

**Anregung und Zerfall
isoskalarer Riesenresonanzen
in den Reaktionen
 $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$, $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$
und $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.-Phys. Kai Oliver Schweda
aus Heidelberg

Juli 2000

Darmstadt
D 17

Referent: Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. J. Wambach

Tag der Einreichung: 11. Juli 2000

Tag der mündlichen Prüfung: 8. November 2000

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Riesenresonanzen im doppelt magischen Kern ^{48}Ca wurde am Protonenbeschleuniger des National Accelerator Centre, Faure, Südafrika ein Koinzidenzexperiment der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ durchgeführt. Der Aufbau zum Nachweis der Neutronen bestand dabei aus einem $4'' \times 2''$ NE213 und fünf $5'' \times 2''$ BC501A Szintillationsdetektoren, die im Abstand von etwa 80 cm ringförmig um das Streuzentrum angeordnet wurden. Diese Neutronendetektoren waren einem bereits existierenden Aufbau am S-DALINAC zur Durchführung von $(e,e'n)$ Koinzidenzexperimenten entnommen. Wegen des geringeren Strahlungsuntergrunds an einem Protonenbeschleuniger wurden von der massiven Abschirmung des $(e,e'n)$ Aufbaus nur die auf 54 cm verlängerten Kollimatoren aus Polyethylen verwendet, welche den Einfluß eingestreuter Neutronen minimierten.

Zur Untersuchung des Zerfalls des in der Reaktion $(p,p'n)$ angeregten Kerns ^{48}Ca wurden Rechnungen im statistischen Modell durchgeführt. Unter der vereinfachten Annahme reiner Quadrupolanregungen wurde in den experimentellen Neutronenspektren der Anteil an nichtstatistischen Zerfällen zu weniger als 20% abgeschätzt. Dieser Anteil kann erschöpfend durch den Beitrag von Knockout Prozessen erklärt werden.

In einem früheren Experiment wurden zur Untersuchung der Riesenresonanzen im ebenfalls doppelt magischen Kern ^{40}Ca in Koinzidenz zum gestreuten Proton vom angeregten Kern emittierte Protonen und α -Teilchen nachgewiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden experimentelle Winkelkorrelationen der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$, welche den Grundzustand des Tochterkerns ^{36}Ar bevölkert, in einem einfachen Modell beschrieben. Mit Hilfe dieser Beschreibung wurde der Wirkungsquerschnitt nach beitragenden Multipolaritäten entfaltet. Es erfolgte eine Erweiterung auf den komplizierteren p_0 -Zerfallskanal in ^{40}Ca , dessen Winkelkorrelationen ebenfalls beschrieben werden konnten. Die Grenzen des Modells zeigten sich in der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$, deren isotrope Winkelkorrelationen keine eindeutige Beschreibung erlaubten.

In beiden untersuchten Kernen wird niedrigliegende stark fragmentierte isoskalare Quadrupolstärke beobachtet. Die für die untersuchten Zerfallskanäle gefundenen E2-Stärkeverteilungen in ^{40}Ca stimmen im Rahmen der Fehler mit Er-

gebnissen aus der Elektronenstreuung und mikroskopischen RPA-Rechnungen überein. In ^{40}Ca beträgt die Ausschöpfung der isoskalaren energiegewichteten E2-Summenregel im Anregungsenergiebereich $E_x = 11.3 - 16.0$ MeV für den α_0 -Zerfallskanal 10.3(2.1)% und im Anregungsenergiebereich $E_x = 10.9 - 15.8$ MeV für den p_0 -Zerfallskanal 17.4(3.5)%. Die in inelastischer α -Streuung gefundene um einen Faktor zwei größere Stärke im α_0 -Zerfallskanal, was zur Infragestellung der zur Konvertierung von hadronischen Wirkungsquerschnitten in Übergangsstärken entwickelten Methoden geführt hat, wurde nicht bestätigt. In ^{48}Ca wird im Anregungsenergiebereich $E_x = 11.0 - 14.0$ MeV im n_0 -Zerfallskanal eine Ausschöpfung der isoskalaren energiegewichteten E2-Summenregel von 11.0 (2.2)% beobachtet.

Ein zweiter Teil dieser Arbeit war der Erweiterung des Darmstädter (e,e'n) Meßplatzes gewidmet: Das Ansprechvermögen der Neutronendetektoren wurde bereits in früheren Arbeiten unter Verwendung des sehr gut bekannten Neutronenspektrums aus der spontanen Spaltung des ^{252}Cf bestimmt. Ein Vergleich mit Monte Carlo Rechnungen, in denen der jeweilige Meßaufbau möglichst realistisch modelliert wurde, ergab allerdings eine Diskrepanz in der Absolutnormierung von 6.5%. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine weitere Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen für den mit höchster Statistik vermessenen Neutronendetektor durchgeführt. Die Kalibrierungsmessung fand in der rückstreuarmen Experimentierhalle der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig statt. Ein Ergebnis dieser Messung ist die tatsächliche Lichtausbeutefunktion für Protonen des kalibrierten Detektors. Um das Ansprechvermögen der Neutronendetektoren richtig zu beschreiben, mußten Ergebnisse aus Monte Carlo Rechnungen um 2.5% nach oben skaliert werden. Weiterhin wurde ein zusätzlicher, in seinem Ansprechvermögen noch nicht bekannter, mit dem $4'' \times 2''$ NE213 Detektor baugleicher Detektor kalibriert. Um diesen wurde der bestehende (e,e'n) Meßplatz in Darmstadt erweitert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimentelle Grundlagen	5
2.1	Kinematik	5
2.2	Inklusiver Wirkungsquerschnitt und Übergangsstärke	7
2.3	Koinzidenter Wirkungsquerschnitt	9
2.4	Riesenresonanzen in $^{40,48}\text{Ca}$	11
3	Experimentaufbau	15
3.1	Protonenstreumeßplatz	15
3.2	Funktionsweise der Neutronendetektoren	17
3.3	Aufbau der Neutronendetektoren	19
3.4	Elektronik und Datenaufnahme	20
4	Kalibrierung der Neutronendetektoren	25
4.1	Motivation	25
4.2	Pulshöhenkalibrierung	26
4.3	Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen	29
4.3.1	Experimentdurchführung an der PTB	30
4.3.2	Bestimmung der Protonen–Lichtausbeutefunktion	34
4.3.3	Bestimmung der Neutronenfluenz	37
4.4	Ansprechvermögen	39
5	Experimentdurchführung	43

6	Datenauswertung	46
6.1	Magnetspektrometer	46
6.2	Pulshöhenschwelle der Neutronendetektoren	49
6.3	n/ γ -Teilchentrennung	50
6.4	Koinzidente Zeitspektren	52
6.5	Untergrundabzug	54
6.6	Normierung der Spektren	57
7	Ergebnisse und Diskussion	59
7.1	Optisches Potential	59
7.2	4 π -Integration der Wirkungsquerschnitte	62
7.3	Zerfall des angeregten Kerns ^{48}Ca	65
7.3.1	Zerfallsbreiten	65
7.3.2	Rechnungen im statistischen Modell	66
7.3.3	Neutronenspektren	67
7.3.4	Restkernniveauspektrum	70
7.4	Winkelkorrelationen	72
7.4.1	Untergrund aus Knockout Reaktionen	72
7.4.2	Der Zerfallskanal $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$	76
7.4.3	Der Zerfallskanal $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$	81
7.4.4	Der Zerfallskanal $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$	84
7.4.5	Stärkeverteilungen	87
8	Ausblick	96
A	Parameter der optischen Potentiale	98

1 Einleitung

Das Auftreten kollektiver Moden ist eine generelle Eigenschaft quantenmechanischer Vielteilchensysteme. Der Atomkern als System stark wechselwirkender Fermionen besitzt ein reiches Spektrum an solchen kollektiven Moden [1,2]. Riesenresonanzen sind ein Beispiel dafür. Sie werden in nahezu allen bis auf die leichtesten Atomkerne beobachtet und zeigen sich als Resonanzstruktur in der Stärkeverteilung. Der Schwerpunkt der Verteilung ist eine stetige Funktion der Massenzahl. Schließlich schöpfen die beobachteten Stärken einen Großteil der Summenregel aus, die eine obere Grenze für die gesamte Übergangsstärke darstellt. Riesenresonanzen lassen sich nach Multipolen (L), Spin- und Isospin-Quantenzahlen ($\Delta S, \Delta T$) klassifizieren [3].

Im hydrodynamischen Modell besteht der Kern aus Tropfen einer viskosen, kompressiblen Flüssigkeit mit vier Komponenten, entsprechend den Neutronen und Protonen und den beiden Spinrichtungen. Kernanregungen werden hierbei als Dichteschwingungen kleiner Amplitude beschrieben [1]. Elektrische isoskalare Moden ($\Delta S = 0, \Delta T = 0$) entsprechen einer gleichphasigen, isovektorielle Moden ($\Delta T = 1$) einer gegenphasigen Schwingung von Protonen und Neutronen. Bei magnetischen ($\Delta S = 1$) oder Spin-Flip Moden schwingen Nukleonen mit aufwärtsgerichtetem Spin gegen Nukleonen mit abwärtsgerichtetem Spin.

Eine mikroskopische Beschreibung dieser kollektiven Moden liefern Rechnungen in *Random Phase Approximation* (RPA). Die Teilchen bewegen sich dabei in einem mittleren Potential, ohne untereinander wechselzuwirken. Kollektive Moden werden als Vibrationen kleiner Amplitude um den Grundzustand betrachtet. Mikroskopisch werden diese Vibrationen durch kohärente Überlagerung vieler 1-Teilchen-1-Loch (1p1h)-Anregungen beschrieben. Da in RPA keine Stöße zwischen den Teilchen stattfinden, breiten sich die Vibrationen als Wellen nullten Schalls aus. Rechnungen in RPA sind in der Lage, Schwerpunkt und Stärke der Riesenresonanzen gut vorherzusagen. Für eine realistischere Beschreibung der Dämpfung der Anregungen, die sich in der Breite der Stärkeverteilung äußert, sind in den mikroskopischen Rechnungen zusätzlich die Kopplung an das Kontinuum und die Mischung mit komplizierteren Konfigurationen zu berücksichtigen, die über die 1p1h-Struktur hinausgehen [4].

Die isovektorielle Dipol–Riesenresonanz wurde im Jahre 1947 bei der Messung von (γ, f) Wirkungsquerschnitten entdeckt [5]. Allerdings gelang erst rund 25 Jahre später am Elektronenbeschleuniger DALINAC [6] der Nachweis einer weiteren Riesenresonanz, der elektrischen isoskalaren Quadrupol–Riesenresonanz [7]. Vor rund 15 Jahren wurde ebenfalls am DALINAC eine magnetische Dipol–Mode, die Scissors Mode, erstmalig nachgewiesen [8]. Bis heute wurde eine Vielzahl weiterer kollektiver Moden beobachtet, einen Überblick gibt [3].

Mit der erfolgreichen Herstellung von Bose–Einstein Kondensaten in verdünnten Alkali Gasen [9] können wegen der gut verstandenen atomaren Wechselwirkung die Eigenschaften kollektiver Moden in quantenmechanischen Vielteilchensystemen nun auch von Grundprinzipien ausgehend untersucht werden. Die Anzahl der beteiligten Teilchen ist hier im Vergleich zum Atomkern (≈ 200) sehr viel größer ($\leq 10^6$). Erst kürzlich gelang der Nachweis von Oberflächenanregungen im Bose–Einstein Kondensat mit Quadrupol– und Hexadekapolcharakter [10]. Auch die Scissors Mode wurde bereits beobachtet [11]. In analoger Weise ist inzwischen das Studium eingeschlossener Fermi Gase möglich [12].

Als Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit wird die Anregung und der Zerfall isoskalarer Riesenresonanzen in den Kernen ^{40}Ca und ^{48}Ca untersucht. Beide Kerne sind doppelt magisch und daher einer Beschreibung in mikroskopischen Modellen zugänglich. Der Kern ^{40}Ca wurde in vielen Reaktionen untersucht, u.a. auch in $(\alpha, \alpha'x)$ und $(e, e'x)$ Experimenten [13–15]. Hierbei wurde eine starke Fragmentierung von E2– und E0–Stärke mit unerwartet hohen Stärkeanteilen bei niedrigen Anregungsenergien ($E_x \leq 15$ MeV) beobachtet. Diese Fragmentierung wird gut von mikroskopischen Rechnungen beschrieben, die auch $1p1h \otimes$ Phononen Konfigurationen berücksichtigen [16]. Die genauesten Daten zu den elektrischen Riesenresonanzen in ^{48}Ca stammen aus einem $(e, e'n)$ Experiment [17, 18]. Die Verteilung der isovektoriellen Dipol–Riesenresonanz wurde hier mit guter Statistik vermessen, wobei ein hoher Anteil von nichtstatistischem Neutronenzerfall in tiefliegende Lochzustände beobachtet wurde. Die abgeleitete Verteilung der summierten isoskalaren Monopol– und Quadrupolstärke ist jedoch mit größeren Unsicherheiten behaftet. Die E1–Stärkeverteilung wird gut durch mikroskopische Rechnungen aus [19] beschrieben. Die großen Abweichungen der Rechnungen in der E2– und E0–Stärkeverteilung sind noch unverstanden.

Riesenresonanzen sind in vielen verschiedenen Reaktionen untersucht worden [3]. Unter den möglichen Reaktionen sind die inelastische Hadronen- und Elektronenstreuung die wichtigsten. In der Elektronenstreuung können sowohl isoskalare als auch isovektorielle Moden angeregt werden. Die Variation des Impulsübertrags erlaubt die selektive Anregung verschiedener Multipolaritäten. Allerdings können bei niedrigen Impulsüberträgen wegen des ähnlichen Verlaufs der Formfaktoren für E0- und E2-Übergänge beide Multipolaritäten nicht voneinander unterschieden werden. Im Gegensatz dazu können in inelastischer Hadronenstreuung selektiv isoskalare Riesenresonanzen angeregt werden. Eine Trennung von E0- und E2-Stärke ist möglich. In der Hadronenstreuung tritt jedoch ein nichtresonanter Untergrund auf, der von den experimentellen Daten abgezogen werden muß und dessen theoretische Beschreibung noch nicht vollständig verstanden ist. Zusätzlich sind die abgeleiteten Übergangsstärken modellabhängig.

Die zur Konvertierung von hadronischen Wirkungsquerschnitten in Übergangsstärken entwickelten Methoden [20] wurden wegen starker Unterschiede in der abgeleiteten isoskalaren Quadrupol Stärkeverteilung aus den Reaktionen $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha'\alpha_0)$ sogar in Frage gestellt [21]. In Abb. 1.1 ist im oberen Teilbild der E2-Anteil am Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_0)$ als Funktion der Anregungsenergie in ^{40}Ca aufgetragen. Dieser wurde aus einer Multipolentfaltung der $(e, e'\alpha_0)$ Winkelkorrelationen und anschließender Integration über alle α -Emissionswinkel erhalten (in einer Analyse der Winkelkorrelationen dieser speziellen Reaktion ist eine Trennung von E0- und E2-Beträgen möglich). Das untere Teilbild zeigt den in der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha'\alpha_0)$ gemessenen Wirkungsquerschnitt für einen α -Emissionswinkel $\theta_\alpha^* = 240^\circ$. Dieser wurde in einer Kinematik aufgenommen, in der Übergänge der Multipolarität $L = 2$ dominieren. In beiden Spektren erkennt man bis auf eine Energieverschiebung von 200 – 300 keV eine gute Übereinstimmung in den auftretenden Strukturen. Allerdings besteht eine Diskrepanz in der beobachteten Ausschöpfung der isoskalaren E2-EWSR von etwa einem Faktor zwei.

Die Reaktion $^{40}\text{Ca}(p, p'\alpha_0)$ bietet die Möglichkeit, diese auftretende Diskrepanz zwischen den Resultaten aus der Elektronen- und Hadronenstreuung unabhängig zu überprüfen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits veröffentlichte Protonenstreuendaten [22] aufgrund ihrer besonderen Bedeutung nochmals sorgfältig analysiert. Zusätzlich wurde mit der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p, p'p_0)$ ein weiterer Zerfallskanal

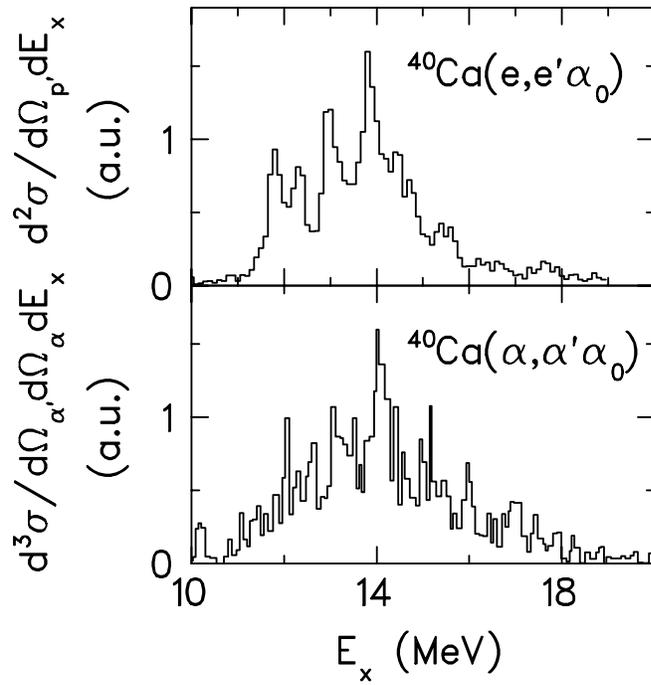


Abb. 1.1: Oberes Teilbild: E2-Anteil am Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_0)$ als Funktion der Anregungsenergie in ^{40}Ca . Dieser wurde aus einer Multipolentfaltung der $(e, e'\alpha_0)$ Winkelkorrelationen und anschließender Integration über alle α -Emissionswinkel erhalten. Unteres Teilbild: In der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha'\alpha_0)$ gemessener Wirkungsquerschnitt für einen α -Emissionswinkel $\theta_\alpha^* = 240^\circ$. Dieser wurde in einer Kinematik aufgenommen, in der Übergänge der Multipolarität $L = 2$ dominieren. Das gezeigte Bild ist entnommen aus [22].

aus diesem Datensatz ausgewertet.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kap. 2 werden die wichtigsten Größen und Gleichungen zur Kinematik und zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion $(p, p'x)$ zusammengestellt. Kapitel 3 stellt den experimentellen Aufbau zur Durchführung des $^{48}\text{Ca}(p, p'n)$ Experiments am K600 Magnetspektrometer des NAC vor. Die Kalibrierungsmessung der Neutronendetektoren mit monoenergetischen Neutronen wird in Kap. 4 behandelt. Die Durchführung des $^{48}\text{Ca}(p, p'n)$ Experiments und die Analyse der Rohdaten sind in den Kapn. 5 und 6 beschrieben. In Kap. 7 werden die isoskalaren E2-Stärkeverteilungen aus der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p, p'n_0)$ und aus den früher aufgenommenen Daten der Reaktionen $^{40}\text{Ca}(p, p'p_0)$ und $^{40}\text{Ca}(p, p'\alpha_0)$ diskutiert.

2 Experimentelle Grundlagen

2.1 Kinematik

Die kinematischen Verhältnisse der Reaktion $(p,p'x)$ sind in Abb. 2.1 dargestellt. Das streuende Proton überträgt Energie ω und Impuls \mathbf{q} auf den zu untersuchenden Targetkern. Die Impulsvektoren des auslaufenden und einlaufenden Protons spannen dabei die Streuebene auf, $\mathbf{p}_f \times \mathbf{p}_i$. Der Protonenstreuwinkel $\theta_{p'}$ wird relativ zur Strahlachse gemessen. Aus dem ins Kontinuum angeregten Targetkern wird das hadronische Teilchen x emittiert, wodurch dieser in den Grundzustand oder einen angeregten Zustand seines Restkerns übergeht. Die z -Achse fällt mit der Richtung des Impulsübertrags \mathbf{q} zusammen. Die x -Achse steht senkrecht auf der Streuebene und die y -Achse ergänzt die x - und z -Achse zu einem rechtshändigen Koordinatensystem. Die Winkel θ_x und ϕ_x sind die Polar- und Azimutalwinkel des emittierten Teilchens relativ zur Achse des Impulsübertrags und zur y -Achse.

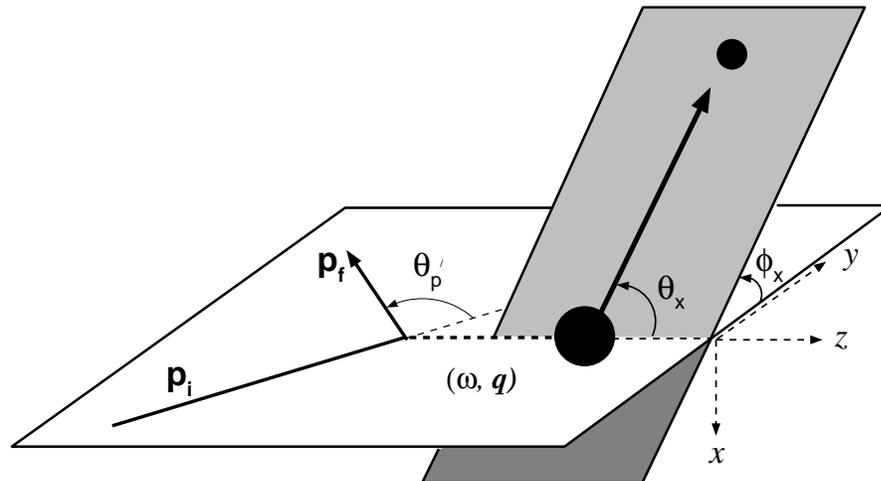


Abb. 2.1: Kinematische Verhältnisse der Reaktion $(p,p'x)$ im Laborsystem mit Definition der Streu- und Teilchenwinkel.

Eine vollständige Bestimmung der Kinematik ist durch die Anfangsbedingung des Impulses des einlaufenden Protons \mathbf{p}_i und die im Laborsystem vermessenen Größen gegeben. Im Experiment bestimmte Größen sind der Impuls des gestreu-

ten Protons \mathbf{p}_f , der Streuwinkel $\theta_{p'}$, sowie die kinetische Energie T_x des emittierten Teilchens und dessen Emissionswinkel θ_x und ϕ_x . Die Ruhemassen der beteiligten Teilchen und Kerne sind bekannt und wurden aus [23, 24] entnommen.

Das Quadrat des Impulsübertrags und der Winkel θ_q zwischen der Richtung des Dreierimpulsübertrags und der Achse des einlaufenden Protons ergibt sich aus den Beträgen der Dreierimpulse des einlaufenden und des gestreuten Protons p_i und p_f sowie aus dem Streuwinkel $\theta_{p'}$

$$q^2 = p_i^2 + p_f^2 - 2 \cdot p_i p_f \cos \theta_{p'}, \quad (2.1)$$

$$\cos \theta_q = \frac{p_i - p_f \cdot \cos \theta_{p'}}{q}. \quad (2.2)$$

Aus der Gesamtenergie $E_T = M_T + \omega$ und dem Impuls $\mathbf{p}_T = \mathbf{q}$ des Targetkerns nach der Streuung läßt sich dessen Anregungsenergie E_x bestimmen

$$E_x = \sqrt{E_T^2 - p_T^2} - M_T. \quad (2.3)$$

Als Referenzsystem zur Angabe des koinzidenten Wirkungsquerschnitts und der beteiligten Teilchenenergie dient das Ruhesystem des rückgestoßenen Targetkerns, welcher sich im Laborsystem entlang der Impulsübertragsachse \mathbf{q} bewegt. Die Größen im Schwerpunktsystem werden zur Unterscheidung der Größen im Laborsystem mit einem hochgestellten Stern gekennzeichnet. Der Impuls des aus dem angeregten Targetkern emittierten Teilchens im Schwerpunktsystem p_x^* [25] ergibt sich aus der Beziehung

$$p_x^* = p_x \cdot \left[\gamma^2 \cdot \left(\cos \theta_x - \frac{\beta}{\beta_x} \right)^2 + \sin^2 \theta_x \right]^{1/2}, \quad (2.4)$$

wobei $\beta = p_T/E_T$ die Schwerpunktgeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c , $\beta_x = p_x/\sqrt{m_x^2 + p_x^2}$ die Geschwindigkeit des emittierten Teilchens im Laborsystem und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ darstellt.

Nach der Emission eines Teilchens bleibt der Restkern in einem angeregten Zustand oder im Grundzustand zurück. Die Anregungsenergie im Restkern E_{rest} bestimmt sich aus der Anregungsenergie des Targetkerns E_x , der kinetischen Energie

im Schwerpunktsystem und der Separationsenergie des emittierten Teilchens T_x^* und S_x sowie der Rückstoßenergie T_{rest}^* des Restkerns

$$E_{rest} = E_x - T_x^* - S_x - T_{rest}^*. \quad (2.5)$$

Der Raumwinkel des Teilchendetektors im Schwerpunktsystem $\Delta\Omega_x^*$ ergibt sich aus dem Raumwinkel im Laborsystem $\Delta\Omega_x$ [25] über die Beziehung

$$\Delta\Omega_x^* = \Delta\Omega_x \cdot \frac{\sin\theta_x^*}{\sin\theta_x} \cdot \frac{d\theta_x^*}{d\theta_x}. \quad (2.6)$$

Dabei ist der Teilchenwinkel θ_x^* im Schwerpunktsystem bestimmt durch

$$\cot\theta_x^* = \gamma \cdot \left(\cot\theta_x - \frac{\beta}{\beta_x} \frac{1}{\sin\theta_x} \right). \quad (2.7)$$

2.2 Inklusiver Wirkungsquerschnitt und Übergangsstärke

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für inelastische Protonenstreuung an einem Targetkern mit Gesamtdrehimpuls und Parität $J^\pi = 0^+$ läßt sich darstellen als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{p_f}{p_i} \frac{1}{(2s+1)} |T_{fi}|^2, \quad (2.8)$$

wobei s, p_i und p_f der Spin sowie der Betrag des Dreierimpulses von einlaufendem und gestreutem Proton sind. Die reduzierte Masse von Projektil und Targetkern ist hier mit μ bezeichnet. In Bornscher Näherung mit verzerrten Wellen für das einlaufende und auslaufende Proton (Distorted Wave Born Approximation, DWBA) ergibt sich die Übergangsamplitude zu

$$T_{fi}^{DWBA} = \int \chi_f^{(-)}(\mathbf{p}_f, \mathbf{r}) U_{fi}(\mathbf{r}) \chi_i^{(+)}(\mathbf{p}_i, \mathbf{r}), \quad (2.9)$$

mit dem Übergangspotential

$$U_{fi}(\mathbf{r}) = \langle \psi_f | \sum_k V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) | \psi_i \rangle. \quad (2.10)$$

Die einlaufenden und auslaufenden verzerrten Wellen $\chi_i^{(+)}$ und $\chi_f^{(-)}$ können mit Hilfe eines optischen Potentials $U(r)$ berechnet werden. Die Größen ψ_i und ψ_f sind die Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustands des Targetkerns. Die Wechselwirkung zwischen Projektil und den Nukleonen im Target wird durch $V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k)$ beschrieben. Die Summe läuft hier über alle Nukleonen.

Betrachtet man Kernanregungen im kollektiven Modell [26] als kleine Oberflächenschwingungen der Multipolarität L , so läßt sich das Übergangspotential aus Gl. (2.10) unter Verwendung der Methode der impliziten Faltung [20] schreiben als

$$U_{fi}(r) = -\frac{\beta_L R_0}{\sqrt{2L+1}} \frac{d}{dr} U(r), \quad L \geq 2. \quad (2.11)$$

Hierbei beschreibt der Deformationsparameter β_L die Kopplungsstärke und R_0 den Halbwertsradius des optischen Potentials. Das Produkt $\beta_L R_0$ ist die Deformationslänge. Sie ist ein Maß für die Amplitude der Oberflächenschwingung. Der Wert des Deformationsparameters β_L ergibt sich aus dem Verhältnis von experimentellem zu berechnetem Wirkungsquerschnitt ($\beta_L^{DWBA} = 1$) zu

$$\beta_L^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L^{exp} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L^{DWBA}. \quad (2.12)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit $B(EL)$ ist mit dem Deformationsparameter β_L verknüpft über

$$B(EL) = \left(\frac{L+2}{4\pi} Z e \beta_L R_0 \langle r^{L-1} \rangle \right)^2, \quad L \geq 2. \quad (2.13)$$

Die Berechnung der radialen Momente $\langle r^{L-1} \rangle$ erfolgt bezüglich der Geometrie des verwendeten optischen Potentials [27]. Dies ist konsistent mit der Bestimmung des Deformationsparameters β_L nach Gl. (2.12), bei der das optische Potential in den berechneten Wirkungsquerschnitt eingeht. Einer anderen Methode [28] folgend werden die radialen Momente $\langle r^{L-1} \rangle$ entsprechend der Massenverteilung des Grundzustands berechnet, welche sich von den radialen Momenten des optischen Potentials unterscheiden können. Diese Methode wurde speziell für Protonenstreuung kritisiert [29] und hat gerade bei leichten Kernen und großen Werten für L zu Diskrepanzen zwischen Ergebnissen aus der Elektronenstreuung und der Hadronenstreuung geführt [30]. Sie wurde daher im folgenden nicht angewendet.

Die isoskalaren energiegewichteten Summenregeln (IS–EWSR) können für Multipolaritäten $L \geq 2$ modellunabhängig berechnet werden zu

$$S(EL) = \frac{\hbar^2}{8\pi m_p} L(2L + 1)^2 \frac{(Ze)^2}{A} \langle r^{2L-2} \rangle_{g.s.}, \quad L \geq 2. \quad (2.14)$$

Die Größe m_p bezeichnet die Protonenmasse. Da Summenregeln Eigenschaften des Grundzustands widerspiegeln, werden die radialen Momente bezüglich der Fermi–Verteilung des Grundzustands berechnet, deren Parameter aus der Elektronenstreuung bekannt sind [31]. Für die meisten Kerne wird die Verteilung des Grundzustands durch eine Fermi–Verteilung mit einem lediglich von der Massenzahl abhängigen Halbwertsradius $R = (1.115A^{1/3} - 0.53A^{1/3})$ fm und einem Hautdickeparameter $a = 0.5682$ fm gut beschrieben [27]. Daraus ergeben sich für die beiden Kerne ^{40}Ca und ^{48}Ca die in Tab. 2.1 angegebenen Werte für die isoskalaren Summenregeln.

	^{40}Ca	^{48}Ca
$S(E0)(e^2\text{fm}^4 \text{ MeV})$	2591	2354
$S(E2)(e^2\text{fm}^4 \text{ MeV})$	10310	9366
$S(E3)(10 \cdot e^2\text{fm}^6 \text{ MeV})$	56145	54555
$S(E4)(10^3 \cdot e^2\text{fm}^8 \text{ MeV})$	31438	32068

Tab. 2.1: Berechnete Werte für die elektrischen isoskalaren Summenregeln in ^{40}Ca und ^{48}Ca nach [27].

2.3 Koinzidenter Wirkungsquerschnitt

Der koinzidente Wirkungsquerschnitt der Reaktion $A(p,p')A^*$ und $A^* \rightarrow C+x$ läßt sich darstellen als Produkt der beiden Übergangsamplituden für die Anregung und den anschließenden Zerfall. Nach [32] gilt für den dreifach differentiellen

Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_x dE_x} = \frac{1}{2s+1} \sum_f \left| \sum_n A_{fn} \cdot A_{ni} \right|^2, \quad (2.15)$$

wobei der Index i den Anfangszustand bezeichnet, d.h. den Targetkern A im Grundzustand, wiederum mit Gesamtdrehimpuls und Parität $J_A^\pi = 0^+$, und das einlaufende Proton mit den zwei möglichen Spinprojektionen $s = \pm\frac{1}{2}$. Der Zwischenzustand n ist durch den in der Reaktion (p,p') angeregten Kern A^* und das auslaufende Proton definiert. Der Endzustand f beschreibt den Restkern C und das emittierte Teilchen x . Bei gleichzeitiger Anregung mehrerer Zwischenzustände ist eine kohärente Addition der Amplituden erforderlich. Die Amplitude für die Anregung ergibt sich aus den Gleichungen (2.8) und (2.9) zu

$$A_{ni} = \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \left(\frac{p_f}{p_i} \right)^{1/2} T_{ni}^{DWBA}. \quad (2.16)$$

In der Nullreichweiten-Näherung [33] nimmt die DWBA-Übergangsamplitude die Form

$$T_{ni}^{DWBA} \propto \sum_{lsj} \sqrt{2j+1} A_{lsj} \langle J_A j M_A, M_{A^*} - M_A | J_{A^*} M_{A^*} \rangle \beta_{lsj}^{mm_p' m_p} \quad (2.17)$$

an. Hier, wie im folgenden, bezeichnen die Größen J, j und M, m den Gesamtdrehimpuls und dessen Projektion auf die z -Achse der beteiligten Kerne und Teilchen. Der Gesamtdrehimpulsübertrag $\mathbf{j} = \mathbf{J}_{A^*} - \mathbf{J}_A$ setzt sich zusammen aus dem Spinübertrag $\mathbf{s} = \mathbf{s}_p - \mathbf{s}_{p'}$ und dem Drehimpulsübertrag $\mathbf{l} = \mathbf{j} - \mathbf{s}$. Die Größen A_{lsj} sind die spektroskopischen Koeffizienten. Aus den reduzierten Amplituden $\beta_{lsj}^{mm_p' m_p}$ lassen sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten der magnetischen m -Unterzustände des Zwischenzustands n berechnen.

Die Zerfallsamplitude ist gegeben als

$$A_{fn} = \langle J_C M_C | H | J_{A^*} M_{A^*} \rangle, \quad (2.18)$$

wobei der Hamiltonoperator H den Zerfall des Zwischenkerns beschreibt. Diese Zerfallsamplitude läßt sich entwickeln nach Kugelflächenfunktionen zu

$$A_{fn} = \sum_k D_k^{fn} \langle l_k m_{l_k} s_x m_x | J_{p_k} m_{p_k} \rangle \times \langle J_{p_k} m_{p_k} J_C M_C | J_{A^*} M_{A^*} \rangle Y_{l_k}^{m_{l_k}}(\theta_x^*, \phi_x^*). \quad (2.19)$$

Das emittierte Teilchen x trägt Bahndrehimpuls l_k und Spin s_x mit den Projektionen m_{l_k} und m_x , welche zum Gesamtdrehimpuls J_{p_k} mit Projektion m_{p_k} koppeln. Die im allgemeinen komplexe Größe D_k^{fn} beschreibt den relativen Anteil der einzelnen Zerfallskanäle zum Zerfall des Zwischenzustands n . Betrachtet man den Zerfall in genau einen definierten Endzustand, so gilt

$$\sum_k |D_k^{fn}|^2 = 1. \quad (2.20)$$

Über die Kugelflächenfunktionen Y_l^m ist der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt explizit abhängig von den Emissionswinkeln θ_x^* und ϕ_x^* im Schwerpunktsystem. Im folgenden wird dieser Wirkungsquerschnitt durch Winkelkorrelationsfunktionen beschrieben, die lauten

$$W(\theta^*, \phi^*) = \frac{1}{2s+1} \sum_{m_p} \sum_{m'_p} \sum_{M_C, m_x} \left| \sum_n \sum_{M_{A^*}^n = -J_{A^*}^n}^{J_{A^*}^n} A_{fn} \cdot A_{ni} \right|^2. \quad (2.21)$$

Bei Kenntnis der Wellenfunktionen der angeregten Zustände und der jeweiligen Größen D_k^{fn} kann durch Variation der einzelnen Amplituden A_{ni} eine Anpassung an den gemessenen Wirkungsquerschnitt erfolgen. Dadurch lassen sich die Beiträge verschiedener Multipolaritäten zur Anregung bestimmen.

Durch Integration über alle möglichen Emissionswinkel θ^* und ϕ^* ergibt sich der Gesamtwirkungsquerschnitt für die betrachtete Reaktion zu

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_x} = \int_{\phi^*=0}^{2\pi} \int_{\theta^*=0}^{\pi} W(\theta^*, \phi^*) \sin\theta^* d\theta^* d\phi^*. \quad (2.22)$$

2.4 Riesenresonanzen in $^{40,48}\text{Ca}$

In den beiden Experimenten $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p'x, x=p, \alpha)$ wurden die Kerne $^{40,48}\text{Ca}$ im Bereich der Riesenresonanzen niedriger Multipolarität bei Anregungsenergien zwischen $E_x = 11$ und 23 MeV untersucht. Bei Protoneneinschubenergien um $E_p = 100$ MeV dominiert der isoskalare Anteil in der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung [34, 35]. In den gewählten Kinematiken war damit die

Anregung isoskalärer Übergänge ($\Delta T = 0$) bevorzugt, während die Anregung isovektorieller Moden, insbesondere der isovektoriellen Dipol–Riesenresonanz, nur schwach sein sollte. Coulombanregungen, welche unter extremen Vorwärtswinkeln dominieren, spielen in der gewählten Kinematik keine Rolle.

Die Lage der isoskalaren Riesenresonanzen, die Teilchenschwellen und die erwarteten Energien der emittierten Teilchen definierten die Randbedingungen in beiden Experimenten. Dies soll im folgenden kurz zusammengefaßt werden.

Die Massensystematik [3]

$$E_x(2^+) \approx 65 A^{-1/3} \quad (2.23)$$

sagt die Lage der isoskalaren Quadrupol–Riesenresonanz für mittelschwere Kerne der Massenzahl $A \approx 60$ bei $E_x(2^+) \approx 17$ MeV voraus. Die isoskalare Monopol–Riesenresonanz wird bei einem ähnlichen Wert der Anregungsenergie erwartet. Eine starke Fragmentation der Summe aus isoskalarer Monopol– und Quadrupol–Stärke wurde in der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e, e'n)$ im Anregungsenergiebereich von 11 bis 25 MeV beobachtet [17]. Dies ist in Übereinstimmung mit einem früheren $^{48}\text{Ca}(\vec{p}, \vec{p}')$ Experiment [36], in dem auch stark fragmentierte Quadrupol–Stärke detektiert wurde. In ^{40}Ca wurde ebenfalls eine starke Fragmentierung beider Stärkeverteilungen in inelastischer Elektronen– und Hadronenstreuung beobachtet [13, 15, 37]. Diese Resultate werden durch mikroskopische Rechnungen beschrieben [19]. Die isoskalare Oktupolstärke verteilt sich auf Anregungsenergien unterhalb von $E_x \approx 10$ MeV und oberhalb von $E_x \approx 30$ MeV, entsprechend $1\hbar\omega$ und $3\hbar\omega$ Anregungen. Daher wurde in beiden Experimenten im untersuchten Anregungsenergiebereich isoskalare Oktupolstärke nur zu einem geringen Anteil in Einheiten der energiegewichteten Summenregel erwartet. In den Abb. 2.2 und 2.3 ist für die Kerne ^{48}Ca und ^{40}Ca eine Übersicht über den untersuchten Anregungsenergiebereich und die möglichen Zerfallskanäle gezeigt. Die Separationsenergien sind in Tab. 2.2 zusammengestellt. Im neutronenreichen Kern ^{48}Ca ist im untersuchten Anregungsenergiebereich der Zerfall über Neutronenemission der dominante Zerfallskanal. Der Zerfall über geladene Teilchen ist wegen der sehr viel höheren Schwellen und der Coulombbarriere stark unterdrückt. Aufgrund der für Neutronen nicht wirksamen Coulombbarriere können diese mit niedrigsten kinetischen Energien $T_n^* > 0$ MeV emittiert werden. Wegen der im Experiment bestehenden Nachweisschwelle für Neutronen konnten aber nur Ereignisse beob-

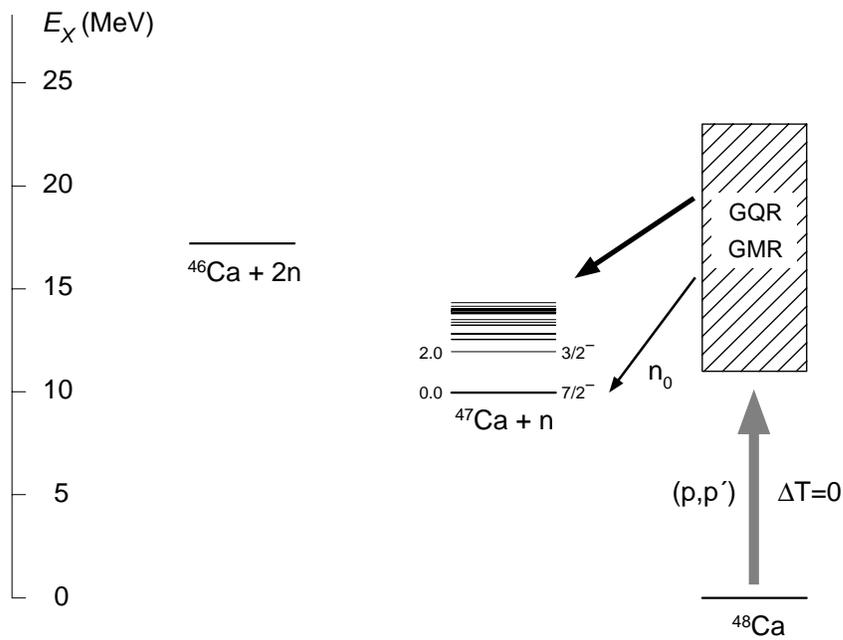


Abb. 2.2: Anregung und Zerfall von ^{48}Ca .

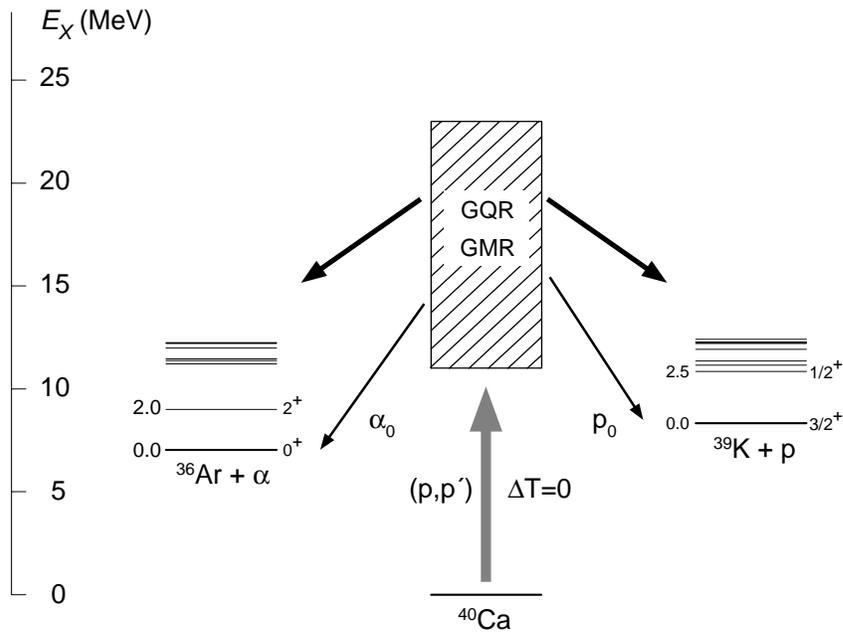


Abb. 2.3: Anregung und Zerfall von ^{40}Ca .

achtet werden, die Neutronen mit kinetischen Energien $T_n^* > 1$ MeV lieferten. Die höchsten Neutronenenergien bis zu $T_n \approx 13$ MeV treten beim Zerfall in den Grundzustand des Restkerns ^{47}Ca auf. Dieser Zerfallskanal wird im folgenden als n_0 -Kanal bezeichnet. Der erste angeregte Zustand in ^{47}Ca liegt bei $E_x(^{47}\text{Ca}) = 2.014$ MeV. Mit der erreichten Energieauflösung im Neutronenzweig konnte der

^{48}Ca	Teilchen x	n	α	p	2n	np			
	$S(x)$ (MeV)	9.95	14.38	15.81	17.22	24.16			
^{40}Ca	Teilchen x	α	p	2α	2p	$p\alpha$	n	^3He	d
	$S(x)$ (MeV)	7.04	8.33	13.68	14.71	15.55	15.64	18.83	19.18

Tab. 2.2: Separationsenergien für ^{48}Ca und ^{40}Ca [38].

Zerfall in den Grundzustand energetisch von Zerfällen in angeregte Zustände des ^{47}Ca getrennt werden.

Im Kern ^{40}Ca liegen die Schwellen für die Emission geladener Teilchen wesentlich niedriger. Hier sind im untersuchten Anregungsenergiebereich die Emission von Protonen und α -Teilchen die dominanten Zerfallskanäle. Die Emission von Deuteronen und ^3He -Kernen ist energetisch möglich, jedoch wegen des Schwellenverhaltens gegenüber anderen offenen Zerfallskanälen stark unterdrückt. Der Zerfall über die Emission eines Protons bzw. α -Teilchens in den Grundzustand des Tochterkerns ^{39}K bzw. ^{36}Ar , im folgenden als p_0 - und α_0 -Kanal bezeichnet, konnte vom Zerfall in angeregte Zustände getrennt werden. Wegen der Coulombbarriere sind die auftretenden Energien geladener Teilchen höher als für Neutronen. Der Zerfall über die Emission von Neutronen war in diesem Experiment nicht zugänglich.

In ^{48}Ca und ^{40}Ca ist bei Anregungsenergien oberhalb von $E_x = 17.2$ bzw. 13.7 MeV die Emission von zwei Zerfallsteilchen pro Anregung möglich. Dies führt zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit, den Zerfall dieser Anregung zu beobachten, und muß in der Analyse des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden.

Einen nichtresonanten Beitrag zum experimentellen Wirkungsquerschnitt liefern sogenannte Knockout Prozesse [39, 40], in denen das einlaufende Proton ein Nukleon oder Cluster von Nukleonen aus dem Kernverband herausschlägt. Der Wirkungsquerschnitt für solche Reaktionen ändert sich nur schwach mit der vom Proton übertragenen Energie und kann für Zerfallskanäle, die tiefliegende Lochzustände im jeweiligen Tochterkern bevölkern, den Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Riesenresonanzen übersteigen. Darauf wird in Kap. 7 ausführlich eingegangen.

3 Experimentaufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau zur Durchführung des (p,p'n) Experiments an ^{48}Ca vorgestellt. Zunächst wird auf den Nachweis des gestreuten Protons im K600 Magnetspektrometer eingegangen. Danach erfolgt eine Beschreibung des Aufbaus der Neutronendetektoren. Anschließend wird die verwendete Trigger- und Koinzidenzelektronik vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung des zu einem früheren Zeitpunkt durchgeführten $^{40}\text{Ca}(p,p'x=p,\alpha)$ Experiments läßt sich in [22, 41] finden.

3.1 Protonenstreumeßplatz

Beide Protonenstreuexperimente wurden am Zyklotron des National Accelerator Centre (NAC) in Faure, nahe Kapstadt, Südafrika durchgeführt [42]. Neben kernphysikalischer Grundlagenforschung dient dieses Labor der medizinischen Strahlenbehandlung, wie Tumorthherapie und minimalinvasiver Chirurgie sowie der Herstellung kurzlebiger radioaktiver Isotope. In Abb. 3.1 sind der Grundriß der Beschleunigerhalle sowie die angeschlossenen Experimentier- und Behandlungsplätze dargestellt.

Protonen und leichte Ionen werden im Injektorzyklotron SPC1 (solid pole cyclotron), schwere und polarisierte Ionen im SPC2 mit zwei externen Ionenquellen auf eine Energie von 8 MeV/Nukleon vorbeschleunigt, um anschließend in den Hauptbeschleuniger (Separated Sector Cyclotron, SSC) eingeschossen zu werden. Protonen erfahren einen Energiegewinn von 1 MeV pro Umlauf und erreichen eine maximale Endenergie von 200 MeV. Die von der Endenergie abhängige Zyklotronfrequenz liegt dabei zwischen 6 und 26 MHz, bei einem maximalen Strahlstrom von $230\mu\text{A}$. Der Protonenstrahl wird daraufhin ausgekoppelt und durch Strahlführungselemente über zwei 90° Umlenkmagnete, welche der Energiebestimmung dienen, in die Experimentierhalle des K600 Magnetspektrometers [43] geleitet. Dieses ist in Abb. 3.1 mit der Nummer ⑪ markiert. Der Spektrometermeßplatz mit Streukammer und Detektorsystem ist in Abb. 3.2 genauer dargestellt. Das Target wird im Zentrum der Streukammer von einer Targetleiter

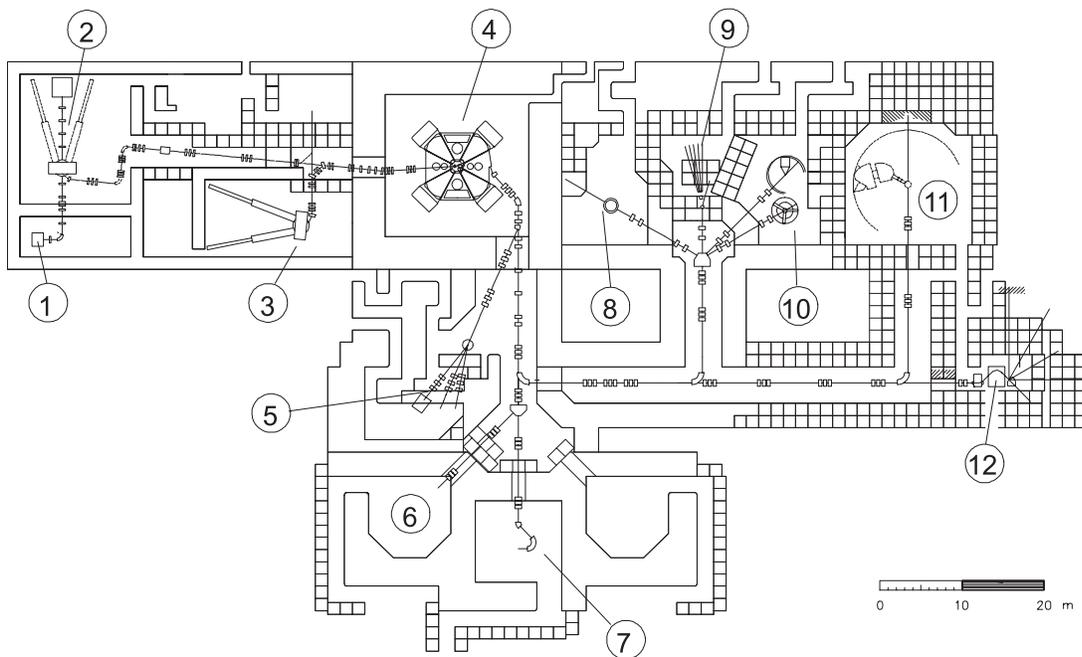


Abb. 3.1: Übersicht über das Zyklotron des NAC und die angeschlossenen Experimentier- und Behandlungsplätze. ① EZR Ionenquelle, ② SPC1 Injektorzyklotron, ③ SPC2 Injektorzyklotron, ④ Separated Sector Cyclotron (SSC), ⑤ Isotopenproduktion, ⑥ Protonentherapie, ⑦ Neutronentherapie, ⑧ Experimente mit geladenen Teilchen, ⑨ Experimente mit Neutronenstrahlen, ⑩ γ -Spektroskopie, ⑪ K600 Magnetspektrometer und ⑫ Beam Swinger Magnet. Diese Abbildung ist entnommen aus [42].

gehalten, deren Achse mit der Drehachse des Spektrometers zusammenfällt. Der ungestreute Protonenstrahl wird schließlich in einem segmentierten Strahlfänger gestoppt. Dieser dient der Überprüfung der Strahlposition sowie der Messung des Strahlstroms. Die gestreuten Protonen werden im K600 Magnetspektrometer impulsselektiv nachgewiesen. Das Spektrometer besteht aus einem Sextupolmagneten, einem Quadrupolmagneten und zwei Dipolmagneten. Vor dem Sextupolmagneten ist ein Karussell mit Schlitzblenden zur Definition des Raumwinkels angebracht. Der maximale Raumwinkel beträgt 6 msr bei einer relativen Impulsakzeptanz von $\pm 5\%$. Das Detektorsystem des K600 Magnetspektrometers besteht aus einer Vieldraht-Driftkammer zur Bestimmung des Durchstoßortes und des Durchstoßwinkels des gestreuten Protons durch die Fokalebene. Hinter der Driftkammer befinden sich zwei 3.2 mm und 12.7 mm starke Plastikszintillato-

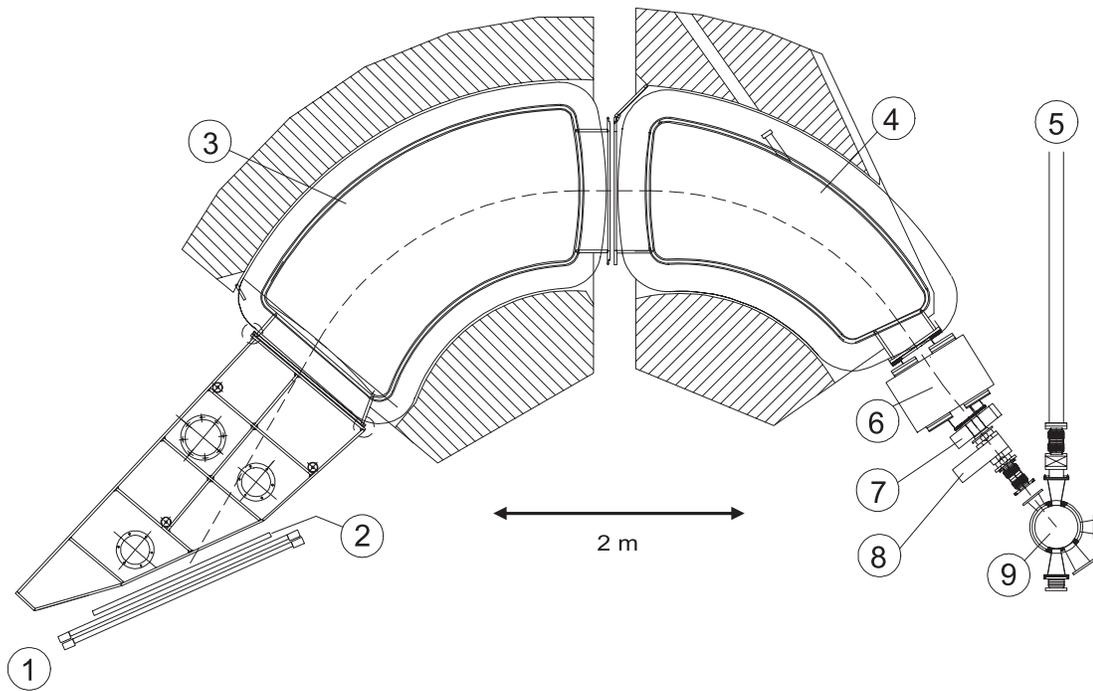


Abb. 3.2: Protonenstreumeßplatz mit dem K600 Magnetspektrometer. ① Szintillatoren, ② Vieldraht-Driftkammer, ③ und ④ Dipolmagnete, ⑤ Strahlführung zum Strahlfänger, ⑥ Quadrupolmagnet, ⑦ Sextupolmagnet, ⑧ Karussell mit Blenden und ⑨ Streukammer. Diese Abbildung ist entnommen aus [43].

ren, deren koinzidentes Signal das Protonenzeitsignal liefert. Zur Durchführung des $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ Experiments wurde dieser Meßplatz um sechs ringförmig um das Zentrum der Streukammer angeordnete Neutronendetektoren erweitert. Diese Detektoren und ihr Aufbau werden in den Kapiteln 3.2 und 3.3 beschrieben.

3.2 Funktionsweise der Neutronendetektoren

In der Reaktion $(p,p'n)$ wird das emittierte Neutron in Koinzidenz zum gestreuten Proton nachgewiesen. Zum Nachweis dieser Neutronen wurden insgesamt sechs Neutronendetektoren eingesetzt. Fünf dieser zylindrischen Detektoren waren mit dem flüssigen organischen Szintillator BC501A [44] gefüllt, 5'' im Durchmesser und 2'' tief, und an Photomultiplier des Typs XP4512B [45] gekoppelt.

Bei dem sechsten Neutronendetektor handelte es sich um einen $4'' \times 2''$ NE213-Detektor [46], gekoppelt an einen Photomultiplier XP2041 [45]. Der indirekte Nachweis des Neutrons im Szintillator geschieht durch Streuung an Wasserstoff- und Kohlenstoffkernen und die dabei entstehenden geladenen Rückstoßionen. Daneben ist dieser Detektortyp auch auf γ -Quanten sensitiv, die hauptsächlich über den Compton-Effekt wechselwirken, wobei freie Elektronen entstehen. Die entstandenen geladenen Teilchen regen den Szintillator zur Emission von Licht an, welches im Photomultiplier in ein elektrisches, der erzeugten Lichtmenge proportionales Amplitudensignal umgewandelt wird.

In der Regel deponiert das Neutron nicht seine gesamte kinetische Energie im Szintillator, sondern verläßt diesen vorher. Aus diesem Grund erfolgt die Bestimmung der kinetischen Energie des Neutrons über die Flugzeitmethode. Die kinetische Energie T_n ergibt sich zu

$$T_n = (\gamma - 1) \cdot m_n c^2 \approx \frac{1}{2} \cdot m_n c^2 \cdot \beta_n^2 \left(1 + \frac{3}{4} \beta_n^2 \right). \quad (3.1)$$

Die Geschwindigkeit β_n des Neutrons errechnet sich aus der gemessenen Neutronenflugzeit t und dem bekannten Flugweg s . Der mittlere Flugweg s wird abgeschätzt als der Abstand des Targetmittelpunkts in der Streukammer vom Szintillatormittelpunkt. Dieser ist die Summe des Abstands l der Detektorfront vom Targetmittelpunkt und der halben Szintillatortiefe. Die erreichbare Energieauflösung ΔT_n ist abhängig von der relativen Zeitauflösung $\Delta t/t$ und der Unsicherheit im Neutronenflugweg $\Delta s/s$ und wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{\Delta T_n}{T_n} \approx 2 \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s} \right)^2}. \quad (3.2)$$

Als Wert für Δs wird die halbe Szintillatortiefe angenommen.

Im Detektor nachgewiesene Neutronen- und γ -Ereignisse wurden nach der Nulldurchgangsmethode [47] voneinander unterschieden. Aufgrund des unterschiedlichen spezifischen Energieverlusts von Rückstoßionen und Elektronen wird die langsame Zerfallskomponente der Lichtemission des BC501A und des NE213 Szintillators verschieden stark bevölkert [48]. Dies äußert sich in unterschiedlichen Pulsformen, was zur Teilchentrennung verwendet wurde.

3.3 Aufbau der Neutronendetektoren

Die eingesetzten Neutronendetektoren waren einem Aufbau zur Durchführung von $(e, e'n)$ Koinzidenzexperimenten [17] am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [49] entnommen. Die Detektoren wurden am Experimentierplatz des K600 Magnetspektrometers in der Streuebene ringförmig in einem Abstand $l \approx 80$ cm um das Zentrum der Streukammer aufgebaut. Es wurden zwei verschiedene Winkelsätze für die Neutronendetektoren verwendet, so daß bis zu zwölf verschiedene Neutronenemissionswinkel beobachtet werden konnten. Eine Aufsicht auf den Aufbau ist in Abb. 3.3 gezeigt. Von der massiven

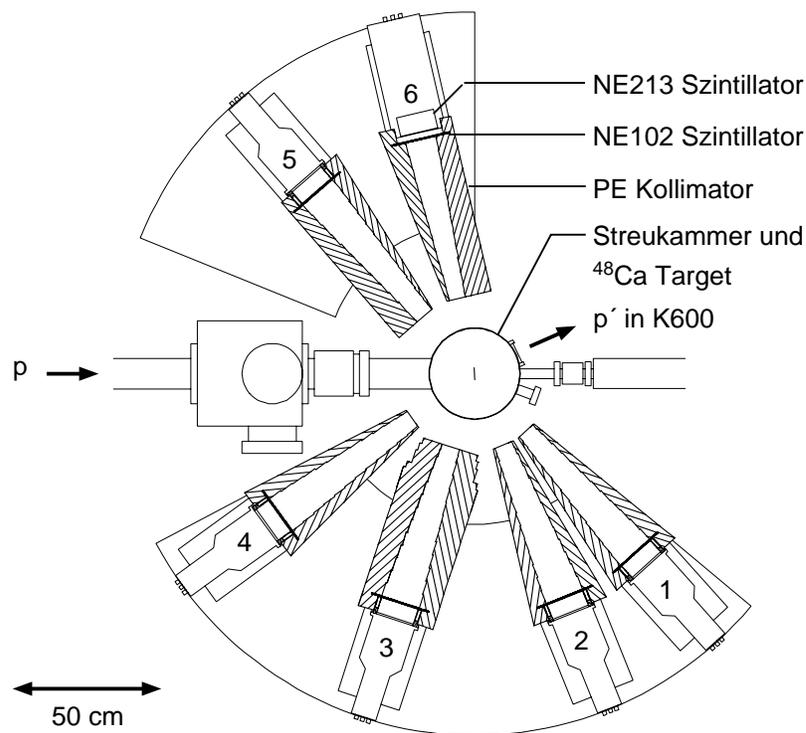


Abb. 3.3: Aufsicht auf die sechs Neutronendetektoren mit ihren Vetodetektoren und den Kollimatoren aus Polyethylen. Dargestellt ist der erste der beiden verwendeten Winkelsätze für die Neutronendetektoren.

Abschirmung, welche in der Elektronenstreuung essentiell für die Durchführung des Experiments ist, wurden lediglich die Kollimatoren aus reinem Polyethylen verwendet. Diese dienten der Abschirmung der Detektoren vor eingestreuten Neutronen von der Wand, dem Boden und dem Deckel der Streukammer, dem Strahl-

rohr sowie den beiden 1.5 cm starken Tischplatten aus Aluminium, auf denen die Neutronendetektoren aufgebaut waren. Der Durchmesser der Streukammer war mit 30 cm kleiner als im Darmstädter Aufbau. Daher konnte der vordere Teil der Kollimatoren um 11 cm verlängert werden, wodurch deren Wirksamkeit erhöht wurde. Unmittelbar vor den Detektoren befanden sich 3 mm starke NE102A Plastikszintillatoren [46] mit angekoppelten Hamamatsu R943 Photomultipliern [50] zur Unterdrückung elastisch gestreuter Protonen. Die Spalte in den Kollimatoren, in der sich im Darmstädter Aufbau die Bleiabschirmung vor den Neutronendetektoren befand, wurde bis auf den Platz für die Vetodetektoren durch einen zusätzlichen Ring aus Polyethylen geschlossen. Die Kollimatoröffnung war größer als für eine optimale Abschirmung erforderlich, um den Aufbau toleranter gegen Justagefehler und Schwankungen des Strahlflecks am Target zu machen. Dadurch war es möglich, daß Neutronen an der Innenseite des Kollimators eingestreut wurden. Die Korrektur der Störungen des Neutronenflusses durch Einstreuung am Kollimator und Ausstreuung sowie Absorption durch die Streukammerwand und den Plastikszintillator, welche die Neutronen auf dem Weg zum Detektor durchdringen mußten, ist in Kap. 4.4 beschrieben.

Die Parameter des Neutronendetektoraufbaus sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt. Angegeben sind für jeden Detektor der Szintillatortyp, die Größe und der Typ des angekoppelten Photomultipliers. Die beiden Winkel $\theta_n^{1,2}$, unter denen die Detektoren jeweils aufgestellt waren, wurden relativ zur Achse der einlaufenden Protonen gemessen. Die Größe $\Delta\Omega_n$ bezeichnet den Detektorraumwinkel. Der Detektorabstand l entsprach dem Abstand der Szintillatorfront vom Mittelpunkt der Streukammer. Die Genauigkeit der Abstandsmessung betrug etwa 1 mm. Für denselben Detektor waren in beiden Winkelsätzen der Detektorabstand und damit der Detektorraumwinkel im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch.

3.4 Elektronik und Datenaufnahme

Ein Blockschaltbild der zur Aufnahme der Daten verwendeten Trigger- und Koinzidenzelektronik ist in Abb. 3.4 für einen einzelnen Neutronendetektor gezeigt und soll im folgenden erläutert werden. Protonen, welche in den Raumwinkel des

Nr.	Szintillator	PM	θ_n^1	θ_n^2	l (cm)	$\Delta\Omega_n$ (msr)	
1	BC501A	$5'' \times 2''$	XP4512B	48.0°	58.0°	80.2	19.7
2	BC501A	$5'' \times 2''$	XP4512B	68.0°	88.0°	80.3	19.7
3	BC501A	$5'' \times 2''$	XP4512B	108.0°	128.0°	80.3	19.7
4	BC501A	$5'' \times 2''$	XP4512B	144.0°	210.0°	80.3	19.7
5	BC501A	$5'' \times 2''$	XP4512B	229.0°	247.0°	80.2	19.7
6	NE213	$4'' \times 2''$	XP2041	257.0°	267.0°	81.9	12.1

Tab. 3.1: Parameter des Neutronendetektoraufbaus mit Szintillator, Photomultiplier (PM), Detektorwinkeln $\theta_n^{1,2}$ relativ zur Strahlachse, Detektorabstand l und Detektorraumwinkeln $\Delta\Omega_n$. Für denselben Detektor waren in beiden Winkelsätzen der Detektorabstand und damit der Detektorraumwinkel identisch.

Spektrometers gestreut wurden, durchliefen eine vertikale Vieldraht-Driftkammer und wurden anschließend in zwei hintereinander aufgestellten Plastikszintillatoren unterschiedlicher Dicke gestoppt. An beiden Enden jedes Szintillators befanden sich Photomultiplier, deren Signale (aktiv) geteilt wurden. Das eine Teilsignal diente der Registrierung der Pulshöhe, das andere als Zeitsignal. Um unterschiedliche Lichtlaufzeiten im Szintillator auszugleichen, wurden beide Zeitsignale eines Szintillators gemittelt. Das koinzidente Signal beider Szintillatoren diente als Zeitsignal des Protons, welches die Messung der Driftzeiten und der Protonenflugzeit startete. Gestoppt wurde die Protonenflugzeit vom Zeitsignal des Zyklotronpulses. Das koinzidente Signal von Proton und dem Signal des Zyklotronpulses (RF) öffnete das Koinzidenzzeitfenster mit einer Breite von 800 ns. Damit war sichergestellt, daß bei einem Pulsabstand des Zyklotrons von 254 ns und einer maximalen Neutronenflugzeit von etwa 80 ns jeweils ein den echt koinzidenten Ereignissen vorangehender bzw. nachfolgender Puls aufgenommen wurde. Somit konnte auf den Anteil zufällig koinzidenter Ereignisse korrigiert werden. Zusätzlich wurden in ihrer Zählrate untersetzte (RD1) inklusive (p,p') Ereignisse aufgenommen. Wurde die Messung der Driftzeiten gestartet, ohne daß es sich um ein koinzidentes oder untersetztes Protonenereignis handelte, wurde ein Signal (FC) zum Löschen aller Pulshöhen und Driftzeiten an die Elektronik des Spektrometers gegeben.

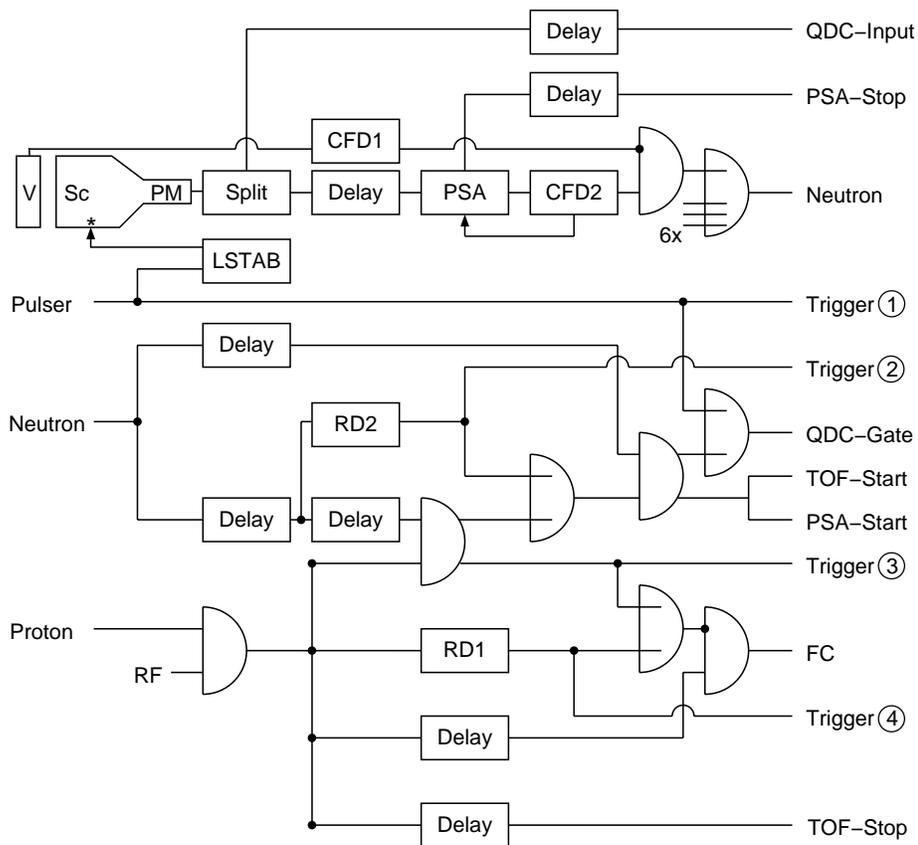


Abb. 3.4: Blockschaltbild der im (p,p'n) Experiment verwendeten Trigger- und Koinzidenzelektronik für einen einzelnen Neutronendetektor.

Die Anodensignale aus den Photomultipliern der Vetodetektoren (V) wurden im Diskriminator (CFD1) in logische Signale umgewandelt. Als Signal jedes Neutronendetektors (SC) diene ebenfalls das Anodensignal seines Photomultipliers (PM). Nach einer passiven Signalteilung (Split) wurde das eine Teilsignal in dämpfungsfarmen RG213 Kabeln um 800 ns verzögert und als Pulshöhensignal in einem ladungsempfindlichen Analog-Digitalwandler (QDC) digitalisiert. Das andere Teilsignal wurde über ein Modul zur Pulsformdiskriminierung (PSA) im Diskriminator (CFD2) in ein logisches Signal umgewandelt. Bildete dieses Signal mit dem logischen Signal des zugehörigen Vetodetektors einen zeitlichen Überlapp, so wurde es unterdrückt. Das logische ODER aller nicht unterdrückten logischen Signale der sechs Neutronendetektoren diene im weiteren als Neutronenzeitsignal.

Das logische UND des von Proton und Zyklotronpuls geöffneten Koinzidenzzeitfensters mit dem um 520 ns verzögerten Neutronenzeitsignal bildete den Trigger

für koinzidente Ereignisse. Zusätzlich wurden in ihrer Zählrate untersetzte (RD2) einzelne Neutronenereignisse aufgenommen. Das logische UND des Zeitsignals einer dieser beiden Ereignisarten mit dem ursprünglichen, um 680 ns verzögerten Neutronenzeitsignal öffnete das 390 ns breite Gate des QDC zur Aufnahme der Neutronendetektorpulshöhen und startete die Zeitmessung zur Pulsformdiskriminierung (PSA) und der Neutronenflugzeit (TOF). Dadurch war sichergestellt, daß das Gate des QDC relativ zum Pulshöhensignal des Neutronendetektors stets zur gleichen Zeit geöffnet wurde. Die Flugzeitmessung wurde gestoppt vom um mehr als die Breite des Koinzidenzzeitfensters verzögerten Signal von Proton und Zyklotronpuls. Die Neutronenflugzeiten wurden zunächst in ein proportionales Amplitudensignal umgewandelt und anschließend in einem Analog–Digitalwandler digitalisiert. Die Flugzeiten koinzidenter Ereignisse und untersetzter Neutronenereignisse wurden in zwei verschiedenen Anordnungen zur Zeit–Digitalwandlung mit unterschiedlichen Zeitbereichen von 840 ns und 240 ns verarbeitet. Deren Kalibrierung und Überprüfung auf Linearität erfolgte mit Hilfe eines Zeitkalibrators.

Um auf eventuelle Verstärkungsschwankungen in den Photomultipliern der Neutronendetektoren korrigieren zu können, erzeugten Leuchtdioden (LED) mit einer Rate von 10 s^{-1} Lichtblitze in den Szintillatoren der Neutronendetektoren. Die Schaltung zur Ansteuerung der Leuchtdioden wurde im Rahmen von [51] aufgebaut und ist optimiert auf eine hohe Stabilität der abgegebenen Lichtmenge. Der erzeugte Puls ist deutlich breiter als der des Szintillationslichts. Daher wurde für Pulsereignisse ein mit 1600 ns wesentlich breiteres Gate für den QDC gewählt. Für jedes Ereignis wurde in einem Register das Treffermuster der Neutronendetektoren sowie der Ereignistyp gespeichert.

Die Zählraten aller Detektoren sowie die Häufigkeit der verschiedenen Ereignistypen wurden in einem Zähler aufsummiert und im Abstand von zehn Sekunden ausgelesen. Ebenfalls in diesem Zähler aufsummiert wurden der integrierte und frequenzgewandelte, im Strahlfänger aufgesammelte Strahlstrom, die Zahl der LED–Pulse und die Pulszahl eines 1 MHz Pulsers. Diese Werte wurden zweimal aufgenommen, einmal freilaufend und einmal innerhalb der Totzeit der Datenaufnahme gesperrt. Damit konnte die Totzeit der Datenaufnahme bestimmt werden. Aus dem Vergleich der abgesetzten LED–Pulse mit den aufgenommenen LED–Pulsen konnte auf die Gesamttotzeit sowie die Totzeit der Elektronik geschlossen werden.

Damit waren während der Messung fünf verschiedene Klassen von Ereignissen definiert, für die unterschiedliche Parameter aufgenommen wurden.

- Einarm–Neutronenereignisse der Art (p,n): Diese wurden je nach Teilmessung um einen Faktor 200 bis 2000 untersetzt. Für Neutronenereignisse wurden die Pulshöhen der Detektoren, die Neutronenflugzeiten, die Zeitsignale der Pulsformdiskriminierung und die Nummer des angesprochenen Neutronendetektors aufgenommen.
- Einarm–Streueignisse der Art (p,p′): Diese wurden je nach Teilmessung um einen Faktor 4 bis 20 untersetzt. Für Protonenereignisse wurden die Driftzeiten und Drahtadressen der angesprochenen Zähldrähte, die Pulshöhen der Photomultiplier und die Protonenflugzeit aufgenommen.
- Koinzidente Streueignisse der Art (p,p′n): Für koinzidente Streueignisse wurden im Neutronenzweig die Pulshöhen der Detektoren, die Neutronenflugzeiten, die Zeitsignale der Pulsformdiskriminierung und die Nummer des angesprochenen Neutronendetektors aufgenommen. Im Protonenzweig wurden die Driftzeiten und Drahtadressen der angesprochenen Zähldrähte, die Pulshöhen der Photomultiplier und die Protonenflugzeit aufgenommen.
- Pulser–Ereignisse der Neutronendetektoren: Die Pulser–Ereignisse wurden mit einer Rate von 10 s^{-1} aufgenommen und enthielten die von den LED–Blitzen hervorgerufenen Pulshöhen.
- Zählerereignisse im Abstand von zehn Sekunden: Bei einem Zählerereignis wurden die Zählraten aller Detektoren, die Häufigkeit der verschiedenen Ereignistypen, der aufintegrierte Strom, die Zahl der LED–Pulse und die Pulszahl des 1 MHz Pulsers aufgenommen.

Die Datenaufnahme basierte auf einem CAMAC–System [52], das von einem Motorola MVME167 CPU Board [53] über A2–Crate–Controller [54] ausgelesen wurde. Die digitalisierten Daten wurden in der Datenstruktur des Programmpakets XSYS [55] gepackt und an eine VAX–Workstation weitergeleitet. Von dort aus wurden alle aufgenommenen Ereignisse auf Band weggeschrieben und standen zusätzlich zur Online Analyse zur Verfügung.

4 Kalibrierung der Neutronendetektoren

4.1 Motivation

In einem flüssigen organischen Szintillator werden Neutronen indirekt durch elastische und inelastische Streuung an Wasserstoff- und Kohlenstoffkernen nachgewiesen. Bei diesen Reaktionen entstehen geladene Rückstoßionen, nämlich Rückstoßprotonen, α -Teilchen, Deuteronen und Be-, B- und C-Ionen. Diese Rückstoßionen erzeugen im Szintillator Licht. Die dabei erzeugte Lichtmenge ist von der Teilchenart und dessen kinetischer Energie abhängig und wird durch Lichtausbeutefunktionen beschrieben. Für Neutronenenergien unterhalb von 20 MeV liefern Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung am Wasserstoffkern den dominanten Beitrag zur Lichterzeugung. Ein Neutron gilt als nachgewiesen, wenn infolge von Einfach- und Mehrfachstreuung genügend Licht im Szintillator erzeugt wird, so daß das resultierende Pulshöhensignal des Photomultipliers oberhalb der Diskriminatorschwelle liegt. Andernfalls entgeht das Neutron der Beobachtung. Damit ist das Ansprechvermögen für den Nachweis eines Neutrons abhängig von der Geometrie des Detektors, den Lichtausbeutefunktionen für geladene Teilchen, der Neutronenenergie sowie der Detektorschwelle.

Voraussetzung für die Bestimmung des Ansprechvermögens ist die Kalibrierung der Detektorpulshöhe in Einheiten der Elektronen-Lichtausbeute, d.h. der Lichtmenge, welche Elektronen einer bestimmten Energie im Szintillator erzeugen. Das Ansprechvermögen der sechs Neutronendetektoren wurde bereits in offener Geometrie [56] und im massiven (e,e'n) Aufbau [51] für das Neutronenspektrum des spontan spaltenden ^{252}Cf experimentell bestimmt und mit Ergebnissen von Monte Carlo Rechnungen verglichen. In den Rechnungen wurde dabei eine Protonen-Lichtausbeutefunktion angenommen, die sich von der tatsächlichen, zunächst unbekanntenen Protonen-Lichtausbeutefunktion unterscheiden kann. Um die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens beschreiben zu können, wurden in den Rechnungen effektive Schwellen L_{eff} gesetzt, die von den experimentellen Schwellen L_{exp} verschieden sein können. Das Ergebnis der Kalibrierungsmessung in freier Geometrie war die Zuordnung von effektiven Schwellen L_{eff} zu den experimentel-

len Schwellen L_{exp} . Allerdings überstieg das experimentell ermittelte Ansprechvermögen das Ergebnis der Rechnungen um $(6\pm 1)\%$. Diese Diskrepanz ergab sich für alle sechs eingesetzten Neutronendetektoren bei beliebiger Detektorschwelle und für alle Neutronenenergien.

Zur Klärung dieser Diskrepanz wurde im Rahmen dieser Arbeit eine weitere Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig durchgeführt. Da sich das Ansprechvermögen aller sechs Detektoren bei gleicher experimenteller Schwelle innerhalb von $\pm 1\%$ nicht unterscheidet, wurde lediglich der in der ersten Kalibrierungsmessung mit höchster Statistik vermessene Detektor 3 eingesetzt. Mit den Ergebnissen dieser Kalibrierungsmessung läßt sich das Ansprechvermögen der sechs im (p,p'n) Aufbau am NAC, Faure, Südafrika verwendeten Neutronendetektoren zuverlässig berechnen. Zusätzlich wurde ein weiterer, mit dem bereits vorhandenen $4'' \times 2''$ Neutronendetektor baugleicher und in seinem Ansprechvermögen noch nicht bekannter Detektor kalibriert. Um diesen siebten Neutronendetektor wurde der existierende (e,e'n) Meßplatz im Rahmen dieser Arbeit erweitert.

4.2 Pulshöhenkalibrierung

Zur Bestimmung des Ansprechvermögens der Neutronendetektoren ist eine genaue Kenntnis der Pulshöhenschwelle erforderlich. Diese Schwelle wird festgelegt relativ zur Lichtausbeute für Elektronen, welche für Energien $E_e \geq 40$ keV und unterhalb von etwa 1.6 MeV [57] durch eine lineare Funktion

$$L(E_e) = \kappa(E_e - \epsilon) \quad (4.1)$$

beschrieben werden kann, mit Werten für die Parameter $\kappa = 1$ MeV⁻¹ und $\epsilon = 5$ keV. Die Nullstelle ϵ berücksichtigt die Nichtlinearität bei niedrigen Elektronenenergien aufgrund von sogenannten Quenchingeffekten [58]. Damit ist die Einheit (light unit, l.u.) der Lichtausbeute L definiert als die Lichtmenge, welche ein Elektron der Energie 1.005 MeV im Szintillator erzeugt.

Der Nachweis von γ -Quanten geschieht wegen der niedrigen Ordnungszahl Z der Atome des flüssigen organischen Szintillators hauptsächlich über den Compton-Effekt. Ein γ -Quant der Energie E_γ kann maximal die Energie

$$E_C = \frac{E_\gamma}{1 + m_e c^2 / 2E_\gamma} \quad (4.2)$$

an ein Elektron übertragen; hierbei ist m_e die Ruhemasse des Elektrons. Mittels der Lichtausbeute $L(E_C)$ dieser Compton-Elektronen ist eine Kalibrierung des Pulshöhenspektrums möglich.

Zur γ -Kalibrierung der Neutronendetektoren im (p,p'n) Aufbau dienten die γ -Präparate $^{22,24}\text{Na}$, ^{137}Cs und ^{207}Bi mit insgesamt acht verschiedenen γ -Energien [59]. Im Falle des mit einer Halbwertszeit von 15 Stunden recht kurzlebigen Isotops ^{24}Na , welches eigens die Isotopenproduktion des NAC zur Verfügung stellte, wurde lediglich die niederenergetische der beiden Compton-Kanten verwendet. Für die Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen wurden die γ -Präparate ^{22}Na , ^{88}Y und ^{137}Cs eingesetzt. Eine Aufstellung aller verwendeten Präparate und der dazugehörigen γ -Energien ist in Tab. 4.1 gegeben.

Präparat	E_γ (MeV)	E_C (MeV)
^{22}Na	0.511	0.341
^{207}Bi	0.570	0.394
^{137}Cs	0.662	0.478
^{88}Y	0.898	0.699
^{207}Bi	1.064	0.858
^{22}Na	1.275	1.062
^{24}Na	1.369	1.154
^{207}Bi	1.770	1.547
^{88}Y	1.836	1.612

Tab. 4.1: Zur γ -Kalibrierung verwendete Isotope mit den Energien der γ -Quanten [59] und Compton-Elektronen.

Eine präzise Bestimmung der Lage der Comptonkante im Pulshöhenspektrum erfolgte mit der in [58] beschriebenen Methode. Mit dem Monte Carlo Code GRESP7 [58] wurde die Pulshöhenantwort für monoenergetische γ -Quanten der Energie E_γ berechnet. Das Ergebnis wurde mit der Detektorauflösung gefaltet und an die gemessenen Pulshöhenspektren in Nähe der Compton-Kanten für jede Kante angepaßt. Damit konnte die Lage der Comptonkante im Pulshöhenspektrum zu genauer als 1% festgelegt werden. Die Pulshöhenkalibrierung, d.h. die Zuordnung von Kanalnummer im Pulshöhenspektrum zur Lichtausbeute L in Einheiten von l.u., wurde anschließend mittels einer Ausgleichsrechnung durchgeführt.

Zählratenbedingte Schwankungen in der Verstärkung der Photomultiplier wurden aus der Änderung der Lage der LED-Pulserereignisse im Pulshöhenspektrum bestimmt. Bei Zählraten von wenigen hundert bis zu einigen tausend Ereignissen pro Sekunde für die verschiedenen γ -Präparate lagen die Verstärkungsschwankungen für alle Detektoren unterhalb von 2%. Das Ergebnis der Pulshöhenkalibrierung ist in Abb. 4.1 am Beispiel von Detektor 1 gezeigt. Für alle Detektoren beschrieb die gefundene Ausgleichsgerade die experimentellen Daten zu besser als 1%. Ein weiteres Ergebnis der Anpassung der berechneten an die gemessenen Pulshöhenspektren war die Detektorauflösung als Funktion der Pulshöhe. Die Detektorauflösung $\Delta L/L$ wurde mittels einer empirischen Funktion [60] parametrisiert zu

$$\Delta L/L = \left(\alpha^2 + \beta^2/L + \gamma^2/L^2 \right)^{1/2}, \quad (4.3)$$

mit unterschiedlichen Beiträgen aufgrund

- des ortsabhängigen Lichtübergangs von Szintillator zu Photokathode des Photomultipliers (α),
- des Einflusses der Photonen- und Zählstatistik (β) und
- von Rauschbeiträgen (γ).

Die für alle Detektoren gefundenen Werte für die Parameter α , β und γ sind identisch mit früheren Werten aus [51, 56].

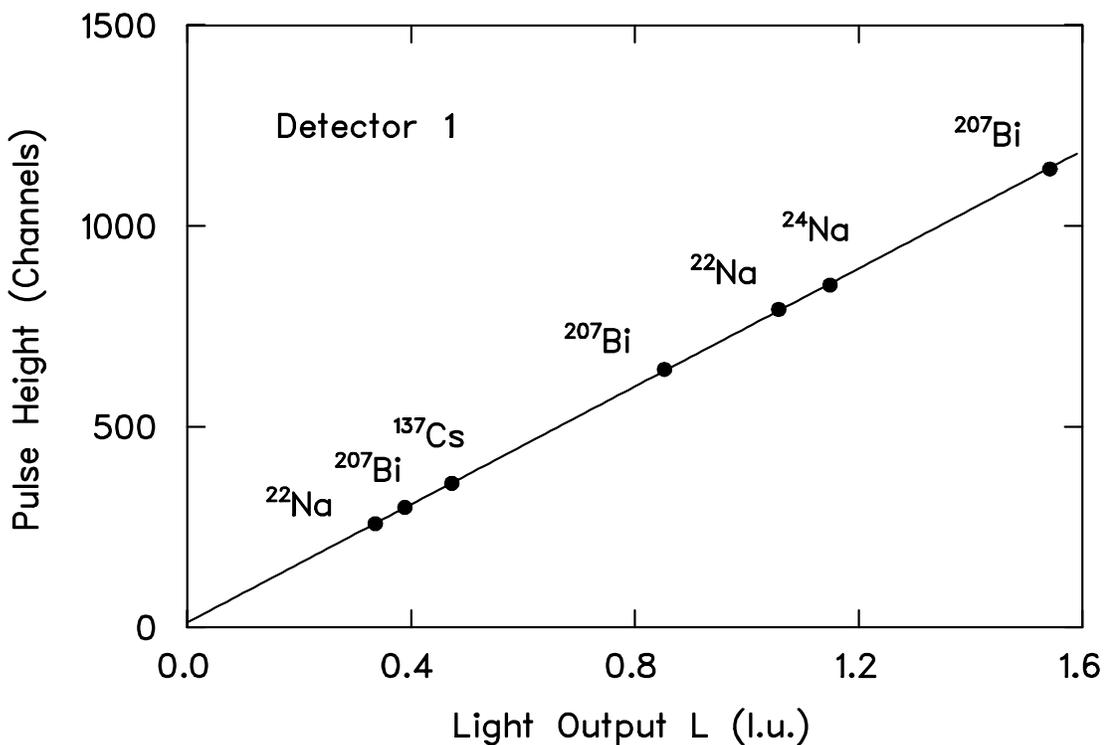


Abb. 4.1: Ergebnis der Pulshöhenkalibrierung. Aufgetragen ist die Lage der Compton-Kanten im Pulshöhenspektrum (Datenpunkte) als Funktion der Lichtausbeute L . Die Unsicherheit in der Bestimmung der Kanalnummer ist kleiner als die eingetragenen Datenpunkte. Die durchgezogene Linie ist eine Ausgleichsgerade.

4.3 Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen

Zur Bestimmung des Ansprechvermögens der Neutronendetektoren wurden Pulshöhenspektren für monoenergetische Neutronen aus den Reaktionen $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ und $\text{D}(\text{d},\text{np})\text{D}$ aufgenommen. Durch Anpassung der berechneten Detektorantwort wurden in einem iterativen Verfahren einzelne Punkte der tatsächlichen Protonen-Lichtausbeutefunktion $L(E_p)$ bestimmt. Aus dieser Anpassung ergab sich im Anschluß für die entsprechende Energie die Neutronenfluenz im Zentrum des zu kalibrierenden Neutronendetektors. Diese wurde mit der von einem Referenzdetektor der PTB bestimmten Fluenz verglichen, der in seinem Ansprechvermögen genauer als 1% bekannt ist.

4.3.1 Experimentdurchführung an der PTB

Die Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen wurde in der rückstreuarmen Experimentierhalle [63] der PTB durchgeführt. Diese Experimentierhalle bietet die besondere Möglichkeit eines äußerst massearmen Aufbaus, um den Einfluß eingestreuter Neutronen zu minimieren. Eine Aufsicht auf den Experimentierplatz zeigt Abb. 4.2. Die Gesamtfläche der Halle beträgt $24 \text{ m} \times 30 \text{ m}$, bei einer Höhe von 14 m . Die Strahlachse befindet sich 6.25 m über dem Hallenboden. Ein Aluminiumgitter in 4.50 m Höhe gestattet den Zugang zu den Detektoren und dem Target. In einem Zyklotron [63] wurden Deuteronen für die verschiedenen

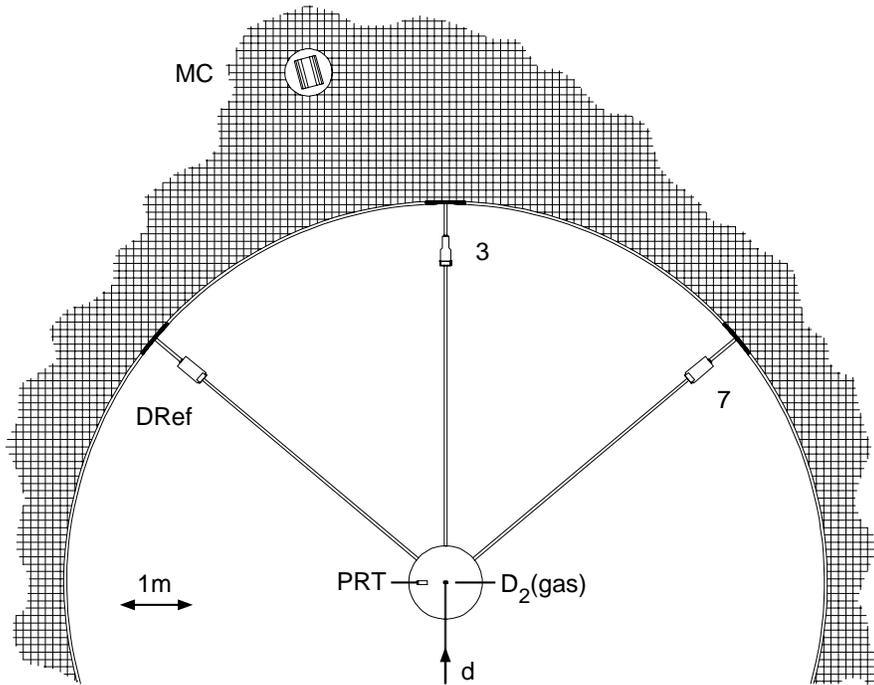


Abb. 4.2: Aufsicht auf den Experimentieraufbau an der PTB mit den beiden Darmstädter Neutronendetektoren 3 und 7, dem Referenzdetektor DRef der PTB, dem Protonenrückstoßteleskop PRT und dem Monitorzähler MC. Der jeweils zu kalibrierende Detektor wurde unter einem Winkel von $\theta = 0^\circ$ relativ zur Achse des einfallenden Deuteronenstrahls positioniert.

Teilmessungen auf Energien zwischen 3 und 11 MeV beschleunigt. Die verwendeten mittleren Strahlströme betragen dabei $I = 40 - 140 \text{ nA}$. Die Zyklotronfrequenz

ist abhängig von der Teilchenart sowie deren Endenergie und liegt zwischen 6 und 13 MHz. Um im Experiment die Messung von Neutronenflugzeiten zu ermöglichen, wurde nur jeder zwölfte Zyklotronpuls benutzt. Dadurch war sichergestellt, daß der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Pulse größer war als die längste noch auszuwertende Neutronenflugzeit. In der Experimentierhalle trafen die Deuteronen auf ein 3 cm langes Deuteronen-Gastarget und wurden an dessen Ende in einer 0.5 mm starken Goldschicht gestoppt. In den Reaktionen $D(d,n)^3\text{He}$ und $D(d,np)D$ erzeugte Neutronen wurden in insgesamt fünf verschiedenen Detektoren nachgewiesen: Die beiden Darmstädter Neutronendetektoren mit den Nummern 3 und 7 sowie ein $4'' \times 1''$ Referenz-Neutronendetektor (DRef) der PTB waren in einem Abstand von etwa 5 m vom Zentrum des Gastargets auf schwenkbaren Armen montiert, welche eine azimutale und radiale Verschiebung um den Mittelpunkt des Targets erlaubten. Ein Protonenrückstoßteleskop (PRT) der PTB [64] wurde bei zwei verschiedenen Abständen von 20 cm und 35 cm eingesetzt. Von den genannten Detektoren wurde jeweils einer in aufeinanderfolgenden Teilmessungen eingesetzt und war unter einem Winkel von $\theta = 0^\circ$ relativ zur Achse des Deuteronenstrahls positioniert. Ein ortsfester Monitorzähler (MC) vom Long Counter Typ [65] bestimmte im Abstand von etwa 7 m unter einem Winkel von $\theta = 15^\circ$ in jedem Meßabschnitt die integrale Neutronenausbeute für Neutronenenergien zwischen $T_n = 0.1$ und 20.0 MeV. Die Zählrate dieses Monitorzählers ermöglichte die spätere Relativnormierung der vier anderen Neutronendetektoren untereinander.

Für die zu kalibrierenden Neutronendetektoren wurden die Neutronenflugzeit, das integrierte Pulshöhensignal und das Signal der Pulsformdiskriminierung aufgenommen. Die Flugzeitmessung wurde vom Signal des Neutronendetektors gestartet und vom Zeitsignal eines Strahlmonitors [66] gestoppt. Zur Kontrolle von Verstärkungsschwankungen und zur Bestimmung der Totzeit erzeugten Leuchtdioden (LED) Lichtblitze im Szintillator der Neutronendetektoren. Um die Totzeit des Datenaufnahmesystems im Bereich von 10% zu halten, wurden die Zählraten der Neutronendetektoren für die verschiedenen Teilmessungen um einen Faktor 2 bis 8 untersetzt. Wegen der im Vergleich zu den Braunschweiger Detektoren niedrigeren Schwellen und damit höheren Zählraten sowie der beschränkten Leistungsfähigkeit des verwendeten mobilen Datenaufnahmesystems mußte bei der Kalibrierungsmessung der Darmstädter Neutronendetektoren zusätzlich die Zy-

klotronpulsrate um einen Faktor 4 bis 8 untersetzt werden.

Ein aufgenommenes Neutronenflugzeitspektrum zeigt Abb. 4.3. Die schmale Linie

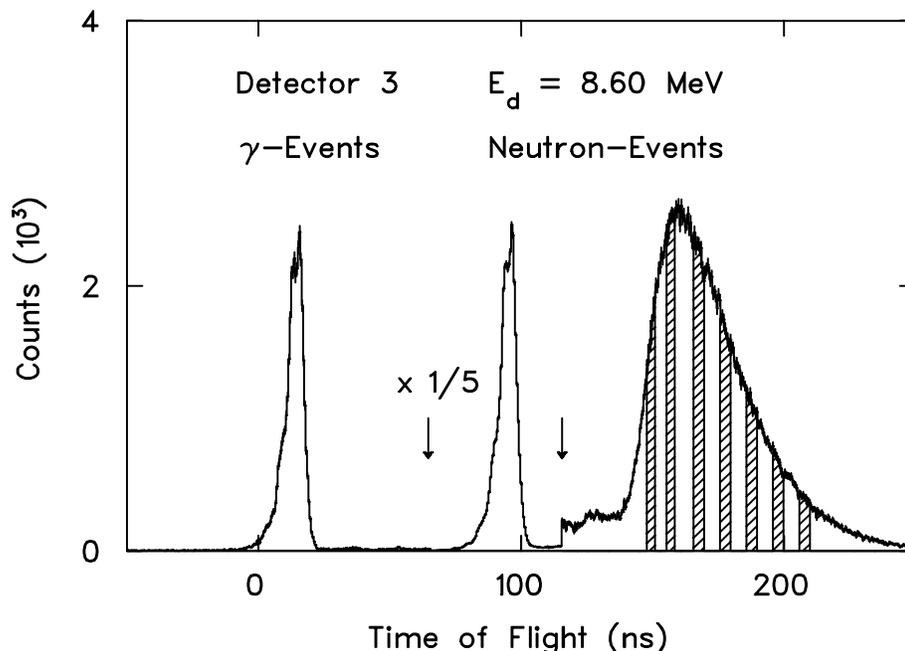


Abb. 4.3: Experimentelles Neutronenflugzeitspektrum aus den Reaktionen $D(d,n)^3\text{He}$ und $D(d,np)D$. Bei kurzen Flugzeiten treten nichtunterdrückte γ -Ereignisse auf. Ereignisse im Flugzeitbereich monoenergetischer Neutronen sind um einen Faktor 5 nach unten skaliert. Dieser Bereich ist durch die beiden Pfeile gekennzeichnet. Im Aufbruchbereich gesetzte Flugzeitfenster sind schraffiert markiert.

monoenergetischer Neutronen aus der $D(d,n)^3\text{He}$ Reaktion ist um einen Faktor 5 nach unten skaliert. An diese schließt sich bei größeren Flugzeiten die breite, kontinuierliche Verteilung von Neutronen aus der $D(d,np)D$ Aufbruchreaktion an. Im Flugzeitbereich zwischen der Lage der monoenergetischen Neutronen und dem Aufbruchbereich sind Untergründereignisse zu erkennen. Dieser Untergrund besteht aus an Luft und Detektorhalterung eingestreuten Neutronen sowie Ereignissen, die durch Reaktionen an ^{12}C und ^{16}O in der Eintrittsfolie des Gastargets und im Strahlstopp erzeugt wurden. Bei sehr kurzen Flugzeiten treten nichtunterdrückte γ -Ereignisse auf, die vom einfallenden Deuteronenstrahl in der Eintrittsfolie des Gastargets sowie dem Strahlstopp erzeugt wurden. Diese Ereignisse dienen zur Festlegung des Zeitpunkts, zu dem die neutronenliefernde

Reaktion im Gastarget stattgefunden hat, und zur Bestimmung der experimentellen Zeitauflösung. Auf den von der Strahlenergie abhängigen gemittelten Entstehungsort der γ -Ereignisse im Target wurde korrigiert [66]. Die Zeitantwort der Diskriminatoren war abhängig von der Pulshöhe des analogen Signals der Neutronendetektoren. Diese Abhängigkeit wurde ebenfalls korrigiert und ist in Kap. 6.2 detailliert beschrieben. Die erreichte Zeitauflösung betrug für die verschiedenen Teilmessungen zwischen $\Delta t = 2.5$ und 3.3 ns. Diese war hauptsächlich durch die Pulsdauer der in der Experimentierhalle eintreffenden Strahlpulse bedingt.

Um den Untergrund an durch Luft und Detektorhalterung eingestreuten Neutronen zu berichtigen, wurde eine Messung mit einem Schattenkegel durchgeführt, der den Raumwinkel des Neutronendetektors überdeckte, so daß keine Neutronen auf direktem Wege in den Detektor gelangen konnten. Der Beitrag von Ereignissen, welche in der Eintrittsfolie des Gastargets und im Strahlstopp entstanden, wurde in einer weiteren Messung mit entleertem Gastarget bestimmt.

Im untergrundfreien Neutronenflugzeitspektrum wurden verschiedene Fenster gesetzt: eines auf monoenergetische Neutronen aus der $D(d,n)^3\text{He}$ Reaktion und verschiedene im Bereich der $D(d,np)D$ Aufbruchreaktion. Der einer bestimmten Flugzeit im Aufbruchbereich entsprechenden Neutronenenergie T_n wurde mittels einer angenommenen Protonen-Lichtausbeutefunktion eine maximale Lichtausbeute $L(E_p = T_n)$ zugeordnet. Bei dieser Lichtausbeute $L(E_p = T_n)$ wurde für die Auflösung im Pulshöhenspektrum eine volle Halbwertsbreite $\Delta L/L$ erwartet, welche aus der γ -Kalibrierung bekannt war. Die Breite eines Flugzeitfensters im Aufbruchbereich wurde so gewählt, daß sie etwa der Hälfte der zu erwartenden Auflösung im Pulshöhenspektrum entsprach. Die den einzelnen Flugzeitfenstern zugeordnete Neutronenenergie ergab sich entweder aus der Linienlage monoenergetischer Neutronen im Flugzeitspektrum oder aus dem Schwerpunkt des Flugzeitfensters im Aufbruchbereich. Bei insgesamt fünf verschiedenen Strahlenergien konnte damit das Pulshöhenspektrum, d.h. die Pulshöhenantwort des Detektors, für bis zu 26 verschiedene Neutronenenergien bestimmt werden.

Die Reaktion $D(d,n)$ in den gebundenen Endzustand ^3He besitzt einen positiven Q -Wert von $Q = 3.27$ MeV. Daher waren die auftretenden monoenergetischen Neutronenenergien höher als die Strahlenergie. In Tab. 4.2 sind die verwendeten Strahlenergien E_d , die resultierenden Energien T_n monoenergetischer Neutronen

aus der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ sowie der ausgewertete Energiebereich ΔT_n für Neutronen aus der Aufbruchreaktion $D(d,np)D$ zusammengestellt. Die Anzahl der gewählten Flugzeitfenster für die Darmstädter Neutronendetektoren 3 und 7 sind in den beiden rechten Spalten angegeben.

D(d,n) ^3He		D(d,np)D		
E_d (MeV)	T_n (MeV)	ΔT_n (MeV)	Det. 3	Det. 7
3.24	6.51	–	1	1
4.60	7.85	–	1	1
6.89	10.06	2.0 – 3.4	8	9
8.60	11.70	2.4 – 4.7	8	11
11.27	14.23	2.0 – 6.0	8	–

Tab. 4.2: In der Kalibrierungsmessung verwendete Strahlenergien E_d , resultierende Energien T_n monoenergetischer Neutronen aus der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ sowie der ausgewertete Energiebereich ΔT_n für Neutronen aus der Aufbruchreaktion $D(d,np)D$. Die Anzahl der gewählten Flugzeitfenster für die Darmstädter Neutronendetektoren 3 und 7 sind in den beiden rechten Spalten angegeben.

4.3.2 Bestimmung der Protonen–Lichtausbeutefunktion

Aus den aufgenommenen Pulshöhenspektren für quasi–monoenergetische Neutronen konnten einzelne Datenpunkte der tatsächlichen Protonen–Lichtausbeutefunktion $L(E_p)$ mit Hilfe eines iterativen Verfahrens bestimmt werden. Ähnlich wie in der γ –Kalibrierung wurde die Lage der Kante im Pulshöhenspektrum bestimmt, die Protonen mit maximalem Energieübertrag entsprach. Aufgrund der annähernd gleichen Masse von Neutron und Proton ist der maximale Energieübertrag gleich der kinetischen Energie des Neutrons, $E_{p,max} = T_n$. In einem ersten Schritt wurde die Pulshöhenantwort des Neutronendetektors für die entsprechende Neutronenenergie mit dem Monte Carlo Programm NRESP7 [67] berechnet. In der Rechnung wurde für die noch nicht bekannte Protonen–Licht-

ausbeutefunktion ein Standard Polynom [66] der PTB angenommen. Das Ergebnis der Rechnung wurde gefaltet mit der aus der γ -Kalibrierung bekannten Auflösungsfunktion $\Delta L/L$ und an das experimentelle Pulshöhenspektrum angepaßt. Die Anpassung lieferte einen Faktor c_x , mit dem das berechnete Pulshöhenspektrum entlang der Abszisse gestreckt bzw. gestaucht wurde und einen Skalierungsfaktor für die Zählrate. Ein Beispiel ist in Abb. 4.4 für Detektor 3 und eine Neutronenenergie $T_n = 10.06$ MeV dargestellt. Die Lichtausbeute für Pro-

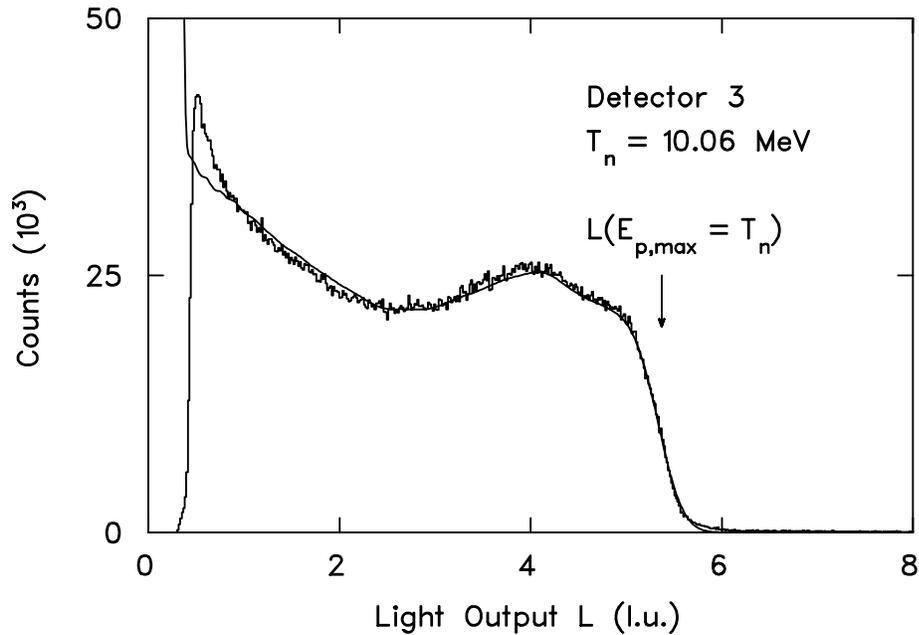


Abb. 4.4: Anpassung der berechneten Pulshöhenantwort auf monoenergetische Neutronen der Energie $T_n = 10.06$ MeV (durchgezogene Kurve) an das experimentelle Pulshöhenspektrum von Detektor 3 (Histogramm). Die Lichtausbeute für Protonen der Energie $E_{p,max} = T_n$ ist durch einen Pfeil markiert.

tonen der Energie $E_{p,max} = T_n$ ist durch einen Pfeil markiert. Mit diesem neuen Wert der Lichtausbeute ergab sich für die jeweilige Protonenenergie $E_{p,max}$ eine Korrektur der angenommenen Protonen-Lichtausbeutefunktion. Die neue Lichtausbeutefunktion wurde für Protonenenergien im Bereich $E_p = 0 - 600$ keV in Schritten zu 10 keV und bis 8 MeV in Schritten zu 20 keV linear interpoliert. Oberhalb von 8 MeV wurde ein linearer Zusammenhang angenommen. Mit diesen Werten wurden neue Rechnungen durchgeführt. Das beschriebene Verfahren

konvergierte für beide Neutronendetektoren nach dem dritten Iterationsschritt. In der früheren Kalibrierungsmessung in offener Geometrie wurden für Detektor 3 weitere Datenpunkte der tatsächlichen Protonen–Lichtausbeutefunktion bei niedrigen Protonenenergien bestimmt. Die aus beiden Datensätzen resultierende Protonen–Lichtausbeutefunktion für Detektor 3 wird in Abb. 4.5 mit der im ersten Iterationsschritt angenommenen verglichen.

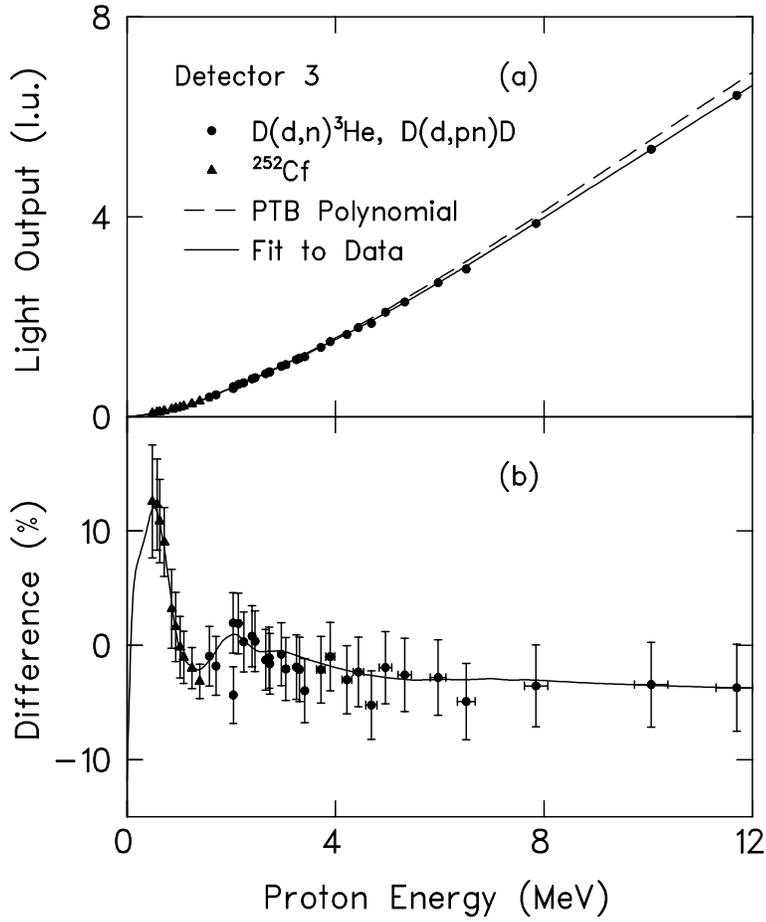


Abb. 4.5: (a) Resultierende Protonen–Lichtausbeutefunktion für Detektor 3 (durchgezogene Kurve) aus den experimentellen Ergebnissen der Kalibrierungsmessungen mit monoenergetischen Neutronen (Kreise) und der ^{252}Cf –Neutronenquelle (Dreiecke) im Vergleich zum Standard Polynom der PTB (gestrichelte Kurve). (b) Abweichung der resultierenden Protonen–Lichtausbeutefunktion zum PTB Standard Polynom.

4.3.3 Bestimmung der Neutronenfluenz

Die Neutronenfluenz am Ort des zu kalibrierenden Detektors wurde für monoenergetische Neutronen aus dem Vergleich des berechneten mit dem gemessenen Pulshöhenspektrum bestimmt. Wegen des zum Teil hohen Verlusts von Stoppsignalen im Strahlmonitor wurde für den Aufbau der gemessenen Spektren keine Bedingung in der Flugzeit gesetzt. Da größte Pulshöhen weiterhin nur von monoenergetischen Neutronen erzeugt werden konnten, beeinflusste dies nicht die Bestimmung der Neutronenfluenz. Die mit dem Monte Carlo Programm NRESP7 berechnete Detektorantwort ist normiert auf eine Neutronenfluenz von $1/\text{cm}^2$ im Zentrum des Szintillators. Das im letzten Iterationsschritt berechnete Pulshöhenspektrum wurde mit dem Kompressionsfaktor c_x gestreckt bzw. gestaucht und das Verhältnis

$$r = \frac{\sum_{k=a}^b C_{exp}^k}{\sum_{k=a}^b C_{calc}^k} \quad (4.4)$$

bestimmt. Die Größen C_{exp}^k und C_{calc}^k sind die einzelnen Zählraten im Kanal k des experimentellen und berechneten Spektrums. Die Summation lief typischerweise von Werten $a = 1.0$ l.u. bis $b = 8.0$ l.u.

Die Neutronenfluenz Φ am Ort des zu kalibrierenden Detektors in Einheiten von $1/\text{cm}^2$ ergab sich zu

$$\Phi = r \cdot R_{div} \cdot \eta_t \cdot \eta_d \cdot \eta_l, \quad (4.5)$$

wobei R_{div} den Untersetzungsfaktor für die Zählrate des Neutronendetektors bezeichnet. Die Größen η_t , η_d und η_l sind Korrekturen aufgrund

- der Totzeit der gesamten Meßanordnung. Diese wurde bestimmt aus dem Verhältnis der in den Szintillator eingespeisten LED-Lichtblitze zu den aufgenommenen Pulserereignissen unter Berücksichtigung der Untersetzungsrate R_{div} . Für alle Teilmessungen und beide kalibrierten Neutronendetektoren betrug die Totzeitkorrektur stets $\eta_t < 1.12$.
- von Doppelereignissen innerhalb eines Zyklotronpulses. Wurden aus dem Deuteronen-Gastarget innerhalb eines Zyklotronpulses zwei Teilchen unter 0° emittiert, welche im Neutronendetektor Pulshöhen oberhalb der Diskriminatorschwelle erzeugten, wurde nur das zeitlich vorher auftretende Signal

aufgenommen. Die Wahrscheinlichkeit für solche Doppelereignisse wurde im wesentlichen durch die Zählraten des Neutronendetektors und des Stoppsignals zur Flugzeitmessung beeinflusst und konnte für die verschiedenen Teilmessungen zu $\eta_d = 1.01 - 1.02$ abgeschätzt werden.

- der Ausstreuung von Neutronen durch Luft. Dieser Einfluß wurde in weiteren Monte Carlo Rechnungen bestimmt und betrug bei Flugwegen von knapp 5 m und Neutronenenergien $T_n = 6 - 12$ MeV etwa $\eta_l \approx 1.03$.

Die Neutronenfluenz Φ wurde auf die Fluenz $\hat{\Phi}$ am Ort des Referenzdetektors der PTB umgerechnet über

$$\hat{\Phi} = \Phi \cdot \frac{M_{ref}}{M_{det}} \cdot \left(\frac{s_{det}}{s_{ref}} \right)^2. \quad (4.6)$$

Die Zählraten des Monitorzählers für den Referenzdetektor und den jeweiligen Darmstädter Neutronendetektor sind mit M_{ref} und M_{det} , die Abstände vom Zentrum des Gastargets mit s_{ref} und s_{det} bezeichnet. Ein Vergleich der erhaltenen Fluenzen $\hat{\Phi}$ mit dem Ergebnis des Referenzdetektors ist in Abb. 4.6 gezeigt.

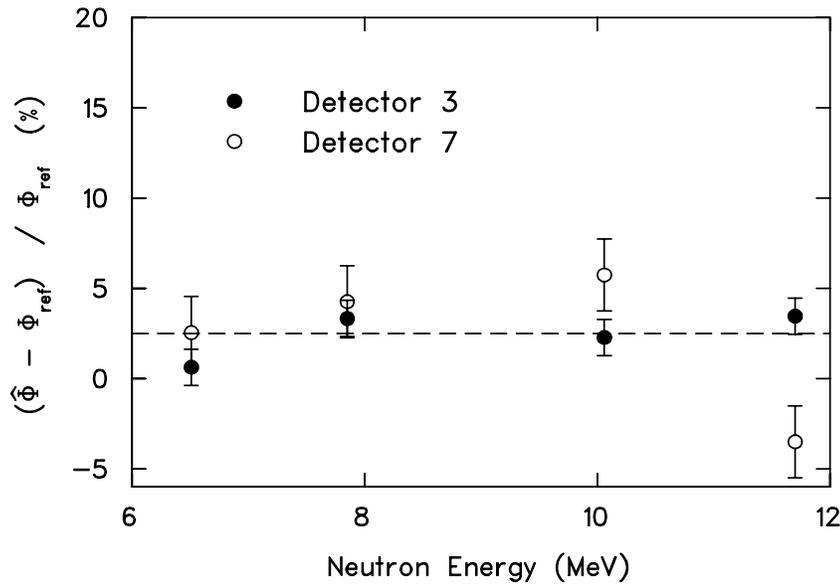


Abb. 4.6: Differenz der ermittelten Neutronenfluenz $\hat{\Phi}$ zum Ergebnis Φ_{ref} des Referenzdetektors der PTB für Detektor 3 (volle Kreise) und Detektor 7 (offene Kreise). Die gestrichelte Gerade stellt den für beide Detektoren erhaltenen Mittelwert von 2.5% dar.

Die geschlossenen Kreise stellen die Ergebnisse für Detektor 3 dar, die offenen Kreise die Ergebnisse für Detektor 7. Im Mittel liegt die erhaltene Neutronenfluenz für beide Detektoren um 2.5% über dem Wert des Referenzdetektors. Die gestrichelte Linie stellt diesen Mittelwert dar. Um diesen fluktuieren die Datenpunkte für Detektor 3 im Rahmen der eingezeichneten Fehler. Für Detektor 7 wurde wegen des kleineren Detektordurchmessers von nur 4'' und damit kleineren Raumwinkels sowie einer etwas kürzeren Meßdauer im Vergleich zu Detektor 3 stets geringere Statistik zur Bestimmung der Fluenz aufgesammelt. Daher sind die Datenpunkte von Detektor 7 mit einer größeren Unsicherheit behaftet, stimmen aber im Rahmen der Fehler ebenfalls mit dem gefundenen Mittelwert überein.

Damit sind Berechnungen zum Ansprechvermögen der Darmstädter Neutronendetektoren 1 – 7 in den Aufbauten für (e,e'n) und (p,p'n) Koinzidenzexperimente um 2.5% nach oben zu skalieren.

4.4 Ansprechvermögen

Das Ansprechvermögen von Neutronendetektoren in komplexen Geometrien läßt sich zuverlässig mit Hilfe einer erweiterten Version [61] des Monte Carlo Programms MCNP [68] berechnen. Eine hervorragende experimentelle Bestätigung fand sich im Vergleich zu dem unter Verwendung einer ^{252}Cf -Neutronenquelle gemessenen Ansprechvermögen im massiven (e,e'n) Aufbau in Darmstadt [51]. In die Berechnung des Ansprechvermögens der Neutronendetektoren im (p,p'n) Aufbau gingen die sechs Neutronendetektoren ein, deren Kollimatoren aus Polyethylen, die Streukammer und die beiden Tischplatten, auf denen die Detektoren aufgebaut waren. Im Zentrum der Streukammer wurden Neutronen isotrop in den gesamten Raum emittiert. Die Energieverteilung der gestarteten Neutronen war identisch mit dem Neutronenspektrum des spontan spaltenden Isotops ^{252}Cf [62]. Im Gegensatz zu bisherigen Rechnungen zum Ansprechvermögen wurde an Stelle einer angenommenen Protonen-Lichtausbeutefunktion die experimentell ermittelte verwendet. Daher waren die in den Rechnungen gesetzten Schwellen mit den experimentellen Schwellen L_{exp} identisch.

Die erhaltenen Neutronenflugzeitspektren wurden entsprechend Gl. (3.1) in Neutronenenergiespektren umgerechnet. Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Neutrons ergab sich aus dem Verhältnis des berechneten Neutronenenergiespektrums zu dem auf den Raumwinkel des Neutronendetektors normierten Energiespektrums der Startneutronen.

Das Ergebnis des berechneten Ansprechvermögens, wie es in der Auswertung des (p,p'n) Experiments verwendet wurde, ist in Abb. 4.7 am Beispiel der Detektoren 1, 5 und 6 gezeigt. Der Unterschied im Ansprechvermögen der Neutronen-

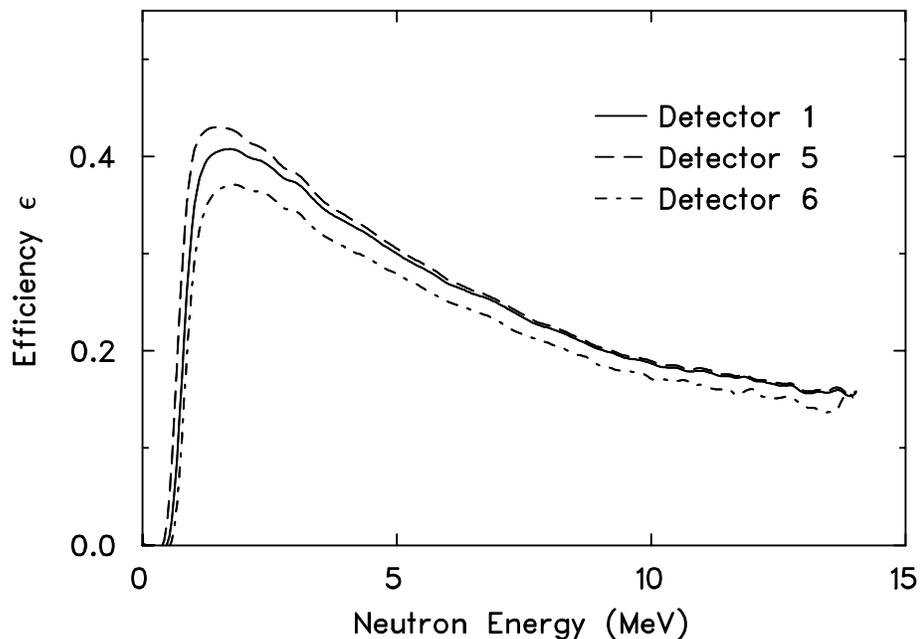


Abb. 4.7: Berechnetes Ansprechvermögen für Neutronen. (1) Erster Detektor ($L_{exp} = 0.095$ l.u.), (2) fünfter Detektor ($L_{exp} = 0.080$ l.u.) und (3) sechster Detektor ($L_{exp} = 0.105$ l.u.).

detektoren ist zum einen durch die unterschiedlichen experimentellen Schwellen bedingt. Zum anderen unterscheidet sich Detektor 6 aufgrund des kleineren Szintillatordurchmessers von nur 4'' von den übrigen Detektoren. Wegen der im Vergleich zum (e,e'n) Experiment niedrigeren Schwellen und der weniger massiven Abschirmung sind die Ansprechvermögen gerade im Bereich von Neutronenenergien um $T_n = 1$ MeV um bis zu 10% (absolut) höher.

Bei komplexer Geometrie kann die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen abhängig vom im Experiment zunächst unbekanntem Quellspektrum sein [51].

Der Grund hierfür ist unter anderem, daß eingestreute Neutronen auf Umwegen in den Detektor gelangen. Für die Berechnung der Neutronenenergie nach Gl. (3.1) wird damit ein zu geringer Flugweg angenommen und dem Neutron eine zu niedrige Energie zugeordnet. Im massiven (e,e'n) Aufbau betrug dieser Unterschied für die Gesamtheit aller nachgewiesenen Neutronen etwa 2%. Dieser Effekt wurde wegen des weniger massiven (p,p'n) Aufbaus – beispielsweise befand sich kein Blei unmittelbar vor den Neutronendetektoren – und wegen der erhöhten Wirksamkeit der verlängerten Kollimatoren vor Einstreuung als vernachlässigbar angenommen.

Das Ansprechvermögen ist empfindlich von der im Pulshöhenspektrum gewählten experimentellen Schwelle abhängig. Diese konnte genauer als 2% festgelegt werden. Eine größere Unsicherheit bei der Bestimmung des Ansprechvermögens ergab sich aus der Unsicherheit in der verwendeten Protonen–Lichtausbeutefunktion. Diese war im interessierenden Pulshöhensbereich um 0.080 l.u. auf ± 0.005 l.u. genau bekannt [56]. In Abb. 4.8 ist der Fehler im berechneten Ansprechvermögen aufgetragen, wie er sich für eine Unsicherheit in der Protonen–Lichtausbeutefunktion von ± 0.005 l.u. ergibt. Der starke Anstieg des Ansprechvermögens ϵ im Schwellenbereich hat zur Folge, daß hier die Unsicherheit in der Protonen–Lichtausbeutefunktion zu großen systematischen Fehlern führen kann. Im Experiment wurden deshalb nur Neutronen mit kinetischen Energien im Schwerpunktsystem oberhalb von $T_n^* = 1$ MeV ausgewertet. Wegen der Bewegung des rückgestoßenen Targetkerns im Laborsystem ist die entsprechende Energie im Laborsystem für Neutronen, welche unter Rückwärtswinkeln relativ zur Impulsübertragsachse emittiert werden, geringer. Die niedrigste ausgewertete Neutronenenergie trat bei Detektor 5 auf und betrug bei der Messung mit dem höchsten Impulsübertrag $T_n = 0.76$ MeV. Bei hohen Neutronenenergien $T_n > 9$ MeV nimmt der Beitrag schwerer Rückstoßionen zur Lichterzeugung im Szintillator zu. Dies führt wegen der nicht genau bekannten Lichtausbeutefunktionen für diese Teilchen zu einer steigenden Unsicherheit im Ansprechvermögen. Die Unsicherheit im Ansprechvermögen ist damit abhängig von der Neutronenenergie, liegt jedoch im Mittel unterhalb von 10%.

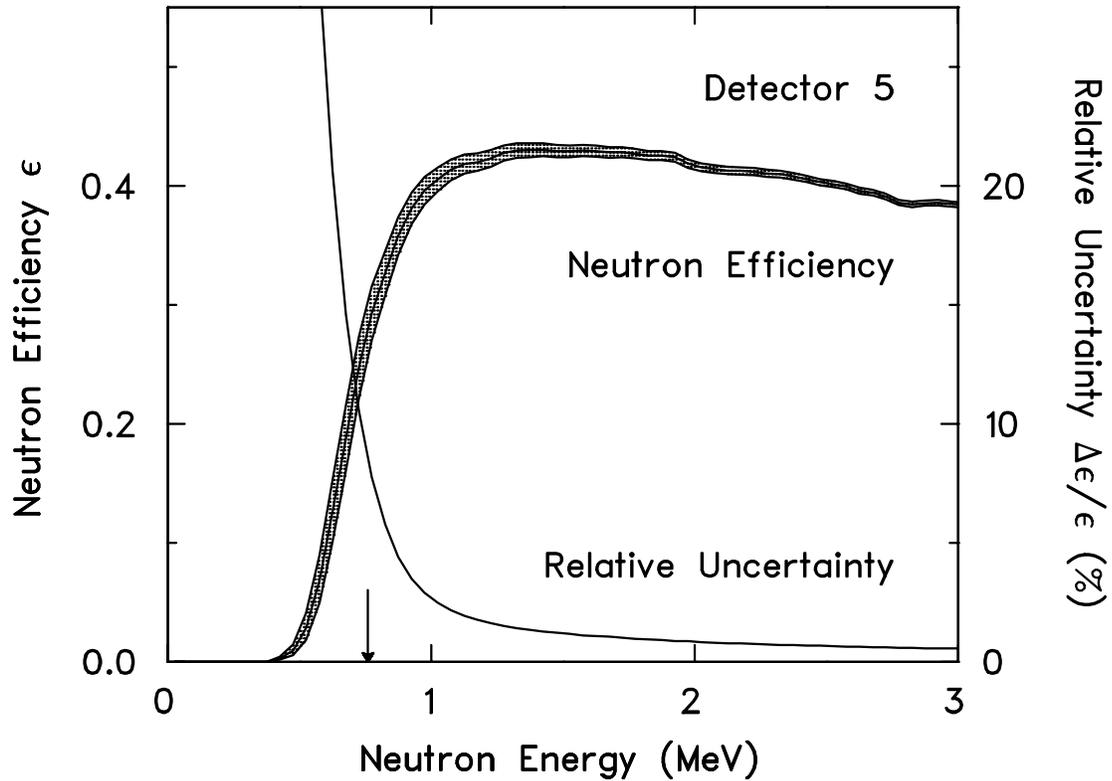


Abb. 4.8: Berechnetes Ansprechvermögen von Detektor 5 bei einer experimentellen Schwelle von $L_{exp} = 0.080$ l.u. und einer Unsicherheit in der Protonen-Lichtausbeutefunktion von ± 0.005 l.u. mit Fehlerband und relativem Fehler. Die niedrigste im (p,p'n) Experiment ausgewertete Neutronenenergie von $T_n = 0.076$ MeV ist durch einen Pfeil markiert.

5 Experimentdurchführung

Das $^{48}\text{Ca}(\text{p},\text{p}'\text{n})$ Experiment wurde im Anregungsenergiebereich der elektrischen Riesenresonanzen unter vier verschiedenen Protonenstreuwinkeln und bei Einschußenergien von $E_0 \approx 100$ MeV durchgeführt. Als Target diente eine zu 92.5% angereicherte metallische ^{48}Ca -Folie der Massenbelegung $\rho\Delta x = 17$ mg/cm². Der Raumwinkel des Protonenspektrometers wurde durch eine kreisrunde Blende mit einem Öffnungswinkel von 4° zu $\Delta\Omega_p = 4.39$ msr definiert. Mit den sechs Neutronendetektoren konnten unter Verwendung von zwei verschiedenen Aufbauten bis zu zwölf verschiedene Neutronenemissionswinkel pro Impulsübertrag beobachtet werden. Der Azimutalwinkel betrug für alle vermessenen Neutronenemissionswinkel $\phi_x = 0^\circ$ bzw. 180° , d.h. die Streuebene fiel mit der Reaktionsebene zusammen. Die Targetnormale wurde mit 3° und 42° relativ zur Strahlachse jeweils so ausgerichtet, daß keiner der Neutronendetektoren vom 3 mm starken Targetrahmen verdeckt wurde.

Die wichtigsten Parameter des $^{48}\text{Ca}(\text{p},\text{p}'\text{n})$ Experiments sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Angegeben ist die Protoneneinschußenergie E_0 , der Protonenstreu-

E_0 (MeV)	$\theta_{p'}$	q (fm ⁻¹)	θ_q	N_n	I (nA)	Q (μC)
101.4	21.0°	0.81	66.5°	12	2.5	487
99.9	26.0°	0.99	66.2°	6	2.5	371
101.4	31.0°	1.18	65.5°	6	5.0	294
101.4	36.0°	1.36	64.2°	6	5.0	439

Tab. 5.1: Parameter des $^{48}\text{Ca}(\text{p},\text{p}'\text{n})$ Experiments. Angegeben ist die Protoneneinschußenergie E_0 , der Protonenstreuwinkel $\theta_{p'}$, der Impulsübertrag q , die Impulsübertragsrichtung θ_q bei einer Anregungsenergie $E_x = 15$ MeV, die Anzahl N_n der beobachteten Neutronenemissionswinkel sowie der mittlere Strahlstrom I und die während jeder Meßperiode im Strahlfänger aufakkumulierte Ladung Q .

winkel $\theta_{p'}$, der Impulsübertrag q , die Impulsübertragsrichtung θ_q , die Anzahl der beobachteten Neutronenemissionswinkel N_n sowie der mittlere Strahlstrom I und

die während jeder Meßperiode im Strahlfänger aufakkumulierte Ladung Q .

Der Impulsübertrag q ist über den untersuchten Anregungsenergiebereich nahezu konstant, während sich die Achse der Impulsübertragsrichtung für die verschiedenen Anregungsenergien um bis zu 11° unterscheidet. Die in Tab. 5.1 angegebenen Werte für q und θ_q beziehen sich auf eine mittlere Anregungsenergie von $E_x = 15$ MeV.

Die Zyklotronfrequenz war mit der gewählten Endpunktenergie der Protonen von etwa 100 MeV zu $f = 19.6$ MHz festgelegt, was einem zeitlichen Pulsabstand von $\Delta t_z = 51$ ns entsprach. Dieser Wert war geringer als die zu den niedrigsten im Experiment noch ausgewerteten Neutronenenergien von $T_n \approx 1$ MeV gehörigen Flugzeiten von etwa 60 ns. Daher wurde die Rate der aus dem Zykotron ausgekoppelten Protonenpulse um den geringstmöglichen Faktor 5 untersetzt, wodurch ein Pulsabstand von $\Delta t_z = 254$ ns erreicht wurde.

Zur Impuskalibrierung des Protonenspektrometers wurde vor jeder Meßperiode eine inklusive Messung am Isotop ^{12}C durchgeführt. Als Target diente eine Folie aus Polyethylen $(\text{CH}_2)_n$ der Massenbelegung $\rho\Delta x = 1.4$ mg/cm². Für die Kalibrierung wurden Protonen berücksichtigt, welche elastisch bzw. unter Anregung niedrigliegender Zustände an ^{12}C gestreut wurden. Außerdem wurde eine Messung bei Anregungsenergien oberhalb von $E_x = 30$ MeV durchgeführt. Diese Daten dienten später der Bestimmung des Durchstoßortes der Protonen in der Fokalebene. Das Spektrometerfeld wurde daraufhin auf den Impulsbereich zur Untersuchung der Riesenresonanzen eingestellt. Mit einer weiteren Messung wurde die Kalibrierung anhand aufgelöster Zustände in ^{12}C überprüft.

Zur Überprüfung des später verwendeten optischen Potentials wurden Winkelverteilungen für elastische Streuung und die Anregung niedrigliegender Zustände in ^{48}Ca aufgenommen. Es wurden insgesamt sieben verschiedene Spektrometerwinkel zwischen $\theta_{p'} = 21^\circ$ und 36° in Schritten von 2.5° gewählt. Für die inklusiven Messungen wurde zur Erhöhung der Energieauflösung eine Schlitzblende mit einem Öffnungswinkel von nur 1° verwendet, welche den Raumwinkel des Spektrometers zu $\Delta\Omega_p = 1.3$ msr definierte. Die Energieauflösung betrug für an ^{48}Ca elastisch gestreute Protonen $\Delta E = 60$ keV. Diese war im wesentlichen durch die Energieauflösung des einfallenden Protonenstrahls gegeben. Der Beitrag des ^{48}Ca Targets mit seiner recht hohen Massenbelegung konnte aus dem Vergleich zur

Messung an ^{12}C abgeschätzt werden und war mit etwa 10 keV relativ gering.

Da der Beschleuniger auch für medizinische Anwendungen und zur Isotopenproduktion eingesetzt wird, standen zur Durchführung der kernphysikalischen Messungen lediglich die Wochenenden in der Zeit von Freitag abend bis Montag morgen zur Verfügung. Der gesamte Zeitraum zur Durchführung des ^{48}Ca Experiments betrug fünf Wochen.

Vor und nach jeder Meßperiode wurde eine Kalibrierung der Pulshöhenspektren der Neutronendetektoren mit γ -Präparaten durchgeführt. Aus dem Vergleich der Lage der LED-Pulserlinien im Pulshöhenspektrum mit den Lagen der Comptonkanten konnte die Stabilität der LED-Lichtpulse überprüft werden. Die von den Leuchtdioden abgegebene Lichtmenge war während des gesamten Zeitraums, in dem das Experiment durchgeführt wurde, innerhalb von 1% stabil.

6 Datenauswertung

In diesem Kapitel wird die Auswertung der im Experiment an ^{48}Ca aufgenommenen Daten beschrieben. Zuerst wird auf die Analyse der Spektrometerdaten eingegangen. Im Spektrometer nachgewiesene Teilchen wurden über Flugzeitmessung sowie ihren spezifischen Energieverlust in den beiden Plastikszintillatoren getrennt. Eine Impulskalibrierung der Durchstoßorte durch die Fokalebene erfolgte mittels niedrigliegender Zustände in ^{12}C . Für die Neutronendetektoren wurde zunächst die Detektorschwelle festgelegt, oberhalb derer Ereignisse akzeptiert wurden. Eine Trennung der im Detektor nachgewiesenen Neutronen von γ -Ereignissen geschah durch die Analyse der unterschiedlichen Pulsformen für diese Ereignisse. Der in den koinzidenten Neutronenspektren enthaltene Untergrund an zufällig koinzidenten Ereignissen wurde sorgfältig abgezogen. Das Ergebnis der Datenauswertung ist eine für die verschiedenen Spektrometerwinkel und jeden beobachteten Neutronenemissionswinkel getrennte, normierte und untergrundfreie zweidimensionale Häufigkeitsverteilung koinzidenter Ereignisse. Aus diesen Verteilungen ließen sich im Anschluß durch entsprechende Projektionen alle koinzidenten Protonen-, Neutronen- und Restkernspektren sowie Winkelkorrelationen gewinnen.

6.1 Magnetspektrometer

Im K600 Magnetspektrometer wurden neben gestreuten Protonen im Target erzeugte Deuteronen, Tritonen und α -Teilchen nachgewiesen. Bei vorgegebenem Spektrometerfeld ist die Flugzeit proportional zum Verhältnis der Massenzahl A und der Ladung Q des nachgewiesenen Teilchens. Über die unterschiedlichen Flugzeiten wurde eine Teilchentrennung durchgeführt, wie in Abb. 6.1 gezeigt. Die Anzahl der aufgenommenen Ereignisse ist in einem logarithmischen Maßstab aufgetragen. Der Flugzeitbereich, innerhalb dessen Ereignisse als Protonen akzeptiert wurden, ist eingezeichnet. Der Anteil von Untergrundereignissen, welche im Flugzeitspektrum eine nahezu konstante Verteilung besitzen, beträgt innerhalb des gewählten Flugzeitfensters für Protonen weniger als 1%. Die beiden schma-

len Strukturen stammen vermutlich von γ -Quanten, die in den Szintillatoren geladene Teilchen erzeugten. Die in der Vieldraht-Driftkammer aufgenommenen

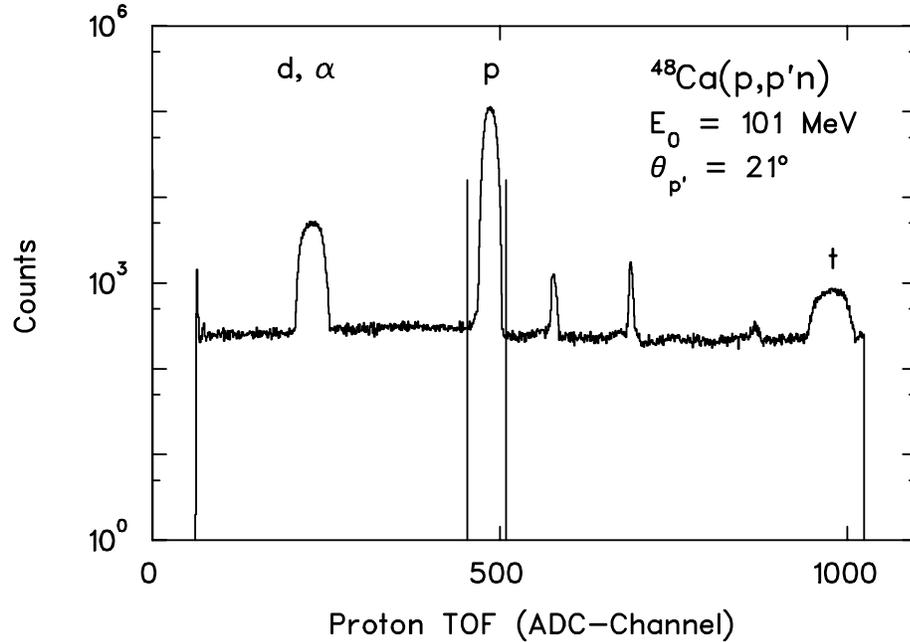


Abb. 6.1: Aufgenommenes Flugzeitspektrum der im Magnetspektrometer nachgewiesenen Teilchen. Die Anzahl der Ereignisse ist in einem logarithmischen Maßstab aufgetragen. Das Flugzeitfenster der Protonen ist eingezeichnet.

Driftzeiten für Protonenereignisse wurden mittels einer Tabelle in Abstände zum jeweiligen Zählrohr umgerechnet. Diese Tabelle wurde nach der in [69] beschriebenen Methode aus den Daten der inklusiven Messung an ^{12}C bei Anregungsenergien oberhalb von $E_x = 30$ MeV erzeugt. Entscheidend hierbei ist, daß das Anregungsenergiespektrum keine schmalen Strukturen aufweist, so daß innerhalb einer Driftzelle verschiedene Durchstoßorte durch die Fokalebene mit konstanter Wahrscheinlichkeit auftreten. Mittels einer linearen Regression wurde aus den erhaltenen Drahtabständen der Durchstoßort des Protons durch die Fokalebene bestimmt. Die Impulskalibrierung der Fokalebene erfolgte mit Hilfe des Grundzustands und niedrigliegender Zustände in ^{12}C bei Anregungsenergien $E_x = 4.44$, 7.65 und 9.64 MeV. Bei bekannter Protoneneinschußenergie war der Impuls p des gestreuten Protons eindeutig bestimmt. Das Ergebnis der Impulskalibrierung ist in Abb. 6.2 dargestellt. Zur Beschreibung des Zusammenhangs von Durch-

stoßort und Impulsablage p/p_{cen} wurde ein Polynom zweiten Grades verwendet. Die Größe p_{cen} bezeichnet den zur zentral durch die Fokalebene verlaufenden Trajektorie gehörigen Impuls. Dieser ist abhängig vom jeweils eingestellten Spektrometerfeld. Mit der Impulskalibrierung konnten Anregungsenergien bekannter

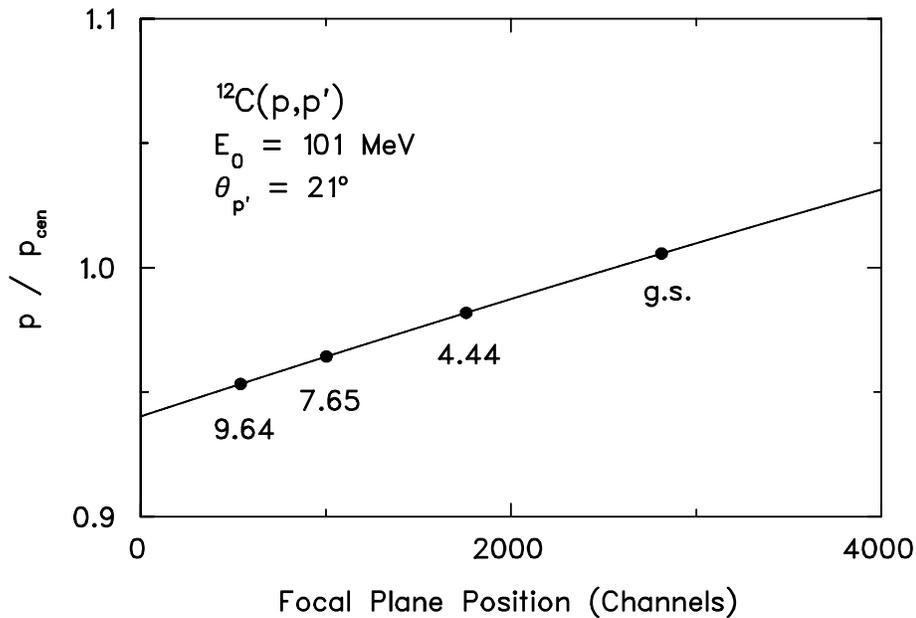


Abb. 6.2: Ergebnis der Impulskalibrierung der Fokalebene über niedrigliegende Zustände in ^{12}C . Die Anregungsenergien sind in Einheiten von MeV angegeben. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung durch ein Polynom zweiten Grades.

niedrigliegender Zustände in ^{48}Ca reproduziert werden. Ein aufgenommenes Anregungsenergiespektrum ist in Abb. 6.3 gezeigt. Die erreichte Energieauflösung wurde aus der vollen Halbwertsbreite der Linie elastisch gestreuter Protonen zu $\Delta E = 60 \text{ keV}$ bestimmt. Weiterhin sind die elastischen Linien von ^{12}C und ^{16}O zu erkennen. Aus deren Flächeninhalten wurde die Targetverunreinigung durch ^{12}C und ^{16}O zu jeweils 1% in Gewichtsanteilen abgeschätzt.

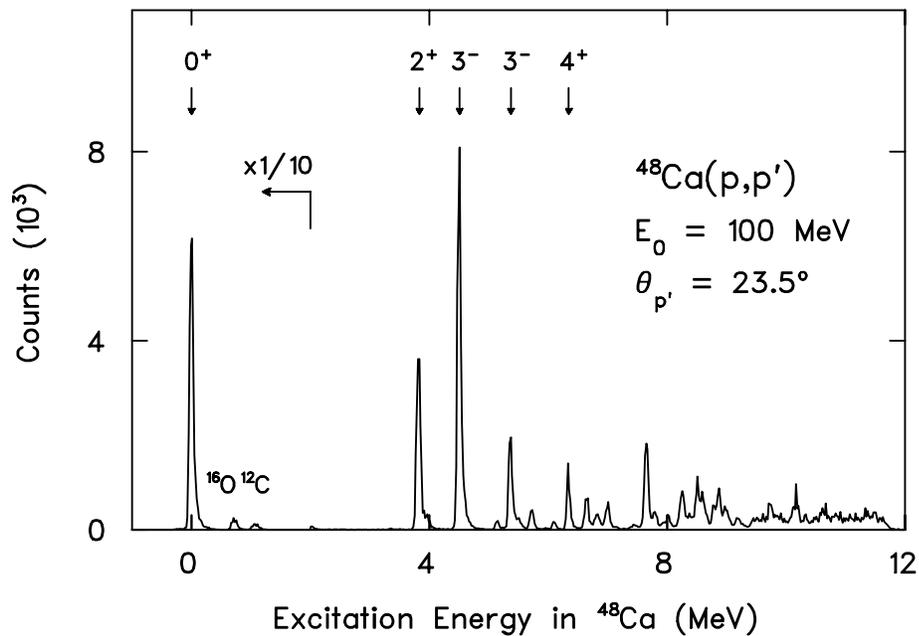


Abb. 6.3: Anregungsenergiespektrum von ^{48}Ca . Die Zählrate elastisch gestreuter Protonen ist um einen Faktor 10 nach unten skaliert.

6.2 Pulshöhenschwelle der Neutronendetektoren

Die für die Neutronendetektoren aufgenommenen Pulshöhen wurden unter Verwendung der in Kap. 4.2 durchgeführten γ -Kalibrierung in Einheiten der Elektronen-Lichtausbeute umgerechnet. Dabei wurden eventuelle Verstärkungsschwankungen berücksichtigt, welche als Änderungen der Linienlage der LED-Pulserlinien beobachtet werden konnten. Die Ursachen für solche Schwankungen waren

- Änderung der Zählrate jedes Neutronendetektors, z.B. zwischen γ -Kalibrierung und Einsatz während der Protonenstrahlzeit,
- Änderung des Spektrometerfelds sowie
- Langzeitdrifts.

Während der Dauer der Experimentdurchführung betrug diese Verstärkungsschwankungen für alle Neutronendetektoren einige Prozent.

Die experimentellen Schwellen in der Pulshöhe konnten mit einer Genauigkeit von besser als 2% festgelegt werden. Nur die genaue Kenntnis der experimentellen Schwelle ermöglichte eine präzise Berechnung des Ansprechvermögens der Neutronendetektoren (siehe Kap. 4.4). Die gewählten experimentellen Schwellen L_{exp} sind in Tab. 6.1 angegeben.

Nr.	L_{exp} (l.u.)
1	0.095
2	0.095
3	0.070
4	0.080
5	0.080
6	0.105

Tab. 6.1: Im $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ Experiment gewählte experimentelle Schwellen L_{exp} der Neutronendetektoren.

6.3 n/ γ -Teilchentrennung

Zur Trennung von im Neutronendetektor nachgewiesenen Neutronen und γ -Quanten wurde eine Pulsformdiskriminierung nach der Nulldurchgangsmethode verwendet. In Abb. 6.4 ist die Häufigkeit der Detektorereignisse als Funktion des Pulshöhensignals und des Zeitsignals der Pulsformdiskriminierung aufgetragen. Neutronenereignisse befinden sich bezüglich der Abszisse bei höheren Kanalnummern. Das zur Unterscheidung beider Teilchenarten verwendete Fenster ist ebenfalls eingetragen. Um bei der Auswertung möglichst keine Neutronen zu verlieren, wurde bei niedrigen Pulshöhen ein Teil der γ -Ereignisse akzeptiert.

Die untersetzt aufgenommenen Flugzeitspektren eines Neutronendetektors sind in Abb. 6.5 für γ -Ereignisse im oberen Teilbild und für Neutronen im unteren Teilbild aufgetragen. Im Flugzeitspektrum der γ -Quanten erkennt man bei kur-

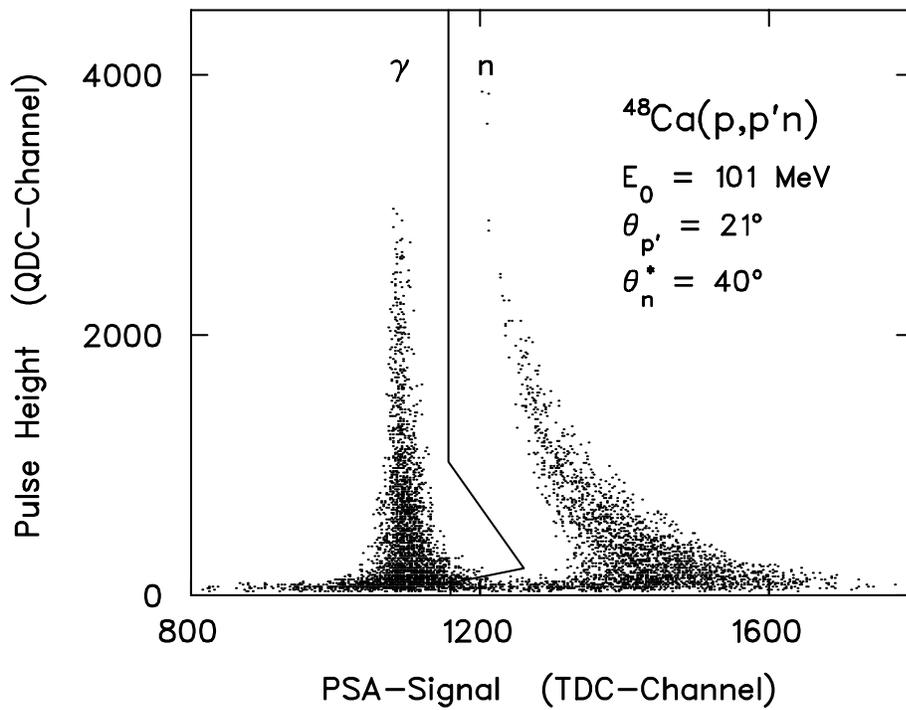


Abb. 6.4: Häufigkeitsverteilung der Ereignisse eines Neutronendetektors als Funktion der Pulshöhe und des Zeitsignals der Pulsformdiskriminierung. Die Häufigkeit wird durch die Dichte der Punkte beschrieben und ist in einem logarithmischen Maßstab wiedergegeben. Die in der Auswertung verwendete Trennung von Neutronen und γ -Ereignissen ist eingetragen.

zen Flugzeiten einen Peak, welcher von einfallenden Protonen im Target erzeugt wurde. Aus der Lage sowie der Breite dieses Peaks wurden der Flugzeitnullpunkt, zu dem die Kernreaktion im Target stattgefunden hat, sowie die Zeitauflösung bestimmt. An diesen Peak schließt sich eine mit länger werdender Flugzeit fallende Verteilung von Ereignissen an. Diese Ereignisse wurden vom durch das Target aufgestreuten Protonenstrahl am Austritt der Streukammer erzeugt. Bei Flugzeiten um 120 ns zeigt sich ein weiterer Peak, welcher von im 10 m entfernten Strahlfänger erzeugten γ -Quanten stammt. Im Neutronenflugzeitspektrum spiegelt sich die breite Verteilung der Geschwindigkeiten aufgrund unterschiedlicher kinetischer Energien der emittierten Neutronen wider. Die beiden Pfeile markieren den zu den in der späteren Auswertung berücksichtigten Neutronenenergien $T_n^* = 1$ bis 13 MeV gehörigen Flugzeitbereich. Weiterhin treten aus dem Target stammende nichtunterdrückte γ -Ereignisse auf. Aus dem Verhältnis dieser Er-

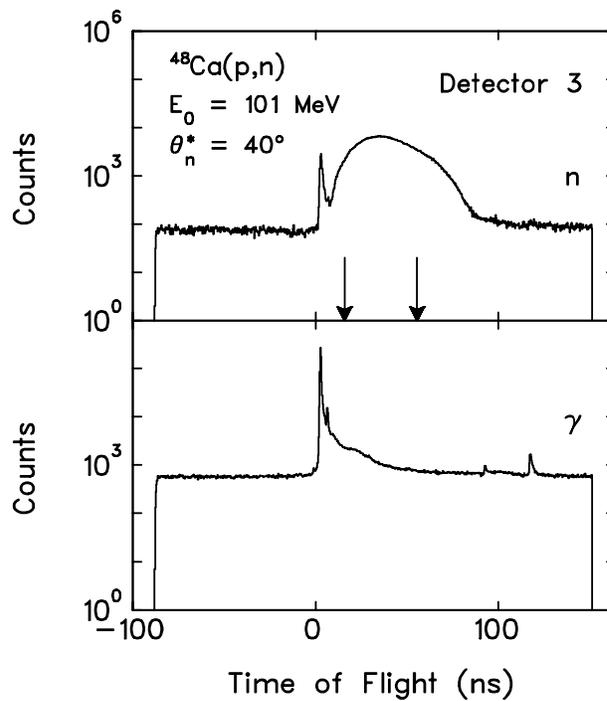


Abb. 6.5: Flugzeitspektren der Neutronen und γ -Ereignisse nach Trennung über die Pulsformdiskriminierung. Das Flugzeitfenster, welches den in der Auswertung berücksichtigten Neutronenenergien $T_n^* = 1$ bis 13 MeV entspricht, ist durch Pfeile markiert.

eignisse in beiden Spektren wurde abgeschätzt, daß die Pulsformdiskriminierung γ -Ereignisse auf besser als 2% unterdrückt. Insgesamt beträgt das Verhältnis nachgewiesener Neutronen zu γ -Quanten für alle Neutronendetektoren etwa 1:1. Für den ausgewerteten Bereich im Neutronenflugzeitspektrum ist damit der Anteil nichtunterdrückter γ -Ereignisse vernachlässigbar.

6.4 Koinzidente Zeitspektren

Da die Energie der nachgewiesenen Neutronen über die Flugzeitmethode bestimmt wurde, beeinflusste die erreichte Zeitauflösung direkt die Energieauflösung. Daher erfolgte zunächst eine Optimierung der Zeitauflösung. Trotz der Verwendung von Constant Fraction Diskriminatoren war die Zeitantwort gerade bei niedrigen Pulshöhen abhängig vom Amplitudensignal L des analogen Signals der Neu-

tronendetektoren. Dieser Zusammenhang wurde durch die aus [51] entnommene empirische Funktion

$$\Delta t_w = a_1 \cdot \left(\frac{1}{L - a_2} \right)^{a_3} \quad (6.1)$$

beschrieben. Die Parameter a_1 , a_2 und a_3 konnten für jeden Detektor einzeln aus der Änderung der von der Pulshöhe abhängigen Linienlage prominenter γ -Ereignisse bestimmt werden. Als Zeitreferenz für den Stopp der Flugzeitmessung diente das Hochfrequenzsignal des Zyklotrons. Daher beeinflussten unterschiedlich lange Flugwege der Protonen durch das Spektrometer nicht die koinzidente Flugzeitmessung. Zeitliche Drifts in der Elektronik wurden aufgrund der konstant gehaltenen Temperatur im klimatisierten Datenaufnahmerraum nicht beobachtet. Die erreichte Zeitauflösung betrug für koinzidente Neutronenereignisse $\Delta t = 0.8$ ns. Im Falle untersetzter Neutronenereignisse vom Typ (p,n) durchliefen die Signale eine geringere Anzahl elektronischer Module, wodurch eine höhere Zeitauflösung von $\Delta t = 0.6$ ns erreicht wurde.

Das aufgenommene koinzidente Neutronenflugzeitspektrum ist in Abb. 6.6 für die Teilmessung bei einer Protoneneinschußenergie von $E_p = 99.9$ MeV, einem Streuwinkel $\theta_p = 26^\circ$ und einem Neutronenemissionswinkel $\theta_n^* = 20^\circ$ gezeigt. Sind das im Spektrometer nachgewiesene Proton und das detektierte Neutron miteinander korreliert, so können entsprechend der energetischen Verteilung der emittierten Neutronen nur bestimmte Flugzeiten auftreten. Diese Ereignisse sind in der mittleren, überhöhten der drei im koinzidenten Neutronenflugzeitspektrum auftretenden Strukturen in Abb. 6.6 enthalten. Der Untergrund an zufällig koinzidenten Ereignissen besteht aus einer Struktur, die mit der Wiederholrate des in der Spektrometerhalle eintreffenden Protonenstrahls im Abstand von 254 ns auftritt. Diese Struktur ist auch bei Flugzeiten der echt koinzidenten Ereignisse vorhanden. Unterliegt die Strahlintensität hochfrequenten Schwankungen, so erhöht sich der Anteil zufällig koinzidenter Ereignisse im Bereich echt koinzidenter Ereignisse. Einen Hinweis auf solche Intensitätsschwankungen liefert bereits die unterschiedliche Höhe der beiden äußeren Strukturen in Abb. 6.6. Sie lassen sich nicht alleine auf eingestreute und damit bei größeren Flugzeiten eintreffende echt koinzidente Neutronen zurückführen. Mit Hilfe zweier in der Spektrometerhalle aufgebauter und in Koinzidenz geschalteter NaI-Szintillationszähler wurde die Zeitstruktur des Protonenstrahls untersucht, wobei sich die vermuteten Schwankungen in der Strahlintensität bestätigten. Die Auswirkung auf den

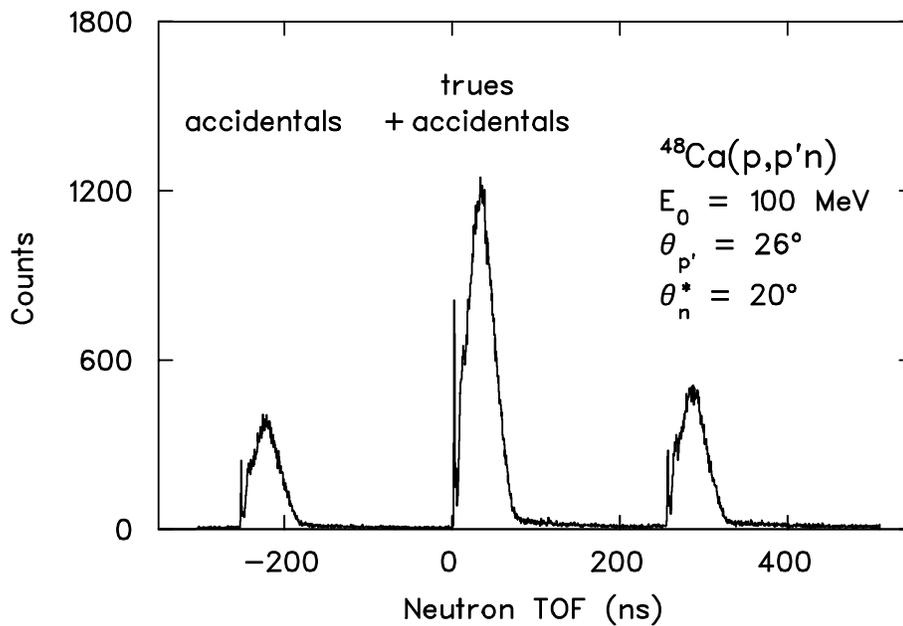


Abb. 6.6: Koinzidentes Neutronenflugzeitspektrum. Die mittlere, überhöhte Struktur setzt sich aus echt und zufällig koinzidenten Ereignissen zusammen, während in den beiden äußeren Strukturen nur zufällig koinzidente Ereignisse enthalten sind.

Anteil zufällig koinzidenter Ereignisse kann in den Restkernspektren beobachtet werden, die nach Abzug der zufällig koinzidenten Ereignisse völlig untergrundfrei sein müssen. Darauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

6.5 Untergrundabzug

Zur weiteren Analyse wurde die Häufigkeit der aufgenommenen koinzidenten Ereignisse für jeden beobachteten Neutronenemissionswinkel getrennt als Funktion der Neutronenflugzeit und der Anregungsenergie E_x in ^{48}Ca in eine zweidimensionale Matrix einsortiert. Die Neutronenflugzeiten wurden anschließend gemäß Gl. (3.1) in Neutronenenergien T_n umgerechnet. Diese Häufigkeitsverteilungen sind noch mit dem Untergrund an zufällig koinzidenten Ereignissen behaftet, welcher zunächst aus den in der linken Struktur enthaltenen Ereignissen des in Abb. 6.6 gezeigten Flugzeitspektrums abgeschätzt wurde.

Aus der Anregungsenergie E_x des Targetkerns und der kinetischen Energie des emittierten Neutrons T_n kann gemäß Gl. (2.5) auf die im Restkern ^{47}Ca verbleibende Anregungsenergie E_{rest} geschlossen werden. Da bei niedrigen Anregungsenergien im Restkern nur diskrete Niveaus bevölkert werden können, muß das Spektrum dazwischen untergrundfrei sein. Um dies zu erreichen, mußte der Anteil zufällig koinzidenter Ereignisse für die einzelnen Teilmessungen um einen Faktor 1.5 bis 2.0 nach oben skaliert werden. Dies ist in Abb. 6.7 veranschaulicht. Oberhalb des Untergundverlaufs erkennt man die bevorzugte Bevölkering des Grundzustands von ^{47}Ca und einer Gruppe von Zuständen bei Anregungsenergien um $E_x = 2.6$ MeV. Diese Zustände sind als Neutronen–Lochzustände bekannt [70]. Der erste angeregte Zustand bei $E_x = 2.0$ MeV und Zustände oberhalb von 3.0 MeV werden weniger stark bevölkert. Bei zufällig koinzidenten Ereignissen be-

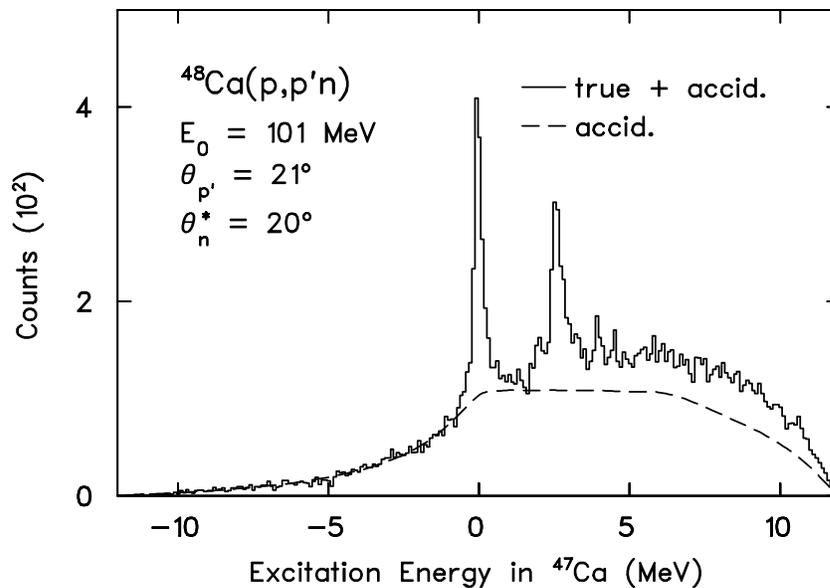


Abb. 6.7: Restkernspektrum des zweiten Neutronendetektors bei der Teilmessung mit $E_0 = 101.4$ MeV und $\theta_{p'} = 36^\circ$. Der Untergrundverlauf zufällig koinzidenter Ereignisse ist gestrichelt dargestellt.

steht keine Korrelation zwischen dem im Spektrometer nachgewiesenen Proton und dem emittierten Neutron. Ihre Häufigkeitsverteilung bestimmt sich allein aus der Verteilung der Einzelereignisse der in Koinzidenz geschalteten Detektoren. Um den Fehler beim Abzug des Untergrunds an zufällig koinzidenten Ereignissen gering zu halten, wurde deren Häufigkeitsverteilung aus den mit hoher Statistik

aufgenommenen (p,p') und (p,n) Einarmspektren erzeugt. Eine Anpassung in der Höhe wurde bestimmt aus dem Vergleich der Restkernspektren echter und zufällig koinzidenter Neutronenereignisse im Bereich negativer Anregungsenergien. Die hervorragende spektrale Übereinstimmung des in Abb. 6.7 gezeigten Restkernspektrums und des Untergrundverlaufs im Bereich der Anpassung rechtfertigt die beschriebene Methode. Die zweidimensionalen Häufigkeitsverteilungen sind damit untergrundfrei. Aus ihnen lassen sich durch entsprechende Projektionen alle koinzidenten Protonen-, Neutronen-, Restkernspektren und Winkelkorrelationen gewinnen.

Die erreichte Energieauflösung im Neutronenzweig wurde aus dem Zerfall in den Grundzustand von ^{47}Ca bestimmt und ist in Abb. 6.8 gezeigt. Im Anregungsener-

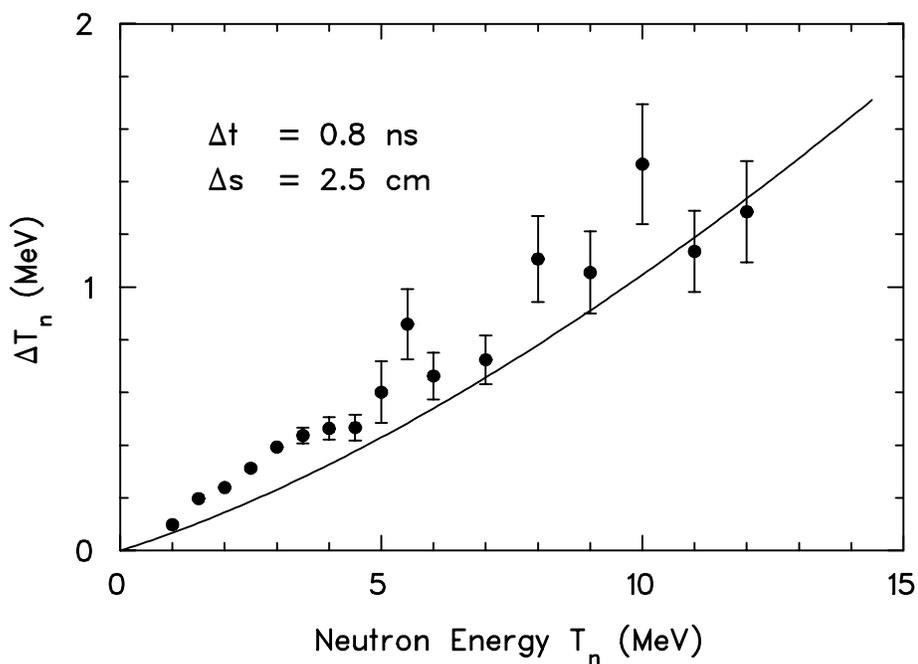


Abb. 6.8: Experimentelle Auflösung der Neutronenenergie ΔT_n als Funktion der Energie T_n , bestimmt in der Reaktion des Zerfalls in den Grundzustand $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)^{47}\text{Ca}$. Die durchgezogene Kurve ist die nach Gl. (3.2) erwartete Auflösung unter Verwendung der angegebenen Parameter.

giespektrum von ^{48}Ca wurden schmale Schnitte gesetzt und Neutronen betrachtet, die den Grundzustand von ^{47}Ca bevölkern. Die auftretenden Neutronenenergien sind damit nahezu monoenergetisch. Die Breite der Linie des Grundzustands im Restkernspektrum von ^{47}Ca setzt sich zusammen aus der Auflösung für die

Neutronenenergie und der bereits bekannten Protonenenergieauflösung. Ebenfalls eingetragen ist die nach Gl. (3.2) erwartete Auflösung unter der Annahme einer Flugzeitauflösung von $\Delta t = 0.8$ ns. Die Unsicherheit im Flugweg wurde zu $\Delta s = 2.54$ cm angenommen, was der halben Szintillatordicke entspricht.

6.6 Normierung der Spektren

Aus der in den koinzidenten Spektren enthaltenen Anzahl $N(E_x, T_n)$ der aufgenommenen Ereignisse ergab sich der normierte koinzidente Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n^* dE_x dT_n^*} = \frac{N(E_x, T_n^*)}{N_T N_p} \cdot \frac{1}{\epsilon_n(T_n) \Delta T_n^* \Delta \Omega_n^*} \cdot \frac{1}{\epsilon_p \Delta E_x \Delta \Omega_p}, \quad (6.2)$$

wobei $N_T = N_A \rho \Delta x / A$ die Anzahl der Streuzentren und $N_p = Q/e$ die Anzahl der auf das Target auftreffenden Protonen darstellen. Dabei ist N_A die Avogadrozahl, $\rho \Delta x$ die effektive Massenbelegung des Targets, A die Massenzahl des Targetkerns und e die Elementarladung. Die während der Meßzeit und unter Berücksichtigung der Totzeit des Datenaufnahmesystems im Strahlfänger aufgesammelte Ladung ist mit Q bezeichnet. Zur Gesamtzeit tragen die Totzeit der Datenaufnahme und die Totzeit der Elektronik bei. Der Beitrag der Elektronik wurde aus der Anzahl eingespeister und aufgenommener Pulserereignisse bestimmt. Dieser beträgt weniger als 1% und wird im folgenden vernachlässigt.

Im zweiten Faktor von Gl. (6.2) werden die Neutronendetektoren berücksichtigt. Das Ansprechvermögen $\epsilon_n(T_n)$ der Detektoren ist abhängig von der kinetischen Energie T_n der Neutronen im Laborsystem und liegt als Ergebnis der Monte Carlo Rechnungen vor. In die Normierung des koinzidenten Wirkungsquerschnitts ging außerdem der ebenfalls ins Schwerpunktsystem transformierte Raumwinkel $\Delta \Omega_n^*$ der Neutronendetektoren ein. Nach Berücksichtigung des Ansprechvermögens wurden die Neutronenenergien in das Schwerpunktsystem des rückgestoßenen Targetkerns transformiert. Im Schwellenbereich besteht eine relativ große Unsicherheit im Ansprechvermögen. Daher wurden bei der Auswertung nur Neutronen mit kinetischen Energien $T_n^* \geq 1$ MeV berücksichtigt. Dieser Wert

entspricht im Laborsystem je nach Impulsübertrag und Emissionsrichtung des Neutrons kinetischen Energien zwischen $T_n = 0.76$ und 1.26 MeV.

Der dritte Faktor berücksichtigt die Effizienz ϵ_p der Vieldraht-Driftkammer und den Raumwinkel des Magnetspektrometers zum Nachweis gestreuter Protonen. Der Wert für ϵ_p wurde aus der Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Drähte abgeschätzt und war für alle Teilmessungen stets größer als 96%.

Die Unsicherheit in der Normierung der Spektren koinzidenter Ereignisse war in erster Linie durch die Unsicherheit im Ansprechvermögen der Neutronendetektoren ($\leq 10\%$) und die Unsicherheit in der Skalierung des Untergrunds zufällig koinzidenter Ereignisse gegeben. Der Skalierungsfaktor des aus den Einarmspektren bestimmten Untergrundverlaufs konnte zu genauer als 3% festgelegt werden. Das Verhältnis von echt koinzidenten zu zufällig koinzidenten Ereignissen betrug im ungünstigsten Fall 1:5, so daß der Fehler beim Untergrundabzug $\leq 15\%$ betrug. Aus der quadratischen Summe dieser Beiträge wurde der Gesamtfehler in der Normierung zu 18% abgeschätzt.

Zur Normierung der (p,p') Einarmspektren waren lediglich der erste und dritte Faktor nötig sowie der jeweilige Faktor, mit dem die Zählrate des Magnetspektrometers untersetzt wurde.

7 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel wird zunächst die Analyse der experimentellen Winkelverteilungen für elastische Streuung und die Anregung niedrigliegender Zustände in ^{48}Ca vorgestellt, mit deren Hilfe das in den DWBA-Rechnungen verwendete optische Potential überprüft wurde. Den aus dieser Analyse resultierenden Deformationslängen werden Werte aus der Literatur gegenübergestellt. Der Vergleich experimenteller Neutronenspektren aus der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ mit Vorhersagen des statistischen Modells erlaubt eine Abschätzung des Anteils nichtstatistischer Zerfälle des Kerns ^{48}Ca . Für den aufgelösten n_0 -Zerfallskanal in ^{48}Ca sowie den p_0 - und α_0 -Zerfallskanal in ^{40}Ca , welche jeweils den Grundzustand des Tochterkerns bevölkern, wird der Beitrag von Knockout Prozessen als wichtigste Untergrundkomponente abgeschätzt. Im Anregungsenergiebereich, in dem der Beitrag von Knockout Prozessen als vernachlässigbar angenommen werden kann, wird eine Multipolentfaltung aus der Analyse der experimentellen Winkelkorrelationen und Winkelverteilungen durchgeführt. Die extrahierten E2-Stärkeverteilungen werden vorgestellt und mit Resultaten aus anderen Experimenten und mikroskopischen Modellrechnungen verglichen.

7.1 Optisches Potential

Zur Berechnung der DWBA-Übergangsamplitude und somit des Wirkungsquerschnitts wird als Übergangspotential U_{fi} aus Gl. (2.10) ein optisches Potential verwendet. Ein nichtrelativistisches optisches Potential läßt sich in der Form

$$U(r) = U_{Coul}(r) - V f_0(r) - iW f_w(r) - 4iW_d \frac{d}{dr} f_d(r) + \frac{2}{r} \left[V_{so} \frac{d}{dr} f_{vso}(r) + iW_{so} \frac{d}{dr} f_{wso}(r) \right] \vec{L} \cdot \vec{\sigma} \quad (7.1)$$

darstellen, mit Woods-Saxon Formfaktoren

$$f_x(r) = \left[1 + \exp \left(\frac{r - r_x A^{1/3}}{a_x} \right) \right]^{-1}. \quad (7.2)$$

Der erste Term $U_{Coul}(r)$ beschreibt die Coulombwechselwirkung zwischen Proton und Targetkern. Die Potentialtiefen V, W, W_d, V_{so} und W_{so} sowie die Radien r_x und die Hautdicken a_x sind abhängig von der Protoneneinschubenergie, der Massenzahl A und dem Neutronenüberschuß $N - Z$ des Targetkerns. Diese Abhängigkeiten wurden in der Arbeit von Schwandt et al. [71] parametrisiert und im Massenbereich $24 < A < 208$ bei Protoneneinschubenergien von $E_p = 80 - 180$ MeV durch Anpassung an experimentelle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken bestimmt. Die für die Auswertung des $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ und des $^{40}\text{Ca}(p,p'x)$ Koinzidenzexperimentes verwendeten Parameter sind in Anhang A in Tab. A.1 aufgeführt.

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p')$ für die Multipolaritäten $L = 0, 2, 3, 4$ und 5 wurden in DWBA mit Hilfe einer modifizierten Version des Programms DWUCK4 [72] berechnet. Abbildung 7.1 zeigt die Ergebnisse als Funktion des Streuwinkels in einem logarithmischen Maßstab. Die Wirkungsquerschnitte

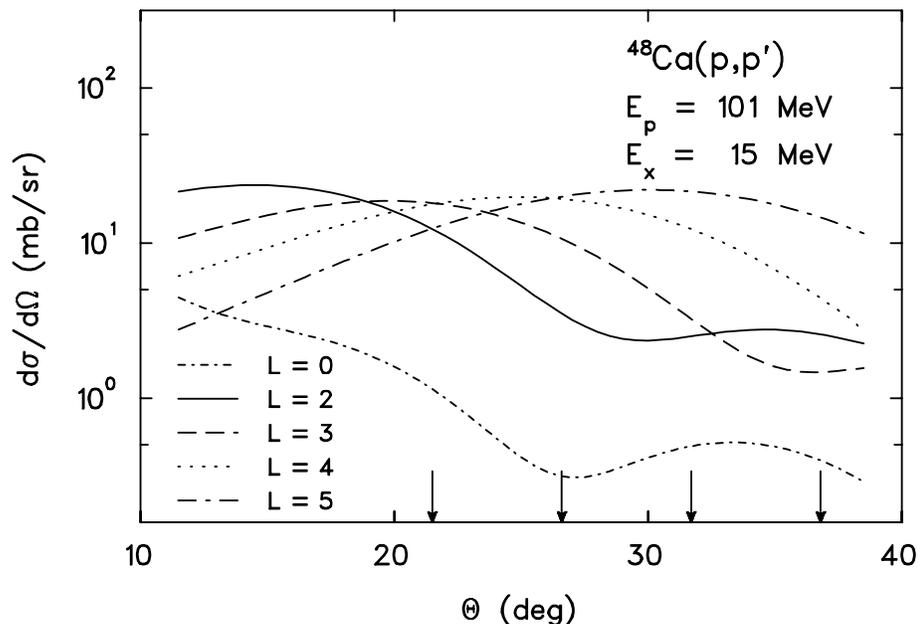


Abb. 7.1: Berechneter Wirkungsquerschnitt für isoskalare Übergänge der Multipolarität $L = 0, 2, 3, 4$ und 5 als Funktion des Protonenstreuwinkels Θ im Schwerpunktsystem der Reaktion. Die Wirkungsquerschnitte sind auf eine 100%-ige Ausschöpfung der jeweiligen isoskalaren energiegewichteten Summenregel normiert. Die Pfeile markieren die im Experiment gewählten Streuwinkel.

sind normiert auf eine Ausschöpfung der jeweiligen energiegewichteten isoskalaren Summenregel (EWSR) von 100%. Die Pfeile markieren die im Experiment gewählten Protonenstreuwinkel. Hier bezeichnet der Winkel Θ den Protonenstreuwinkel im Schwerpunktsystem der Reaktion. Übergänge der Multipolarität $L = 0$ liefern im Vergleich zu höheren Multipolaritäten bei gleicher Ausschöpfung der jeweiligen isoskalaren EWSR nur etwa ein Zehntel des Wirkungsquerschnitts. Die isoskalare Dipol–Riesenresonanz wird bei Anregungsenergien $E_x > 30$ MeV erwartet [73] und daher vernachlässigt. Übergänge der Multipolaritäten $L > 3$ werden im untersuchten Anregungsenergiebereich nur zu einem geringen Bruchteil der isoskalaren EWSR erwartet, so daß der resonante Wirkungsquerschnitt von Anregungen der Multipolarität $L = 2$ dominiert werden sollte.

Die Überprüfung der DWBA–Rechnungen und der darin verwendeten optischen Potentiale erfolgte anhand der elastischen Streuung an ^{48}Ca sowie der Anregung von Zuständen bei $E_x = 3.832, 5.147, 6.345$ und 7.661 MeV, die Gesamtdrehimpuls und Parität $J^\pi = 2^+, 5^-, 4^+$ und 3^- besitzen. Ein Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit Ergebnissen der DWBA–Rechnungen ist in Abb. 7.2 gezeigt. Der berechnete elastische Wirkungsquerschnitt stimmt absolut mit den experimentellen Daten überein. Für die inelastischen Wirkungsquerschnitte wurden Skalierungsfaktoren β^2 gewählt, um die experimentellen Daten zu beschreiben. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte als Funktion des Streuwinkels wird gut beschrieben. Die resultierenden Deformationslängen βR sind für die verschiedenen Übergänge in Tab. 7.1 angegeben und mit Werten aus [74] verglichen. Diese wurden in einem hochauflösenden Protonenstreuxperiment bei einer

E_x (MeV)	J^π	βR (fm)	βR (fm) [74]
3.832	2^+	0.68 ± 0.08	0.61
5.147	5^-	0.17 ± 0.01	0.16
6.345	4^+	0.29 ± 0.02	0.32
7.661	3^-	0.35 ± 0.05	0.41

Tab. 7.1: Anregungsenergie E_x , Gesamtdrehimpuls und Parität J^π und resultierende Deformationslänge βR der vermessenen niedrigliegenden Übergänge in ^{48}Ca und Vergleich mit Werten aus [74].

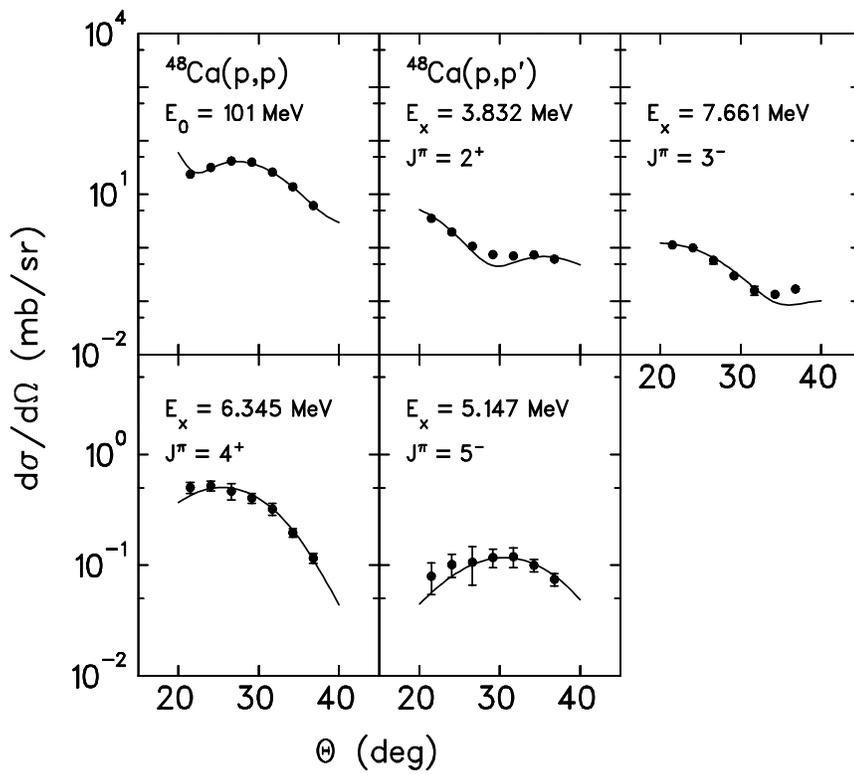


Abb. 7.2: Experimentelle Winkelverteilungen der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p')$ und Beschreibung durch Rechnungen im DWBA-Formalismus (durchgezogene Linien). Die Anregungsenergien E_x sowie Spin und Parität J^π der Zustände sind angegeben.

Einschußenergie von $E_p = 65$ MeV und Streuwinkeln zwischen $\theta_{p'} = 8^\circ$ und 70° bestimmt. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte betrug hier weniger als 10%. Im Rahmen der in beiden Experimenten auftretenden Fehler wird damit eine gute Übereinstimmung in den Deformationslängen erhalten.

7.2 4π -Integration der Wirkungsquerschnitte

Der koinzidente Wirkungsquerschnitt wurde unter zwölf verschiedenen Neutronenemissionswinkeln (θ_n^* und $\phi_n^* = 0^\circ, 180^\circ$) aufgenommen. In Abb. 7.3 sind zwei Beispiele von Winkelkorrelationen der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ für die Anregungsenergiebereiche $E_x = 14 - 15$ MeV und $22 - 23$ MeV bei einer Einschußenergie von $E_0 = 101$ MeV und einem Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ$ gezeigt. Der Wir-

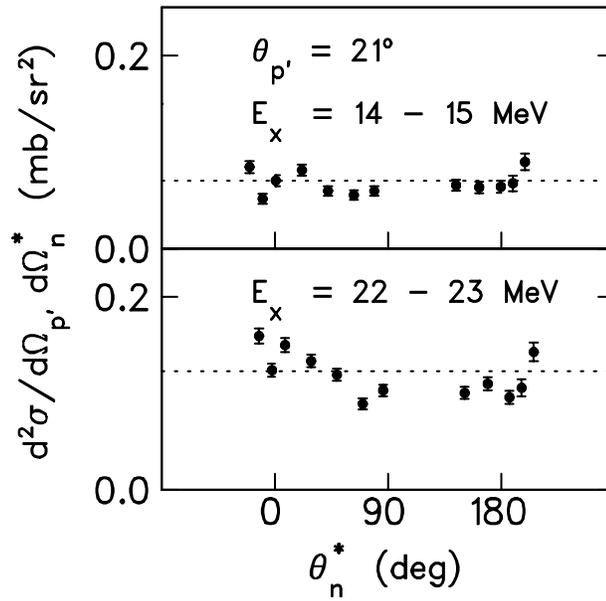


Abb. 7.3: Experimentelle Winkelkorrelationen der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ bei einer Einschussenergie $E_0 = 101$ MeV und einem Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ$ für die Anregungsenergiefenster $E_x = 14 - 15$ MeV (oberes Teilbild) und $E_x = 22 - 23$ MeV (unteres Teilbild). Die gestrichelte Linie stellt den jeweiligen Mittelwert dar.

kungsquerschnitt ist als Funktion des Neutronenemissionswinkels θ_n^* relativ zur Impulsübertragsachse aufgetragen. Man erkennt eine annähernde Isotropie der Winkelkorrelationen in der Reaktionsebene. Die Abweichung der Datenpunkte von ihrem Mittelwert ist kleiner als 20%. Eine Beschreibung der experimentellen Winkelkorrelationen über berechnete Winkelkorrelationsfunktionen nach Gl. (2.21) ist nur für Zerfälle in definierte Endzustände möglich, zu denen wenige Partialwellen beitragen. Hier können die Winkelkorrelationen ausgeprägte Strukturen besitzen. Bei Mittelung über viele Endzustände und Partialwellen erwartet man zunehmende Isotropie der Winkelkorrelationen. Dies wird durch die experimentellen Daten unterstützt. Die 4π -Integration des koinzidenten Wirkungsquerschnitts wurde durch die Summe

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{p'}dE_x} = 4\pi \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{d^3\sigma_i}{d\Omega_{p'}d\Omega_n^*dE_x} \quad (7.3)$$

angenähert, entsprechend einer rein isotropen Verteilung. Die Anzahl N der Winkel, unter denen Neutronenemission beobachtet wurde, betrug für die Messung bei einem Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ$ gleich 12, bei allen anderen Streuwinkeln

$N = 6$. Als Ergebnis der 4π -Integration zeigt Abb. 7.4 im oberen Teilbild das Protonenspektrum bei einer Einschubenergie von $E_0 = 101$ MeV und einem Streuwinkel von $\theta_{p'} = 21^\circ$. Der Wirkungsquerschnitt setzt sich in der gewählten Kinematik

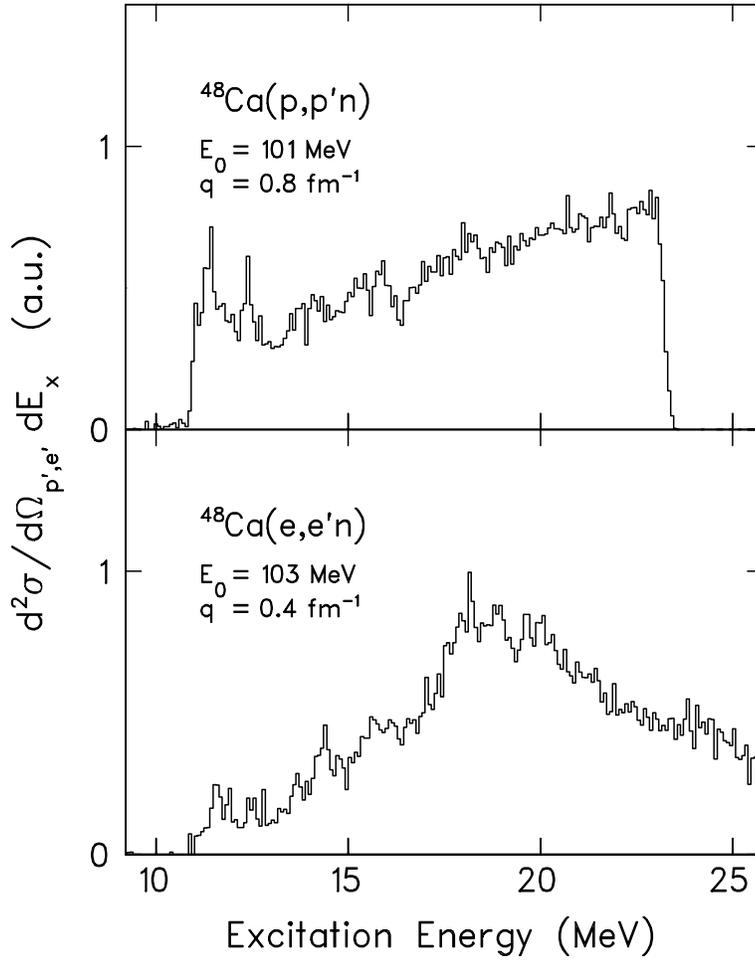


Abb. 7.4: Vergleich experimenteller 4π -integrierter Anregungsenergiespektren aus der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ bei einer Einschubenergie $E_0 = 101$ MeV und einem Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ$ (oberes Teilbild) und aus einem $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Experiment [18] bei einer Einschubenergie $E_0 = 103$ MeV und einem Elektronenstreuwinkel $\theta_{e'} = 52^\circ$ (unteres Teilbild).

dominant aus resonanter isoskalärer Quadrupolstärke und aus einem mit der Anregungsenergie stetig ansteigenden Untergrund zusammen, der durch Knockout und Mehrstufenprozesse (multi step) entsteht. Bei Anregungsenergien $E_x > 17.2$ MeV ist die Emission von zwei Neutronen möglich, was zu einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts führt. Das Spektrum setzt bei einer Anregungsenergie $E_x = 11$

MeV ein, da im Experiment nur oberhalb dieser Anregungsenergie Neutronen aus dem Zerfall des ^{48}Ca beobachtet wurden, und ist durch die Impulsakzeptanz des Magnetspektrometers bei $E_x = 23$ MeV nach oben begrenzt. Im unteren Teilbild ist das Anregungsenergiespektrum von ^{48}Ca dargestellt, welches in einem $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Experiment [18] bei einer Elektroneneinschußenergie $E_0 = 103$ MeV und einem Elektronenstreuwinkel $\theta_{e'} = 52^\circ$ aufgenommen wurde. In dieser Kinematik dominiert isovektorielle Dipolstärke den Wirkungsquerschnitt, mit geringeren Anteilen ($\approx 32\%$) isoskalarer Monopol- und Quadrupolstärke. Die genannten Untergrundbeiträge des Protonenspektrums treten hier nicht auf. Im Wirkungsquerschnitt ist der typische Verlauf der isovektoriellen Dipol-Riesenresonanz zu erkennen.

7.3 Zerfall des angeregten Kerns ^{48}Ca

7.3.1 Zerfallsbreiten

Eine wichtige Fragestellung bei der Untersuchung der Riesenresonanzen bezieht sich auf die Kopplung an andere Moden im Atomkern und der damit verbundenen Dämpfung dieser kollektiven Anregungen [4]. Makroskopisch wird diese Dämpfung als Verbreiterung der Stärkeverteilung beobachtet. Die Breite Γ setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen:

$$\Gamma = \Delta\Gamma + \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow \quad (7.4)$$

Der Anteil $\Delta\Gamma$ (*Landau-Dämpfung*) entsteht durch die Fragmentierung der Übergangsstärke über eine Vielzahl von 1p1h-Zuständen. Im einfachen schematischen Modell würden Riesenresonanzen durch einen einzigen kollektiven 1p1h-Zustand beschrieben. Die Breite Γ^\uparrow (*escape width*) entsteht durch die Kopplung an das Kontinuum und führt zu semidirektem Zerfall des kollektiven 1p1h-Zustands in Lochzustände des Tochterkerns. Die Zerfallsbreite Γ^\downarrow (*spreading width*) wird durch die Kopplung an komplizierte Vielteilchen-Vielloch (*nprh*)-Konfigurationen verursacht. Dieser Mechanismus führt im Grenzfall zu einer vollständigen Thermalisierung der Anregungsenergie, wobei die Kohärenz in der Anregung verloren geht. Es liegt dann ein Compoundkern vor, der dieselbe Anregungsenergie sowie

Spin und Parität der angeregten Resonanz trägt. Dieser Compoundkern emittiert leichte Teilchen, deren energetische Verteilung einem Verdampfungsspektrum entspricht. Solche Verdampfungsspektren können durch Rechnungen im statistischen Modell beschrieben werden.

7.3.2 Rechnungen im statistischen Modell

Aus dem Vergleich des Spektrums der vom angeregten Kern ^{48}Ca emittierten Neutronen mit der Vorhersage des statistischen Modells kann auf den Zerfallsmechanismus geschlossen werden. Bei direktem Zerfall in tiefliegende Lochzustände besitzen die Neutronen große kinetische Energie. Verlassen die Neutronen dagegen den Kern statistisch, so treten vorzugsweise niedrige Energien auf, da im Gegensatz zum Zerfall über geladene Teilchen keine Coulombbarriere wirksam ist. Damit sind die aus verschiedenen Zerfallsarten stammenden Neutronen im Vergleich zu geladenen Teilchen energetisch deutlicher getrennt.

Im statistischen Modell [20] ist die Wahrscheinlichkeit P_x für die Emission eines Teilchens x mit Spin s_x , der kinetischen Energie ϵ_x und Bahndrehimpuls l aus dem Compoundkern mit der Anregungsenergie $E_x = E_A$ und Gesamtdrehimpuls J_A^π gegeben zu

$$P_x(E_C, J_C^\pi) = \rho_C(E_C, J_C^\pi) \sum_{|J_C - J_A - s_x|}^{J_C + J_A + s_x} T_l^x(\epsilon_x) d\epsilon_x. \quad (7.5)$$

Dabei ist ρ_C die Niveaudichte für Zustände mit Gesamtdrehimpuls J_C^π zur Anregungsenergie E_C im Restkern und $E_C = E_A - \epsilon_x - C_x$ mit der Bindungsenergie C_x . In Gl. (7.5) ist der Zusammenhang in vereinfachter Form dargestellt. Eine genauere Beschreibung gibt [75].

Die Transmissionskoeffizienten $T_l^x(\epsilon_x)$ wurden unter Verwendung des optischen Potentials von Wilmore und Hodgson [76] mit dem Programm TL [93] berechnet. Die Niveaudichte $\rho_C(E, J^\pi)$ für den Restkern ^{47}Ca wurde im Bereich niedriger Anregungsenergien $E_x < 5$ MeV explizit durch die Angabe der Anregungsenergie, des Spins, der Parität und des Isospins von 31 bekannten Zuständen [77] vorgegeben. Für Zustände, deren Spin und Parität nicht bekannt waren, wurden diese

in Anlehnung an einfache Niveaudichtemodelle festgelegt. Für Anregungsenergien oberhalb von 5 MeV wurde die Niveaudichte dem Backshifted-Fermi-Gas-Modell [78] entnommen. Diese wurde so skaliert, daß das berechnete Neutronenspektrum im Übergangsbereich zu den explizit vorgegebenen Niveaus stetig war. Die Berechnung von $P_x(E_C, J_C^\pi)$ für Emission von Protonen und α -Teilchen, bei der die Restkerne ^{47}K und ^{44}Ar bevölkert werden, erfolgte in gleicher Weise. Bei Anregungsenergien von $E_x > 17.2$ MeV in ^{48}Ca sind Zustände im Tochterkern ^{47}Ca erreichbar, die wiederum über Emission eines Neutrons in den Restkern ^{46}Ca übergehen. Dies wurde ebenfalls bei der Berechnung von P_x berücksichtigt.

Die Rechnungen im statistischen Modell wurden mit dem Programm CASCADE [80] durchgeführt. In den Rechnungen wurden als Teilchen x neben Neutronen auch Protonen und α -Teilchen berücksichtigt. Der Beitrag des Zerfalls über geladene Teilchen war jedoch mit Verzweigungsverhältnissen $< 1\%$ im untersuchten Anregungsenergiebereich vernachlässigbar. Für den Anregungsenergiebereich $E_x = 10 - 23$ MeV wurden in Schritten von $\Delta E_x = 200$ keV Neutronenspektren berechnet. Dabei wurde angenommen, daß ausschließlich Zustände mit $J^\pi = 2^+$ im Compoundkern ^{48}Ca angeregt waren. Anschließend wurden die erhaltenen Neutronenenergiespektren mit der energieabhängigen experimentellen Neutronenenergieauflösung nach Gl. (3.2) gefaltet.

7.3.3 Neutronenspektren

Zwei Beispiele für den Vergleich der gemessenen und berechneten Neutronenspektren sind in Abb. 7.5 für verschiedene mittlere Anregungsenergien $E_x = 15.5$ MeV (oberes Teilbild) und 20.5 MeV (unteres Teilbild) in ^{48}Ca und einem Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ$ gezeigt. In dieser Kinematik dominieren $L = 2$ Anregungen den resonanten Wirkungsquerschnitt. Die berechneten Spektren wurden oberhalb der experimentellen Schwelle $T_n^* = 1.0$ MeV im Bereich niedriger Neutronenenergien an die experimentellen Verteilungen angepaßt. In diesem Bereich wird der Verlauf der experimentellen Spektren gut durch die statistischen Modellrechnungen beschrieben. Höchste Neutronenenergien treten beim Zerfall in den Grundzustand von ^{47}Ca auf. Diese Ereignisse befinden sich im oberen Teilbild bei Neutronenenergien um $T_n^* = 5.5$ MeV, im unteren Teilbild bei Energien um $T_n^* = 10.5$ MeV. Im Vergleich zur Vorhersage des statistischen Modells wird der $7/2^-$

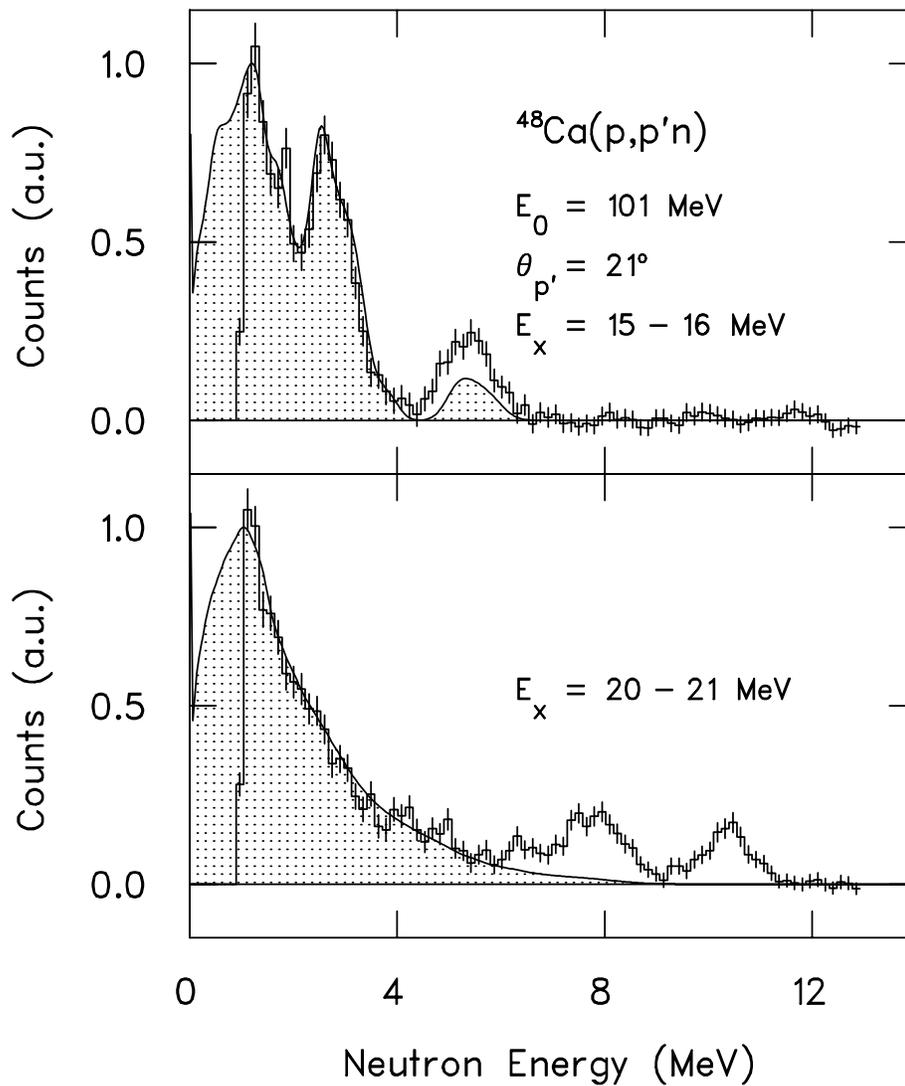


Abb. 7.5: Experimentelle Neutronenspektren für eine mittlere Anregungsenergie $E_x = 15.5$ MeV und 20.5 MeV in ^{48}Ca im Vergleich zu Spektren nach dem statistischen Modell (schattierte Fläche). Die berechneten Spektren sind im Bereich niedriger Neutronenenergien an die experimentellen Spektren angepaßt worden.

Grundzustand in ^{47}Ca stärker bevölkert. Weiterhin ist im unteren Teilbild ein Überschuß an Ereignissen bei Neutronenenergien um $T_n^* = 8.0$ MeV zu erkennen, welche vor allem den $3/2^{+-}$ und den $1/2^+$ Zustand in ^{47}Ca bei Anregungsenergien um $E_x(^{47}\text{Ca}) = 2.6$ MeV bevölkern. Diese bevorzugt bevölkerten Zustände sind als $1f_{-7/2}^{-1}$, $1d_{3/2}^{-1}$ und $2s_{1/2}^{-1}$ Neutronen-Lochzustände bekannt [70].

Der Anteil des Wirkungsquerschnitts, welcher zu Neutronenereignissen gehört, die

nicht aus dem statistischen Zerfall des angeregten Kerns ^{48}Ca stammen, ergibt sich zu

$$y_D = \frac{N_D}{N_D + N_S}. \quad (7.6)$$

Dabei bezeichnet N_S die Anzahl der Ereignisse im berechneten Neutronenspektrum. Die Anzahl überschüssiger Ereignisse des experimentellen Spektrums im Vergleich mit dem berechneten Spektrum ist durch N_D gegeben. Es gibt unterschiedliche Mechanismen, die zu nichtstatistischen Neutronenenergieverteilungen führen können: Direkter Zerfall der Riesenresonanzen, semidirekter Präequilibriums-Zerfall des angeregten Kerns ^{48}Ca und Knockout Prozesse. Bei Knockout Prozessen wird aus dem Kern ein Nukleon herausgeschlagen, ohne daß dieser zuvor angeregt wurde.

Das Ergebnis y_D für jedes einzelne der zehn untersuchten Auswertintervalle zwischen $E_x = 13$ und 23 MeV wurde mit dem experimentellen Wirkungsquerschnitt multipliziert und ist in Abb. 7.6 als Funktion der Anregungsenergie gezeigt. In Vorwegnahme der Berechnungen zu Knockout Prozessen in Kap. 7.4.1 ist das Ergebnis dieser Rechnungen für die Bevölkerung der $1f_{-7/2}^{-1}$, $2s_{1/2}^{-1}$ und $1d_{3/2}^{-1}$ Neutronen-Lochzustände eingetragen. Die Summe der berechneten Wirkungsquerschnitte beschreibt den zu höheren Anregungsenergien ansteigenden Wirkungsquerschnitt erschöpfend. Damit kann der Anteil von Neutronenereignissen, welche nicht aus dem statistischen Zerfall des angeregten Kerns ^{48}Ca stammen, vollständig durch Knockout Prozesse erklärt werden.

Bei Anregungsenergien $E_x > S(2n)$ ist die Emission von zwei Neutronen aus dem angeregten Kern ^{48}Ca möglich. Soll sich die Größe y_D auf die Anzahl der Zerfälle des Kerns ^{48}Ca beziehen, so muß die Gesamtzahl der Neutronen im berechneten Neutronenspektrum mit der Neutronenmultiplizität M_n korrigiert werden, N_S/M_n . Die Neutronenmultiplizitäten wurden mit dem Programm CASCADE als Funktion der Anregungsenergie in ^{48}Ca berechnet. Der Anteil an Neutronen, die nicht aus statistischen Zerfällen stammen, zur Gesamtheit aller Zerfälle beträgt bei einer Anregungsenergie von $E_x = 13$ MeV etwa 10% und steigt bis $E_x = 23$ MeV auf einen Wert von $\approx 20\%$ an.

Im Gegensatz dazu wurde in der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ der Anteil nichtstatistischer Zerfälle des angeregten Kerns ^{48}Ca als unabhängig von der Anregungsenergie zu $39(\pm 5)\%$ bestimmt. In der Kinematik des Elektronenstreuexperimentes wurde do-

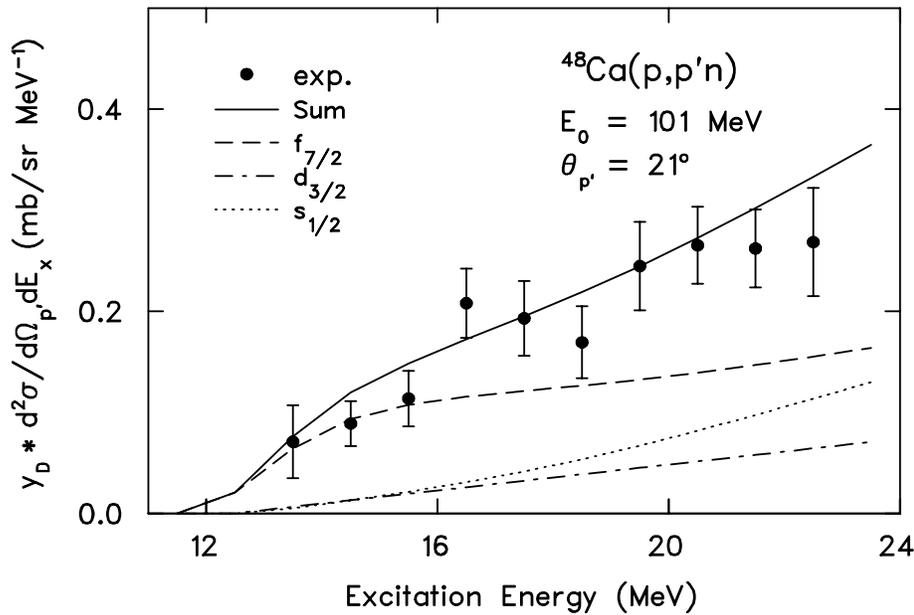


Abb. 7.6: Experimenteller 4π -integrierter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ nach Multiplikation mit dem Anteil y_D von Neutronenereignissen, die nicht aus dem statistischen Zerfall des angeregten Kerns ^{48}Ca stammen. Die durchgezogene Kurve ist die Summe aus Berechnungen zu Knockout Prozessen, welche die $1f_{-7/2}^{-1}$, $1d_{3/2}^{-1}$ und $2s_{1/2}^{-1}$ (gestrichelte, punktierte und strichpunktierte Kurve) Neutronen-Lochzustände bevölkern.

minant die isovektorielle Dipol-Riesenresonanz angeregt. Der gefundene Wert für den Anteil nichtstatistischer Zerfälle wurde als direkter Zerfall der isovektoriellen Dipol-Riesenresonanz interpretiert [18].

7.3.4 Restkernniveauspektrum

Das Restkernspektrum nach dem statistischen Modell ergab sich aus der Anregungsenergie des Compoundkerns und dem zugehörigen Neutronenspektrum, welches vorher mit der experimentellen Neutronenenergieauflösung gefaltet wurde. In diesen Spektren wurden Neutronen mit kinetischen Energien $T_n^* < 1$ MeV entfernt. Diese korrigierten Spektren wurden daraufhin mit dem experimentellen Wirkungsquerschnitt der untersetzt aufgenommenen inklusiven (p,p') Reaktion an ^{48}Ca gewichtet und aufaddiert. Abbildung 7.7 zeigt im oberen Teilbild den Vergleich mit dem experimentellen Restkernspektrum für einen Anregungs-

energiebereich in ^{48}Ca zwischen 11 und 17 MeV und für die Teilmessung bei $E_0 = 101$ MeV und $\theta_{p'} = 21^\circ$. Das untere Teilbild zeigt das Restkernspektrum aus der

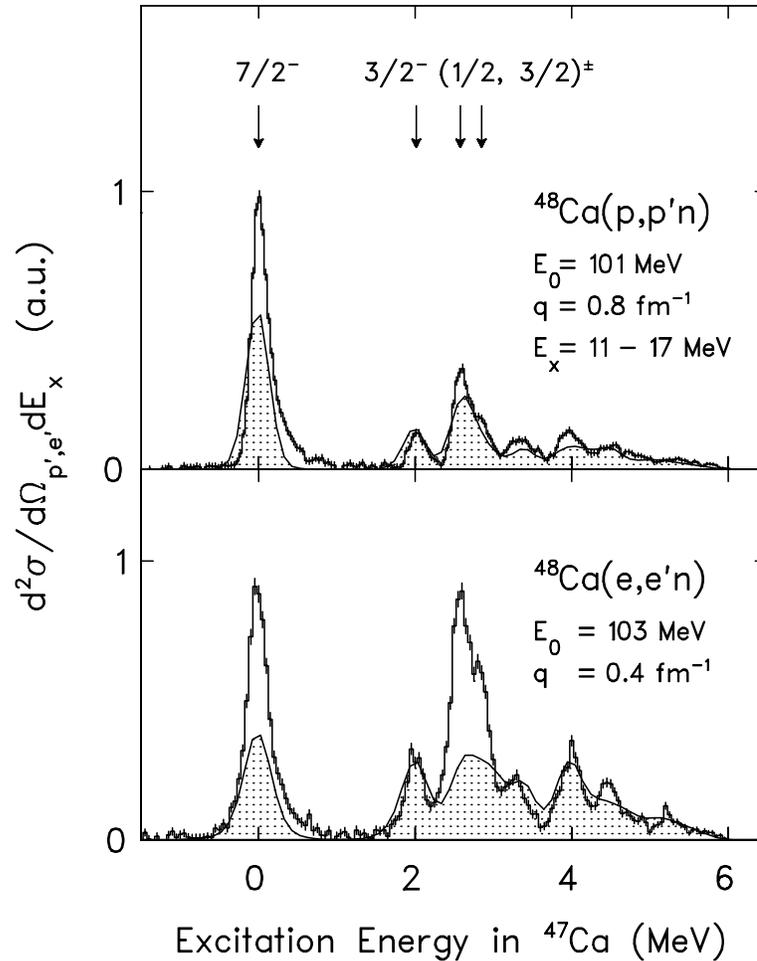


Abb. 7.7: Vergleich der Restkernspektren aus der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ bei einer Einschußenergie $E_0 = 101$ MeV und einem Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ$ (oberes Teilbild) und aus einem $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Experiment [18] bei einer Einschußenergie $E_0 = 103$ MeV und einem Elektronenstreuwinkel $\theta_{e'} = 52^\circ$ (unteres Teilbild). Die schattierten Kurven sind Vorhersagen von statistischen Modellrechnungen.

Reaktion $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$. In beiden Spektren ist die relative Besetzung der angeregten Zustände in ^{47}Ca ähnlich. Im Vergleich dazu wird der Grundzustand von ^{47}Ca in der Protonenstreuung deutlich stärker bevölkert als in der Elektronenstreuung. Die experimentell erreichte Energieauflösung ist wegen der groben Schrittweite in der durchgeführten Rechnung besser als in den berechneten Spektren. In beiden

Experimenten wird eine im Vergleich zu Vorhersagen des statistischen Modells bevorzugte Bevölkerung des Grundzustands und angeregter Zustände bei 2.6 MeV in ^{47}Ca beobachtet. Im Protonenstreuexperiment wird diese bevorzugte Bevölkerung durch den Beitrag von Knockout Prozessen erklärt. Wie in Abb. 7.6 gezeigt, verteilen sich im Anregungsenergiebereich $E_x = 11 - 17$ MeV etwa zwei Drittel des berechneten Wirkungsquerschnitts für Knockout Prozesse auf den $7/2^-$ Grundzustand und ein Drittel auf die beiden $3/2^{+-}$ und $1/2^+$ Zustände in ^{47}Ca . Dieses Verhältnis tritt beim Vergleich des experimentellen mit dem berechneten Restkernspektrum wieder auf. Im Elektronenstreuexperiment wird dagegen der direkte Zerfall der isovektoriellen Dipol-Riesenresonanz beobachtet. Die relative Bevölkerung der Neutronen-Lochzustände spiegelt dabei die mikroskopische Struktur der Riesenresonanz wider.

7.4 Winkelkorrelationen

7.4.1 Untergrund aus Knockout Reaktionen

Zum koinzidenten Wirkungsquerschnitt tragen neben der Anregung der Riesenresonanzen auch andere Prozesse bei. Bei Zerfällen in tiefliegende Lochzustände des jeweiligen Tochterkerns wird der größte nichtresonante Beitrag aus Knockout Reaktionen erwartet. Um diesen Anteil für die aufgelösten Zerfallskanäle abzuschätzen, wurden Rechnungen mit verzerrten Wellen in Impulsnäherung (Distorted Wave Impulse Approximation, DWIA) durchgeführt. Zur einfacheren Darstellung werden im folgenden Spin-Bahn Terme in den Wechselwirkungspotentialen vernachlässigt. Die Berücksichtigung solcher Terme führt zu komplizierten Gleichungen, wobei die Hauptstruktur erhalten bleibt. Eine detaillierte Beschreibung läßt sich in [81, 82] finden.

Der Wirkungsquerschnitt für eine Knockout Reaktion $A(p,p'x)C$ läßt sich nach [81] darstellen als

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{p'}d\Omega_x dE_{p'}} = S_x F_K \frac{d\sigma}{d\Omega_{p+x}} \sum_m |T_L^m|^2, \quad (7.7)$$

wobei S_x den spektroskopischen Faktor sowie L und m den Bahndrehimpuls und Projektion des gebundenen Nukleons oder präformierten Teilchens x bezeichnen.

Die Größe F_K ist ein kinematischer Faktor. Der 'half-shell' Wirkungsquerschnitt für die Streuung des einlaufenden Protons p am gebundenen Teilchen x ist mit $d\sigma/d\Omega_{p+x}$ bezeichnet. Die Impulsverteilung des Teilchens x , welches innerhalb des Targetkerns A an den Restkern C , mit den Massen M_A und M_C , gebunden ist, wird durch

$$T_L^m = (2L + 1)^{-1/2} \int \chi_{p'}^{(-)*}(\mathbf{r}) \chi_x^{(-)*}(\mathbf{r}) \Phi_L^m(\mathbf{r}) \chi_p^{(-)*} \left[\frac{M_C \mathbf{r}}{M_A} \right] d\mathbf{r} \quad (7.8)$$

beschrieben. Hier bezeichnen die Größen χ die verzerrten Wellen des einlaufenden und auslaufenden Protons sowie des herausgeschlagenen Teilchens. Die Wellenfunktion $\Phi_L^m(\mathbf{r})$ beschreibt die Relativbewegung des gebundenen Teilchens x gegenüber dem Restkern C . Zur Berechnung der verzerrten Wellen χ wurden folgende optischen Potentiale verwendet:

- zur Beschreibung des einlaufenden Protons mit einer kinetischen Energie $E_p = 100$ MeV und des gestreuten Protons mit $E_{p'} = 76 - 100$ MeV das optische Potential von Schwandt et al. [71],
- für das auslaufende Neutron mit kinetischen Energien zwischen 1 und 14 MeV das optische Potential von Wilmore und Hodgson [76],
- für das auslaufende Proton mit kinetischen Energien zwischen 3 und 16 MeV die Parametrisierung für Protonen von Becchetti und Greenlees [83],
- für das auslaufende α -Teilchen mit kinetischen Energien zwischen 4 und 17 MeV das optische Potential von Huizenga und Igo [84].

Die Parameter des optischen Potential von Wilmore und Hodgson [76] wurden aus der Anpassung an experimentelle Daten zur elastischen Streuung von Neutronen mit kinetischen Energien zwischen 1 und 15 MeV erhalten, was den Energiebereich des vorliegenden $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ Experiments vollständig abdeckte. Allerdings enthält dieses Potential keinen Spin-Bahn Term. Als Alternative wurden daher Rechnungen unter Verwendung der Parametrisierung für Neutronen von Becchetti und Greenlees [83] durchgeführt, welche an Streudaten für Energien zwischen 10 und 40 MeV anpaßt wurde. Die berechneten Wirkungsquerschnitte für Knock-out unterschieden sich dabei für Neutronenenergien unterhalb von 15 MeV um

weniger als 20%. Allerdings sind die in Kap. 7.3.2 berechneten Verdampfungsspektren über die Transmissionskoeffizienten stark vom benutzten optischen Potential abhängig. Aus diesem Grund wurde sowohl in den durchgeführten statistischen Modellrechnungen als auch in den Rechnungen zu Knockout Prozessen das für niedrige Neutronenenergien gültige optische Potential von Wilmore und Hodgson verwendet. Die Parametrisierung für Protonen von Becchetti und Greenlees [83] wurde im Massenbereich $A > 40$ aus der Analyse experimenteller Daten zur elastischen Streuung von Protonen mit kinetischen Energien zwischen 10 und 40 MeV erhalten. Dagegen wurden in [85] Potentialparameter speziell für den Kern ^{40}Ca zur Beschreibung experimenteller Streudaten für Protonen mit kinetischen Energien zwischen 11 und 48 MeV angepaßt. Dieser Parametersatz stand allerdings im verwendeten Programm zur Durchführung der Rechnungen nicht zur Verfügung. Die Parameter des optischen Potentials von Huizenga und Igo [84] wurden im Massenbereich $20 < A < 235$ für α -Energien zwischen 2 und 46 MeV an experimentelle Streudaten angepaßt, was den interessierenden Energiebereich für den betrachteten Kern ^{40}Ca abdeckte.

Zur Beschreibung des gebundenen Systems, bestehend aus dem Teilchen x und dem Restkern C , wurden für Protonen- und Neutronenzustände Potentialparameter aus [86] verwendet. Dort wurden diese angepaßt, um experimentelle Einzelteilchen Energien und Ladungsdichteverteilungen in den Kernen $^{40,48}\text{Ca}$ im Rahmen von Schalenmodellrechnungen zu reproduzieren. Die Potentialparameter für das gebundene α -Teilchen stammen aus der Analyse von Transferreaktionen [87]. Die spektroskopischen Faktoren S_x wurden im Falle des n_0 -Zerfallskanals in ^{48}Ca und des α_0 -Zerfallskanals in ^{40}Ca der Literatur entnommen [88, 89]. Dort wurden sie bestimmt aus dem Vergleich von experimentellen Wirkungsquerschnitten und analogen Rechnungen im DWIA Formalismus im Maximum des Wirkungsquerschnitts von Knockout Prozessen. Die Winkel des gestreuten Protons und des herausgeschlagenen Teilchens bildeten dabei quasifreie Winkelpaare, bei denen der Restkern keine Rückstoßenergie aufnimmt. In diesem Fall überträgt das Proton beim Streuprozess einen erheblichen Teil seiner kinetischen Energie an den Stoßpartner. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Reaktionen stellen dagegen extreme kinematische Bedingungen für Knockout Reaktionen dar, mit Winkelpaaren, die z.T. deutlich vom Optimum des quasifreien Wirkungsquerschnitts abweichen, und niedrigsten kinetischen Energien der emittierten Teil-

chen. Im Falle des p_0 -Zerfallskanals wurde ein spektroskopischer Faktor von 4 angenommen, welcher das Schalenmodelllimit der äußersten in ^{40}Ca mit Protonen besetzten $p_{3/2}$ -Unterschale darstellt. In die Berechnungen zu Knockout Prozessen gingen somit keine freien Parameter ein. Die verschiedenen Parametrisierungen der verwendeten Potentiale und die Werte für die spektroskopischen Faktoren sind in Anhang A aufgelistet. Die Rechnungen zu Knockout Prozessen wurden mit dem Programm THREEDEE [82] durchgeführt.

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$, $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$ sind in Abb. 7.8 als Funktion der Anregungsenergie aufgetragen. In allen drei Reaktionen erkennt man bei niedrigen Anregungsener-

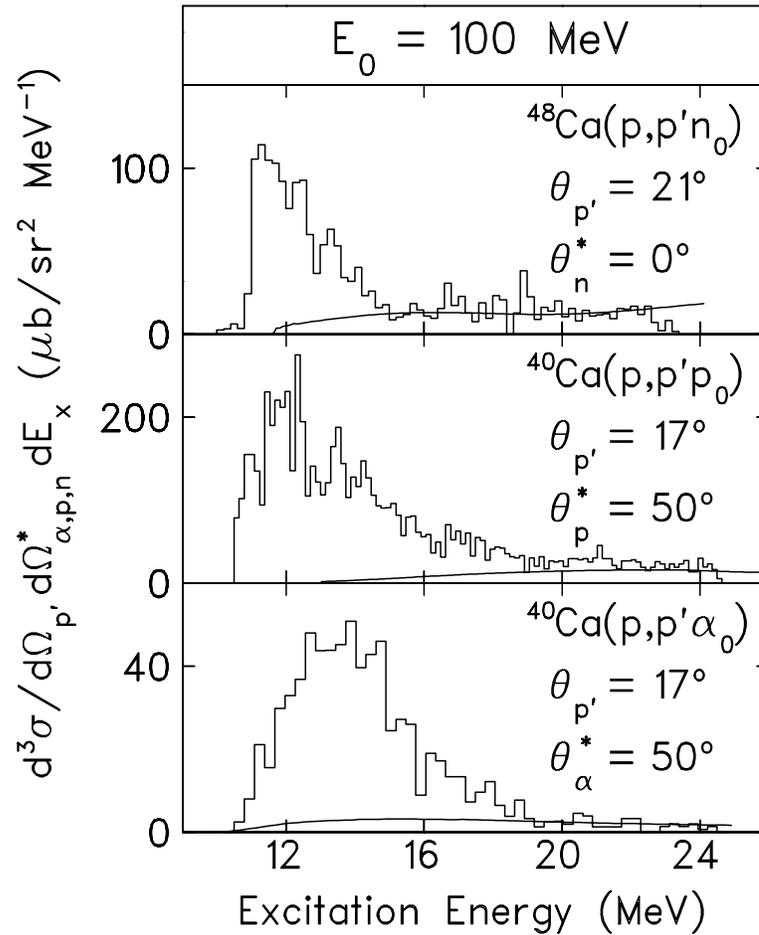


Abb. 7.8: Experimenteller Wirkungsquerschnitt (Histogramm) der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$, $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$ als Funktion der Anregungsenergie im Vergleich mit Rechnungen zu Knockout Reaktionen im DWIA-Formalismus (durchgezogene Kurven).

gien eine breite Struktur, an die sich bei höheren Anregungsenergien eine flache, nahezu konstante Verteilung anschließt. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse der Rechnungen zum Anteil von Knockout Prozessen im jeweiligen Zerfallskanal [90]. Danach dominieren Knockout Prozesse den Wirkungsquerschnitt bei hohen Anregungsenergien, während ihr Beitrag bei niedrigeren Anregungsenergien zunehmend vernachlässigbar ist. Speziell im n_0 -Zerfallskanal wird der Wirkungsquerschnitt oberhalb von 18 MeV vollständig durch Knockout Prozesse beschrieben, wogegen statistischer Zerfall oberhalb dieser Anregungsenergie diesen Reaktionskanal nicht mehr bevölkert, siehe Kap. 7.3.

Zum weiteren Test der Rechnungen zu Knockout Prozessen wurden Winkelkorrelationen im Bereich hoher Anregungsenergien untersucht. Die erhaltenen Winkelkorrelationen sind in Abb. 7.9 für den n_0 -Zerfallskanal in ^{48}Ca (oben), den p_0 -Zerfallskanal in ^{40}Ca (Mitte) und den α_0 -Zerfallskanal in ^{40}Ca (unten) in den Anregungsenergiebereichen $E_x = 16 - 23$ MeV (n_0) und $E_x = 20 - 23$ MeV (p_0, α_0) gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt im n_0 -Zerfallskanal wird gut durch die Rechnungen beschrieben. Im p_0 -Zerfallskanal erkennt man ebenfalls eine gute Beschreibung der experimentellen Daten, abgesehen von kleinen Abweichungen bei Emissionswinkeln um $\theta_x^* = 0^\circ$. Die im α_0 -Zerfallskanal oberhalb des Anteils von Knockout Prozessen auftretende Struktur ähnelt der auch bei niedrigeren Anregungsenergien beobachteten Struktur, in der Riesenresonanzstärke den Wirkungsquerschnitt dominiert.

Für die weitere Auswertung wurden in den aufgelösten Zerfallskanälen Anregungsenergiebereiche gewählt, in denen der Anteil von Knockout Prozessen als vernachlässigbar angenommen wurde und damit Riesenresonanzstärke den Wirkungsquerschnitt dominiert. Diese sind für den n_0 -Zerfallskanal $E_x = 11.0 - 14.0$ MeV, für den p_0 -Zerfallskanal $E_x = 10.9 - 15.8$ MeV und für den α_0 -Zerfallskanal $E_x = 11.3 - 16.0$ MeV.

7.4.2 Der Zerfallskanal $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$

Zur Entfaltung der zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)^{36}\text{Ar}$ beitragenden Multipolaritäten wurden nach Gl. (2.21) berechnete Winkelkorrelationsfunktionen an die experimentellen Daten angepaßt. Der Grundzustand des Mutterkerns ^{40}Ca besitzt Gesamtdrehimpuls und Parität $J^\pi = 0^+$. Dadurch sind

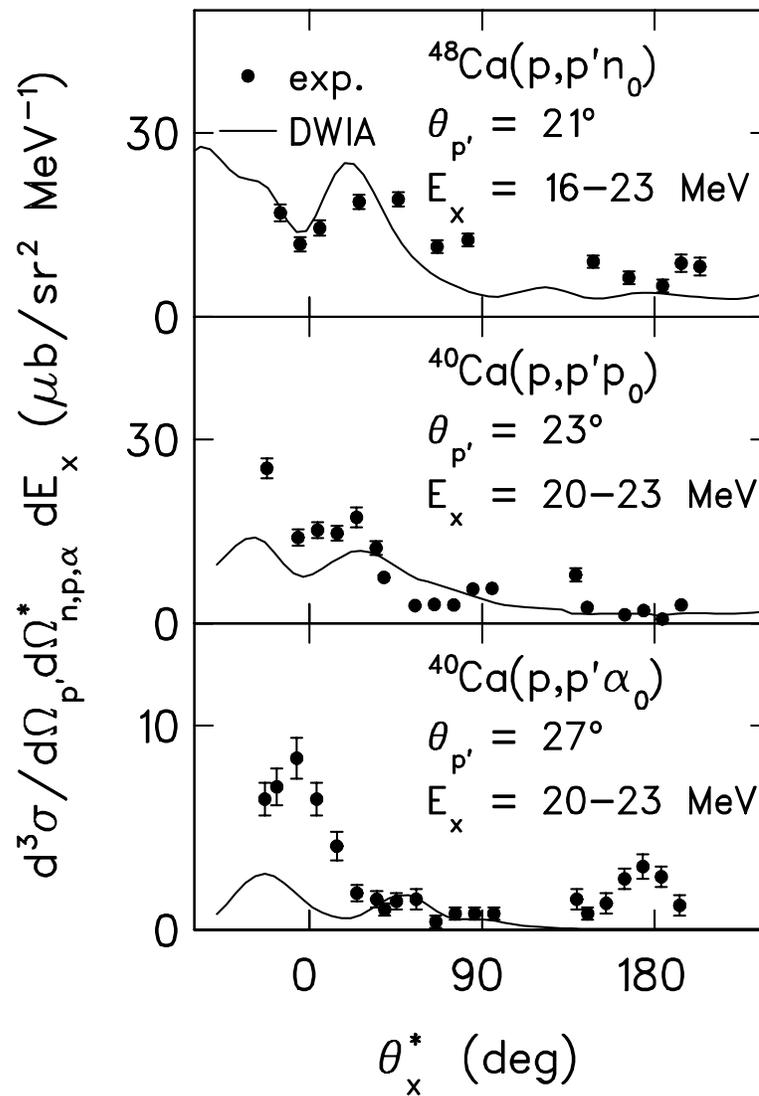


Abb. 7.9: Experimentelle Winkelkorrelationen der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$, $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$ im Vergleich mit Rechnungen zu Knock-out Prozessen im DWIA-Formalismus (durchgezogene Kurven).

Gesamtdrehimpuls und Parität des angeregten Kerns ^{40}Ca eindeutig durch die Multipolarität L der Anregung bestimmt. Der Zerfall erfolgt über Emission eines spinlosen α -Teilchens in den Grundzustand des Tochterkerns ^{36}Ar , der ebenfalls Gesamtdrehimpuls und Parität $J^\pi = 0^+$ besitzt. In diesem speziellen Fall trägt zum Zerfall eines angeregten Zustands in ^{40}Ca genau eine Partialwelle l bei. Dies ist in Abb. 7.10 veranschaulicht. Die Winkelkorrelationsfunktionen aus Gl. (2.21)

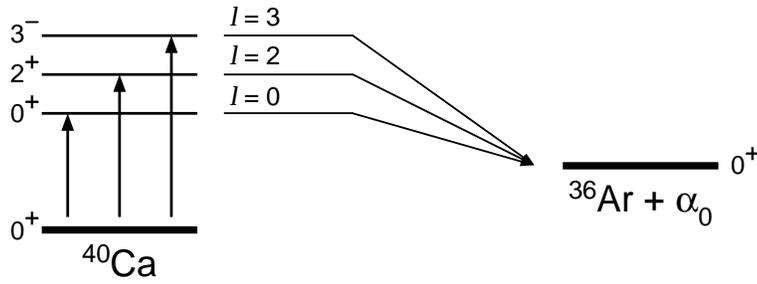


Abb. 7.10: Anregung des ^{40}Ca und anschließender Zerfall über Emission eines α -Teilchens in den Grundzustand von ^{36}Ar .

vereinfachen sich zu

$$W(\theta^*, \phi^*) = \frac{1}{2} \sum_{m_p=-1/2}^{1/2} \sum_{m'_p=1/2}^{1/2} \left| \sum_n \sum_{M_{A^*}^n=-J_{A^*}^n}^{J_{A^*}^n} A_{fn} \cdot A_{ni} \right|^2. \quad (7.9)$$

Die Wellenfunktion des angeregten Targetkerns und die Übergangsamplituden A_{ni} wurden unter Verwendung des optischen Potentials von Schwandt et al. [71] mit dem Programm DWUCK4 [72] berechnet. Die Berechnung der Zerfallsamplituden A_{fn} und damit der Winkelkorrelationen erfolgte mit dem Programm ANGCOR [91]. Dieses wurde bereits im Rahmen einer früheren Arbeit [41] um das Programmpaket MINUIT [92] erweitert, das eine gleichzeitige Anpassung berechneter Winkelkorrelationsfunktionen an experimentelle Daten unter Variation der Übergangsamplituden von maximal drei verschiedenen Multipolaritäten ermöglicht.

Zur Erzeugung der experimentellen Winkelkorrelationen im α_0 -Zerfallskanal wurden insgesamt zehn verschiedene Fenster im Anregungsenergiebereich $E_x = 10.0 - 16.0$ MeV gewählt. Die Winkelkorrelationen zeigen in allen gewählten Anregungsenergiebereichen eine ähnliche Struktur. Ein typisches Beispiel zeigt Abb. 7.11 für den Anregungsenergiebereich $E_x = 14.1 - 14.5$ MeV bei drei verschiedenen Protonenstreuwinkeln. Man beobachtet bei den Emissionswinkeln $\theta_\alpha^* = 0^\circ$ und 180° zwei ausgeprägte Maxima und bei $\theta_\alpha^* = 90^\circ$ ein Nebenmaximum. Diese Struktur ist charakteristisch für den Zerfall über d-Wellen ($l = 2$). Die eingetragenen Kurven sind Ergebnisse der Anpassung. Für die Anpassung wurden zunächst Anregungen der Multipolarität $L = 0, 2$ und 3 angenommen. Das Ergebnis dieser Anpassung zeigt die durchgezogene Kurve. In allen gewählten Fenstern wurde dominant die Anregung der Multipolarität $L = 2$ gefunden. Zur Beschreibung der beobachteten Asymmetrie der beiden Hauptmaxima war ein geringer Anteil

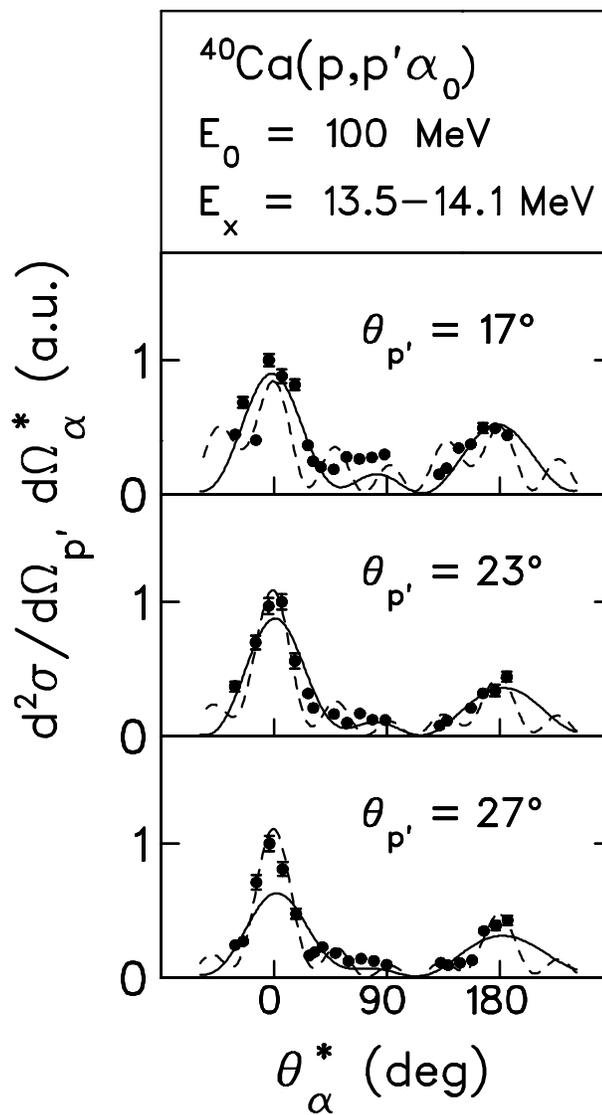


Abb. 7.11: Experimentelle Winkelkorrelationen der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p',\alpha_0)$ und Anpassung durch berechnete Winkelkorrelationsfunktionen unter Annahme der Multipolaritäten $L = 0, 2$ und 3 (durchgezogene Kurven) bzw. der Multipolarität $L = 4$ an Stelle von $L = 2$ (gestrichelte Kurven).

der Multipolarität $L = 3$ ausreichend, welcher in allen Anregungsenergiefenstern stets weniger als 3% zum Wirkungsquerschnitt beitrug. Der Anteil an Monopolstärke war in jedem Fenster mit Null veträglich. Mit größerem Protonenstreuungswinkel werden in den experimentellen Winkelkorrelationen die Strukturen um die Emissionswinkel $\theta_{\alpha}^* = 0^\circ$ und 180° zunehmend schmaler. Dies ist ein Hinweis auf einen steigenden Beitrag einer weiteren, höheren Multipolarität. In zusätzlichen

Rechnungen wurde daher eine Anpassung unter Verwendung der Multipolarität $L = 4$ an Stelle von $L = 2$ durchgeführt. Diese Ergebnisse sind durch die gestrichelten Kurven dargestellt. Bei einem Protonenstreuwinkel von $\theta_{p'} = 27^\circ$ ist hier die Beschreibung der experimentellen Daten sehr viel besser. Beide Multipolaritäten ($L = 2, 4$) erzeugen in den Winkelkorrelationen ähnliche Strukturen mit Hauptmaxima um $\theta_\alpha^* = 0^\circ$ und 180° . Daher können diese Multipolaritäten nicht eindeutig aus einer Beschreibung der Winkelkorrelationen getrennt werden.

Eine Unterscheidung erfolgte daher mit Hilfe der über alle Emissionswinkel aufintegrierten Wirkungsquerschnitte. Gemäß Gl. (2.22) wurde der 4π -integrierte Wirkungsquerschnitt aus den berechneten und an die experimentellen Daten angepaßten Winkelkorrelationsfunktionen bestimmt. In Abb. 7.12 ist das Ergebnis der 4π -Integration gezeigt. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung unter

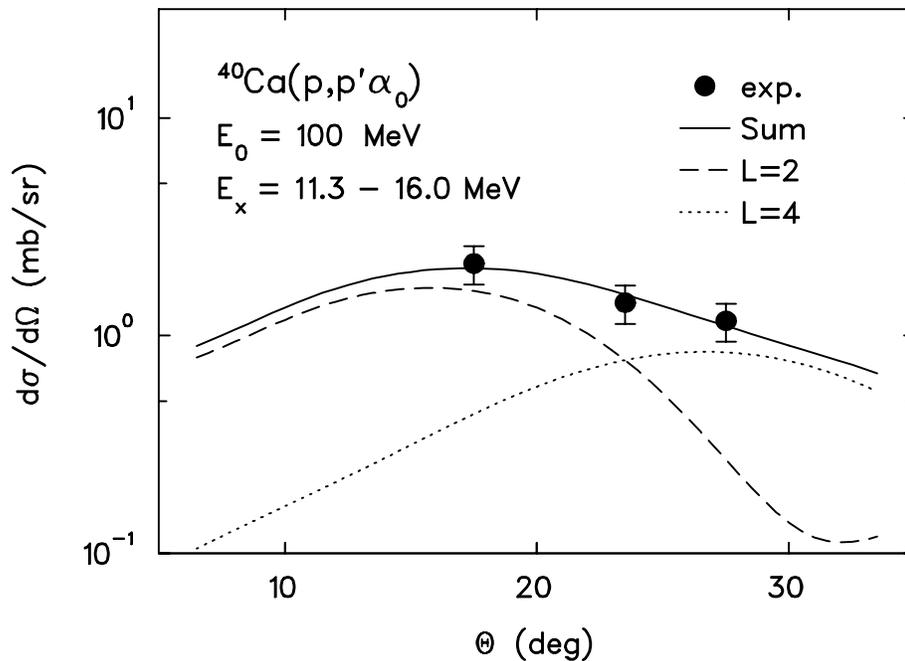


Abb. 7.12: 4π -integrierter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p',\alpha_0)$ für die drei im Experiment gewählten Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 17^\circ$, 23° und 27° (Datenpunkte). Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung unter der Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ (gestrichelte Kurve) und $L = 4$ (gepunktete Kurve).

der Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ (gestrichelte Kurve) und $L = 4$ (gepunktete Kurve). Bei einem Protonenstreuwinkel von $\theta_{p'} = 17^\circ$ do-

miniert $L = 2$, bei $\theta_{p'} = 23^\circ$ tragen $L = 2$ und $L = 4$ in etwa gleichem Maße zum Wirkungsquerschnitt bei. Bei $\theta_{p'} = 27^\circ$ liefern Übergänge der Multipolarität $L = 4$ den entscheidenden Beitrag. Damit bestätigt sich die bereits in den Winkelkorrelationen mit steigendem Protonenstreuwinkel sichtbare Zunahme von Übergängen der Multipolarität $L = 4$. Unter Hinzunahme der Multipolaritäten $L = 0$ oder $L = 3$ wurde keine Verbesserung in der Beschreibung der Winkelverteilungen erreicht. Die entsprechenden Beiträge waren jeweils mit Null verträglich, was wiederum die Analyse der oben beschriebenen Winkelkorrelationen bestätigt.

Die vorgestellte Anpassung wurde für jedes im Anregungsenergiebereich gewählte Fenster getrennt durchgeführt. Das Ergebnis dieser Anpassung sind Skalierungsfaktoren $\beta_{L=2}^2$ und $\beta_{L=4}^2$, woraus sich nach Gl. (2.13) die entsprechenden Stärken ergeben. Der Unterschied zur früheren Analyse [22] der vorliegenden Daten ist die zusätzliche Berücksichtigung von Übergängen der Multipolarität $L = 4$. Wie gezeigt wurde, wird dadurch eine Verbesserung in der Beschreibung der experimentellen Winkelkorrelationen erreicht. Dies trifft gerade beim größten Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 27^\circ$ zu, bei dem der berechnete Wirkungsquerschnitt für $L = 4$ ein Maximum besitzt, während der Wirkungsquerschnitt für $L = 2$ zu größeren Streuwinkeln stark abfällt. Eine Anpassung der experimentellen Winkelverteilungen unter alleiniger Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ führt daher zu einem höheren Skalierungsfaktor $\beta_{L=2}^2$ und damit zu einer Überschätzung der E2-Stärke. Die aus der vorgestellten erweiterten Analyse erhaltene E2-Stärkeverteilung im α_0 -Zerfallskanal wird in Kap. 7.4.5 diskutiert.

7.4.3 Der Zerfallskanal $^{40}\text{Ca}(p,p')^{39}\text{K}$

Nach der erfolgreichen Beschreibung der Winkelkorrelationen im α_0 -Kanal wurde das vorgestellte Modell auf den komplizierteren Fall der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p')^{39}\text{K}$ erweitert. Hier erfolgt der Zerfall des angeregten ^{40}Ca über ein Proton mit Spin $s = 1/2$ in den Grundzustand von ^{39}K mit Gesamtdrehimpuls und Parität $J^\pi = 3/2^+$. Nach Anregung des Kerns ^{40}Ca durch einen Übergang der Multipolarität L können zum Zerfall nun mehrere Partialwellen l beitragen. Dies ist in Abb. 7.13 veranschaulicht.

Die Größen D_k^{fn} aus Gl. (2.19) beschreiben den Beitrag einzelner Partialwellen l_k zum Zerfall des angeregten Zustands n in den Endzustand f des Tochterkerns.

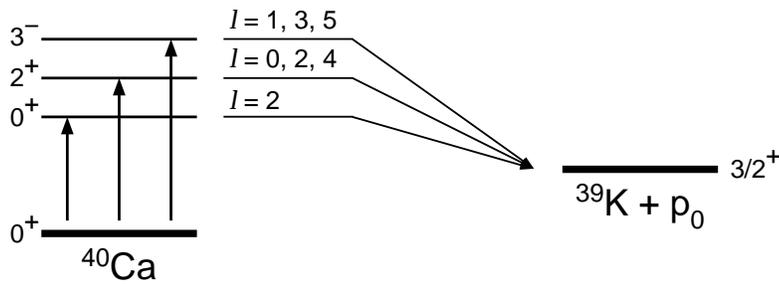


Abb. 7.13: Anregung des ^{40}Ca und anschließender Zerfall über Emission eines Protons in den Grundzustand von ^{39}K .

Sie besitzen als im allgemeinen komplexe Größen einen Betrag und eine Phase. Die relativen Beträge für Partialwellen, die zum Zerfall desselben angeregten Zustands in ^{40}Ca beitragen, wurden aus dem Verhältnis berechneter Transmissionskoeffizienten bestimmt. Die Transmissionskoeffizienten sind abhängig vom Bahndrehimpuls l_k und der kinetischen Energie des emittierten Teilchens. Sie wurden mit dem Programm TL [93] berechnet. Dabei wurde das optische Potential von Becchetti und Greenlees [83] verwendet, das die Wechselwirkung des emittierten Protons mit dem Restkern ^{39}K beschreibt. Die relativen Phasen der Größen D_k^{fn} wurden analog zu einer Analyse der $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_1)$ Reaktion [94] festgelegt. Danach unterscheiden sich die Phasen aufeinanderfolgender Partialwellen, welche zum Zerfall derselben Multipolarität beitragen, jeweils um 180° . Die freien Parameter zur Anpassung an die experimentellen Winkelkorrelationen waren damit, wie im α_0 -Zerfallskanal, die Amplituden der Anregungen für die Multipolaritäten $L = 0, 2$ und 3 .

Das Ergebnis für den p_0 -Zerfallskanal ist für ein ausgewähltes Energieintervall $E_x = 10.9 - 12.5$ MeV und die drei Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 17^\circ, 23^\circ$ und 27° in den drei Teilbildern von Abb. 7.14 gezeigt. Die experimentellen Daten werden durch die Annahme eines dominanten Anteils von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ gut beschrieben. Im α_0 -Zerfallskanal wurde ein mit größer werdendem Streuwinkel steigender Einfluß der höheren Multipolarität $L = 4$ beobachtet. Eine Anpassung unter Annahme von $L = 4$ an Stelle von $L = 2$ zeigen die gestrichelten Kurven. Hier wird der Verlauf der experimentellen Daten ebenfalls beschrieben, allerdings mit größeren Abweichungen als unter Annahme von $L = 2$. Beide Multipolaritäten erzeugen in den Winkelkorrelationen ähnliche Strukturen. Eine Unterscheidung ist daher nur aus der Beschreibung der Winkelverteilungen möglich.

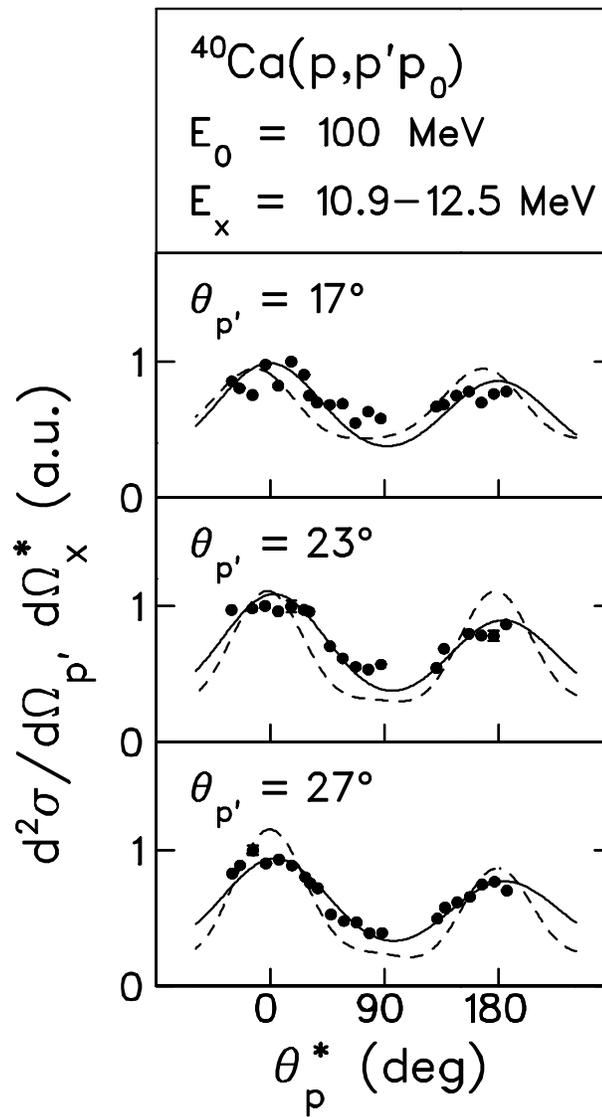


Abb. 7.14: Experimentelle Winkelkorrelationen der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p',p_0)$ und Anpassung durch berechnete Winkelkorrelationsfunktionen unter Annahme der Multipolaritäten $L = 0, 2$ und 3 (durchgezogene Kurven) und $L = 4$ an Stelle von $L = 2$ (gestrichelte Kurven).

Die zur Erzeugung der Winkelverteilungen bestimmten Werte des 4π -integrierten Wirkungsquerschnitts unterscheiden sich für beide Anpassungen ($L = 2, 4$) um 20%. Zur Durchführung der 4π -Integration wurde diejenige Anpassung verwendet, welche die beste Beschreibung der experimentellen Daten im Sinne des kleinsten Werts für χ^2 lieferte. Dies war stets die Anpassung unter Annahme von $L = 2$.

Der nach 4π -Integration erhaltene Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 7.15 für die drei Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 17^\circ, 23^\circ$ und 27° gezeigt. Eine Anpassung (durchgezogene Kurve) unter Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ (gestrichelte Kurve) und $L = 4$ (gepunktete Kurve) zeigt Abb. 7.15. In den Win-

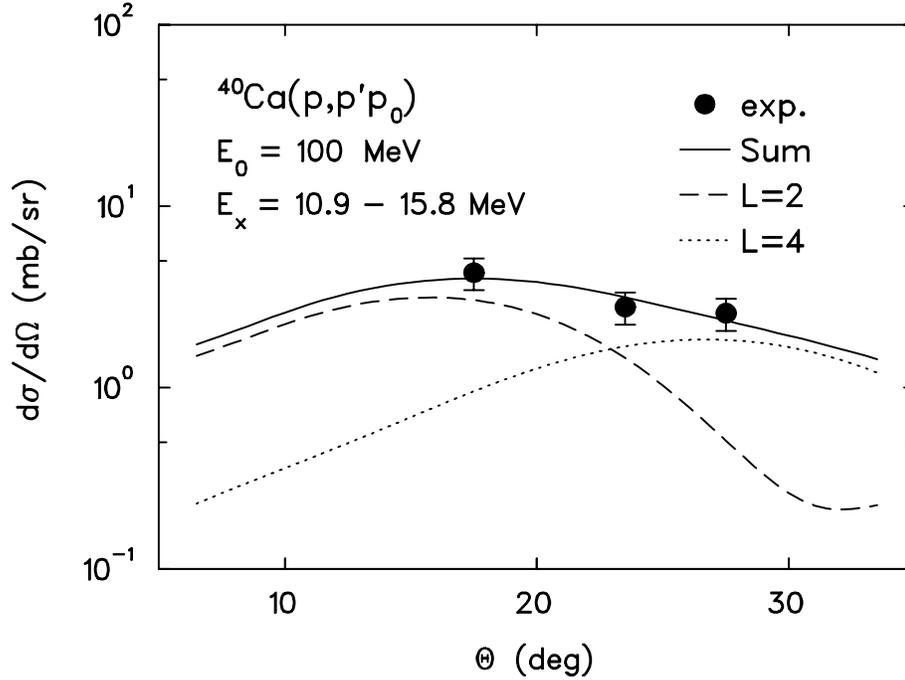


Abb. 7.15: 4π -integrierter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p',p_0)$ für die drei im Experiment gewählten Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 17^\circ, 23^\circ$ und 27° (Datenpunkte). Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung unter der Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ (gestrichelte Kurve) und $L = 4$ (gepunktete Kurve).

kelverteilungen wird damit ein mit größerem Streuwinkel $\theta_{p'}$ ansteigender Anteil von $L = 4$ gefunden, der bei $\theta_{p'} = 27^\circ$ dominiert. Die E2-Stärkeverteilung im p_0 -Zerfallskanal wird in Kap. 7.4.5 diskutiert.

7.4.4 Der Zerfallskanal $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$

In der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ erfolgt der Zerfall des angeregten ^{48}Ca über ein Neutron mit Spin $s = 1/2$ in den Grundzustand von ^{47}Ca mit Gesamtdrehimpuls und Parität $J^\pi = 7/2^-$. Nach Anregung des Kerns ^{48}Ca durch einen Übergang der Multipolarität L können zum Zerfall, analog zur Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$, mehrere

Partialwellen l beitragen. Dies ist in Abb. 7.16 veranschaulicht.

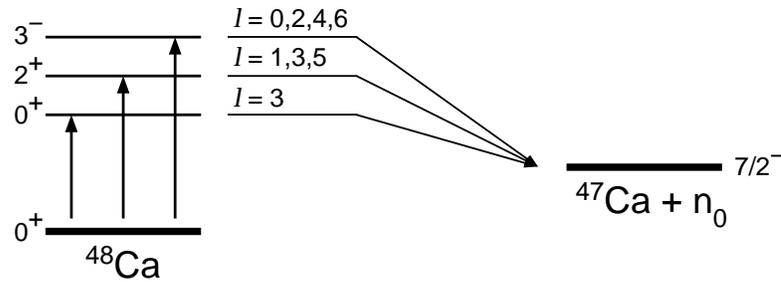


Abb. 7.16: Anregung des ^{48}Ca und anschließender Zerfall über Emission eines Neutrons in den Grundzustand von ^{47}Ca .

Entsprechend der Analyse im p_0 -Zerfallskanal wurden für aufeinanderfolgende Partialwellen, welche zum Zerfall desselben angeregten Zustands in ^{48}Ca beitragen, alternierende Phasen gewählt. Zur Festlegung der relativen Beiträge einzelner Partialwellen wurden Transmissionskoeffizienten unter Verwendung des optischen Potentials von Wilmore und Hodgson [76] berechnet.

Die experimentellen Winkelkorrelationen der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ sind in Abb. 7.17 für den Anregungsenergiebereich $E_x = 11.0 - 11.5$ MeV und die Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ, 26^\circ, 31^\circ$ und 36° gezeigt. Bei allen Protonenstreuwinkeln ergibt sich eine nahezu isotrope Verteilung. Die gestrichelten Linien zeigen den jeweiligen Mittelwert an. Die Abweichung der Datenpunkte von ihrem Mittelwert ist kleiner als 20%.

Eine streng isotrope Verteilung ergäbe sich bei reiner Anregung von isoskalarer Monopolstärke. Bei der isoskalaren Monopol-Riesenresonanz handelt es sich um eine sphärisch symmetrische Dichteschwingung des Kerns, einer sogenannten Atmungsschwingung (breathing mode). Bei dieser ist keine Achse im Kern ausgezeichnet, so daß die Teilchenemission, unabhängig von der emittierten Partialwelle, völlig isotrop erfolgt. Eine Beschreibung der experimentellen Daten unter Annahme von dominant $L = 0$ Übergängen würde allerdings zu einer mehrfachen Ausschöpfung der entsprechenden energiegewichteten Summenregel führen und wurde daher als mögliche Lösung verworfen. Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung einer nahezu isotropen Neutronenemission wäre die Dominanz der isoskalaren Oktupol-Riesenresonanz. Diese würde im untersuchten Anregungsenergiebereich vornehmlich über Emission von s-Wellen zerfallen, siehe Abb. 7.16.

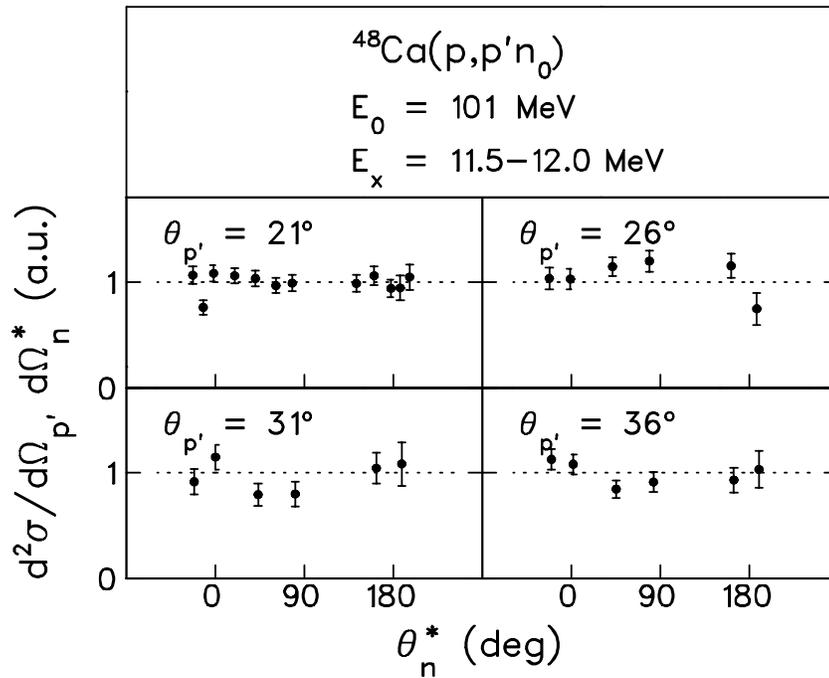


Abb. 7.17: Experimentelle Winkelkorrelationen der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ für vier verschiedene Protonenstreuwinkel $\theta_{p'}$. Die Wirkungsquerschnitte sind normiert auf den jeweiligen Mittelwert, der von der gestrichelten Linie angezeigt wird.

Eine dominante Anregung von Oktupolstärke widerspricht jedoch den Ergebnissen eines Experiments mit hochauflösender Protonenstreuung [74], in dem im betrachteten Energieintervall hauptsächlich Quadrupolstärke beobachtet wird. Selbst bei Berücksichtigung von Übergängen der Multipolarität $L > 3$ ließ sich keine konsistente Beschreibung der experimentell beobachteten Isotropie finden.

Die 4π -Integration wurde daher gemäß Gl. (7.3) unter Annahme einer rein isotropen Neutronenemission durchgeführt. Die Winkelverteilung des Gesamtwirkungsquerschnitts im n_0 -Zerfallskanal ist in Abb. 7.18 für die vier beobachteten Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ, 26^\circ, 31^\circ$ und 36° gezeigt. Eine Beschreibung (durchgezogene Kurve) gelang unter Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ (gestrichelte Kurve) und $L = 5$ (gepunktete Kurve). Durch zusätzliche Berücksichtigung von Übergängen der Multipolarität $L = 3$ oder $L = 4$ wurde keine Verbesserung in der Beschreibung der Daten erreicht. Für diese Multipolaritäten war der Anteil am Wirkungsquerschnitt stets mit Null verträglich.

Im Zerfallskanal $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ zeigen sich die Grenzen des vorgestellten Modells

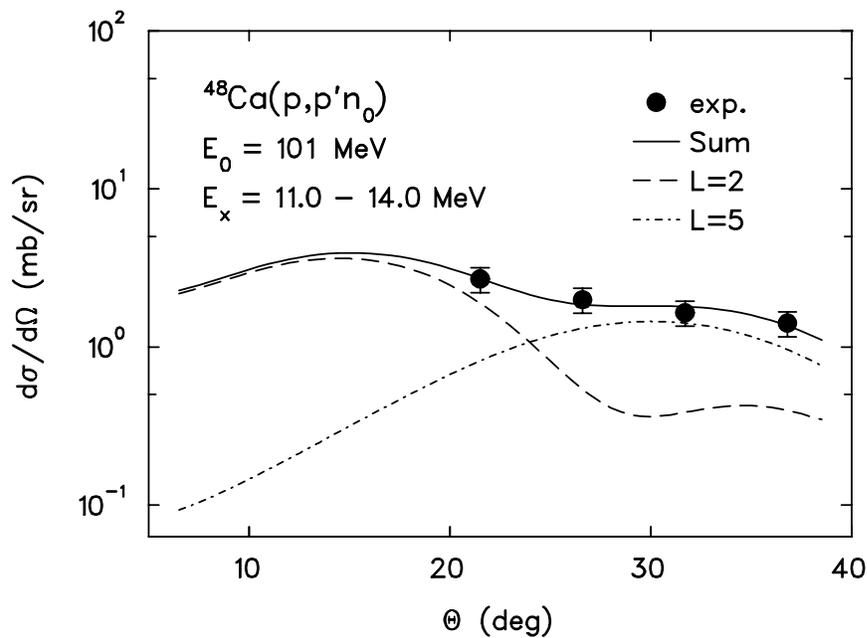


Abb. 7.18: 4π -integrierter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ für die vier im Experiment gewählten Protonenstreuwinkel $\theta_{p'} = 21^\circ, 26^\circ, 31^\circ$ und 36° (Datenpunkte). Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung unter der Annahme von Übergängen der Multipolarität $L = 2$ (gestrichelte Kurve) und $L = 5$ (strichpunktierte Kurve).

zur Beschreibung experimenteller Winkelkorrelationen. Sind an der Anregung des Kerns ^{48}Ca Multipolaritäten verschiedener Parität signifikant beteiligt ($L = 2, L = 5$), so ist die gesamte Anzahl der zum Zerfall beitragenden Partialwellen besonders groß. Mit steigender Anzahl der Partialwellen wird eine eindeutige Beschreibung zunehmend schwieriger.

7.4.5 Stärkeverteilungen

Die isoskalare Quadrupol-Riesenresonanz in leichten Kernen zeigt starke Fragmentierung, wogegen sie in schweren Kernen als konzentrierte Stärke zu beobachten ist [3]. Mittelschwere Kerne (fp -Schale) bilden den Übergangsbereich, hier sind die experimentellen Befunde weniger eindeutig. Für den Kern ^{40}Ca wurde niedrigliegende (ab 12 MeV), stark fragmentierte Stärke in $(\alpha, \alpha'x)$, vgl. [13, 14], und $(e, e'x)$, vgl. [15], sowie $(e, e'\alpha)$ Experimenten [21, 94] beobachtet. Im Kern ^{48}Ca wurde in einem $(e, e'n)$ Experiment [18] eine ähnliche Verteilung isoskalarer Quadrupolstärke wie im Kern ^{40}Ca gefunden.

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Verteilung isoskalärer Quadrupolstärke im α_0 -Zerfallskanal in ^{40}Ca ist in Abb. 7.19 gezeigt. Die Stärke zeigt sich über

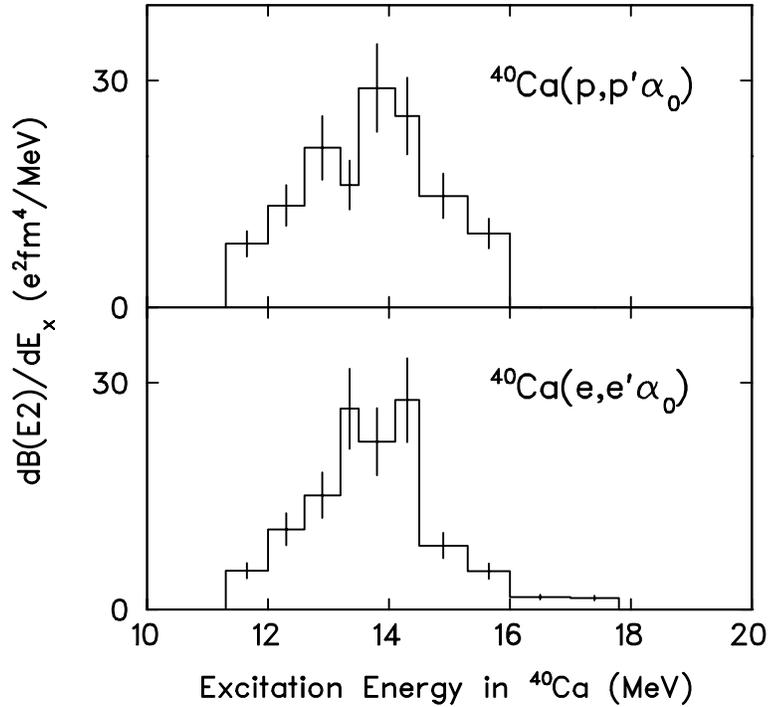


Abb. 7.19: Oberes Teilbild: Aus der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$ extrahierte E2-Stärkeverteilung als Funktion der Anregungsenergie. Unteres Teilbild: E2-Stärkeverteilung im α_0 -Zerfallskanal aus einem Elektronenstreuexperiment [21].

den gesamten untersuchten Anregungsenergiebereich von $E_x = 11.3 - 16.0$ MeV verteilt. Oberhalb von 16 MeV wird der Wirkungsquerschnitt zunehmend durch Knockout Prozesse dominiert. Dies führt bei Nichtberücksichtigung dieses nicht-resonanten Anteils zu einer Überschätzung der extrahierten Stärke. Im unteren Teilbild von Abb. 7.19 ist das Ergebnis eines Experiments mit inelastischer Elektronenstreuung [21] gezeigt. Hier war ebenfalls durch Analyse von Winkelkorrelationen die Trennung von angeregter E0-, E1- und E2-Stärke möglich. Die Stärkeverteilungen aus beiden Experimenten stimmen im untersuchten Anregungsenergiebereich gut in ihrer Form überein. Die im Rahmen dieser Arbeit gefundene Verteilung übersteigt jedoch die Ergebnisse aus der Elektronenstreuung systematisch um 30%. Im Elektronenstreuexperiment wurde eine der isoskalären E2-EWSR vergleichbare Ausschöpfung der isoskalären E0-EWSR beobach-

tet. Dies würde in der Kinematik des durchgeführten Protonenstreuexperimentes einen Beitrag von E0-Stärke zum Wirkungsquerschnitt von etwa 10% entsprechen. Dieser geringe Anteil konnte nicht aus der Analyse der Winkelkorrelationen extrahiert werden und würde damit als E2-Stärke interpretiert. Die angegebene Unsicherheit in der Bestimmung der aus den Protonenstreuexperimenten extrahierten Stärke setzt sich aus der durch den statistischen Fehler der Datenpunkte bedingten Unsicherheit in der Anpassung ($<10\%$) und Unsicherheiten aufgrund kleiner und damit nicht separierbarer Beiträge anderer Multipolaritäten ($\approx 15\%$) zusammen und wird insgesamt zu 20% abgeschätzt. Eine weitere Quelle systematischer Unsicherheit könnte in den für die Auswertung der Protonendaten verwendeten kollektiven Übergangsdichten begründet sein. So wurde beispielsweise eine quantitative Analyse unter Verwendung mikroskopisch berechneter Übergangsdichten für Experimente in inelastischer α -Streuung durchgeführt [96] und lieferte systematisch etwa 30% weniger Stärke. Im Rahmen der in beiden Experimenten bestehenden Unsicherheiten sind die extrahierten E2-Stärkeverteilungen miteinander verträglich.

Aus der früheren Analyse [22] der vorliegenden Daten wurde eine ähnliche Verteilung der E2-Stärke erhalten, die im hier untersuchten Anregungsenergiebereich von $E_x = 11.3 - 16.0$ MeV um etwa 30% höher lag. Die zusätzliche Berücksichtigung von Anregungen des Kerns ^{40}Ca durch Übergänge der Multipolarität $L = 4$ zeigt, daß in der früheren Auswertung die E2-Stärke im α_0 -Zerfallskanal überschätzt wurde, siehe Kap. 7.4.2.

Im vorliegenden Protonenstreuexperiment wird für den α_0 -Zerfallskanal im untersuchten Anregungsenergiebereich $E_x = 11.3 - 16.0$ MeV eine Ausschöpfung der isoskalaren E2-EWSR von $10.3(2.4)\%$ beobachtet, gegenüber einem Wert von $7.9(1.6)\%$ aus der Elektronenstreuung [21]. Beide Werte stimmen im Rahmen der angegebenen Fehler miteinander überein. In einem Experiment mit inelastischer α -Streuung [95] wurde im Anregungsenergieintervall $E_x = 10.0 - 16.0$ MeV eine Ausschöpfung von $15.8(1.0)\%$ beobachtet. Diese im Vergleich zur Elektronenstreuung systematische Diskrepanz von einem Faktor zwei führte dazu, daß die zur Konvertierung von hadronischen Wirkungsquerschnitten in Übergangsstärken entwickelten Methoden in Frage gestellt wurden [21]. Die im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Werte widersprechen dieser Annahme.

Die experimentelle isoskalare Quadrupolstärke im p_0 -Zerfallskanal in ^{40}Ca ist im oberen Teilbild von Abb. 7.20 als Funktion der Anregungsenergie gezeigt. Im

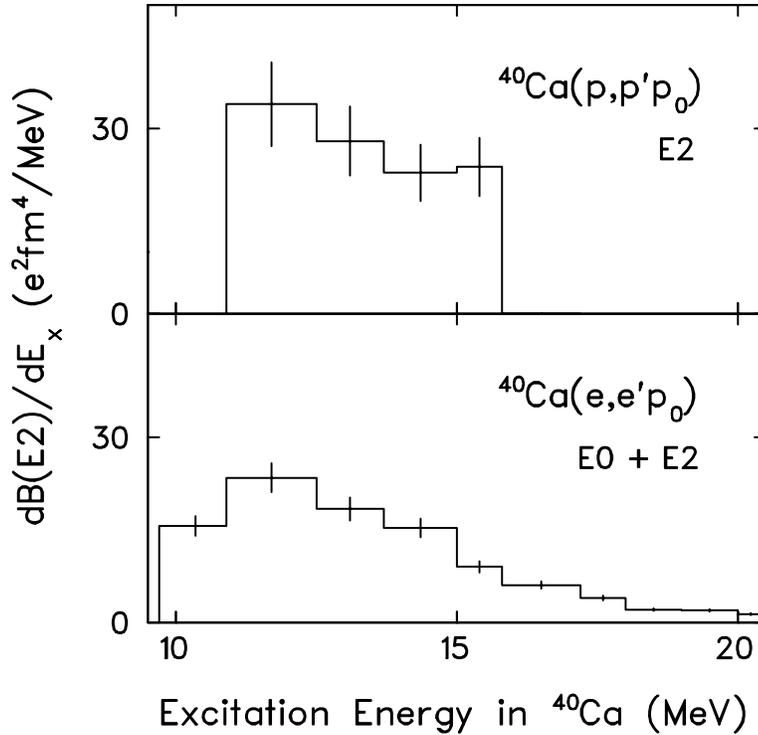


Abb. 7.20: Oberes Teilbild: Aus der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$ extrahierte E2-Stärkeverteilung als Funktion der Anregungsenergie. Unteres Teilbild: Summierte E0+E2-Stärkeverteilung [97] aus der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'p_0)$.

untersuchten Anregungsenergiebereich von $E_x = 10.9 - 15.8$ MeV beträgt die Ausschöpfung der isoskalaren E2-EWSR 17.4(3.5)%. Das untere Teilbild zeigt die summierte E0+E2-Stärkeverteilung [97] aus der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'p_0)$. Im Elektronenstreuexperiment angeregte E0-Stärke bevölkert den p_0 -Zerfallskanal über Emission von d -Wellen, während der α_0 -Zerfallskanal über Emission von s -Wellen zugänglich ist. Dadurch ist möglicherweise E0-Stärke im p_0 -Zerfallskanal unterdrückt. Unter Annahme der Beobachtung reiner E2-Stärke im Elektronenstreuexperiment wird im Energieintervall $E_x = 10.9 - 15.8$ MeV eine Ausschöpfung der isoskalaren E2-EWSR von 12.9(2.6)% erhalten. Dieser Wert wäre im Rahmen der Fehler mit dem vorliegenden Ergebnis aus der Protonenstreuung verträglich.

RPA-Rechnungen können weder die Fragmentation noch das Auftreten niedrigliegender E2-Stärke in den beiden doppelt magischen Kernen $^{40,48}\text{Ca}$ beschreiben.

Beispielsweise zeigen die Ergebnisse von Rechnungen zur Quadrupolstärkeverteilung in ^{48}Ca den größten Teil der isoskalaren Quadrupolstärke in einem einzigen Zustand bei etwa 16.5 MeV konzentriert [98]. Erst bei Berücksichtigung komplizierter Konfigurationen in den mikroskopischen Modellen kann die E2-Stärkeverteilung realistisch beschrieben werden. Im Kern ^{40}Ca wurde in [16] gezeigt, daß neben der Berücksichtigung komplizierter Konfigurationen auch die hierdurch induzierten Grundzustandskorrelationen von entscheidender Bedeutung sind. Für die beiden Kerne $^{40,48}\text{Ca}$ wurden in [19] Kontinuum-RPA Rechnungen unter Berücksichtigung von $1p1h \otimes \text{Phonon}$ Konfigurationen und die durch diese Konfigurationen induzierten Grundzustandskorrelationen durchgeführt. Ein Ergebnis dieser Rechnungen ist die Verteilung der E2-Stärke im betrachteten Kern. Kann der anschließende Zerfall in mehr als einen Endzustand des Restkerns erfolgen, so wird in aufgelösten Zerfallskanälen lediglich ein Teil der Gesamtstärke beobachtet. Unter Annahme rein statistischen Zerfalls wurden die Verzweigungsverhältnisse der untersuchten Zerfallskanäle als Funktion der Anregungsenergie mit dem Programm CASCADE berechnet. Mit diesen Verzweigungsverhältnissen wurde die in [19] für ^{40}Ca berechnete E2-Stärkeverteilung multipliziert.

In Abb. 7.21 werden die abgeleiteten E2-Stärkeverteilungen (durchgezogenen Linien) mit den experimentellen Werten aus den Reaktionen $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$, $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$ verglichen. Die Rechnungen beschreiben die Verteilung der im α_0 -Zerfallskanal beobachteten E2-Stärke aus dem Elektronen- und Protonenexperiment recht gut, unterschätzen allerdings die experimentellen Daten leicht. Die Verteilung der E2-Stärke im p_0 -Zerfallskanal wird ebenfalls durch die Rechnungen wiedergegeben. Auch hier unterschätzt das Ergebnis der Rechnung die experimentellen Daten leicht.

Trotz der niedrigeren Schwelle für α -Emission von $S(\alpha) = 7.04$ MeV im Gegensatz zur Protonenschwelle $S(p) = 8.33$ MeV wird bei niedrigen Anregungsenergien im p_0 -Zerfallskanal mehr E2-Stärke beobachtet. Der Zerfall angeregter E2-Stärke in den p_0 -Zerfallskanal erfolgt über Emission von s -Wellen, während der α_0 -Zerfallskanal über Emission von d -Wellen bevölkert wird. Zusätzlich sind die Transmissionskoeffizienten für Protonenemission aufgrund der niedrigeren Ladungszahl größer als für α -Emission. Die E2-Stärkeverteilung steigt im α_0 -Zerfallskanal bis zu einer Anregungsenergie $E_x \approx 15$ MeV an. Zu höheren Anregungsenergien fallen die Stärkeverteilungen im α_0 - und im p_0 -Zerfallskanal auf-

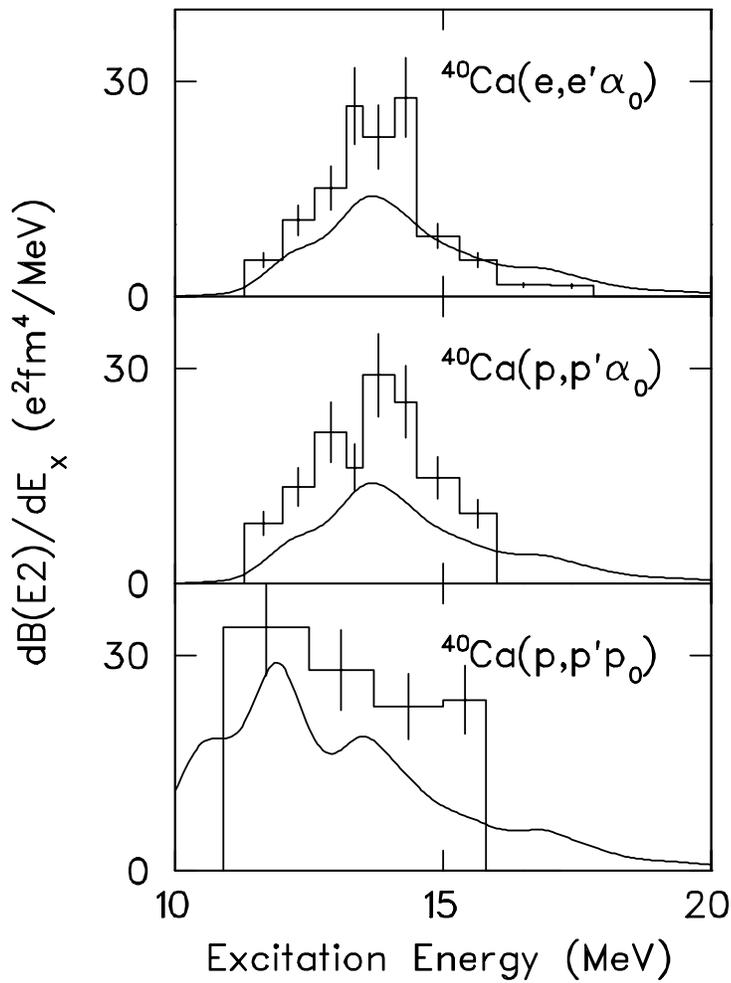


Abb. 7.21: Berechnete isoskalare E2–Stärkeverteilungen (durchgezogene Linien) im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen (Histogramme) aus den Reaktionen $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$, vgl. [21], $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$. Die Rechnung berücksichtigt neben der Kontinuum–RPA, $1p1h \otimes$ Phonon Konfigurationen und dadurch induzierte Grundzustandskorrelationen [19]. Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden unter Annahme rein statistischen Zerfalls mit berechneten Verzweigungsverhältnissen multipliziert.

grund der steigenden Zahl weiterer offener Zerfallskanäle strukturlos ab. Insgesamt sind die Rechnungen in der Lage, tiefliegende E2–Stärke in der Nähe der Schwelle recht gut zu beschreiben.

Die experimentelle E2–Stärkeverteilung aus dem vorliegenden $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ Experiment ist im oberen Teilbild in Abb. 7.22 dargestellt. Sie zeigt sich im unter-

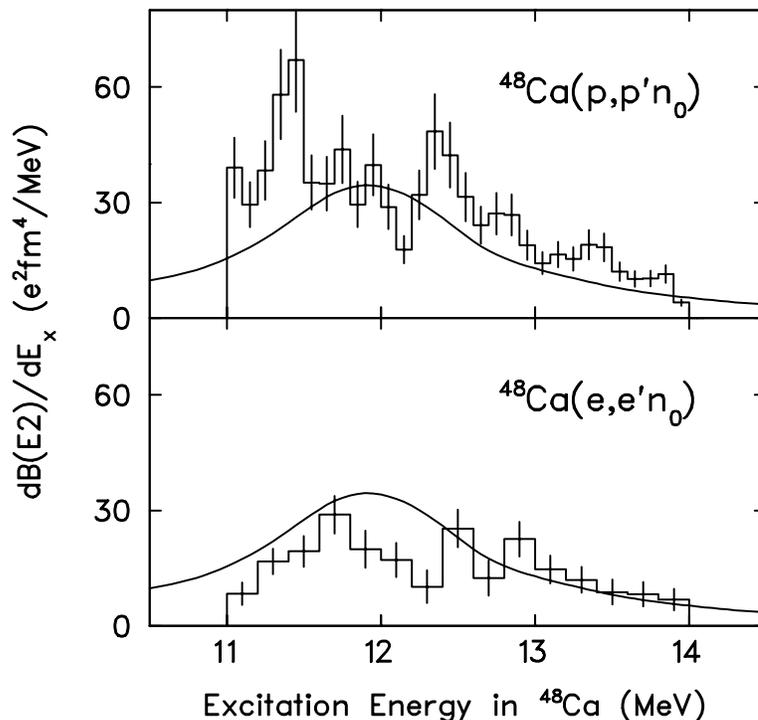


Abb. 7.22: Experimentelle E2–Stärkeverteilungen (Histogramm) in ^{48}Ca für den n_0 –Zerfallskanal in den Reaktionen $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ und $^{48}\text{Ca}(e,e'n_0)$ im Vergleich zu Ergebnissen von Modellrechnungen aus [19] unter Annahme rein statistischen Zerfalls (durchgezogene Linien).

suchten Anregungsenergiebereich von $E_x = 11 - 14$ MeV als breite Verteilung mit ausgeprägten Strukturen bei 11.5 und 12.5 MeV. Die Ausschöpfung der isoskalaren E2–EWSR beträgt 11.0(2.2)%. Im unteren Teilbild ist die summierte E0+E2 Stärkeverteilung aus dem $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Experiment dargestellt. In der Kinematik des Elektronenstreuexperimentes wurde dominant isovektorielle Dipolstärke angeregt. Der Beitrag von isoskalarer Monopol- und Quadrupolstärke betrug beim höchsten Impulsübertrag etwa 30%. Daher ist der Absolutwert der extrahierten Stärke mit relativ großen Unsicherheiten behaftet. Beide Verteilungen stimmen in ihrer groben Struktur überein.

Ergebnisse von RPA–Rechnungen, die im selben Modell [19] wie für den Kern ^{40}Ca durchgeführt wurden, können wiederum unter Annahme rein statistischen Zerfalls mit den experimentellen Daten verglichen werden. Sie sind als durchgezogene Kurven in Abb. 7.22 eingetragen. Im Elektronenstreuexperiment wurde auch Monopolstärke angeregt, die aufgrund des ähnlichen Verlaufs der Form-

faktoren für beide Multipolaritäten nicht von Quadrupolstärke getrennt werden konnte. Allerdings wird unter Annahme rein statistischen Zerfalls nur ein verschwindender Bruchteil der berechneten E0-Stärke im n_0 -Zerfallskanal erwartet. Die in [19] berechnete E0-Stärke in ^{48}Ca setzt bei einer Anregungsenergie $E_x = 12$ MeV ein. Oberhalb dieser Anregungsenergie ist der Neutronenzerfall in den ersten angeregten Zustand von ^{47}Ca energetisch möglich. Dieser Zustand kann durch Emission von p -Wellen bevölkert werden, während der Grundzustand in ^{47}Ca durch Emission von f -Wellen bevölkert wird. Die relativen Verzweigungsverhältnisse begünstigen daher den Zerfall in den ersten angeregten Zustand von ^{47}Ca . Erst oberhalb von $E_x = 13.6$ MeV öffnen sich weitere Zerfallskanäle.

Die in den drei untersuchten Reaktionen erhaltenen Werte für die Ausschöpfung der isoskalaren EWSR $S(E2)$ und $S(E4)$ sind in Tab. 7.2 zusammengefaßt und werden mit Ergebnissen früherer Experimente verglichen. In den beiden Kernen

Reaktion	Ref.	E_x (MeV)	$S(E2)$ (%)	$S(E4)$ (%)
$^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$		11.3–16.0	10.3(2.1)	3.7(0.7)
$^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$	[21]	11.3–16.0	7.9(1.6)	–
$^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha'\alpha_0)$	[14]	10.0–16.0	15.8(1.0)	–
$^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$		10.9–15.8	17.4(3.5)	9.0(1.8)
$^{40}\text{Ca}(e,e'p_0)$	[97]	10.9–15.8	12.9(2.6)	–
$^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$		11.0–14.0	11.0(2.2)	–
$^{48}\text{Ca}(e,e'n_0)$	[18]	11.0–14.0	6.1(1.7)	–

Tab. 7.2: Experimentelle Ausschöpfung der isoskalaren EWSR $S(E2)$ und $S(E4)$ in verschiedenen Reaktionen.

^{40}Ca und ^{48}Ca werden in den untersuchten Zerfallskanälen im Anregungsenergiebereich unterhalb von $E_x = 16$ MeV bereits 28% bzw. 11% der isoskalaren E2-EWSR beobachtet. Diese Werte stellen eine untere Grenze für die Gesamtstärke dar, da in beiden Kernen bereits weitere Zerfallskanäle in höherliegende Zustände des jeweiligen Tochterkerns energetisch möglich sind, die hier nicht untersucht wurden.

Die Analyse von Winkelkorrelationen und Winkelverteilungen liefert für die Kerne $^{40,48}\text{Ca}$ eine stark fragmentierte Niederenergiekomponente der isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz, wobei die erhaltene Stärke für beide Kerne ähnlich verteilt ist. Dieser experimentelle Befund kann durch mikroskopische Rechnungen beschrieben werden, die neben der Kontinuum-RPA auch die Kopplung von $1p1h \otimes$ Phonon Konfigurationen und die dadurch induzierten Grundzustandskorrelationen berücksichtigen.

Die angegebenen Werte für die Ausschöpfung der isoskalaren E4-EWSR sind als Obergrenzen für die jeweiligen Zerfallskanäle anzusehen, da nicht ausgeschlossen werden kann, daß gerade bei größeren Protonenstreuwinkeln auch Multipole $L > 4$ zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Diese Ergebnisse erscheinen dennoch sinnvoll in Anbetracht experimenteller Systematiken niedrigliegender Hexadekapol-Stärke [74] und der starken Dämpfung, die für hohe Multipole erwartet wird.

8 Ausblick

Aus der Analyse von Winkelkorrelationen wurde in den Reaktionen $^{40}\text{Ca}(p,p'\alpha_0)$, $^{40}\text{Ca}(p,p'p_0)$ und $^{48}\text{Ca}(p,p'n_0)$ in beiden untersuchten Kernen niedrigliegende stark fragmentierte E2-Stärke extrahiert. Im Rahmen der Fehler werden Ergebnisse aus der Elektronenstreuung und mikroskopischen RPA-Rechnungen bestätigt. Eine Analyse unter Verwendung mikroskopisch berechneter Übergangsdichten gäbe Aufschluß darüber, wie stark die in der Protonenstreuung extrahierten Übergangsstärken modellabhängig sind. Eine in inelastischer α -Streuung gefundene Diskrepanz von einem Faktor zwei gegenüber Ergebnissen aus der Elektronenstreuung tritt nicht auf. Eine Analyse des unteretzt aufgenommenen inklusiven (p,p') Wirkungsquerschnitts erfordert die genaue Kenntnis des nichtresonanten Untergrunds. Hier sind mikroskopische Rechnungen, die den Anteil von Anregungen durch Mehrstufenprozesse berücksichtigen, in Vorbereitung.

Die sechs im $^{48}\text{Ca}(p,p'n)$ Experiment eingesetzten Neutronendetektoren waren dem Darmstädter Aufbau zur Durchführung von $(e,e'n)$ Koinzidenzexperimenten entnommen. Dieser Aufbau dient ebenfalls der Untersuchung elektrischer Riesenresonanzen in Atomkernen. Aufgrund der zusätzlichen Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen kann das Ansprechvermögen der Darmstädter Neutronendetektoren jetzt im jeweiligen Versuchsaufbau mit geringerer Unsicherheit berechnet werden. Es bleibt zu prüfen, ob mit der gefundenen Protonen-Lichtausbeutefunktion für Detektor 3 und Detektor 7 eine Energiebestimmung der Neutronen aus der Rückentfaltung der aufgenommenen Pulshöhenspektren geladener Teilchen möglich ist. Damit stünde neben der Flugzeitmethode eine weitere Möglichkeit zur Energiebestimmung der Neutronen zur Verfügung, deren Auflösung unabhängig vom gewählten Flugweg ist. Mit der Erweiterung des Darmstädter $(e,e'n)$ Aufbaus um einen siebten Detektor ist nun der Bereich von Neutronenemissionswinkeln um $\theta_n^* = 180^\circ$ besser abgedeckt. Dies verringert wesentlich Unsicherheiten bei der 4π -Integration des experimentellen Wirkungsquerschnitts. Ein in Vorbereitung befindliches $(e,e'n)$ Experiment am doppelt magischen Kern ^{208}Pb [99] kann einen entscheidenden Beitrag zum Verständnis der isoskalaren Dipol-Riesenresonanz liefern, für die bereits Hinweise in inelastischer α -Streuung beobachtet wurden [100]. Diese Resonanz enthält, analog zur isoskalaren Monopol-Riesenresonanz, Information über die Kompressibilität des

untersuchten Kerns. Eine Erweiterung des Meßplatzes zur Messung bei Neutronenemissionswinkeln $\phi_n^* \neq 0^\circ$ (out of plane) ist in Planung [99]. Solche Messungen ermöglichen die Bestimmung der zum koinzidenten Wirkungsquerschnitt beitragenden Interferenzterme [101]. Eine derartige Messung wurde kürzlich erstmals an dem leichten Kern ^{12}C erfolgreich durchgeführt [102].

A Parameter der optischen Potentiale

p + ^{40,48} Ca	
76 < E _p < 100 MeV	
V	= 105.5(1 - 0.1625 ln E _p) + 16.5(N - Z)/A
r ₀	= 1.125 + 1.0·10 ⁻³ E _p
a ₀	= 0.675 + 3.1·10 ⁻⁴ E _p
W	= 6.6 + 2.73·10 ⁻² (E _p - 80) + 3.87·10 ⁻⁴ (E _p - 80) ³
r _w	= 1.65 - 2.4·10 ⁻³ E _p
a _w	= 0.32 + 2.5·10 ⁻³ E _p
V _{so}	= 19.0(1 - 0.166 ln E _p) - 3.75(N - Z)/A
r _{vs0}	= 0.920 + 0.0305A ^{1/3}
a _{vs0}	= 0.786 - 0.0012E _p
W _{so}	= 7.5(1 - 0.248 ln E _p)
r _{ws0}	= 0.877 + 0.0360A ^{1/3}
a _{ws0}	= 0.62

Tab. A.1: Parameter des optischen Potentials zur Beschreibung des einlaufenden und des gestreuten Protons, nach Schwandt et al. [71]. Die Potentialparameter sind Funktionen der Protonenenergie E_p , der Massenzahl A und des Neutronenüberschusses $N - Z$ des Targetkerns. Die Potentialtiefen V und W sind in Einheiten von MeV, die Radius- und Hautdickenparameter r und a in Einheiten von fm angegeben.

$n + {}^{47}\text{Ca}$	
$1 < T_n < 14 \text{ MeV}$	
V	$= 47.01 - 0.267T_n - 0.00118T_n^2$
r_0	$= 1.322 - 0.00076A + (4 \cdot 10^{-6})A^2 - (8 \cdot 10^{-9})A^3$
a_0	$= 0.66$
W	$= 9.52 - 0.053T_n$
r_w	$= 1.266 - 0.00037A + (2 \cdot 10^{-6})A^2 - (4 \cdot 10^{-9})A^3$
a_w	$= 0.48$

Tab. A.2: Parameter des optischen Potentials zur Beschreibung emittierter Neutronen, nach Wilmore und Hodgson [76]. Die Potentialparameter sind Funktionen der Neutronenenergie T_n und der Massenzahl A des Targetkerns. Die Potentialtiefen V und W sind in Einheiten von MeV, die Radius- und Hautdickenparameter r und a in Einheiten von fm angegeben.

$\alpha + {}^{36}\text{Ar}$	
$4 < E_\alpha < 17 \text{ MeV}$	
V	$= 50.0$
r_0	$= 1.17 + 1.77/A^{1/3}$
a_0	$= 0.576$
W	$= 1.65\sqrt{A} - 2.0$
r_w	$= 1.17 + 1.77/A^{1/3}$
a_w	$= 0.576$

Tab. A.3: Parameter des optischen Potentials zur Beschreibung emittierter α -Teilchen, nach Huizenga und Igo [84]. Die Potentialparameter sind Funktionen der Massenzahl A des Targetkerns. Die Potentialtiefen V und W sind in Einheiten von MeV, die Radius- und Hautdickenparameter r und a in Einheiten von fm angegeben.

p + ³⁹ K	
3 < E _p < 16 MeV	
V	= 54.0 - 0.32E _p + 24(N - Z)/A + 0.4(Z/A) ^{1/3}
r ₀	= 1.17
a ₀	= 0.75
W	= 0.22E _p - 2.7, oder Null
r _w	= 1.32
a _w	= 0.51 + 0.7(N - Z)/A
W _d	= 11.8 - 0.25E _p + 12(N - Z)/A, oder Null
r _{wd}	= 1.32
a _{wd}	= 0.51 + 0.7(N - Z)/A
V _{so}	= 6.2
r _{vs0}	= 1.01
a _{vs0}	= 0.75

Tab. A.4: Parameter des optischen Potentials zur Beschreibung emittierter Protonen, nach Becchetti und Greenlees [83]. Die Potentialparameter sind Funktionen der Protonenenergie E_p , der Massenzahl A und des Neutronenüberschusses $N - Z$ des Targetkerns. Die Potentialtiefen V und W sind in Einheiten von MeV, die Radius- und Hautdickenparameter r und a in Einheiten von fm angegeben. Die Werte für W und W_d sind positiv oder gleich Null definiert.

$x + C$	Q_x	Zustand	S_x	V	r_0	a_0	V_{so}	r_{so}	a_{so}
$n+^{47}\text{Ca}$	9.95	$1f_{7/2}$	7.0	42.2	1.36	0.73	9.56	1.26	0.6
$n+^{47}\text{Ca}$	12.52	$1d_{3/2}$	2.6	43.0	1.36	0.73	9.56	1.26	0.6
$n+^{47}\text{Ca}$	12.55	$2s_{1/2}$	1.3	40.7	1.36	0.73	9.56	1.26	0.6
$p+^{39}\text{K}$	8.33	$1d_{3/2}$	4.0	57.8	1.28	0.76	5.64	1.09	0.6
$\alpha+^{36}\text{Ar}$	7.04	$5S$	0.86	92.1	1.30	0.65	–	–	–

Tab. A.5: Bindungsenergie Q_x , spektroskopischer Faktor S_x und Parameter des optischen Potentials zur Beschreibung des gebundenen Systems, bestehend aus Teilchen x und Restkern C , nach [86, 89]. Die spektroskopischen Faktoren S_x wurden für die Neutronenzustände aus [88] und für das gebundene α -Teilchen aus [89] entnommen. Für den Protonenzustand wurde das Schalenmodelllimit von 4 angenommen. Die Werte für Q_x, V und V_{so} sind in Einheiten von MeV, die Werte für r_0, a_0, r_{so} und a_{so} in Einheiten von fm angegeben. Die Potentialtiefe V wurde im Programm THREEDEE [82] so gewählt, daß in den Rechnungen der jeweilige Wert für die Bindungsenergie Q_x reproduziert wurde.

Literatur

- [1] J. Speth and J. Wambach, in: *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, ed. J. Speth (World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong (1991) 1.
- [2] P.F. Bortignon, A. Bracco, R.A. Broglia, *Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature* (Harwood Academic Publishers, Singapore, 1998).
- [3] A. van der Woude, in: *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, ed. J. Speth, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong (1991) 160.
- [4] J. Wambach, Rep. Prog. Phys. **51** (1988) 989.
- [5] G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, Phys. Rev. **71** (1947) 3.
- [6] F. Gudden, G. Fricke, H.-G. Clerc, P. Brix, Z. Phys. **181** (1964) 453.
- [7] R. Pitthan and Th. Walcher, Phys. Lett. **B36** (1971) 563.
- [8] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo and O. Scholten, Phys. Lett. **137B** (1984) 27.
- [9] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3969.
- [10] R. Onofrio, D.S. Durfee, C. Raman, M. Köhl, C.E. Kuklewicz, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 810.
- [11] O.M. Maragò, S.A. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Hechenblaikner, C.J. Foot, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2056.
- [12] B. deMarco, D.S. Jin, Science, **285** (1999) 1703.
- [13] S. Brandenburg, R. De Leo, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, H. Sakai, A. van der Woude, Phys. Lett. **130B** (1983) 9.
- [14] F. Zwarts, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, A. van der Woude, Phys. Lett. **B125** (1983) 123.

- [15] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [16] S. Kamerdzhiev, J. Speth, G. Tertychny, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3943.
- [17] S. Strauch, Nucl. Phys. **A649** (1998) 85c.
- [18] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, eingereicht bei Phys. Rev. Lett.
- [19] S. Kamerdzhiev, J. Speth, G. Tertychny, Nucl. Phys. **A624** (1997) 328.
- [20] A. van der Woude, Prog. Part. Nucl. Phys. **18** (1987) 217.
- [21] H. Diesener, U. Helm, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, S. Strauch, Phys. Lett. **B352** (1995) 201.
- [22] J. Carter, A.A. Cowley, H. Diesener, R.W. Fearick, S.V. Förtsch, M.N. Harakeh, J.J. Lawrie, S.J. Mills, P. von Neumann-Cosel, R.T. Newman, J.V. Pilcher, A. Richter, K. Schweda, F.D. Smit, G.F. Steyn, S. Strauch, D.M. Whittal, Nucl. Phys. A 630 (1998) 631.
- [23] G. Audi and A.H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595** (1995) 409.
- [24] Review of Particle Physics, Eur. Phys. Jour. **C3** (1998) 1.
- [25] A. Michalowicz, *Kinematics of Nuclear Reactions* (ILIFE, London, 1967).
- [26] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure II* (Benjamin, Reading, 1975).
- [27] M.N. Harakeh, Programm BEL, KVI Internal Report 77 (1981), unveröffentlicht.
- [28] A.M. Bernstein, Adv. Nucl. Phys. **3** (1969) 325.
- [29] F. Osterfeld, J. Wambach, H. Lenske, Nucl. Phys. **A318** (1979) 45.
- [30] K. van der Borg, M.N. Harakeh, A. van der Woude, Nucl. Phys. **A365** (1981) 243.

- [31] H. de Vries, C.W. de Jager, C. de Vries, *At. Data and Nucl. Data Tables* **36** (1987) 495.
- [32] G. Finkel, D. Asheri, A.I. Yavin, A. Boudard, G. Bruge, A. Chaumeaux, M. Rouger, *Phys. Rev.* **C19** (1979) 1782.
- [33] G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **55** (1964) 1.
- [34] W.G. Love, M.A. Franey, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 1073.
- [35] M.A. Franey, W.G. Love, *Phys. Rev.* **C31** (1985) 488.
- [36] F.T. Baker, L. Bimbot, R.W. Ferguson, C. Glashausser, A. Green, O. Häusser, K. Hicks, K. Jones, C.A. Miller, M. Vetterli, A. Abegg, D. Beatty, B. Bonin, B. Castel, X.Y. Chen, V. Cupps, C. Djalali, R. Henderson, K.P. Jackson, R. Jeppesen, K. Nakayama, S.K. Nanda, R. Sawafta, S.Yen, *Phys. Rev.* **C44** (1991) 93.
- [37] J. Lisantti, D.J. Horen, F.E. Bertrand, R.L. Auble, B.L. Burks, E.E. Gross, R.O. Sayer, D.K. McDaniels, K.W. Jones, J.B. McClelland, S.J. Seestrom-Morris, L.W. Swenson, *Phys. Rev.* **C40** (1989) 211.
- [38] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A565** (1993) 66.
- [39] L.W. Swenson, X.Y. Chen, J. Lisantti, D.K. McDaniels, I. Bergqvist, F.E. Bertrand, D.J. Horen, E.E. Gross, C. Glover, R.O. Sayer, B.L. Burks, O. Häusser, K. Hicks, M.J. Iqbal, *Phys. Rev.* **C40** (1989) 246.
- [40] H. Esbensen, G.F. Bertsch, *Phys. Rev.* **C34** (1986) 1419.
- [41] H.W.S. Diesener, Dissertation D17, TH Darmstadt (1995).
- [42] H.N. Jungwirth, J.L. Conradie, J.C. Cornell, Z.B. du Toit, A.H. Botha, H.F. Weehuizen, P.M. Cronje, L.M.M. Roels, D.T. Fourie, P.J. Celliers, W.F. van Heerden, D.M. van Rooyen, P.F. Rohwer, P.J. Theron, M.E. Hogan, J.G. de Villiers, W.A.G. Nel, K. Kennepohl, *Proc. 15th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications*, Caen, France (1998).
- [43] R.T. Newman, Ph.D. thesis, University of Cape Town (1996), unveröffentlicht.

- [44] Bicron Corporation, Newbury, Ohio, USA, <http://www.bicron.com>.
- [45] Philips Photomultiplier Tubes, Philips, Hamburg, <http://www.philips.de>.
- [46] Nuclear Enterprise Ltd., Edinburgh, Scotland.
- [47] P. Sperr, H. Spieler, M.R. Maier, D. Evers, Nucl. Instr. and Meth. **116** (1974) 55.
- [48] F.T. Kuchnir and F.J. Lynch, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**15** (1968) 107.
- [49] A. Richter, *Proc. 5th Europ. Part. Acc. Conf.*, eds. S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole (IOP Publishing, Bristol, 1996).
- [50] Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, <http://www.hamamatsu.de>.
- [51] S. Strauch, Dissertation D17, TU Darmstadt (1998).
- [52] Commission of the European Community, *CAMAC Updated Specifications Vol. 1*, Brussels (1983).
- [53] MVME167, Single Board Computer, <http://www.mcg.mot.com>.
- [54] Hytec 1180, A2-Crate-Controller, <http://www.hytec.com>.
- [55] C.R. Gould, L.G. Holzweig, S.E. King, Y.C. Lau, R.V. Poore, N.R. Rober-son, S.A. Wender, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**28** (1981) 3708.
- [56] K. Schweda, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1996).
- [57] L.J. Perkins, M.C. Scott, Nucl. Instr. and Meth. **166** (1979) 451.
- [58] G. Dietze and H. Klein, Nucl. Instr. and Meth. **193** (1982) 549.
- [59] Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF), Brookhaven National Laboratory, last update 15-May-2000; <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf>.
- [60] G. Dietze, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**26** (1979) 398.
- [61] C. Bähr, R. Böttger, H. Klein, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, D. Schmidt, K. Schweda, S. Strauch, Nucl. Instr. and Meth. **A411** (1998) 430.

- [62] W. Mannhard, *6th ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry*, Jackson Hole, Wyoming (1987).
- [63] H.J. Brede, M. Cosack, G. Dietze, H. Gumpert, S. Guldbakke, R. Jahr, M. Kutscha, D. Schlegel-Bickmann, H. Schölermann, *Nucl. Instr. and Meth.* **169** (1980) 349.
- [64] B.R.L. Siebert, H.J. Brede, H. Lesiecki, *Nucl. Instr. and Meth.* **A235** (1985) 542.
- [65] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, (John Wiley, New York, 1979) 520.
- [66] M. Tichy, H. Klein, J. Pulpan, PTB Braunschweig report, PTB-7.2-92-1 (1992).
- [67] G. Dietze and H. Klein, Program codes NRESP7 and NEFF7, PTB Braunschweig report PTB-ND-22 (1982).
- [68] J.F. Briesmeister, Ed., Program MCNP, version 4A, Los Alamos report LA-12625-M (1993).
- [69] W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, C. Creswell, P.C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F.N. Rad, T. Sasanuma, *Nucl. Instr. and Meth.* **141** (1977) 457.
- [70] R. Martin, M. Buenerd, Y. Dupont and M. Chabre, *Nucl. Phys.* **A185**, (1972) 465.
- [71] P. Schwandt, H.O. Meyer, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, S.E. Vigdor, M.D. Kaitchuck, T.R. Donoghue, *Phys. Rev.* **C26** (1982) 55.
- [72] P.D. Kunz, Programm DWUCK4, University of Colorado, unveröffentlicht, erweiterte Version von M.N. Harakeh, private Mitteilung.
- [73] U. Garg, *Nucl. Phys.* **A649** (1999) 66c.
- [74] Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Morinobu, T. Yamazaki, T. Itahashi, H. Ikegami, S.I. Hayakawa, *Phys. Rev.* **C37** (1988) 45.
- [75] E. Vogt, *Adv. Nucl. Phys.* **1** (1968) 261.

- [76] D. Wilmore and P.E. Hodgson, Nucl. Phys. **55** (1964) 673.
- [77] T.W. Burrows, Nuclear Data Sheets **48** (1986) 1.
- [78] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269.
- [79] M.N. Harakeh, private Mitteilung.
- [80] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977) 267.
- [81] N.S. Chant and P.G. Roos, Phys. Rev. **C15** (1977) 57.
- [82] N. S. Chant and P. G. Roos, Phys. Rev. **C27**, (1983) 1060.
- [83] F. D. Becchetti, Jr. and G. W. Greenlees, Phys. Rev. **182**, (1969) 1190.
- [84] J. R. Huizenga and G. Igo, Nucl. Phys. **29**, (1962) 462.
- [85] R. Alarcon, J. Rapaport, R.W. Finlay, Nucl. Phys. **A462**, (1987) 413.
- [86] C.J. Batty and G.W. Greenlees, Nucl. Phys. **A133**, (1969) 673.
- [87] N. Anantaraman, C.L. Bennett, J.P. Draayer, H.W. Fulbright, H.E. Gove, J. Tōke, Phys. Rev. Lett. **17** (1975) 1131.
- [88] J.W. Watson, M. Ahmed, D.W. Devins, B.S. Flanders, D.L. Friesel, N.S. Chant, P.G. Roos, and J. Wastell, Phys. Rev. **C26** (1982) 961.
- [89] A. Nadasen, P.G. Roos, N.S. Chant, A.A. Cowley, C. Samanta, J. Wesick, Phys. Rev. **C23** (1981) 2353.
- [90] S.V. Förtsch und J. Carter, private Mitteilung.
- [91] M.N. Harakeh, KVI Internal Report 67 (1979), unveröffentlicht; angular correlation program ANGCOR, version (1985); private Mitteilung.
- [92] F. James and M. Roos, MINUIT, Function minimisation and error analysis, D506 MINUIT, CERN, Geneva (1989).
- [93] F. Pühlhofer, Programm TL, GSI Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (1979).
- [94] M. Kohl, P. von Neumann–Cosel, A. Richter, G. Schrieder, S. Strauch, Phys. Rev. **C57** (1998) 3167.

- [95] F. Zwarts, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, A. van der Woude, Nucl. Phys. **A439** (1985) 117.
- [96] A. Kolomiets, O. Pochivalov, S. Shlomo, Phys. Rev. **C61** (2000) 034312.
- [97] U. Helm, Dissertation D17, TH Darmstadt (1990).
- [98] I. Hamamoto, H. Sagawa and X. Z. Zhang, Phys. Rev. **C55**, 2361 (1997).
- [99] A. Shevchenko, Dissertation D17, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [100] B.F. Davis, U. Garg, W. Reviol, M.N. Harakeh, A. Bacher, G.P.A. Berg, C.C. Foster, E.J. Stephenson, Y. Wang, J. Jänecke, K. Pham, D. Roberts, H. Akimune, M. Fujiwara, J. Lisantti, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 609.
- [101] W.E. Kleppinger and J.D. Walecka, Ann. Phys. **146** (1983) 349.
- [102] M. Oikawa, T. Saito, K. Takahisa, Y. Suga, K. Kino, T. Nakagawa, T. Tohei, K. Abe, H. Ueno, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2338.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde nur durch das Zusammenwirken vieler möglich, denen ich an dieser Stelle herzlich danken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter, der mir diese Arbeit anvertraut hat. Mit Interesse und Unterstützung hat er den Fortgang meiner Arbeit begleitet. Er hat es mir ermöglicht, an zahlreichen Tagungen, Konferenzen und Sommerschulen im In- und Ausland sowie an Experimenten in den Niederlanden und Südafrika teilzunehmen. Dies hat meine Sichtweise entscheidend erweitert.

Herrn Professor Dr. J. Wambach danke ich für die Übernahme des Korreferats und seine wertvollen Anregungen in der Endphase dieser Arbeit.

Herrn Priv.-Doz. Dr. P. von Neumann-Cosel bin ich für die zahlreichen Diskussionen bei der Interpretation der kernphysikalischen Daten dankbar.

Den Herren Dr. G. Schrieder und Dr. A. Stascheck danke ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft und Unterstützung in technischen und organisatorischen Fragen.

Die Herren Dr. R. Böttger, Dr. H. Klein und Dr. D. Schmidt von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig haben die Kalibrierungsmessung mit monoenergetischen Neutronen ermöglicht und viele wertvolle Ratschläge erteilt.

I would like to thank the collaborators from South Africa for their strong support during the beam time at the National Accelerator Centre, these are: Dr. R.W. Fearick, Dr. J.J. Lawrie, Dr. J.V. Pilcher, Dr. F.D. Smit and Dr. G.F. Steyn. I am especially grateful to my friends Dr. J. Carter and Dr. S.V. Förtsch for performing the knockout calculations.

I am indebted to Professor Dr. C. Rangacharyulu, friends like me call him Chary, for countless fruitful discussions.

Während meines fünfjährigen Aufenthalts am Institut für Kernphysik sind Kollegen zu Freunden geworden: Für seine außerordentliche Unterstützung in allen Phasen meiner Arbeit danke ich Herrn Dr. Steffen Strauch besonders. Herr Dipl.-Phys. Bodo Reitz war mir stets Begleiter und freundschaftlicher Ratgeber.

Diese Arbeit wurde gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft unter Nummer Ri242/12-1 und durch die Südafrikanische NRF.

Lebenslauf

Kai Oliver Schweda

- | | |
|-------------------|--|
| 23. November 1970 | geboren in Heidelberg |
| 1977 – 1981 | Besuch der Grundschule in Obrigheim |
| 1981 – 1990 | Besuch des Auguste-Pattberg-Gymnasiums
in Neckarelz mit Abschluß Abitur |
| 1990 – 1991 | Zivildienst im Seniorenstift Tannenhof in Neckarelz |
| 1991 – 1996 | Studium der Physik an der Technischen Hochschule
Darmstadt mit Abschluß Diplom |
| seit Oktober 1996 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt |
| Dezember 1996 | Studien-Förderpreis der Dr. Wilhelm Heinrich
Heraeus und Else Heraeus-Stiftung |

