenergien. 2): Begrenzung durch Y-Driftkammer (nur im 180°-Betrieb). 3): Akzeptanz des horizontalen Streuwinkels. 4): Begrenzung durch geometrische Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers. 5): Begrenzung durch Breite der Detektornachweisfläche. 6): Akzeptanz des vertikalen Streuwinkels. 7): Begrenzung durch Polschuhe des Separationsmagneten. 8): Intrinsisches Auflösungsvermögen.

3.2 Maßnahmen zur Reduktion des Untergrundes

Bei konventionellen Elektronenstreuexperimenten stammt ein großer Anteil des Strahlungsuntergrundes von elastisch im Target gestreuten Elektronen, die im Target durch Bremsstrahlungsprozesse Energie verloren haben. Man bezeichnet diese Elektronen als aus dem Strahlenschwanz der elastischen Linie stammend. Wie in Kapitel 2.2 gezeigt wurde, ist dieser Anteil bei 180°-Experimenten stark

unterdrückt. Allerdings sind die Wirkungsquerschnitte unter 180° sehr klein. Deswegen müssen auch andere — im konventionellen Betrieb zum Teil schwache — Untergrundquellen ausgeschaltet werden.

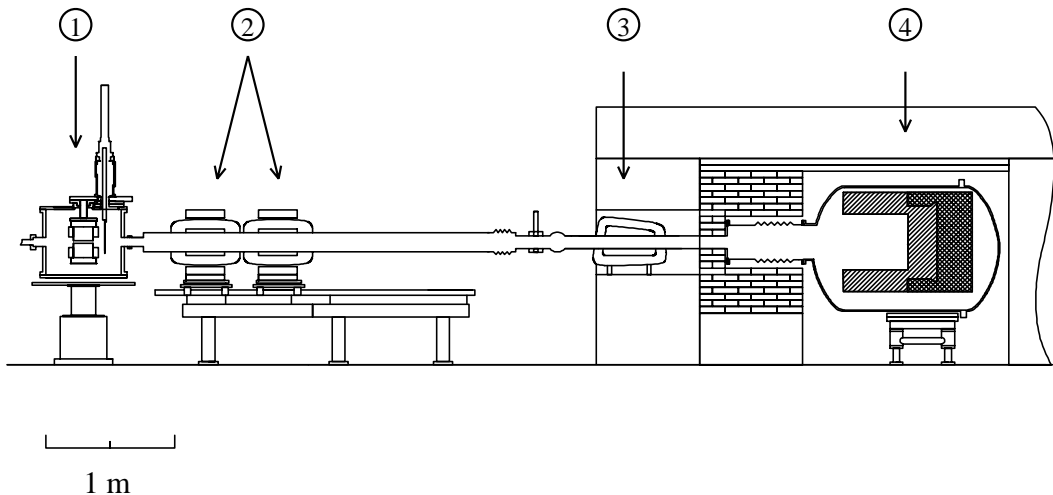


Abb. 3.5: Aufbau des 'Post-Target'-Systems am QClam-Spektrometer; ① Streukammer mit Separationsmagnet und Target, ② Refokussierungsquadrupole, ③ in die Betonabschirmung integrierte Ablenkspulen, ④ Faraday-Cup

Eine Quelle des Untergrundes ist das 40° -System zur Strahlenergiedefinition. Dort werden an einem Schlitzsystem im dispersiven Teil einer Anordnung dreier Dipolmagnete diejenigen Elektronen gestoppt, die nicht die Sollenergie des Elektronenstrahls besitzen. Die dabei entstehende Bremsstrahlung gelangt zu einem geringen Anteil trotz Abschirmung bis zum Detektorsystem des Spektrometers und kann dort — z. B. durch Paarbildung — Elektronenereignisse simulieren.

Eine andere Quelle für Untergrundereignisse ist der Post-Target-Bereich. Durch Winkelaufstreuung im Target wird ein gewisser Teil der Elektronen auf das Strahlrohr gelenkt; hierbei entsteht ebenfalls störende Bremsstrahlung. Besonders kritisch sind der Streukammerausgang und das Strahlrohr im Bereich bis zum zweiten Quadrupolmagnet.

Während diese Probleme auch aus dem konventionellen Betrieb des Spektrometers bekannt sind, kommen im 180° -Betrieb weitere Untergrundquellen hinzu. Ein 180° -spezifisches Problem sind Elektronen aus dem Halo des Strahls, die im Separationsmagnet gestoppt werden und dabei Bremsstrahlung erzeugen.

Eine besondere, 180° -spezifische Untergrundquelle sind Elektronen, die im Faraday-Cup nicht gestoppt, sondern zurückgestreut werden. Diese können wieder zurück in die Streukammer gelangen. Der Separationsmagnet lenkt sie dann — zusammen mit den vom Target gestreuten Elektronen — ins Spektrometer.

Zur Reduktion dieses Teils des Untergrundes befinden sich zwischen Target und Faraday-Cup Helmholtz-Spulen. Diese lenken den Elektronenstrahl in vertikaler Richtung ab. Aus dem Faraday-Cup zurückgestreute Elektronen werden wieder in die gleiche Richtung abgelenkt, so daß diese Elektronen nicht mehr zurück in die Streukammer gelangen können, sondern vorher in der Strahlführung gestoppt werden.

Um die Wirkung der Helmholtz-Spulen zu optimieren, wurden diese noch weiter in Richtung Faraday-Cup verschoben und in dessen Betonabschirmung integriert. Der aktuelle Aufbau des Post-Target-Systems ist in Abb. 3.5 dargestellt.

Die Helmholtz-Spulen konnten in dieser Strahlzeit zusätzlich mit Wasser gekühlt werden. Dies erlaubte ein stärkeres Magnetfeld und damit eine größere Ablenkung der Elektronen. Während des Experiments stellte sich allerdings heraus, daß bei Stromstärken, die eine wirkungsvollen Unterdrückung des Untergrundes ermöglichen, gleichzeitig der im Faraday-Cup gemessene Strom sank. Der Einsatz der Helmholtz-Spulen ist deswegen nur sinnvoll, wenn auf die Strommessung im Faraday-Cup verzichtet werden kann. Eine Stromnormierung der Wirkungsquerschnitte ist bei ihrem Betrieb aber nicht möglich.

Neben dem cw-Betrieb kann der S-DALINAC auch in einem gepulsten Betriebsmodus mit gleichem mittleren Strom betrieben werden. Dies eröffnet die Möglichkeit, die Flugzeiten der Elektronen zu messen und damit deren Ursprung zu identifizieren. Die verschiedenen Untergrundquellen sind räumlich lokalisiert und deutlich vom Target getrennt. Der Unterschied im Flugweg für Elektronen aus dem Faraday-Cup beträgt 12 m gegenüber Elektronen aus dem Target. Dies entspricht Flugzeitunterschieden von 40 ns. Die verwendete Pulsung hat eine Frequenz von 10 MHz. Der Abstand zwischen den einzelnen Elektronenpulsen beträgt 100 ns, die Länge eines Pulses 1.6 ns. Die Flugzeitmessung wurde mit dem Triggersignal der Pulsung gestartet, mit der zusätzlichen Koinzidenzbedingung des Nachweises eines Elektrons. Gestoppt wurde die Flugzeitmessung mit einem verzögerten Signal aus den Detektoren des QClam-Spektrometers. Die Flugzeit wurde für jedes detektierte Elektron mitgeschrieben.

In Abb. 3.6 ist ein typisches Flugzeitspektrum dargestellt. Der dargestellte Zeitbereich des Spektrums beträgt 86 ns. Man kann deutlich die Ereignisse aus den verschiedenen Untergrundquellen und aus dem Target voneinander unterscheiden. Der erste Doppelpeak kommt von dem 40°-Energieanalysiersystem. Durch Öffnung der dortigen energiedefinierenden Schlitze läßt sich die Zählrate in diesem Flugzeitbereich zwar reduzieren, allerdings geht dies dann zu Lasten der Energieauflösung. Der zweite Peak wird von im Target gestreuten Elektronen erzeugt. Alle auswertbaren Ereignisse liegen also in diesem Flugzeitintervall. Die Breite des Peaks von 3 ns kommt zum einen durch die Länge des Pulses von 1.6 ns, zum anderen durch unterschiedliche Flugzeiten der Elektronen im Spektrometer zustande. Der dritte große Peak wird von Elektronen erzeugt, die aus dem Faraday-Cup

zurückgestreut werden. Der Flugzeitunterschied von 40 ns entspricht einem Flugweg von 12 m, das ist gerade der doppelte Abstand zwischen Faraday-Cup und Target. Wenn dieser Untergrundanteil besonders groß wird, kann er auch durch Einsatz der Helmholtz-Spulen beseitigt werden, allerdings nur unter Verzicht auf eine korrekte Stromnormierung.

Untergrundereignisse, die in der Nähe des Targets entstehen, können mit der Methode der Flugzeitmessung nicht eliminiert werden. Eine solche Quelle kann die Streuung von Elektronen am Separationsmagnet sein. Messungen ohne Target zeigten jedoch, daß nur bei der niedrigsten Strahlenergie von 42 MeV Untergrundereignisse in der Nähe des Targets erzeugt wurden.

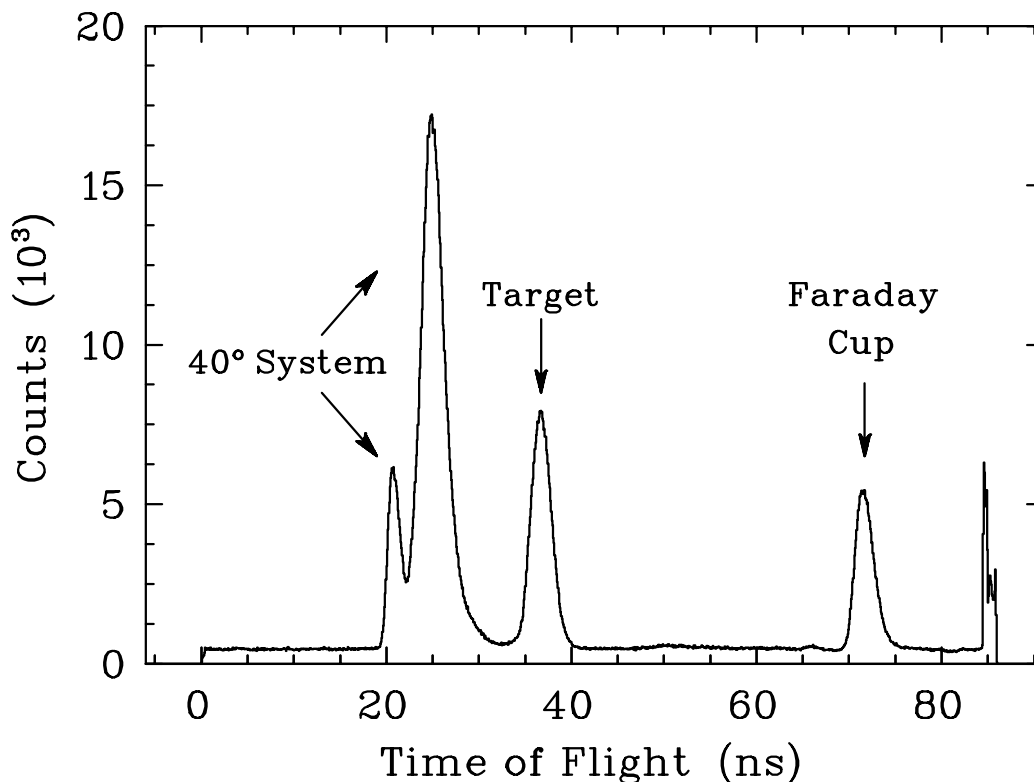


Abb. 3.6: Exemplarisches Flugzeitspektrum der Elektronen aufgenommen an ^{32}S bei einer Strahlenergie von 66.3 MeV. Die Messung wird mit dem Triggersignal der 10 MHz Pulsung gestartet.

Es können noch weitere Untergrundquellen getrennt werden. Eine ausführliche Behandlung dieser Problematik findet sich in [40]. Abbildung 3.7 zeigt exemplarisch die Leistungsfähigkeit der Untergrundreduktion durch die Flugzeitmessung. Dort ist ein typisches Anregungsenergiespektrum von ^{32}S gezeigt, wobei im ersten Bild alle detektierten Elektronen analysiert wurden, während im zweiten

Bild nur Elektronen mit Flugzeiten berücksichtigt wurden, die sicherstellen, daß die Elektronen aus dem Target stammen.

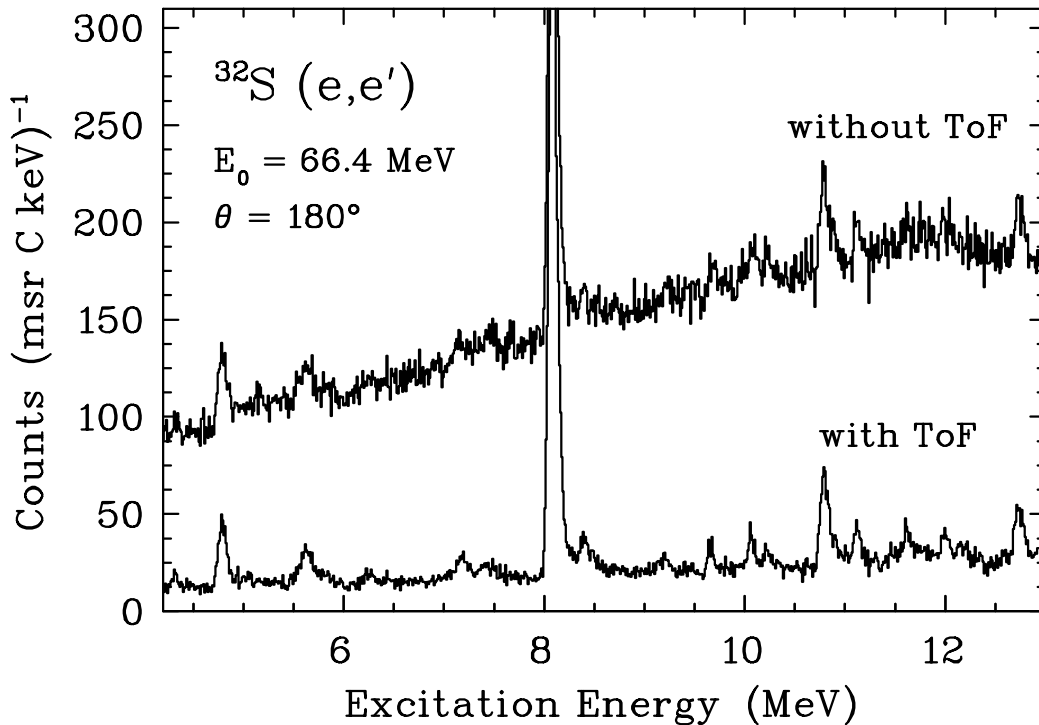


Abb. 3.7: Elektronenstreuungsspektren von ^{32}S bei einer Strahlenergie von 66 MeV. Im oberen Spektrum wurde keine Bedingung an die Flugzeit gestellt. Im unteren wurde nur solche Ereignisse ausgewertet, deren Flugzeit sicherstellt, daß sie aus dem Target stammen.

3.3 Herstellung des ^{32}S -Targets

Die Dicke der Targets bei hochauflösenden Elektronenstreuexperimente stellt immer einen Kompromiß dar. Einerseits muß das Target möglichst dünn sein, um eine Verschlechterung der Energieauflösung durch Aufstreuung im Target zu verhindern. Andererseits soll das Target möglichst dick sein, um trotz der kleinen Wirkungsquerschnitte genügend große Zählraten zu erzielen. Letzteres ist insbesondere bei 180° -Experimenten zu beachten. Aus diesen Gründen wurde für die Messung an ^{32}S eine Massenbelegung von ca. 20 mg/cm^2 angestrebt. Das Target sollte eine möglichst große Fläche besitzen, mindestens jedoch 1.5 cm auf 1.5 cm groß sein.

Elementarer Schwefel hat einen Schmelzpunkt von 112.8°C und eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit [41]. Durch Energiedeposition im Target würde dieses nach

kurzer Zeit durch die thermische Belastung zerstört werden. Eine Möglichkeit, dies zu verhindern, ist der Aufbau sogenannter Sandwich-Targets. Hierbei wird das Schwefeltarget zwischen zwei Trägerfolien eingespannt. Die Trägerfolien geben dem Target die notwendige mechanische Stabilität und leiten die zugeführte Wärme wieder ab. Ein mögliches Trägermaterial ist z. B. Beryllium. Durch die zusätzliche Trägerfolie steigt allerdings die Flächenbelegung, während die Energieauflösung sinkt. Außerdem können Anregungen des Trägermaterials störende Effekte hervorrufen.

Eine andere Möglichkeit, geeignete Schwefeltargets herzustellen, bietet die Verwendung von Schwefelverbindungen. Aus anderen Experimenten ist der Einsatz von Kalzium- und Lithiumsulfid bekannt [42, 43]. Für das Experiment am S-DALINAC wurde letzteres als Targetsubstanz gewählt. Lithiumsulfid hat einen Schmelzpunkt von 950°C . Lithium besitzt nur wenige, dafür aber gut bekannte, angeregte Zustände. Diese lassen sich daher klar von den Anregungen des Schwefels trennen. Sie können darüber hinaus zur Normierung der Wirkungsquerschnitte dienen.

Durch die kleine Massenzahl von Lithium ist die Erhöhung der Massenbelegung des Targets tolerierbar. Lithiumsulfid ist stark hygroskopisch. Die Targets wurden daher unter einer Argonatmosphäre aus käuflichem Lithiumsulfidpulver im Targetlabor der GSI gepreßt. Die kreisförmigen Targets haben einen Durchmesser von 2.5 cm, sie wurden dann auf Standardtargetrahmen aufgeklebt, so daß ein nutzbarer Durchmesser von 2 cm verblieb. Die Massenbelegung der Targets betrug $27 - 28 \text{ mg/cm}^2$, davon sind 18.5 mg/cm^2 Schwefel. Das Targetmaterial bestand aus natürlichem Isotopengemisch, d.h. 95% ^{32}S , 4.2% ^{34}S , 92.5 % ^7Li und 7.5 % ^6Li . Der Reinheitsgrad des Materials wurde vom Hersteller mit 98 % angegeben. Während der Messung wurde Streuung an Wasserstoff beobachtet, dies deutet auf einen gewissen Wassergehalt des Targetmaterials hin.

Um die thermische Belastung des Targets noch weiter zu reduzieren, standen ein Rotations- [44] und ein Wobbletargetmechanismus [45] zur Verfügung. Mit diesen Systemen kann ein Target während der Messung ständig bewegt und so die Energiedeposition auf eine größere Fläche verteilt werden. Infolgedessen sinkt die thermische Belastung des Targets. Da die Periode der Bewegung klein gegen die Meßdauer ist, heben sich außerdem Targetinhomogenitäten gegeneinander auf. Im Experiment wurde zunächst das Wobbletargetsystem eingesetzt. Es stellte sich jedoch heraus, daß bei den verwendeten Strahlströmen von $0.9 - 1.5 \mu\text{A}$ die thermische Belastung das Target nicht beschädigte, so daß eine Bewegung des Targets nicht erforderlich war.

3.4 Durchführung der Experimente

Alle Messungen wurden am 180° -System des QClam-Spektrometers am S-DALINAC durchgeführt. Es wurden Strahlenergien von 42 MeV, 66 MeV und 82 MeV verwendet. Dies entspricht Impulsüberträgen von $q = 0.39 \text{ fm}^{-1}$, $q = 0.64 \text{ fm}^{-1}$ und $q = 0.79 \text{ fm}^{-1}$. Der Strahlstrom betrug jeweils $0.9 \mu\text{A}$ bis $1.5 \mu\text{A}$.

Tabelle 3.4 gibt einen Überblick über die einzelnen Kinematiken und Einstellungen der verschiedenen Messungen. Pro Einstellung betrug die Meßdauer ca. zwei Tage.

Zur Kontrolle wurde die Strahlfleckposition in regelmäßigen Abständen mit einem Leuchttarget überprüft. Außerdem wurde zur Kontrolle der Energieeichung in jeder Einstellung Spektren der Streuung an ^{12}C aufgenommen und die Eichung anhand bekannter Übergänge oder elastischer Linien überprüft.

Zur Reduktion des Untergrundes wurde die im vorherigen Kapitel beschriebene Flugzeitmessung eingesetzt. Auf den Einsatz der Helmholtz-Spulen wurde aus den im vorigen Kapitel genannten Gründen verzichtet.

E_i (MeV)	q (fm^{-1})	E_{cent} (MeV)	Q-CLAM Winkel (Grad)	E_x (MeV)	ΔE_{FWHM} (keV)
81.3	0.79	72.97	152.58	2.94 – 12.44	110
81.3	0.79	69.60	151.18	6.5 – 15.0	110
66.3	0.64	56.34	151.18	5.25 – 12.6	100
42.2	0.39	34.25	149.58	5.3 – 9.58	70
42.2	0.39	30.50	146.06	9.6 – 13.6	70

Tabelle 3.2: Parameter des ^{32}S -Experiments am 180° -System des S-DALINAC. Für die einzelnen Einstellungen sind jeweils die Strahlenergie E_i , der Impulsübertrag q , die Energie des Sollteilchens mit der zentralen Anregungsenergie im Spektrometer E_{cent} , der Stellwinkel des Spektrometers, der vermessene Anregungsenergiebereich E_x sowie die Energieauflösung ΔE_{FWHM} des Runs angegeben.

4 Auswertung der Daten

4.1 Erzeugung der Spektren

Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch das bei einer Strahlenergie von 66 MeV gewonnenen Spektren der $^{32}\text{S}(e,e')$ Reaktion. Dieses wurde mit dem Datenaufnahmeprogramm GOOSY [46] aus den Durchstoßkoordinaten durch die Detektorebene generiert. Dabei wurden die nachfolgend beschriebenen Schritte durchlaufen.

Mit 180° -spezifischen Algorithmen wurden die relative Impulsablage, der horizontale und der vertikale Streuwinkel eines jeden Ereignisses bestimmt. Diese Algorithmen sind in [10, 47] ausführlich beschrieben.

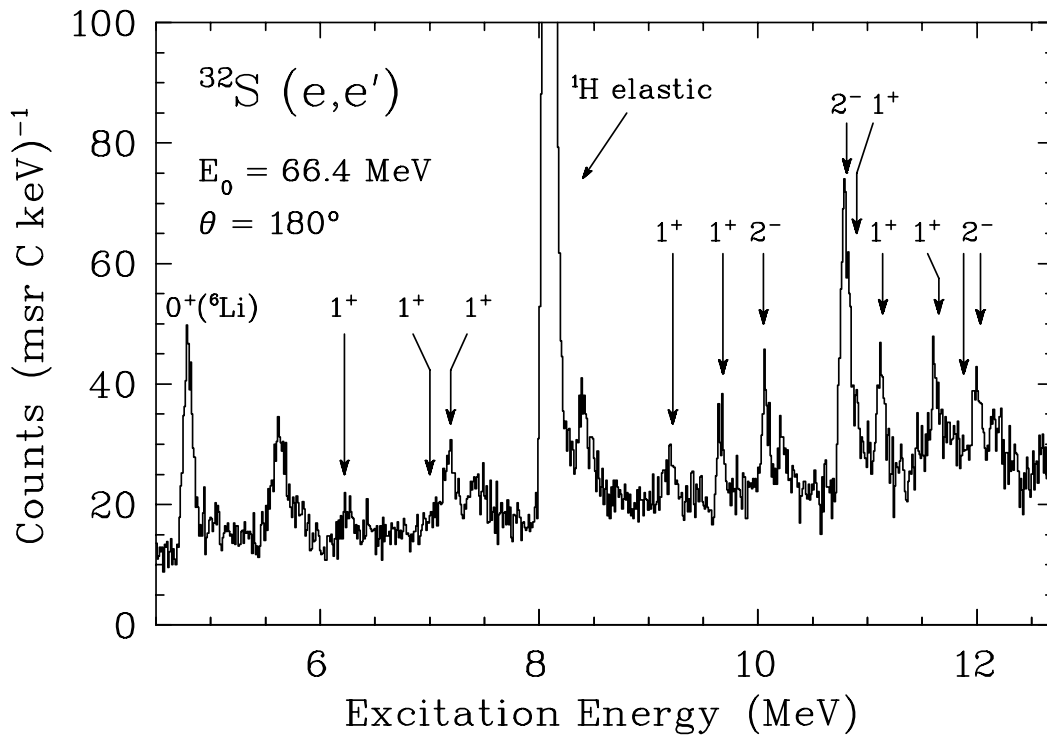


Abb. 4.1: Spektrum unelastisch gestreuter Elektronen an ^{32}S für $E_x = 5.5 - 12.7\text{MeV}$. Die Zuordnung von Spin und Parität stammt aus [48].

Wie in Kapitel 3.1 erläutert wurde, kann der Untergrund durch Messung der Flugzeit der Elektronen reduziert werden. In den Programmen zur Datenanalyse können Grenzen für die Flugzeit der Elektronen vorgegeben werden. Diese wurden so gewählt, daß nur Ereignisse analysiert wurden, die aus dem Target stammen können, nicht aber solche aus dem Faraday-Cup oder dem 40° -System.

Ebenso können per Software Grenzen für den horizontalen und den vertikalen Streuwinkel vorgegeben werden. Durch den Abstand der Polschuhe wird der vertikale Streuwinkel mechanisch auf ± 40 mrad begrenzt. Deswegen wurden nur Ereignisse in diesem Winkelbereich akzeptiert, Ereignisse mit Streuwinkeln außerhalb dieses Fensters müssen aus dem Untergrund stammen. Für den horizontalen Streuwinkel ist die Situation komplizierter. Durch die Dispersion des Separationsmagneten ist die horizontale Winkelakzeptanz mit der relativen Impulsablage korreliert. Dies wird in Abb. 4.2 deutlich. Hier ist die Verteilung des horizontalen Streuwinkels abzüglich 180° gegen die Impulsablage aufgetragen. Für die Auswertung der Spektren und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist es wesentlich, daß sich im ausgewerteten Impulsbereich weder der Raumwinkel noch der effektive Streuwinkel ändern.

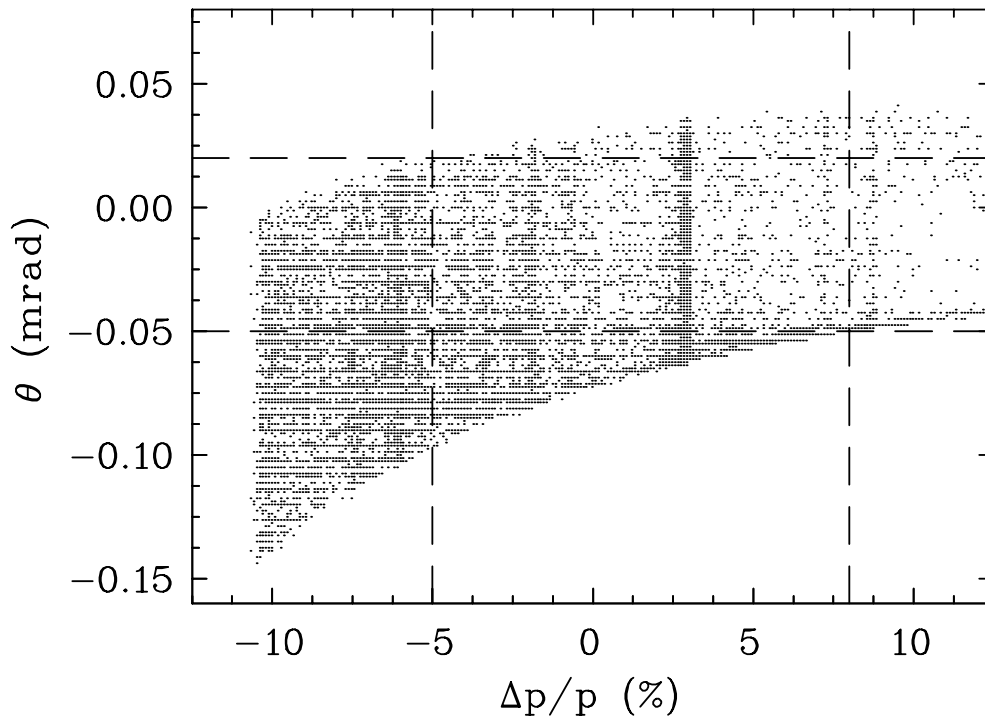


Abb. 4.2: Verteilung des horizontalen Streuwinkels abzüglich 180° bezüglich der relativen Impulsablage. Die gestrichelten Linien geben die Grenzen des Bereichs an, innerhalb dessen alle Ereignisse zum selben Raumwinkel gehören und für die der effektive Streuwinkel gleich ist.

Deswegen mußte der erlaubte Bereich für den horizontalen Streuwinkel beschränkt werden. Die Grenzen hingen dabei auch von der Strahlenergie ab. Bei $E_i = 66.3$ MeV lagen sie bei -55 mrad und $+20$ mrad. Die relative Impulsablage wurde auf

das Intervall von -5% bis $+8\%$ beschränkt, da außerhalb dieses Bereichs die Winkelakzeptanz sinkt. Damit ergibt sich die in Tab. 3.4 angegebene Raumwinkelakzeptanz von 6.0 msr .

Im nächsten Schritt wurden die relativen Impulse in Anregungsenergien umgerechnet. Dies erfolgte nach der Beziehung:

$$E_x = E_{cent} - (E_i - E_{cent}) \cdot \frac{\Delta p}{p_0} . \quad (4.1)$$

In dieser Formel ist der Rückstoß des Targetkerns noch nicht berücksichtigt. Der Effekt wird korrigiert, indem der über den Anregungsenergiebereich gemittelte Rückstoß von ^{32}S abgezogen wird. Neben Übergängen aus ^{32}S sind auch Anregungen aus anderen Kernen wie z. B. ^6Li , ^7Li und ^{16}O , in den so erzeugten Spektren zu beobachten. Ihre Lage ist jedoch um die Differenz der Rückstöße von ^{32}S und dem entsprechenden Kern verschoben.

Im Anregungsenergiebereich bis 12 MeV stimmen die Lagen der prominenten Linien auf 30 keV mit den Werten älterer Messungen [19, 42, 48, 49] überein, es konnte keine systematische Abweichung festgestellt werden.

Die Einzelspektren gleicher Einschußenergie, aber verschiedener zentraler Anregungsenergie können nicht direkt kombiniert werden. In den Spektren ist die Zählrate über Intervallen der Breite $\Delta(\Delta p/p_0)$ aufgetragen. Da der zentrale Impuls p_0 aber in den verschiedenen Spektren unterschiedlich groß ist, ändert sich auch die Breite der Intervalle. Um den unterschiedlichen Kanalbreiten zu berücksichtigen, muß noch eine Dispersionskorrektur durchgeführt werden. Die korrigierte Zählrate ergibt sich zu:

$$\frac{N}{\Delta E} = \frac{N}{(\Delta(\Delta p/p_0)) \cdot (E_i - E_{cent})} . \quad (4.2)$$

Schließlich wurden die Zählraten auf die im Faraday-Cup gesammelte Ladung normiert. Anhand der stetigen Fortsetzung des Untergrundes an den Schnittstellen der Einzelspektren zeigt sich die Zuverlässigkeit der Stromnormierung im Rahmen eines relativen Fehlers von $\pm 10\%$.

4.2 Diskussion der Spektren

In Abb. 4.3 sind die untergrundbereinigten Spektren aus allen Einstellungen dargestellt. Die Spektren bei 42 MeV und 82 MeV setzen sich aus zwei Einzelspektren zusammen, bei 66 MeV wurde nur in einem Anregungsenergiebereich gemessen.

In allen Spektren sind die aus [19, 49] bekannten M1- und M2-Übergänge im Anregungsenergiebereich von 8.0 MeV bis 12.0 MeV zu erkennen. Lediglich der

M1-Übergang bei $E_x = 8.126$ MeV kann bei einer Strahlenergie von $E_i = 66.3$ MeV nicht aufgelöst werden, da er von der elastischen Linie des Wasserstoffs verdeckt wird.

Die M1-Anregung bei $E_x = 9.208$ MeV wurde in diesen Messungen zwar nicht gesehen, ist aber aus [48] wohlbekannt. Die Anregung bei $E_x = 8.40$ MeV konnte keiner bisher bekannten Linie zugeordnet werden.

Für den Anregungsenergiebereich unterhalb von 8 MeV wurden in ^{32}S bisher noch keine Elektronenstreuendaten veröffentlicht. Die Linien bei $E_x = 6.81$ MeV, $E_x = 7.4$ MeV, $E_x = 7.5$ MeV und $E_x = 7.77$ MeV konnten keinen bekannten Übergängen eindeutig zugeordnet werden. Bei $E_x = 5.797$ MeV ist ein elektrischer Übergang zu erkennen.

Im Anregungsenergiebereich von 6.9 MeV bis 7.3 MeV sind im ^{32}S zwei M1-Übergänge bei $E_x = 7.003$ MeV und $E_x = 7.189$ MeV sowie ein E2-Übergang bei $E_x = 7.115$ MeV bekannt. In den Spektren sind jeweils drei Linien zu erkennen, bei einer Anregungsenergie von $E_i = 42.2$ MeV sogar vier. Allerdings ändert sich die Lage einer der Linien bei den verschiedenen Strahlenergien. Sie kann also nicht von einem Übergang im Schwefel stammen. Es könnte sich hierbei um einen E2-Übergang mit einer Anregungsenergie von 6.92 MeV in ^{16}O handeln. Durch die unterschiedliche Rückstoßverschiebung bei ^{16}O und ^{32}S liegt die Linie bei $E_x = 7.04$ MeV für eine Einschussenergie von 42.2 MeV und bei $E_x = 7.19$ MeV für eine Einschussenergie von 66.3 MeV. Damit können die verschiedenen Linien nur noch sehr schwer voneinander getrennt werden.

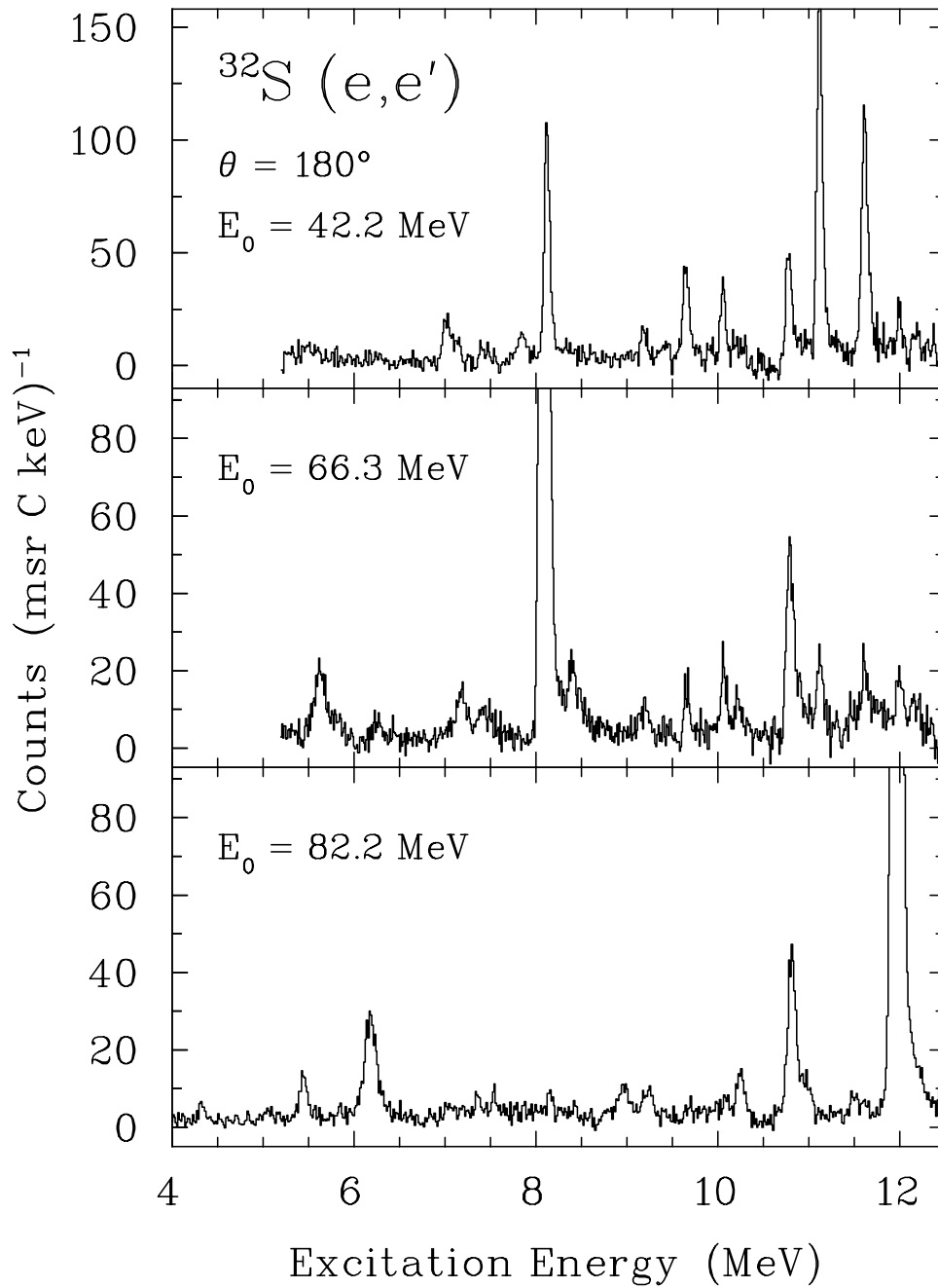


Abb. 4.3: Untergrundsubtrahierte Elektronenstreuungsspektren von ^{32}S . Die Spektren zur Einschubenergie von 42.2 MeV und 82.2 MeV setzen sich aus zwei Teilspektren zusammen.

4.3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren

Aus den Energiespektren lassen sich die Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren der beobachteten Übergänge gewinnen. Dazu ist die Subtraktion des Untergrundes und die Bestimmung der Flächen unter den beobachteten Linien notwendig.

In diesem Experiment - wie auch in allen anderen 180° -Experimenten - stellt man einen Anstieg des Untergrundes zu höheren Anregungsenergien hin fest. Dies wird in [50] durch Bremsstrahlung bei elastischer Streuung an der Magnetisierungsverteilung im Kern erklärt. Allerdings ist es nicht möglich, mit den in [50] angegebenen Formeln den Untergrund befriedigend zu beschreiben. Deswegen wird der Untergrund rein phänomenologisch mit Hilfe des Programms FIT [51, 52] bestimmt. Er wird dazu durch ein Polynom approximiert. Die Linien werden durch eine Gaußverteilung mit einer Hyperbel an der Flanke zu höheren Anregungsenergien modelliert. Diese asymmetrische Verteilung kommt dadurch zustande, daß ein gewisser Anteil der gestreuten Elektronen zusätzlich durch Bremsstrahlungsprozesse Energie im Target verliert. In einem Optimierungsverfahren werden von FIT gleichzeitig die Modellfunktion für den Untergrund und die Modellfunktionen für die beobachteten Linien angepaßt. Bei den Modellfunktionen für die Linien wurde nur die Lage und die Höhe variiert. Die Breite der Gaußverteilung und die Form der Hyperbel muß für alle Linien gleich sein. Sie wurden deswegen nur an den jeweils stärksten Übergang angepaßt und für alle anderen Linien übernommen.

Die Übergänge im Anregungsenergiebereich zwischen 6.9 MeV und 7.3 MeV konnten nicht in allen Spektren eindeutig voneinander getrennt werden, da die Energieauflösung mit 70 - 110 keV nicht viel kleiner als der Abstand der Linien war. Deswegen wurden hier auch die Lagen der vier Linien miteinander korreliert. Nur mit diesem Verfahren konnten die Flächen der Linien bestimmt werden. Allerdings ist der Flächenfehler in diesen Linien sehr groß - in einem Fall liegt er bei 300 %.

Konventionelle Elektronenstreuexperimente sind häufig Relativmessungen. Wirkungsquerschnitte werden dabei aus den Flächenverhältnissen von inelastischen Linien zur elastischen Linie bestimmt. Die elastischen Wirkungsquerschnitte werden dabei unter Vorgabe der kinematischen Parameter theoretisch berechnet, z. B. mit dem Programm PHASHI [53]. Damit braucht die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems nicht berücksichtigt werden. Auch Fehler in der Strommessung im Faraday-Cup wirken sich nicht auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus.

Unter 180° ist die elastische Streuung jedoch stark unterdrückt. Deswegen ist die Fläche der elastischen Linie nur klein, und ihr Fehler dementsprechend groß. Außerdem ist die Berechnung des elastischen Wirkungsquerschnittes wegen der starken Winkelabhängigkeit des longitudinalen Anteils um 180° stark fehlerbe-

haftet. Eine Normierung der Flächen auf die elastische Linie scheidet daher aus.

Deswegen wurden die Formfaktoren auf den jeweils stärksten Übergang mit bekanntem Formfaktor normiert. Beim Spektrum zur Strahlenergie von 82 MeV diente der M1-Übergang von ${}^7\text{Li}$ mit einer Anregungsenergie von 0.478 MeV zur Normierung. Dieser Übergang ist in [54] vermessen worden. Die Übergänge im Spektrum zur Strahlenergie von 66 MeV wurden auf den Übergang bei 10.78 MeV normiert, im Spektrum zur Strahlenergie von 42 MeV auf den Übergang bei 8.126 MeV. Für beide Übergänge sind die Formfaktoren aus [19] bekannt.

Im Anhang A sind die transversalen Formfaktoren nach Definition 2.22 für alle identifizierten Übergänge angegeben, wobei auf die mit (*) gekennzeichneten Übergänge normiert wurde. Zum Fehler bei der Bestimmung der Formfaktoren tragen im wesentlichen zwei Quellen bei. Ein methodischer Fehler ergibt sich aus der Normierung der Flächen auf bekannte Linien. Die Unsicherheit in deren Formfaktor liegt bei 5 %. Den größten Anteil am Gesamtfehler stellt der Anpassungsfehler bei der Bestimmung des Untergrundes und der Flächen dar.

Für die Wirkungsquerschnitte wurde eine andere Methode zur Normierung gewählt, sie wurden auf die im Faraday-Cup gemessene Ladung normiert. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems und die Stromverluste zwischen Target und Faraday-Cup nicht genau bekannt sind, sind diese Werte zusätzlich mit einem systematischen Fehler behaftet, der auch von der Strahlenergie abhängig ist.

5 Diskussion der Ergebnisse

5.1 Struktur des ℓ -verbotenen M1-Übergangs bei 7.003 MeV im Schalenmodell

Im Schalenmodell wird ein Kern als ein System von Nukleonen beschrieben, die sich in einem mittleren Kernpotential bewegen. Der Hamiltonoperator ist dabei gegeben durch:

$$H = \sum_{k=1}^A [T_k + U_k] + \left[\sum_{l,k=1}^A W_{kl} - \sum_{k=1}^A U_k \right] = H_o + V_R. \quad (5.1)$$

Hierbei ist T_k der Operator der kinetischen Energie, W_{kl} der Operator für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und U_k das mittlere Kernpotential. Dieses setzt sich zusammen aus einem Oszillatorpotential und einem Term, der die Spin-Bahn-Kopplung beschreibt. Die Restwechselwirkung $V_R = \sum_{l,k=1}^A W_{kl} - \sum_{k=1}^A U_k$ wird als klein angenommen und als Störung betrachtet. Somit läßt sich das Problem in Störungstheorie erster Ordnung behandeln. Es ist allerdings nicht möglich, die Restwechselwirkung aus einer realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu berechnen. Sie wird deshalb durch eine effektive Restwechselwirkung beschrieben. Diese wird nach Ein- und Zweiteilchen-Matrixelementen entwickelt, die durch Anpassung an eine Vielzahl von experimentellen Daten bestimmt werden. Dabei muß der betrachtete Modellraum eingeschränkt werden.

Für den Kern ^{32}S geht man von einer abgeschlossen ^{16}O Schale und 16 Nukleonen in den $0d_{3/2} - 1s_{1/2} - 0d_{5/2}$ Orbitalen aus. Alle Übergänge finden in diesem Raum statt, der ^{16}O Core bleibt dabei unverändert. In Abb. 5.1 ist die Besetzung der verschiedenen Orbitale im Grundzustand dargestellt. Die Pfeile symbolisieren diejenigen Einteilchenanregungen, die nach den Auswahlregeln (2.23) und (2.25) für einen M1-Übergang erlaubt sind. Geht ein Nukleon vom $0d_{5/2}$ Zustand in den $0d_{3/2}$ Zustand spricht man von einem Spinflip. Der Übergang von $1s_{1/2}$ nach $0d_{3/2}$ heißt ℓ -verboten, da der primitive M1-Operator (2.34) ihn nicht ermöglicht. Wie in Kap. 2.3 beschrieben wurde, erlauben erst effektive M1-Operatoren, die auch einen Tensoranteil enthalten, derartige Anregungen.

Im Schalenmodell sind angeregte Zustände Mischungen aller Einteilchen-Übergänge. In Tab. 5.1 sind die Einteilchendichten für den energetisch niedrigsten Zustand mit $J^\pi; T = 1^+; 1$ angegeben. Die Rechnungen erfolgten mit dem Schalenmodellprogramm OXBASH [56]. Es wurden zwei verschiedene Restwechselwirkungen berücksichtigt. Bei beiden ist die Dominanz des ℓ -verbotenen Anteils zu erkennen.

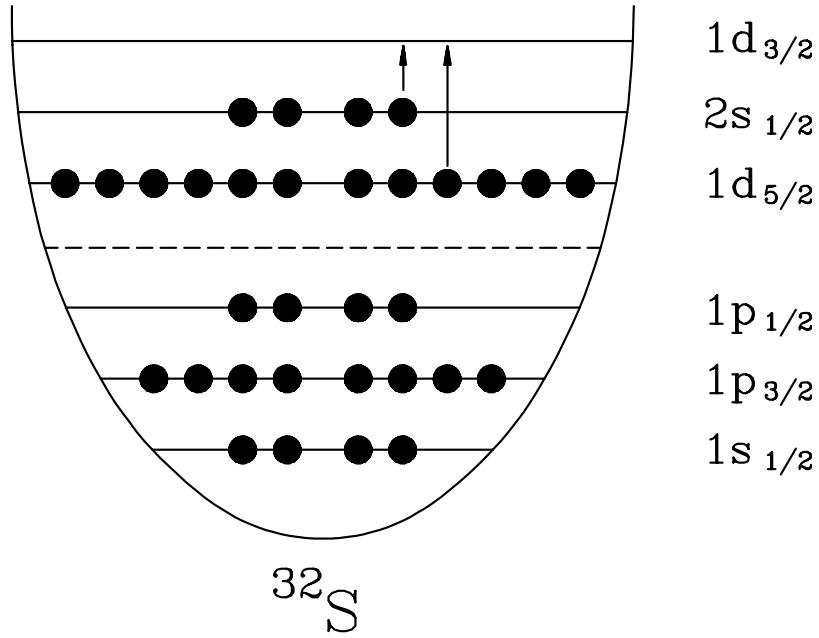


Abb. 5.1: Besetzungsschema des Kerns ^{32}S im Grundzustand

Teilchen $l j$	Loch $l' j'$	CW-Wechselwirkung	USD-Wechselwirkung
$1d_{5/2}$	$1d_{5/2}$	-0.01398	-0.00079
$1d_{5/2}$	$1d_{3/2}$	0.08779	0.08841
$2s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	0.06737	0.08576
$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$	0.17554	0.18938
$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	0.02935	0.05174
$1d_{3/2}$	$2s_{1/2}$	0.52025	0.57515
$1d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	0.10760	0.06511

Tabelle 5.1: Einteilchendichten für den energetisch niedrigsten magnetischen Dipolübergang in ^{32}S mit $\Delta T = 1$ mit der Restwechselwirkung nach Chung-Wildenthal [57] bzw. nach Brown-Wildenthal [58]

5.2 Bestimmung der M1-Übergangsstärke

Aus den in Tab. 5.1 angegebenen Einteilchendichten wurden mit dem Programm PAMELA [59] Formfaktorverläufe für den magnetischen Dipolübergang bei $E_x = 7.003$ MeV berechnet. Nach Gleichung (2.20) wurden daraus die Verläufe des transversalen Formfaktors berechnet. Dieser mußte noch auf die experimentell gewonnenen Formfaktoren skaliert werden. Neben den Ergebnissen aus diesem 180° -Experiment wurden noch die Daten aus einem älteren Experiment am Energieverlustspektrometer berücksichtigt [60]. Sie wurden bei einem Streuwinkel von 165° gemessen.

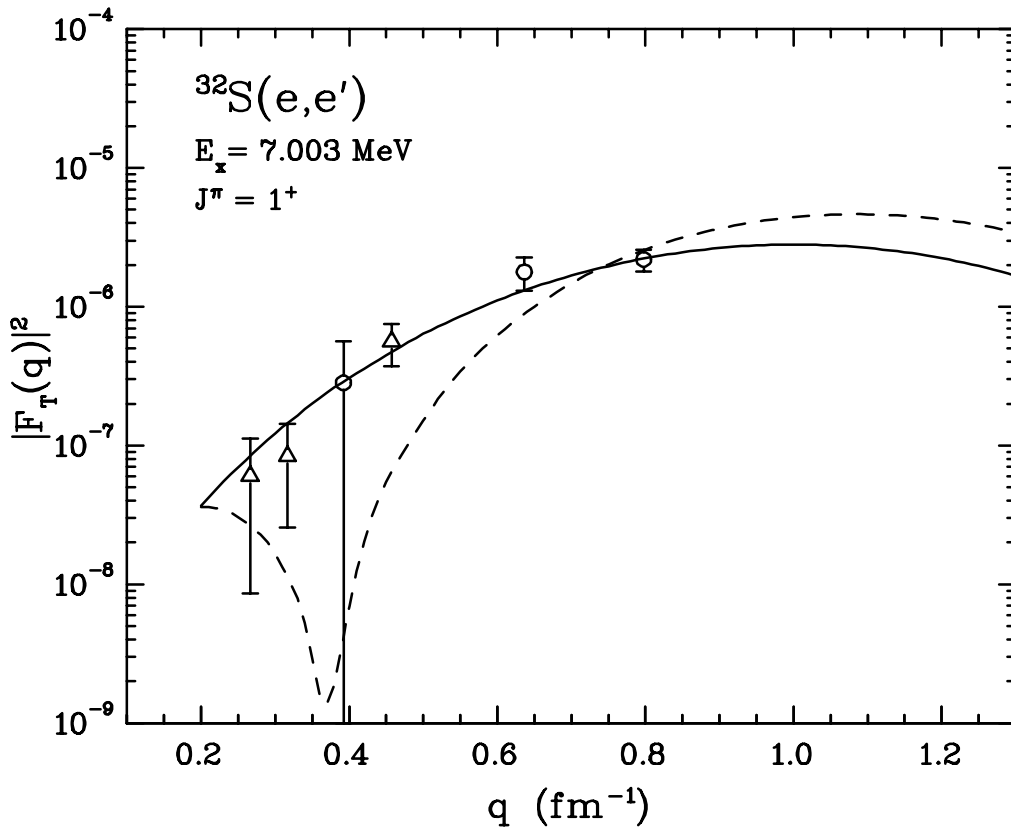


Abb. 5.2: Verlauf des transversalen Formfaktors des magnetischen Dipolüberganges bei $E_x = 7.003$ MeV

Obwohl die Einteilchendichten sich für die verschiedenen Restwechselwirkungen nur wenig unterscheiden, weichen die Formfaktoren deutlich voneinander ab. Während der Formfaktor nach der CW-Restwechselwirkung ein Minimum bei $q = 0.36 \text{ fm}^{-1}$ aufweist, ist nach der USD-Rechnung kein Minimum bei niedrigen Impulsüberträgen zu erwarten. Die experimentellen Daten weisen kein solches Mi-

nimum auf, sie stimmen aber im Rahmen der Fehler mit dem Formfaktorverlauf der USD-Rechnung überein.

Das Programm PAMELA berechnet auch die reduzierte Übergangsstärke. Sie muß genau wie der berechnete Formfaktor skaliert werden. Die reduzierte Übergangsstärke ergab sich mit diesem Verfahren zu:

$$B(M1, q = k) = 0.0032 \mu_N^2 . \quad (5.2)$$

Das Matrixelement des M1-Operators ist somit nach (2.43):

$$|M_{M1}| = 0.057 \mu_N . \quad (5.3)$$

5.3 Auswirkung auf die Tensorkorrektur des M1-Operators und Vergleich mit der GT-Stärke

Im Rahmen des Schalenmodells lassen sich auch die Matrixelemente des M1-Operators sowie dessen Spin-, Bahn- und Tensoranteil berechnen. Die Rechnung mit den freien g -Faktoren ergibt hierbei [61]

$$M_{M1} = M(\ell) + M(\sigma) = (0.123 - 0.011) \mu_N = 0.111 \mu_N , \quad (5.4)$$

die Rechnung mit effektiven g -Faktoren [61]

$$M_{M1} = M(\ell) + M(\sigma) - M_P = (0.151 + 0.008 - 0.127) \mu_N = 0.022 \mu_N . \quad (5.5)$$

Wie in Kap. 2.3 erläutert wurde, ist zu erwarten, daß die Rechnung mit freien g -Faktoren die Übergangsstärke überschätzt. Der experimentell gefundene Wert weicht allerdings auch deutlich von dem Ergebnis der Schalenmodellrechnung mit einem effektiven M1-Operator (2.38) ab.

Die effektiven g -Faktoren, die in dieses Modell eingehen, sind durch die Anpassung an zahlreiche experimentellen Daten bestimmt worden. Allerdings sind diese meist nicht sensitiv auf den Tensoranteil des Operators, da Spin und Bahnanteil i. a. überwiegen. Bei dem hier untersuchten ℓ -verbotenen Übergang sind diese jedoch auch klein, so daß er auch empfindlich auf den Tensorterm ist.

Geht man davon aus, daß die Rechnungen das Spin- und das Bahnmatrixelement richtig bestimmen, so ergibt sich daß Tensormatrixelement zu:

$$M_P(M1) = M(\ell) + M(\sigma) - M_{M1,exp} = 0.102 \mu_N . \quad (5.6)$$

Hierbei wurde ein positives Vorzeichen von $M_{M1,exp}$ vorausgesetzt, wie es sich auch aus den Rechnungen ergibt.

Wie schon in Kap. 2.3 dargelegt wurde, bietet es sich an, die Ergebnisse mit Daten aus GT-Übergängen zu vergleichen. Das Matrixelement für den GT-Operator setzt sich zusammen aus einem Spinanteil und einem Tensoranteil. Das Spinmatrixelement ist hier identisch mit dem Spinmatrixelement des M1-Operators. Die Tensorkorrekturen verhalten sich nach [25] wie:

$$M_P(GT) = \frac{0.017}{0.081} M_P(M1) . \quad (5.7)$$

Damit ergibt sich das Matrixelement zu

$$M_{GT} = M(\sigma) + \frac{0.017}{0.081} M_P(M1) = (0.008 - 0.022) \mu_N = -0.013 \mu_N . \quad (5.8)$$

Die GT-Stärke ist somit $B(GT, \beta) = 1.69 \times 10^{-4} \mu_N^2$. Dieses Resultat stimmt sehr gut mit dem aus der Untersuchung des β -Zerfalls bekannten B -Wert von $B(GT, \beta) = 1.4 \times 10^{-4} \mu_N^2$ überein.

Die GT-Übergangsstärke läßt sich auch aus den Wirkungsquerschnitten von (p,n)-Reaktionen extrahieren. Nach Kap. 2.3 sollte dieser Wert mit der Stärke des β -Zerfalls übereinstimmen. Allerdings zeigen viele Experimente eine systematische Abweichung zwischen diesen Werten. In [62] wird deshalb ein effektiver Operator für (p,n)-Reaktionen eingeführt. Danach sind die Tensormatrixelemente des β -Zerfalls und der (p,n)-Reaktion nach folgender Relation miteinander verknüpft:

$$M_P(GT, pn) = \frac{0.090}{0.017} M_P(GT, \beta) . \quad (5.9)$$

Diese Beziehung wird auch in den neuesten Messungen an ^{38}K bestätigt [63].

Damit ergibt sich das Matrixelement für den GT-Operator bei (p,n) Reaktionen zu $M(GT, pn) = -0.105 \mu_N$. Experimentell wurde die GT-Stärke zu $B(GT, pn) = 0.009(5) \mu_N^2$ bestimmt, daraus ergibt sich das Matrixelement zu $|M_{exp}(GT, pn)| = 0.095 \mu_N$. Im Rahmen des großen Fehlers stimmen auch diese Werte gut miteinander überein.

Insgesamt ergibt sich also, daß die USD Schalenmodellrechnungen den Tensorterm überschätzen, Spin- und Bahnmatrixelemente des M1-Operators jedoch richtig bestimmen. Auch das Vorzeichen des Tensormatrixelements wird von ihnen richtig vorhergesagt.

Dieses Resultat stimmt tendenziell auch mit analytischen Rechnungen nach [16, 64] überein. Diese Rechnungen erklären den Tensorterm im wesentlichen

durch die Mischung mit der Δ -Resonanz, während die Konfigurationsmischung und mesonische Austauschströme nur kleinere Beiträge zum Tensorterm liefern. Die Untersuchung ℓ -verbotener Übergänge erweist sich damit als ein quantitativer Zugang zu den nichtnuklearen Beiträgen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

6 Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Kern ^{32}S mit inelastischer Elektronenstreuung am 180° -System des Darmstädter supraleitenden Linearbeschleunigers S-DALINAC untersucht. Es wurden bei Einschußenergien von 42 MeV, 66 MeV und 82 MeV in fünf Teilmessungen Spektren im Anregungsenergiebereich von 5 MeV bis 12 MeV bzw. 15 MeV aufgenommen.

Der Formfaktorverlauf des ℓ -verbotenen M1-Überganges bei $E_x = 7.003$ MeV wurde vermessen. Die reduzierte Übergangsstärke der Anregung ergab sich dabei zu $B(M1, q = k) = 0.0032 \mu_N^2$.

Aus der Analyse des B -Wertes wurde der Tensoranteil des M1-Operators zu $0.102 \mu_N^2$ bestimmt. Er ist damit deutlich kleiner als der Wert, den Schalenmodellrechnungen vorhersagen. Dieses Ergebnis ist konsistent mit der Gamow Teller Stärke, wie sie aus Ladungsaustauschreaktionen und dem β -Zerfall bekannt ist. Diese Korrektur stimmt auch mit der Vorhersage analytischer Rechnungen überein, die den Tensoranteil mit mesonischen Austauschströmen, Konfigurationsmischung und der Mischung mit der Δ -Resonanz erklären. Die Untersuchung ℓ -verbotener Übergänge erweist damit als ein quantitativer Zugang zur Untersuchung dieser Effekte.

Die Untersuchung weiterer Übergänge in ^{32}S ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen. Sie wird im Rahmen von [40] erfolgen. In dieser Arbeit wird auch der Untergrund von 180° -Elektronenstreuexperimenten näher untersucht werden.

Die Benutzung von Li_2S -Targets hat sich bewährt. Um eine bessere Energieauflösung zu erreichen, sind für zukünftige Experimente Targets mit einer kleineren Flächenbelegung wünschenswert. Außerdem ist es notwendig, die Targets aus Li_2S mit noch höherem Reinheitsgrad herzustellen.

In diesem Experiment wurde der Elektronenstrahl mit einer 10 MHz Zeitstruktur betrieben. Erstmals konnte die Flugzeitdifferenz von Elektronen verschiedenen Ursprungsortes gemessen und damit verschiedene Untergrundquellen lokalisiert werden. Diese Maßnahme hat sich als herausragendes Mittel zur Reduktion des Untergrundes bewährt und legt deren Einsatz auch bei zukünftigen Elektronenstreuexperimenten nahe.

A Tabelle der Wirkungsquerschnitte

E_x (MeV)	q (fm ⁻¹)	E_i (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (fm ² /sr)	F_T	Fehler (%)
5.797	0.646	66.3	3.12E-8	2.75E-6	19
5.797	0.807	82.2	1.42E-8	9.41E-7	30
6.224	0.401	42.2	2.98E-8	7.35E-7	21
6.224	0.644	66.3	2.98E-8	2.63E-6	19
6.224	0.805	82.2	6.79E-8	4.49E-6	28
6.81	0.398	42.2	1.61E-8	3.96E-7	30
6.81	0.802	82.2	1.42E-8	9.41E-7	35
7.003	0.397	42.2	1.15E-8	2.83E-7	300
7.003	0.640	66.3	2.02E-8	1.78E-6	27
7.003	0.801	82.2	3.3E-8	2.19E-6	18
7.115	0.396	42.2	3.90E-8	9.62E-7	20
7.115	0.640	66.3	3.95E-8	3.48E-6	25
7.115	0.800	82.2	2.57E-8	3.04E-6	22
7.189	0.396	42.2	1.65E-8	4.07E-7	45
7.4	0.395	42.2	2.94E-8	7.24E-7	23
7.4	0.638	66.3	4.31E-8	3.81E-6	17
7.4	0.799	82.2	4.36E-8	1.61E-6	16
7.5	0.394	42.2	1.88E-8	4.64E-7	35
7.5	0.638	66.3	2.62E-8	2.31E-6	24
7.5	0.798	82.2	4.54E-8	3.00E-6	16
7.77	0.393	42.2	3.26E-8	8.03E-7	25
7.77	0.797	82.2	2.48E-8	1.64E-6	22
8.126	0.391	42.2	4.06E-7	1.00E-5 (*)	7.3
8.126	0.795	82.2	4.31E-8	2.85E-6	17

Tabelle A.1: Wirkungsquerschnitte und transversale Formfaktoren zur unelastischen Elektronenstreuung an ³²S. Die Wirkungsquerschnitte sind auf die im Faraday-Cup gesammelte Ladung normiert. Die transversalen Formfaktoren sind auf die mit (*) gekennzeichneten Linien normiert.

E_x (MeV)	q (fm ⁻¹)	E_i (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (fm ² /sr)	F_T	Fehler (%)
8.40	0.390	42.2	1.19E-8	2.83E-7	50
8.40	0.633	66.3	6.93E-8	6.12E-6	11
8.40	0.794	82.2	2.11E-8	1.40E-6	28
9.208	0.386	42.2	5.51E-8	1.35E-6	16
9.208	0.629	66.3	3.72E-8	3.28E-6	20
9.208	0.790	82.2	4.96E-8	3.28E-6	15
9.659	0.384	42.2	1.46E-7	3.61E-6	10
9.659	0.627	66.3	4.91E-8	4.33E-6	17
9.659	0.787	82.2	1.51E-8	1.00E-6	37
9.94	0.625	66.3	8.72E-9	7.70E-7	70
9.94	0.786	82.2	1.24E-8	8.20E-7	48
10.05	0.625	66.3	7.62E-8	6.72E-6	14
10.05	0.785	82.2	2.43E-8	1.61E-6	28
10.78	0.621	66.3	2.43E-7	2.15E-5 (*)	9
10.78	0.782	82.2	2.46E-7	1.62E-5	8
10.90	0.621	66.3	4.04E-8	3.56E-6	16
10.90	0.781	82.2	4.08E-8	2.70E-6	20
11.14	0.619	66.3	9.09E-8	8.02E-6	12
11.50	0.618	66.3	3.30E-8	2.92E-6	23
11.50	0.778	82.2	3.40E-8	2.25E-6	23
11.63	0.617	66.3	8.68E-8	7.66E-6	13
11.63	0.777	82.2	2.25E-8	1.49E-6	32

Tabelle A.2: Wirkungsquerschnitte und transversale Formfaktoren zur unelastischen Elektronenstreuung an ³²S. Die Wirkungsquerschnitte sind auf die im Faraday-Cup gesammelte Ladung normiert. Die transversalen Formfaktoren sind auf die mit (*) gekennzeichneten Linien normiert.

Literatur

- [1] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841c.
- [2] Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 17.
- [3] H. Bauer, Diplomarbeit (1995), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [4] M. C. A. Campos et al., Phys. Lett. **B349** (1995) 433.
- [5] H. Diesener et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [6] H. Diesener et al., Phys. Lett. **B352** (1995) 201.
- [7] A. Stascheck, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [8] A. Stiller, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [9] S. Strauch, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [10] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews and L. W. Fagg, Nucl. Instr. and Meth. **A366** (1995) 325.
- [11] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer and A. Richter, Nucl. Phys. **A**, in Druck.
- [12] I. S. Towner, Phys. Reports **155** (1987) 263.
- [13] A. Richter, A. Weiss, O. Häusser and B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2519.
- [14] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D. I. Sober, S. K. Matthews and B. A. Brown, Phys. Rev. **C53** (1996) 127.
- [15] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, Y. Fujita and B. A. Anderson, Phys. Rev. **C**, eingereicht.
- [16] I. S. Towner and F. C. Khanna, Nucl. Phys. **A399** (1983) 334.
- [17] E. G. Adelberger, J. L. Osborne, H. E. Swanson and B. A. Brown, Nucl. Phys. **A417** (1984) 269.

- [18] Th. Grundey, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer and W. Stock, Nucl. Phys. **A357** (1980) 269.
- [19] P. E. Burt, L. W. Fagg, H. Cranell, D. I. Sober, W. Stapor, J. T. O'Brien, J. W. Lightbody, X. K. Maruyama, R. A. Lindgren and C. P. Sargent, Phys. Rev. **C29** (1984) 713.
- [20] H. Theissen, Springer Tracts in Mod. Phys. **65** (1972).
- [21] H. Überall, *Electron Scattering From Complex Nuclei – Part A*, Academic Press, New York – London (1971).
- [22] T. de Forest and J. D. Walecka, Adv. Phys. **15** (1973) 1.
- [23] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure – Vol. I*, W. A. Benjamin, New York – Amsterdam (1962).
- [24] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton, New Jersey, Princeton University Press (1957).
- [25] B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Nucl. Phys. **A474** (1987) 290.
- [26] L. W. Fagg, Rev. Mod. Phys., **47** (1975) 683.
- [27] D. H. Wilkinson, Nucl. Instr. Meth. **A335** (1993) 172.
- [28] G. A. Peterson and W.C. Barber, Phys. Rev. **128** (1962) 812.
- [29] R. E. Rand, Nucl. Instr. and Meth. **39** (1966) 45.
- [30] W. L. Bendel, L. W. Fagg, R. A. Tobin and H. F. Kaiser, Phys. Rev. **173** (1968) 1103.
- [31] G. J. C. van Niftrik, H. de Vries, L. Lapikas and C. de Vries, Nucl. Instr. and Meth. **93** (1971) 301.
- [32] G. A. Peterson, J. B. Flanz, D. V. Webb, H. de Vries and C. F. Williamsen, Nucl. Instr. and Meth. **160** (1979) 375.
- [33] A. J. H. Donne, G. van Middelkoop, H. de Vries, L. Lapikas, J. B. Van der Laan, C. de Vries and J. G. Noomen, Nucl. Instr. and Meth. **244** (1984) 97.
- [34] J. T. O'Brien, D. I. Sober, L. W. Fagg, H. Crannell, M. Petraitis, J. P. Connelly, J. R. Deininger and S. E. Williamson, Nucl. Instr. and Meth. **A312** (1992) 531.
- [35] M. Knirsch, Dissertation (1991), TH Darmstadt D17.
- [36] K.-D. Hummel, Dissertation (1992), TH Darmstadt D17.

- [37] J. Horn, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [38] M. Kohl, Diplomarbeit (1996), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [39] R. Kämpf, Diplomarbeit (1991), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [40] F. Neumeyer, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [41] R. C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber, Cleveland (1970).
- [42] L. W. Fagg, W. L. Bendel, L. Cohen, H. F. Kaiser and H. Überall, *Phys. Rev.* **C4** (1971) 2089.
- [43] L. W. Fagg, J. T. O'Brien, H. L. Cranell and P. Burt, *Nucl. Instr. and Meth.* **A263** (1988) 283.
- [44] L. W. Fagg, private Mitteilung.
- [45] D. Hoffmann, G. Sobotta, K. Becker, H. Genz, A. Richter and G. Schrieder, *Nucl. Instr. and Meth.* **118** (1974) 321.
- [46] G. Herbert, Dissertation (1994), TH Darmstadt D17.
- [47] C. Hoffmann, Diplomarbeit (1994), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [48] P. M. Endt and C. van der Leun, *Nucl. Phys.* **A521** (1990) 1.
- [49] M. Petraitis, J. P. Connelly, H. Crannell, L. W. Fagg, J. T. O'Brien, D. I. Sober, J. R. Deininger, S. E. Williamson, R. Lindgren and S. Raman, *Phys. Rev* **C49** (1994) 3000.
- [50] E. S. Ginsberg and R. H. Pratt, *Phys. Rev.* **B134** (1964) 773.
- [51] S. Strauch, Diplomarbeit (1993), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [52] F. Neumeyer, Diplomarbeit (1993), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [53] C. Bähr, Diplomarbeit, TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [54] P. E. Burt, L. W. Fagg and H. Cranell, *Phys. Rev.* **C26** (1982) 713.
- [55] R. Neuhausen and R. M. Hutcheon, *Nucl. Phys.* **A164** (1971) 497.
- [56] B. A. Brown, A. Etchegoyen and W. D. M. Rae, The Oxford-Buenos-Aires-MSU Shell-Model-Code (OXBASH).
- [57] B. A. Brown, W. Chung and B. H. Wildenthal, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1631.

- [58] B. A. Brown, private Mitteilung.
- [59] N. I. Kassis and W. Knüpfer, private Mitteilung.
- [60] H. Heil, private Mitteilung.
- [61] B. A. Brown, private Mitteilung.
- [62] J. W. Watson et al., Phys. Rev. Lett **55** (1985) 1369.
- [63] B. D. Anderson et al., Phys. Rev. **C54** (1996) 602.
- [64] A. Arima, K. Shimizu, W. Bentz and H. Hyuga, Adv. in Nucl. Phys.

