

Untersuchung von M1-Anregungen in ^{48}Ti
sowie deren Beschreibung im Schalenmodell
und
Konstruktion einer Targetschleuse

DIPLOMARBEIT

von

Hans Diesener

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt

September 1989

Zusammenfassung

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Elektronenstreuung	2
3	Modellrechnungen	6
3.1	Grundlagen des Schalenmodells	6
3.2	Wechselwirkung von Zamick	8
3.3	Mooy-Wechselwirkung	14
3.4	FPY-Wechselwirkung	17
3.5	FPVH-Wechselwirkung	21
3.6	Modellunabhängige Auswertung	26
4	Messungen	31
4.1	Elektronenstreuung am Dalinac	31
4.1.1	Durchführung der Messungen	31
4.2	Elektronenstreuung in Amsterdam	32
4.3	Target	33
5	Spektren	34
5.1	Untergrundsubtraktion	34
5.2	Konsistenter Liniensatz	39
5.3	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	39
5.4	Fehlerbetrachtung	40

6	Ergebnisse und Diskussion	41
6.1	Ergebnisse der Elektronenstreuung	41
6.2	Ergebnisse der Protonenstreuung	47
6.3	Diskussion der Ergebnisse	50
6.3.1	Magnetische Dipolübergänge	50
6.3.2	Elektrische Quadrupolanregungen	54
6.3.3	Magnetische Oktupolanregungen	57
8	Konstruktion einer Targetschleuse	60
8.1	Vorgaben	60
8.2	Konstruktion	60
8	Schlußbemerkung	63

Zusammenfassung

Der erste Teil dieser Arbeit diente der Untersuchung von magnetischen Dipolanregungen in ^{48}Ti im Anregungsenergiebereich von 5.5 bis 8.5 MeV. Dazu wurden fünf Spektren bei Einschußenergien von 25 bis 50 MeV und Streuwinkeln $\theta = 117^\circ$ und 165° am Darmstädter Linearbeschleuniger aufgenommen. Um auch Informationen bei hohen Impulsüberträgen zu erhalten, wurden acht Messungen bei Einschußenergien von 80 bis 209 MeV in Amsterdam bei einem Streuwinkel von $\theta = 154^\circ$ durchgeführt.

Zur Bestimmung der Bahn-zu-Spin-Verhältnisse wurden ergänzend Protonenstreuexperimente bei einer Einschußenergie von 200 MeV und Streuwinkeln von $\theta = 4^\circ$ bis 10° durchgeführt.

Damit konnte der experimentelle Nachweis dafür erbracht werden, daß der $J^\pi = 1^+$ -Zustand bei $E_x = 3.74$ MeV mit einer Übergangsstärke von $B(M1) \uparrow = 0.52 \pm 0.08 \mu_N^2$ ein Vertreter der neuen magnetischen Dipolmode ist. Die Spinstärke dieses Zustandes wurde zu $B(M\sigma) \uparrow = 0.17 \pm 0.03 \mu_N^2$ bestimmt, was zu einem Bahn-zu-Spin-Verhältnis von 0.56 ± 0.13 führt. Ein weiterer Zustand bei $E_x = 5.64$ MeV mit einer Übergangsstärke von $B(M1) \uparrow = 0.47 \pm 0.08 \mu_N^2$, der auch durch Kernfluoreszenzuntersuchungen in Gießen bestätigt wurde, konnte in der Protonenstreuung nicht nachgewiesen werden. Damit spielt auch bei diesem Übergang der Bahnanteil des M1-Operators die entscheidende Rolle, und er ist ebenfalls dieser neuen magnetischen Dipolmode zuzurechnen.

Im Anregungsbereich über 6 MeV wurden zahlreiche $J^\pi = 1^+$ -Zustände identifiziert, die jedoch durch Vergleich mit den Protonenstreuexperimenten als überwiegend spindominant ausgemacht wurden. In diesem Bereich wurde als dominanter $J^\pi = 1^+$ -Zustand ein Zustand bei 7.22 MeV identifiziert, der eine Übergangsstärke von $B(M1) \uparrow = 1.01 \pm 0.06 \mu_N^2$ hat.

Innerhalb dieser Arbeit wurden Schalenmodellrechnungen durchgeführt, die in der Lage waren, Anregungsenergien und Übergangsstärken gut wiederzugeben. Doch wird in den niedrig liegenden Anregungen das Bahn-zu-Spin-Verhältnis überschätzt. Die höherliegenden Anregungszustände werden dagegen als spindominant vorrausgesagt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde im Rahmen des Aufbaus eines neuen Experimentierplatzes am neuen supraleitenden Beschleuniger eine Targetschleuse konstruiert.

1 Einleitung

Anfang der 80-er Jahre wurde in deformierten gg-Kernen der Seltenen Erden eine neue magnetische Dipolmode entdeckt [1], die überwiegend vom Bahnanteil des M1-Operators angeregt wird. Vorrausgesagt wurde diese neue Mode von LoIudice und Palumbo in einem halbklassischen Modell, dem Two-Rotor-Model (TRM) [2], dessen Anregungsmechanismus eine Scherschwingung der Protonen gegen die Neutronen ist und das magnetische Analogon zur elektrischen Dipolriesenresonanz darstellt. Im Gegensatz zu dieser, handelt es sich jedoch um einen gebundenen Zustand im Energiebereich von 2–4 MeV.

Als sich 1985 zeigte, daß die Mode auch in einigen Kernen der Aktiniden gefunden wurde [3], konnte diese Mode als eine möglicherweise in allen Kernen auftretende Anregung angenommen werden.

Als Zamick 1985 die Existenz dieser Mode auch in den Kernen der fp-Schale voraussagte [4], wurde die Suche nach dieser Mode auch auf die fp-Schalen-Kerne ($^{46,48}\text{Ti}$ [5], ^{50}Cr [6] und ^{56}Fe [7]) ausgedehnt und in allen Kernen die neue Mode festgestellt. Es ergab sich in allen Kernen eine Anregungsenergie zwischen 3 und 4 MeV. Die reduzierte Übergangsstärke betrug typischerweise $1\mu_N^2$.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Untersuchung der magnetischen Dipolstärkeverteilung auf den Anregungsenergiebereich bis 8.5 MeV ausgedehnt. Zusätzliche Messungen in Amsterdam erlaubten die Untersuchung der Anregungen bis zu Impulsüberträgen von $2fm^{-1}$. Parallel dazu erfolgten Protonenstremessungen in Orsay, um das experimentelle Bahn-zu-Spin-Verhältnis zu bestimmen.

Vergleichend wurden Schalenmodellrechnungen an ^{48}Ti durchgeführt.

Die Arbeit gliedert sich in 8 Kapitel. Das zweite Kapitel zeigt die zur Auswertung benötigten Grundlagen; das dritte Kapitel gibt einen Überblick über das Schalenmodell und die verwendeten Theorien. Im vierten und fünften Kapitel werden Experiment und Auswertung dargestellt. Dieser Abschnitt der Diplomarbeit schließt mit den Ergebnissen und ihrer Diskussion. Das siebte Kapitel dient der Beschreibung des zweiten Teiles dieser Diplomarbeit, nämlich der Konstruktion einer Targetschleuse für den neuen supraleitenden 130MeV Beschleuniger in Darmstadt. Abschließend folgt noch eine Schlußbemerkung.

2 Grundlagen der Elektronenstreuung

In diesem Kapitel werden kurz die Grundlagen der Elektronenstreuung aufgezeigt, eine ausführliche Herleitung findet man in [8], [9], [10], und [11].

Bei einem Streuexperiment treffen Elektronen der Einschubenergie E_0 auf Kerne der Masse M_T und werden dabei unter dem Streuwinkel θ elastisch bzw. unelastisch gestreut. Bei der unelastischen Streuung bewirkt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern Übergänge in energetisch höherliegende Kernzustände, wobei der Kern die Anregungsenergie E_x und den Impuls

$$q = (2E_0(E_0 - E_x)(1 - \cos\theta) + E_x^2)^{1/2}/\hbar c \quad (2.1)$$

aufnimmt.

Beim Streuprozess emittiert das Elektron ein virtuelles Photon, dessen Strahlungsfeld

$$A_\nu(\vec{r}) = (\phi(\vec{r}), \vec{A}(\vec{r})) \quad (2.2)$$

mit der Ladungs- und Stromdichte

$$j^\nu(\vec{r}) = (c\rho(\vec{r}), \vec{j}(\vec{r})) \quad (2.3)$$

des Kerns wechselwirkt.

Der Stromdichteoperator $j^\nu(\vec{r})$ setzt sich aus der Kernladungsdichte

$$\rho(\vec{r}) = e \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) q_k \quad (2.4)$$

und der Stromdichte $\vec{j}(\vec{r})$ zusammen, die wiederum aus der Konvektionsstromdichte

$$\vec{j}_C(\vec{r}) = \mu_N \frac{c}{i} \sum_k (\vec{\nabla}_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) + (\delta(\vec{r} - \vec{r}_k) \vec{\nabla}_k) g_{lk}) \quad (2.5)$$

und der Spinstromdichte

$$\vec{j}_S(\vec{r}) = \mu_N c \sum_k \vec{\nabla}_k \times \vec{s}_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_{sk} \quad (2.6)$$

besteht. Summiert wird über alle Nukleonen $k = 1, 2, \dots, A$, wobei \vec{r}_k den Ort des k -ten Nukleons angibt und die Operatoren $\vec{\nabla}_k$ und \vec{s}_k nur auf das k -te Teilchen wirken. $\mu_N = e\hbar/2m_p c$ wird als Kernmagneton bezeichnet. Mit q_k , g_{lk} und g_{sk} sind die effektive Ladung und die g -Faktoren für Bahn und Spin des k -ten Teilchens bezeichnet.

Für freie Nukleonen gilt:

$$q_k = g_{lk} = 0 \quad , \quad g_{sk} = -3.826 \quad \text{für Neutronen}$$

$$q_k = g_{lk} = 1 \quad , \quad g_{sk} = 5.585 \quad \text{für Protonen.}$$

Zur Berücksichtigung von

- (1) Core-Polarisation
- (2) Mesonischen Austauschströmen
- (3) Anregungen zur $\nabla(1232)$ -Resonanz

werden jedoch meist effektive Ladungen und effektive g -Faktoren verwendet.

In Störungsrechnung erster Ordnung ist die Wahrscheinlichkeit für die Anregung des Kerns zum Zustand $|f\rangle$ aus dem Grundzustand $|i\rangle$ durch das Matrixelement

$$\langle f|H_{int}|i\rangle = \langle f|\frac{1}{c}\int A_\nu j^\nu d^3r|i\rangle \quad (2.7)$$

gegeben.

Da in der ersten Bornschen Näherung ein- und auslaufende Elektronen durch ebene Wellen dargestellt werden (**PWBA: Plane Wave Born Approximation**), hat auch das Strahlungsfeld des virtuellen Photons die Form einer ebenen Welle

$$A_\nu(\vec{r}) \sim e^{i\vec{q}\vec{r}}. \quad (2.8)$$

Durch Entwicklung des Strahlungsfeldes $A_\nu(\vec{r})$ nach Multipolen [12] ist es möglich, H_{int} in Multipoloperatoren zu zerlegen.

Man erhält dabei Übergangsoperatoren, welche Übergänge verschiedener Multipolarität und Parität vermitteln [13]

$$T(C\lambda m, q) = \int d^3r \rho(r) j_\lambda(qr) Y_{\lambda M}(\vec{r}) \quad (2.9)$$

$$T(E\lambda m, q) = \frac{1}{q} \int d^3r \vec{j}(\vec{r}) \vec{\nabla} \times j_\lambda(qr) Y_{\lambda\lambda}^m(\vec{r}) \quad (2.10)$$

$$T(M\lambda m, q) = \int d^3r \vec{j}(\vec{r}) j_\lambda(qr) Y_{\lambda\lambda}^m(\vec{r}) \quad (2.11)$$

mit der Sphärischen Besselfunktion j_λ , der Kugelflächenfunktion $Y_{\lambda m}$ und der Vektorkugelflächenfunktion $Y_{\lambda\lambda}^m$.

Dabei vermitteln die $T(C\lambda m, q)$ longitudinal elektrische, $T(E\lambda m, q)$ transversal elektrische und $T(M\lambda m, q)$ die transversal magnetischen Übergänge der Multipolarität λ beim Impulsübertrag q .

Da bei der elektromagnetischen Wechselwirkung Drehimpuls und Parität des Gesamtsystems Kern-Elektron erhalten bleiben, ergeben sich aus den Multipolübergangsoperatoren bei gegebenem Drehimpuls J und Parität π der Kernzustände $|i\rangle$ und $|f\rangle$ folgende Auswahlregeln:

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f|$$

und

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+k}; \quad k = \begin{cases} 0 & \text{für elektrische Übergänge} \\ 1 & \text{für magnetische Übergänge.} \end{cases}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für unelastische Elektronenstreuung ist durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_f E_i}{(2\pi)^2 (\hbar c)^4} \frac{p_f}{p_i} \frac{1}{2(2J_i + 1)} f_{rec} | \langle f | H_{int} | i \rangle |^2 \quad (2.12)$$

gegeben [14]. Dabei ist f_{rec} der Rückstoßfaktor für einen Targetkern der Masse M_T

$$f_{rec} = \frac{1}{1 + \frac{2E_i}{M_T c^2} \sin^2(\frac{\theta}{2})} \quad (2.13)$$

In der **PWBA** läßt sich (2.12) als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} f_{rec} \left[\underbrace{\sum_{\lambda=0}^{\infty} |F_C^\lambda(q)|^2}_{\text{longitudinaler -}} + \left(\frac{1}{2} + \tan^2(\frac{\theta}{2}) \right) \underbrace{\sum_{\lambda=1}^{\infty} |F_E^\lambda(q)|^2 + |F_M^\lambda(q)|^2}_{\text{transversaler Anteil}} \right] \quad (2.14)$$

schreiben, wobei der Mottsche Wirkungsquerschnitt als

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \left(\frac{Z^2 e^4}{4E_i^2} \right) \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.15)$$

definiert ist.

Die Funktionen $F_C^\lambda(q)$, $F_E^\lambda(q)$ und $F_M^\lambda(q)$ nennt man Formfaktoren. Sie sind in folgender Weise mit den Übergangsmatrixelementen verknüpft

$$|F_C^\lambda(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_I + 1} | \langle f | T(C\lambda, q) | i \rangle |^2 \quad (2.16)$$

$$|F_E^\lambda(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_I + 1} | \langle f | T(E\lambda, q) | i \rangle |^2 \quad (2.17)$$

$$|F_M^\lambda(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_I + 1} | \langle f | T(M\lambda, q) | i \rangle |^2 \quad (2.18)$$

In der Langwellennäherung für kleines q ($q \rightarrow 0$) werden die sphärischen Besselfunktionen $j_\lambda(qr)$ nach Potenzen von (qr) entwickelt und man erhält für die transversalen Übergangsoperatoren (2.17 und 2.18) folgende Ausdrücke

$$O(E\lambda m) = \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda+1}} \frac{(2\lambda+1)!!}{q^\lambda} T(E\lambda m, q) \quad (2.19)$$

$$O(M\lambda m) = \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda+1}} \frac{(2\lambda+1)!!}{q^\lambda} T(M\lambda m, q) \quad (2.20)$$

(vergl. Kapitel 3.1).

In der Kernphysik wird als eine wichtige Größe die reduzierte Übergangsstärke

$$B(X\lambda, q) = \frac{2}{J_i + 1} |\langle f | O(X\lambda, q) | i \rangle|^2 \quad (2.21)$$

verwendet ($X = E, M$).

Um einen Vergleich mit den Übergangsstärken aus γ -Absorption oder γ -Zerfällen zu ermöglichen, werden diese zum Photonenpunkt $q = k$ extrapoliert.

Der Vergleich mit den Formfaktoren liefert also als Übergangsstärke am Photonenpunkt

$$B(E\lambda) = \frac{((\lambda + 1)!!)^2 Z^2}{k^{2\lambda} 4\pi} |F_C^\lambda(q = k)|^2 \quad (2.22)$$

für elektrisch transversale, und

$$B(M\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda + 1} \frac{((\lambda + 1)!!)^2 Z^2}{k^{2\lambda} 4\pi} |F_C^\lambda(q = k)|^2 \quad (2.23)$$

für magnetisch transversale Übergänge ($k = E_x/(\hbar c)$).

3 Modellrechnungen

Im Kapitel 2 wurde gezeigt, daß die Messung von Wirkungsquerschnitten aus der Elektronenstreuung Rückschlüsse über die Art des Übergangs im Kern geben kann. Im ersten Unterkapitel werden kurz die Grundlagen des Schalenmodells aufgezeigt, auf welchen die Formfaktorberechnungen dieser Arbeit beruhen. Im folgenden werden dann verschiedene Rechnungen, sowie deren Ergebnisse dargestellt. Als letztes Unterkapitel wird dann eine weitere Auswertemöglichkeit, die nicht auf dem Schalenmodell fußt, vorgestellt.

3.1 Grundlagen des Schalenmodells

In diesem Kapitel wird weitgehend die Bezeichnungsweise von [13] verwendet. Wie in (Gl. 2.12) ersichtlich, hängt der differentielle Wirkungsquerschnitt direkt mit dem Übergangsmatrixelement $\langle f | H_{int} | i \rangle$ zusammen. Bei bekanntem Übergangoperator H_{int} müssen daher noch die Kernzustände $|i\rangle$ und $|f\rangle$ bestimmt werden, um einen Formfaktor zu berechnen. Die Bestimmung dieser Zustände wird im folgenden dargestellt.

Die Eigenzustände des Vielkernsystems Atomkern werden durch den Kern-Hamilton bestimmt. Sie sind die Lösungen der Schrödingergleichung

$$\mathbf{H} \Psi(1, 2, \dots, A) = \mathbf{E} \Psi(1, 2, \dots, A) . \quad (3.1)$$

Hierbei bedeuten $\Psi(1, 2, \dots, A)$ die Vielteilchenwellenfunktion des Kerns, bestehend aus A Nukleonen und \mathbf{E} die Gesamtenergie des Kerns in diesem Zustand.

Der Hamiltonoperator selbst besteht aus einem kinetischen Anteil $T(k)$ der Nukleonen und einem Wechselwirkungsterm der Nukleonen untereinander

$$\mathbf{H} = \sum_{k=1}^A \frac{p^2}{2m} + \sum_{1=k<l}^A W(k, l) . \quad (3.2)$$

Es wird wiederum über alle Nukleonen $k = 1, 2, \dots, A$ summiert.

Zur Bestimmung der Wellenfunktion ist es sinnvoll, den Hamiltonoperator in folgender Weise umzuschreiben

$$\mathbf{H} = \underbrace{\sum_{k=1}^A [T(k) + U(k)]}_{H^{(0)}} + \underbrace{\sum_{1=k<l}^A W(k, l) - \sum_{k=1}^A U(k)}_{H^{(1)}} . \quad (3.3)$$

Der Hamilton wird also in einen ungestörten Teil $H^{(0)}$, in dem sich die Teilchen unabhängig voneinander im mittleren Potential $U(k)$ bewegen, und einer Restwechselwirkung $H^{(1)}$, dessen Beitrag zum Gesamthamilton vergleichsweise klein sein soll, zerlegt.

Das mittlere Potential $U(k)$ wird meist als Oszillator- oder Wood-Saxon-Potential angesetzt, denen noch ein Spin-Bahn-Term beigelegt ist.

Die Eigenzustände des ungestörten Hamiltons $H^{(0)}$ werden als **Einteilchenzustände** $\rho_a(r)$ bezeichnet, und sind die Eigenvektoren von

$$\mathbf{H}^{(0)}\rho_a(r) = \mathbf{T}\rho_a(r) + \mathbf{U}\rho_a(r) = \mathbf{e}_a\rho_a(r) . \quad (3.4)$$

Auch alle Linearkombinationen der Einteilchenwellenfunktionen sind eine Lösung des ungestörten Hamiltons.

Die große Bedeutung der Einteilchenwellenfunktionen besteht jedoch darin, daß es mit Ihnen möglich ist, Vielteilchenwellenfunktionen zu konstruieren, die folgende Bedingungen erfüllen:

- (1) wegen des Pauliprinzips müssen sie antisymmetrisch sein und
- (2) sie müssen definierten Gesamtdrehimpuls und Isospin besitzen.

Diese Bedingungen können z.B. mit der Slater-Determinante erreicht werden. Diese Vielteilchenwellenfunktionen werden als "reine" Zustände Φ_γ bezeichnet, die dann zur Lösung der vollständigen Schrödingergleichung als vollständige, orthogonale und normierte Basisvektoren benutzt werden können. Hier sind alle auftretenden Quantenzahlen (n, J, m_j, T, T_z) in dem Symbol γ zusammengefaßt.

Zur Bestimmung der Lösungen des Gesamthamiltons wird nun die Restwechselwirkung als kleine Störung behandelt und die Gesamtlösung mit Hilfe der Störungstheorie bestimmt.

Als Lösung erhält man

$$\mathbf{H}\Psi_\gamma = \mathbf{E}_\gamma\Psi_\gamma \quad (3.5)$$

mit

$$\Psi_\gamma = \sum_{k=1}^N a_k \Phi_k . \quad (3.6)$$

Die Restwechselwirkung des Gesamthamiltons verursacht also eine geringe Änderung der Zustände. Es besteht also die Möglichkeit, daß das Nukleon von einem Zustand in einen anderen gestreut wird. Der Koeffizient $|a_k|^2$ gibt dann an, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich das Nukleon im "reinen" Zustand Φ_k befindet. Durch Diagonalisierung des Gesamthamiltons ist es möglich diese Koeffizienten zu bestimmen, und damit die Schrödingergleichung zu lösen. Die Wahl der Restwechselwirkung bestimmt daher ganz entscheidend diese Lösungen.

Um die Frage zu klären, wie die Nukleonen am Übergang des Kerns vom Grundzustand $|\Psi_\gamma^i\rangle = |i\rangle$ nach $|\Psi_\gamma^f\rangle = |f\rangle$ teilnehmen, wird der elektromagnetische Übergangsoperator $O(X\lambda, q)$ (Gl. 2.19, 2.20) in Protonen- und Neutronenanteil, bzw. in isoskalaren und isovektoriellen Anteil zerlegt.

$$O(X\lambda, q) = \underbrace{O_P(X\lambda, q)}_{\text{Protonen}} + \underbrace{O_N(X\lambda, q)}_{\text{Neutronen}} = \underbrace{O_{is}(X\lambda, q)}_{\text{Isoskalare}} + \underbrace{O_{iv}(X\lambda, q)}_{\text{Isovektorieller Anteil}} . \quad (3.7)$$

Es ist nun möglich [13] diese Vielteilchenübergangsoperatoren in Einteilchenüber-

gangsoperatoren zu zerlegen:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_\gamma^f | O(X\lambda, q) | \Psi_\gamma^i \rangle &= \sum_{\rho_i, \rho_f} c_\alpha(\rho_i, \rho_f) \langle \rho_f | O_\alpha^1(X\lambda, q) | \rho_i \rangle \\ &+ \sum_{\rho_i, \rho_f} c_\beta(\rho_i, \rho_f) \langle \rho_f | O_\beta^1(X\lambda, q) | \rho_i \rangle . \end{aligned} \quad (3.8)$$

Hierbei bedeuten ρ^i bzw. ρ^f die Einteilchenschalen vor bzw. nach dem Übergang, (α, β) steht für (p, n) bzw. (is, iv) und $O_{\alpha, \beta}^1(X\lambda, q)$ für die entsprechenden Einteilchenübergangsoperatoren der Multipolarität λ mit $X = E, M$. Die Übergangskoeffizienten $c_{\alpha, \beta}(\rho_i, \rho_f)$ beinhalten die Diagonalisierungskoeffizienten a_k für die "reinen" Zustände und die Kopplungskonstanten der "reinen" Zustände mit den Einteilchenzuständen.

Mit der Kenntnis der Übergangsamplituden und den Einteilchenoperatoren [13], ist es möglich theoretische Formfaktoren und Übergangsstärken zu berechnen.

Die Qualität dieser Lösungen hängt ganz entscheidend von der Wahl der Restwechselwirkung und der Anzahl N der "reinen" Zustände, die durch die Rechnerkapazität limitiert ist, ab.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird nun auf verschiedene Restwechselwirkungen eingegangen und die Ergebnisse von Rechnungen des Schalenmodells OXBASH [15] vorgestellt.

3.2 Wechselwirkung von Zamick

Bereits in den 60-er Jahren wurden Schalenmodellrechnungen an Kernen der $0f_{7/2}$ -Schale durchgeführt [16] [17], die nach der Entdeckung der kollektiven $J^\pi = 1^{+-}$ -Anregung in ^{156}Gd bei $E_x = 3.075 \text{ MeV}$ Mitte der 80-ger Jahre [1] wieder an Bedeutung gewannen [4], [18].

Diese ersten Rechnungen basierten auf der Vorgabe eines inaktiven $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ -Rumpfes, so daß nur 2 Protonen und 6 Neutronen höher gelegene Schalen besetzen können. Um den Konfigurationraum möglichst klein zu halten, besetzten alle diese Nukleonen die energetisch tiefste $0f_{7/2}$ -Schale. Übergänge waren nur innerhalb dieser Schale möglich (Recoupling). Durch diese Konfigurationsbeschränkung ließ sich die Restwechselwirkung durch nur 8 Zweiteilchenmatrixelemente vollständig beschreiben, die aus dem experimentellen Spektrum von $^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$ bestimmt wurden.

Die Rechnung selbst wurde mit gequenchten g -Faktoren durchgeführt [17]

$$\begin{array}{lll} g_l = 1.1 & g_s = 3.9101 & \text{für Protonen} \\ g_l = -0.1 & g_s = -2.6783 & \text{für Neutronen .} \end{array}$$

In den Tabellen 3.1 bis 3.3 sind die Ergebnisse der Rechnung mit dieser Restwechselwirkung für M1-, E2- und M3-Übergänge dargestellt. Aufgetragen sind jeweils Anregungsenergie, B-Wert und die Änderung des Isospins. Bei den magnetischen Übergängen sind außerdem noch die Spinstärke und die Bahn-zu-Spin-Verhältnisse angegeben.

Tabelle 3.1: M1-Übergänge bei Recoupling für ^{48}Ti .

Energie (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(M\sigma)$ (μ_N^2)	$B(Ml)/B(M\sigma)$	ΔT
3.826	0.7434	0.1697	1.0930	0
7.666	0.1619	0.03695	1.0932	0
13.838	0.0239	0.005456	1.0929	1

Tabelle 3.2: Elektrische Quadrupolübergänge

Nr.	Energie (MeV)	$B(E2)$ $(e^2 fm^4)$	ΔT
1	1.217	300.3	0
2	2.021	36.4	0
3	3.966	1.66	0
4	5.398	0.28	0
5	6.703	0.017	0
6	7.002	0.699	0
7	8.863	0.183	0
8	11.704	0.0043	0

Tabelle 3.3: M3-Übergänge nach Zamick.

Energie (MeV)	$B(M3)$ $(\mu_N^2 fm^4)$	$B(M\sigma)$ $(\mu_N^2 fm^4)$	$B(Ml)/B(M\sigma)$	ΔT
3.010	379.6	258.2	0.04516	0
5.291	98.96	21.60	1.3006	0
6.069	1108.	753.7	0.0451	0
7.023	77.1	52.48	0.04514	0
9.045	23.9	5.236	1.2915	0
9.960	46.5	31.63	0.04515	0

Abbildung 3.1 zeigt noch einmal die Stärkeverteilung dieser Anregungen im Energiebereich von 1–8 MeV. Gut zu erkennen ist, daß diese Restwechselwirkung mit ihrem sehr stark eingeschränkten Konfigurationsraum eine Konzentration der Stärke in nur wenige Zustände bewirkt. Jede Multipolarität hat nur einen dominierenden Übergang, in dem über der Hälfte der gesamten Stärke konzentriert ist.

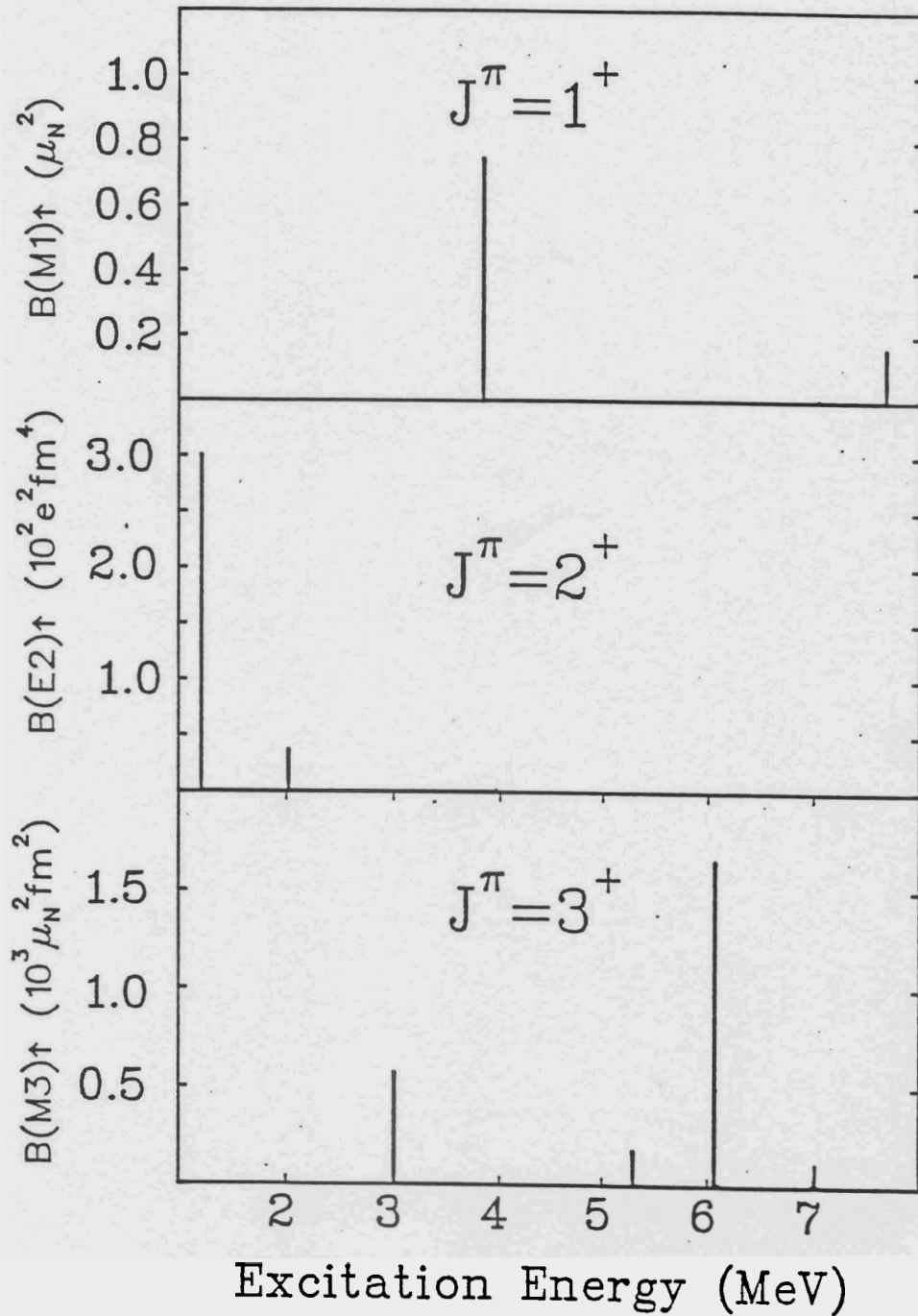


Abb. 3.1: Theoretische Stärkeverteilung der ersten drei Multipolaritäten in ^{48}Ti .

Die Schalenmodellrechnungen liefern weiterhin die Übergangsamplituden, die es möglich machen, Formfaktoren zu berechnen. Diese Formfaktoren werden durch einen multiplikativen Faktor an die Meßpunkte angepaßt, und man ist damit in der Lage, Multipolarität und Übergangsstärke des Übergangs zu bestimmen.

Abbildung 3.2 zeigt die Formfaktoren der jeweils stärksten Übergänge der einzelnen Multipolaritäten. Der Formfaktor des E2- bzw. M3-Übergangs wurden multiplikativ auf die Höhe des $J^\pi = 1^+$ -Formfaktors skaliert.

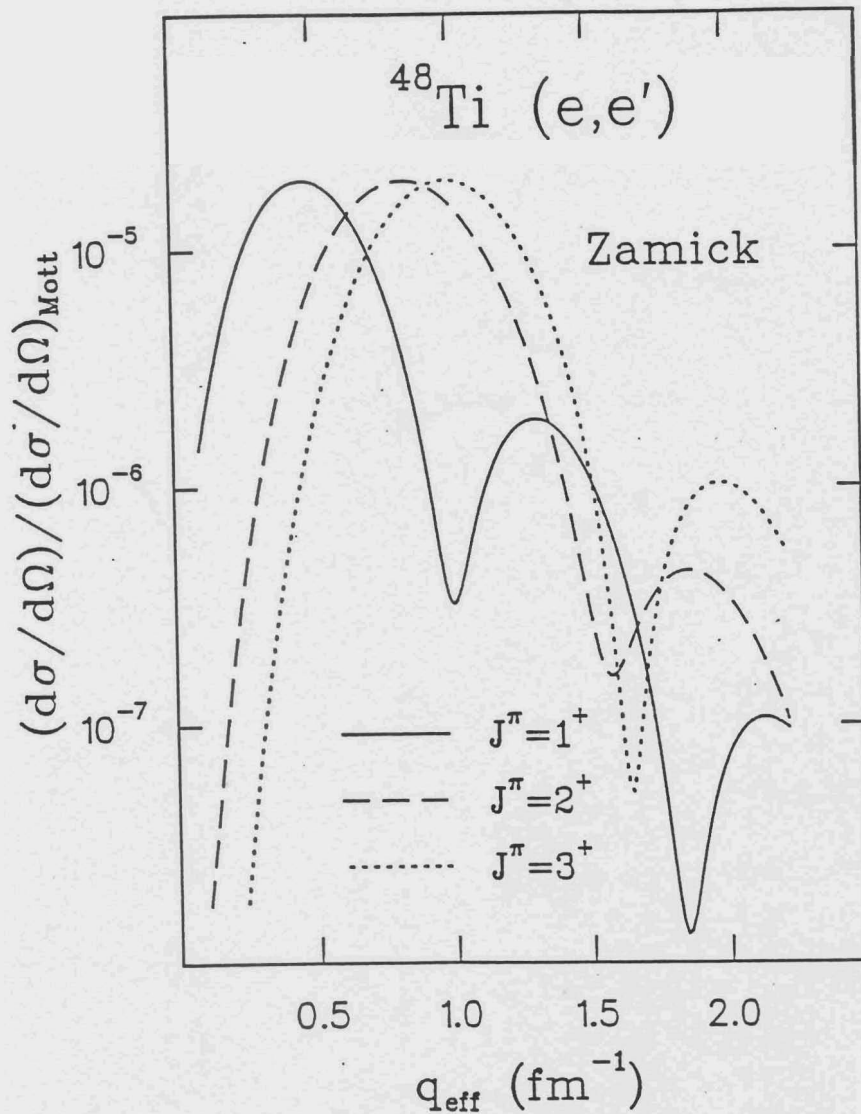


Abb. 3.2: Formfaktoren der ersten drei Multipolaritäten für die Recoupling-Übergänge nach Zamick. Der E2- bzw. M3-Formfaktor sind auf die Höhe des M1-Formfaktors skaliert.

Im Jahre 1987 veröffentlichten H. Liu und L. Zamick [19] ihre Untersuchungen über das Verhalten von Schalenmodellrechnungen bei Vergrößerung des Konfigurationsraums. Sie verglichen die oben vorgestellten Recouplingrechnungen innerhalb der $0f_{7/2}$ -Schale mit Rechnungen im gesamten fp-Schalenraum (d.h. $0f_{7/2}$ -, $0f_{5/2}$ -, $1p_{3/2}$ - und $1p_{1/2}$ -Schale). Für diese Rechnungen wurde ebenfalls das Programm OXBASH [15] benutzt. Die ausgewählte Restwechselwirkung war die FPY-Restwechselwirkung (vergl. Kap. 3.4). Die Zahl der aktiven Nukleonen wurde variiert.

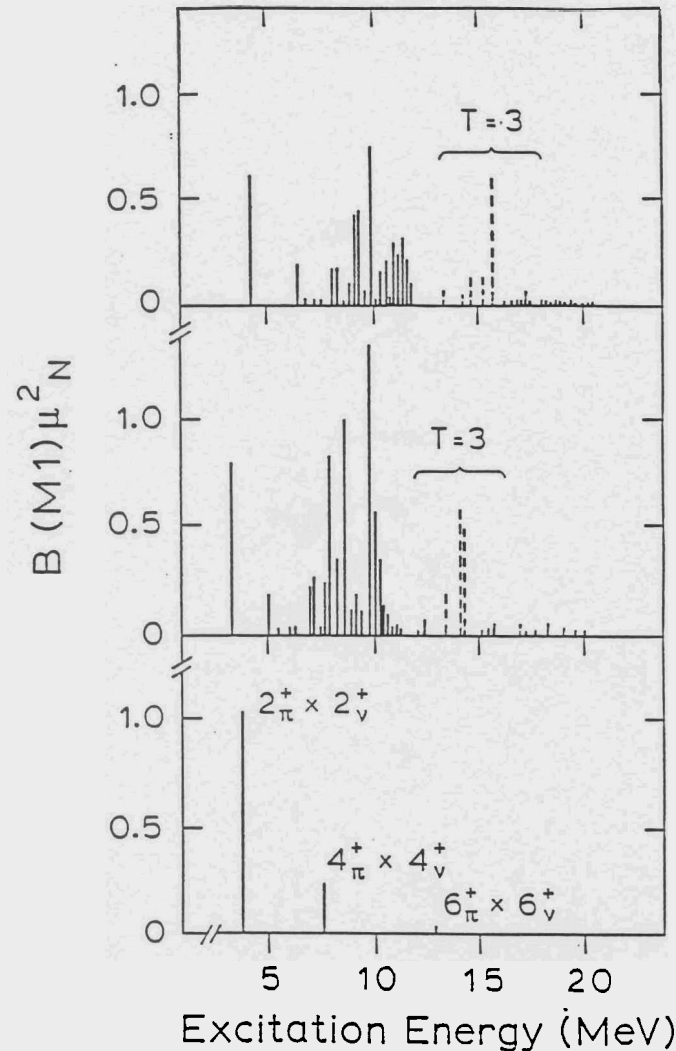


Abb. 3.3: B(M1)-Stärke über der Anregungsenergie für ^{48}Ti . Die untere Darstellung beschreibt die $(0f_{7/2}^8)_-$, die mittlere der $(0f_{7/2}^7)(j')$ - und die obere die $(0f_{7/2}^6)(j')(j'')$ -Konfiguration. Dabei steht $(j'),(j'')$ für die $0f_{5/2}$ -, $1p_{3/2}$ - oder die $1p_{1/2}$ -Schale. Gestrichelte Linien sind Zustände des Isospins $T=3$.

In Abb. 3.3 ist im unteren Teil die schon bekannte M1-Stärkeverteilung bei Recoupling zu erkennen.

Im mittleren Teil wird nun der gesamte fp-Schalenraum derart genutzt, daß nur ein Teilchen sich außerhalb der $0f_{7/2}$ -Schale aufhalten darf. Deutlich ist eine starke Frag-

mentierung der Stärke zu erkennen. Es gibt 2 Bereiche ; bei ca. 3.8 MeV befindet sich ein starker M1-Übergang, dem sich ihm ein Bereich mit vielen (spindominanten) Übergängen anschließt.

Im oberen Teil der Abbildung schließlich wurde mit zwei aktiven Nukleonen außerhalb der $0f_{7/2}$ -Schale gerechnet. Es zeigt sich, daß der tiefstliegende Zustand sowohl in der Energielage, als auch in der Stärke weitestgehend erhalten bleibt. Im Bereich oberhalb 5 MeV erfolgt eine noch stärkere Aufspaltung der Stärke. Gegenüber der $(0f_{7/2}^7)(j')$ -Konfiguration ergibt sich jedoch eine kleinere Summenstärke.

Darüberhinaus ist in den zwei oberen Abbildungen eine Zunahme der Übergangsstärke und eine deutliche Fragmentierung bei den T=3-Zuständen zu erkennen (gestrichelte Linien).

3.3 Mooy-Wechselwirkung

Eine weitere Wechselwirkung stammt von R.B.M. Mooy und P.W.M. Claudemans [20], die sich in Schalenmodellrechnungen an Kernen der Massenzahl $A=52-60$ bewährt hat.

Diese Restwechselwirkung beruht hauptsächlich auf den Matrixelementen von Kuo-Brown [21], denen noch Matrixelemente der Surface-Delta-Interaktion [13] beigelegt sind. Diese Matrixelemente und auch die Einteilchenenergien wurden noch multiplikativ an über 140 experimentelle Daten von Kernen dieser Massenregion angepasst.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe dieser Restwechselwirkung das Spektrum der magnetischen Dipol- und der elektrischen Quadrupolanregungen berechnet. Als eine Einschränkung, die aus Gründen der Rechnerkapazität vorgenommen werden mußte, wurden nur zwei aktive Nukleonen angenommen. Der verwendete Konfigurationsraum war also der $(0f_{7/2})(j')(j'')$ -Raum. Hierbei kann (j') bzw. (j'') wieder die $(0f_{5/2})$, $(1p_{3/2})$ oder die $(1p_{1/2})$ -Schale sein.

Bei dieser Restwechselwirkung wurden keine gequenchten g -Faktoren verwendet, da die berechnete Stärke die experimentellen Ergebnisse schon gut beschreibt.

Tabelle 3.4 gibt die Anregungsenergie, die Gesamtstärke, die Spinstärke, das Bahn-zu-Spin-Verhältnis, sowie die Art der Interferenz von Bahn- und Spinterm an (konstruktive oder destruktive Interferenz).

Tabelle 3.4: M1-Übergänge mit der Mooy-Wechselwirkung.

Energie (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(M\sigma)$ (μ_N^2)	$B(M1)/B(M\sigma)$	Interferenz
4.758	0.3571	0.0978	0.829	kon.
6.587	0.0142	0.0704	2.103	des.
6.703	0.1467	0.0434	0.702	kon.
6.955	0.2182	0.0511	1.149	kon.
7.320	0.0503	0.0109	1.448	kon.
7.590	0.1185	0.0684	0.100	kon.
8.154	0.0086	0.0054	0.068	kon.
8.226	0.7898	0.5310	0.048	kon.
8.623	0.0166	0.0098	0.091	kon.
8.728	0.5125	0.2234	0.232	kon.

Tabelle 3.5 gibt das theoretische Quadrupolspektrum von ^{48}Ti an. Angegeben sind Anregungsenergie und Gesamtstärke $B(E2) \uparrow$ des jeweiligen Übergangs.

Tabelle 3.5: E2-Übergänge nach Mooy

Nr.	Energie (MeV)	$B(E2)$ ($e^2 fm^4$)
1	1.529	$0.674 \cdot 10^3$
2	2.911	$0.838 \cdot 10^1$
3	4.338	$0.327 \cdot 10^1$
4	4.892	$0.656 \cdot 10^2$
5	5.718	0.6353
6	5.910	$0.7004 \cdot 10^1$
7	6.363	$0.537 \cdot 10^2$
8	6.577	$0.217 \cdot 10^2$
9	7.182	0.858

In Abb. 3.4 sind die Spektren dieser beiden Multipolaritäten dargestellt.

Der obere Teil zeigt das theoretische Spektrum der M1-Übergänge in ^{48}Ti . Deutlich ist wieder ein starker, niedrigliegender Zustand bei 4.75 MeV zu sehen. Auf ihn folgt ein Bereich, der keine M1-Anregungen zeigt, bis schließlich oberhalb von 6.5 MeV wieder eine fragmentierte Stärkeverteilung folgt.

Im unteren Spektrum, der Stärkeverteilung elektrischer Quadrupolanregungen finden sich eine niedrigliegende sehr starke Anregungen bei 1.529 MeV, die den Großteil der gesamte Stärke beinhaltet.

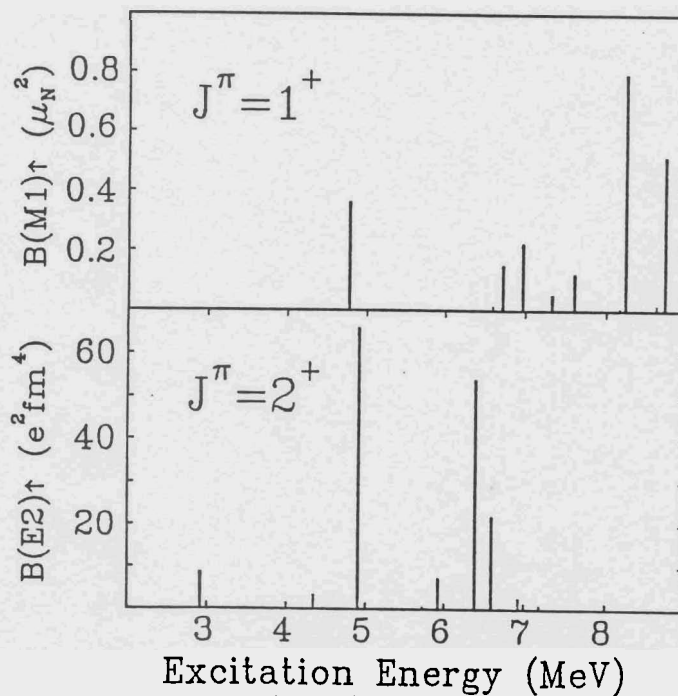


Abb. 3.4: Theoretische M1- bzw. E2-Übergänge in ^{48}Ti , berechnet mit der Mooy-Wechselwirkung

In Abb. 3.5 sind der M1- und E2-Formfaktor dieser Restwechselwirkung über q_{eff} aufgetragen. Hierbei stellt der M1-Formfaktor den Übergang bei $E_x = 8.226 \text{ MeV}$ und der E2-Formfaktor den Übergang bei $E_x = 6.577 \text{ MeV}$ dar.

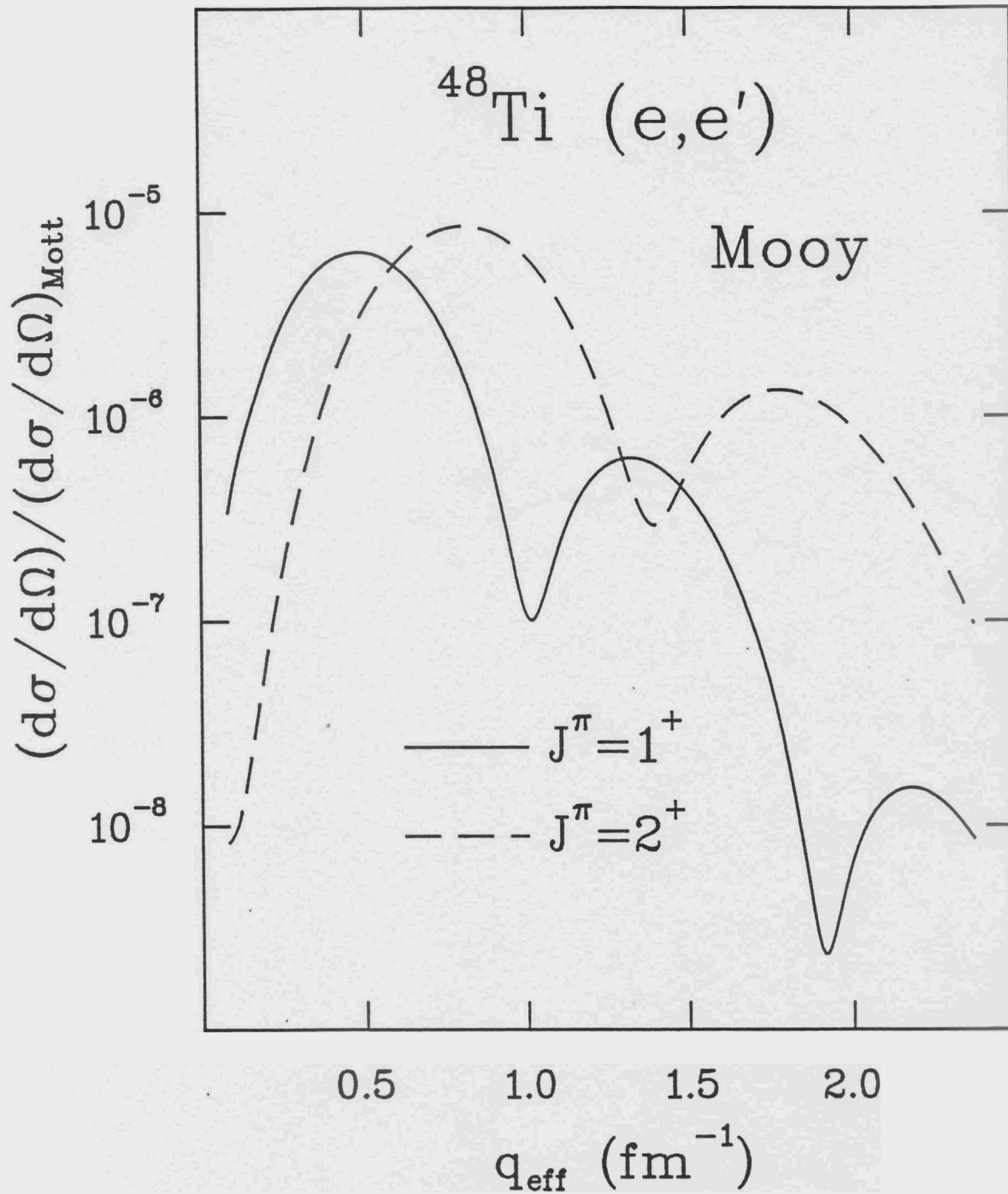


Abb. 3.5: Theoretische M1- bzw. E2-Formfaktoren nach Mooy; der E2-Formfaktor ist in der Höhe auf den M1-Formfaktor normiert.

3.4 FPY-Wechselwirkung

Anfang der 80-er Jahre führten A.Yokoyama und H. Horie systematische Untersuchungen an Isotonen der Nukleonenzahl $N=27$ und $N=28$ durch. Sie entwickelten dazu eine Restwechselwirkung, die im gesamten fp-Schalenraum wirkt [22].

Zur Definition dieser Restwechselwirkung waren 4 Einteilchen- und 60 Zweiteilchenmatrixelemente zu bestimmen.

Dazu wurden die acht für die Bindungs- und Anregungsenergien dominierenden Matrixelemente ($\langle 0f_{7/2}^2 | H^{(1)} | 0f_{7/2}^2 \rangle$) nicht näher klassifiziert, sondern als freie Parameter behandelt. Für die restlichen Matrixelemente wurde die Restwechselwirkung durch phänomenologische Potentiale parametrisiert. Diese Potentiale waren eine Überlagerung der zentralen δ -, Yukawa- und Monopolfunktion. Unberücksichtigt blieben nichtzentrale Anteile. Durch Anpassen dieser Parameter an 72 experimentelle Daten von Kernen der Region $N=27,28$ wurden damit die Matrixelemente festgelegt.

Die Rechnung an ^{48}Ti wurde erneut mit nur zwei aktiven Nukleonen durchgeführt. Es wurde wiederum mit freien g -Faktoren gerechnet. In Tabelle 3.6 stehen die Ergebnisse der Rechnungen mit dieser Restwechselwirkung für M1-Übergänge. Aufgetragen ist wieder Anregungsenergie, $B(M1)$ -Wert, Spinstärke, Bahn-zu-Spin-Verhältnis und die Art der Interferenz zwischen Spin- und Bahnstärke (konstruktive bzw. destruktive Interferenz).

Tabelle 3.6: Theoretische M1-Übergänge mit FPY-Wechselwirkung.

Energie (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(M\sigma)$ (μ_N^2)	$B(Ml)/B(M\sigma)$	Interferenz
4.446	0.5990	0.1617	0.854	kon.
6.570	0.2131	0.1207	0.108	kon.
6.876	0.0110	0.0040	0.421	kon.
7.384	0.0079	0.0020	0.938	kon.
7.571	0.0130	0.0027	1.359	kon.
8.168	0.1643	0.0422	0.945	kon.
8.409	0.2110	0.1982	0.001	kon.
8.740	0.0170	0.0272	3.207	des.
8.946	0.0500	0.0122	1.053	kon.
9.240	0.3993	0.4232	3.662	des.

In Tabelle 3.7 bzw. Tabelle 3.8 sind die entsprechenden Ergebnisse für E2- und M3-Anregungen aufgelistet.

Tabelle 3.7: E2-Anregungen mit der FPY-Wechselwirkung

Nr.	Energie (MeV)	$B(E2)$ ($e^2 fm^4$)
1	1.424	565.7
2	2.563	4.770
3	4.317	2.989
4	4.990	106.6
5	5.922	51.8
6	6.354	73.79
7	6.730	8.592
8	7.038	25.98
9	7.217	0.2943
10	7.534	1.539

Tabelle 3.8: M3-Anregungen mit der FPY-Wechselwirkung

Energie (MeV)	$B(M3)$ ($\mu_N^2 fm^4$)	$B(M\sigma)$ ($\mu_N^2 fm^4$)	$B(M1)/B(M\sigma)$	Inter- ferenz
4.850	$0.2678 \cdot 10^3$	185.8	0.0402	kon.
6.609	$0.2013 \cdot 10^4$	1022.0	0.1627	kon.
6.871	$0.3842 \cdot 10^4$	1963.0	0.1592	kon.
7.091	$0.3536 \cdot 10^4$	3079.0	0.0051	kon.
7.538	$0.8749 \cdot 10^3$	332.7	0.3874	kon.
7.956	$0.9650 \cdot 10^3$	968.5	3.9927	des.
8.083	$0.8490 \cdot 10^3$	1139.0	3.4721	des.
8.232	$0.1721 \cdot 10^4$	1759.0	3.9566	des.
8.477	$0.1210 \cdot 10^4$	1145.0	0.0007	kon.
8.603	$0.2376 \cdot 10^4$	2499.0	3.9009	des.

In Abb. 3.6 sind die Ergebnisse der Schalenmodellrechnungen mit der FPY-Wechselwirkung graphisch dargestellt. Wiederum ist bei den $J^\pi = 1^+$ -Übergängen eine niedrigliegende starke Anregung zu erkennen. Diese hat bei konstruktiver Interferenz von Bahn- und Spinanteil der Stärke ein großes Bahn-zu-Spin-Verhältnis. Nach einer Energielücke folgt wieder ein Bereich kleinerer, stark fragmentierter Anregungen, die wiederum spindominant sind.

Auch bei den E2-Anregungen gibt es einen niedrigliegenden Zustand, der stark angeregt wird. In ihm ist fast die Hälfte der gesamten elektrischen Quadrupolstärke konzentriert.

Bei den M3-Anregungen erfolgt nun im Gegensatz zu den bisherigen Rechnungen eine starke Fragmentierung in mehrere fast gleich starke Zustände.

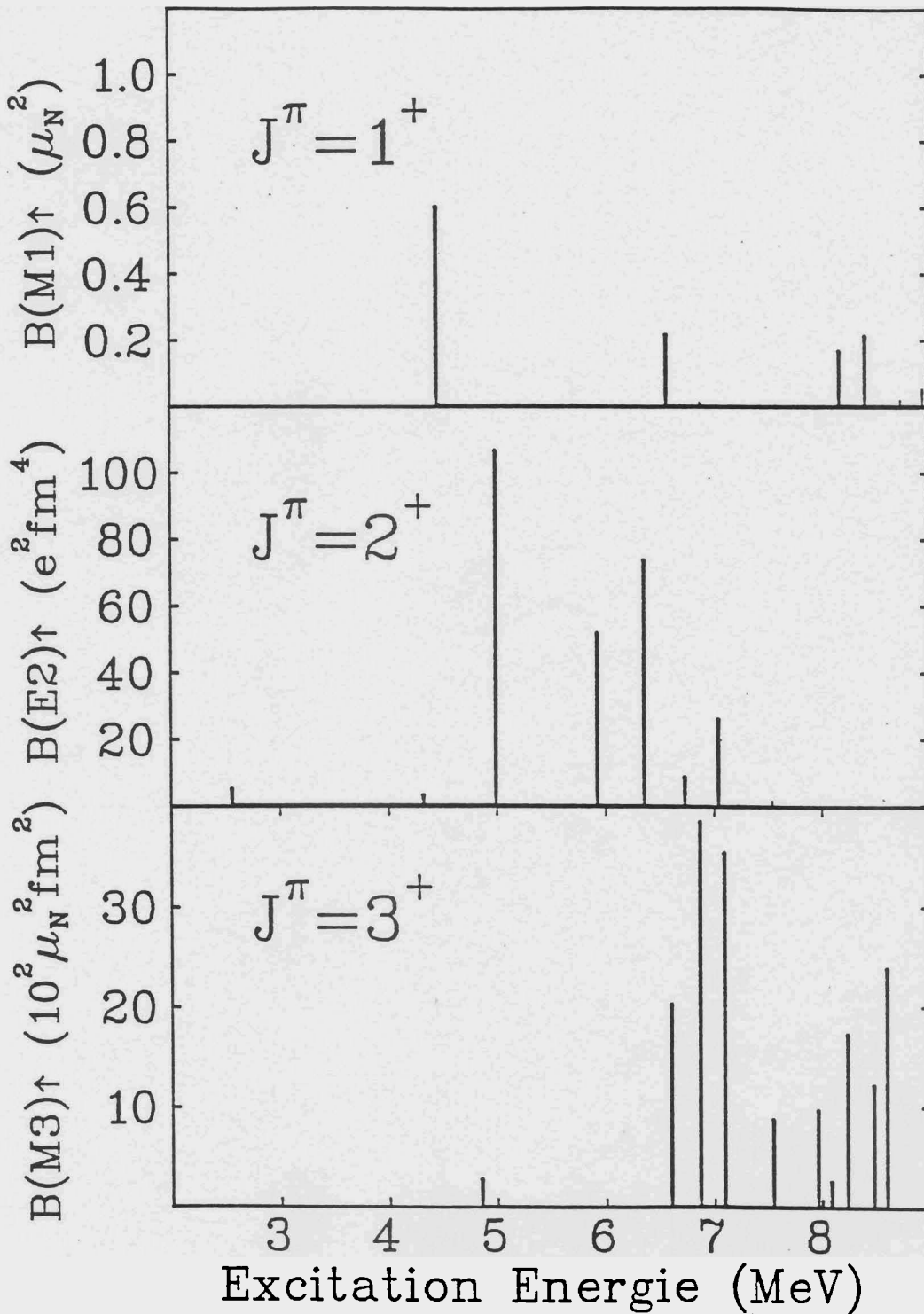


Abb. 3.6: Anregungen der ersten drei geraden Multipolanregungen in ^{48}Ti . Es wurde die FPY-Wechselwirkung mit freien g-Faktoren verwendet.

Die Abb. 3.7 zeigt typische FPY-Formfaktoren der drei berechneten Multipolaritäten. Der M1-Formfaktor vermittelt den Übergang bei 8.168 MeV dar. Der Übergang bei 4.498 MeV wurde zur Bestimmung des E2-Formfaktors benutzt. Der M3-Formfaktor resultiert aus dem Übergang bei 2.688 MeV.

In dieser Darstellung wurden M1- und E2-Formfaktor in der Höhe auf den M3-Formfaktor skaliert.

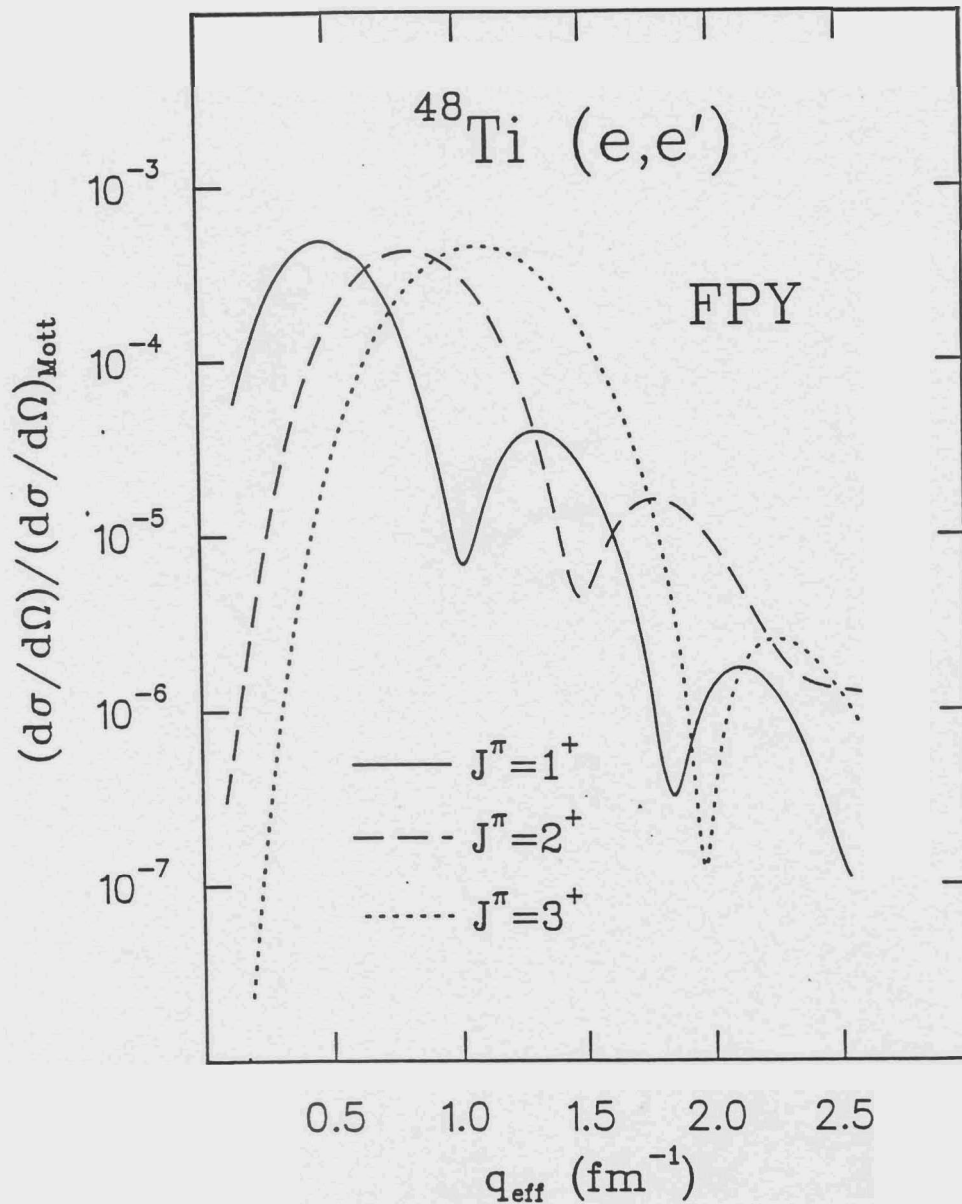


Abb. 3.7: M1-, E2- und M3-Formfaktoren von ^{48}Ti , bestimmt aus Schalenmodellrechnungen mit der FPY-Wechselwirkung. Der M1- und E2-Formfaktor wurden auf den M3-Wert normiert.

3.5 FPVH-Wechselwirkung

Im Jahre 1981 wurden weitere ausführliche Schalenmodellrechnungen an Kernen der Massenregion $A=52-55$ veröffentlicht [23]. Hierbei stellte wiederum die gesamte fp-Schale ($0f_{7/2}^-$, $0f_{5/2}^-$, $1p_{3/2}^-$, $1p_{1/2}^-$ -Unterschale) den benutzten Konfigurationraum dar. Die Restwechselwirkung wurde also erneut durch 60 Zweiteilchen- und 4 Einteilchenmatrixelemente vollständig bestimmt.

Die Einteilchenenergien wurden aus experimentellen Daten der Ca- und Ni-Isotope empirisch ermittelt. Die acht $\langle 0f_{7/2}^2 | H^{(1)} | 0f_{7/2}^2 \rangle$ -Matrixelemente wurden durch eine Anpassung an 36 Anregungsenergien der Massenregion $A=52-56$ festgelegt. Die restlichen Matrixelemente wurden von Styczen et al. [24] übernommen.

Die Matrixelemente, die nur innerhalb des ($0f_{5/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$)-Unterraumes wirken, wurden jedoch durch die Matrixelemente von J.F.A. van Hienen, W. Chung und B.H. Wildenthal ersetzt [25]. Diese Matrixelemente sind Schalenmodellrechnungen an den Zn-Isotopen $A=62-68$ entnommen worden.

Im Rahmen dieser Rechnungen wurde nur 1 aktives Nukleon über dem ^{40}Ca -Core zugelassen. Es wurden wieder freie g-Faktoren und freie Ladungen verwendet. In Tab. 3.9 werden die Ergebnisse der Schalenmodellrechnung für M1-Übergänge aufgelistet. Angegeben sind Anregungsenergie, Gesamtstärke, Spinstärke, Spin-zu-Bahn-Verhältnis und die Art der Interferenz zwischen Bahn- und Spinanteil. In Tabelle 3.10 bzw. 3.11 sind theoretische Anregungsenergie und Übergangsstärke der E2- bzw. M3-Anregungen in ^{48}Ti zu sehen.

Tabelle 3.9: M1-Übergänge mit der FPVH-Wechselwirkung

Energie (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(M\sigma)$ (μ_N^2)	$B(Ml)/B(M\sigma)$	Inter- ferenz
3.734	0.9339	0.2648	0.7707	kon.
5.432	0.4587	0.3400	0.0281	kon.
5.588	0.4077	0.05865	2.6783	kon.
6.199	0.2470	0.1856	0.0231	kon.
6.531	0.3710	0.2387	0.0021	kon.
7.061	0.9716	0.8887	0.0152	kon.
7.382	0.6181	0.4881	3.0598	kon.
7.503	0.02764	0.0492	3.2805	des.
7.773	0.2190	0.3328	3.4543	des.
7.927	0.4580	0.6213	0.854	des.

Tabelle 3.10: E2-Anregungen mit der FPVH-Wechselwirkung

Nr.	Energie (MeV)	$B(E2)$ ($e^2 fm^4$)
1	0.939	639.0
2	2.188	0.160
3	3.378	0.489
4	4.499	81.05
5	5.116	17.86
6	5.152	13.13
7	5.863	25.04
8	6.043	4.500
9	6.677	4.500

Tabelle 3.11: M3-Anregungen mit der FPVH-Wechselwirkung

Energie (MeV)	$B(M3)$ ($\mu_N^2 fm^4$)	$B(M\sigma)$ ($\mu_N^2 fm^4$)	$B(Ml)/B(M\sigma)$	Inter- ferenz
2.946	$0.8647 \cdot 10^4$	37.06	14.671	kon.
4.657	$0.1005 \cdot 10^5$	5748.0	0.1055	kon.
4.991	$0.2126 \cdot 10^4$	1179.0	0.1175	kon.
5.007	$0.4816 \cdot 10^4$	4912.0	3.9608	des.
5.607	$0.6022 \cdot 10^4$	4800.0	0.0144	kon.
5.805	$0.7480 \cdot 10^2$	370.4	2.1007	des.
5.906	$0.6600 \cdot 10^3$	978.5	3.3171	des.
6.170	$0.6250 \cdot 10^3$	549.2	0.0045	kon.
6.560	$0.7181 \cdot 10^4$	6927.0	0.0002	kon.
6.786	$0.1957 \cdot 10^4$	2195.0	3.7800	des.

In Abb. 3.8 sind die Ergebnisse der FPVH-Rechnungen noch einmal graphisch dargestellt. Bei der Stärkeverteilung der $J^\pi = 1^+$ -Anregungen gibt es wieder einen niedrigliegenden M1, der erneut einen großen Bahnanteil besitzt. Erneut gibt es von 4–5.5 MeV eine "Anregungslücke". Dann folgt wieder, wie auch bei der Mooy- und FPY-Wechselwirkung ein Bereich konzentriert liegender Zustände. Doch liegt dieser Bereich nun energetisch tiefer als bei den vorhergehenden Theorien. In diesem Bereich findet sich wieder ein sehr starker Zustand, der in dieser Deutlichkeit in den anderen Theorien noch nicht aufgetaucht war. Auch ist hier nicht eine grundsätzliche Erniedrigung der Bahn-zu-Spin-Verhältnisse (bei konstruktiver Interferenz) zu beobachten. So ist z.B. der dritte Zustand bei $E_x = 5.58 MeV$ eine stark bahndominante Anregung, die in diesem Energiebereich von sonst keiner Theorie vorhergesagt wird. Tatsächlich findet sich im Experiment ein solcher Zustand bei 5.640 MeV.

Die E2-Anregungen zeigen dagegen nur einen dominierenden Zustand bei $0.939 MeV$, der den Großteil der Übergangstärke beinhaltet.

Die M3-Stärkeverteilung ist gegenüber der FPY-Theorie nun um ca. 2 MeV in Richtung niedriger Anregungsenergie verschoben. Es werden wiederum mehrere Anregungen vergleichbarer Stärke zu vorausgesagt.

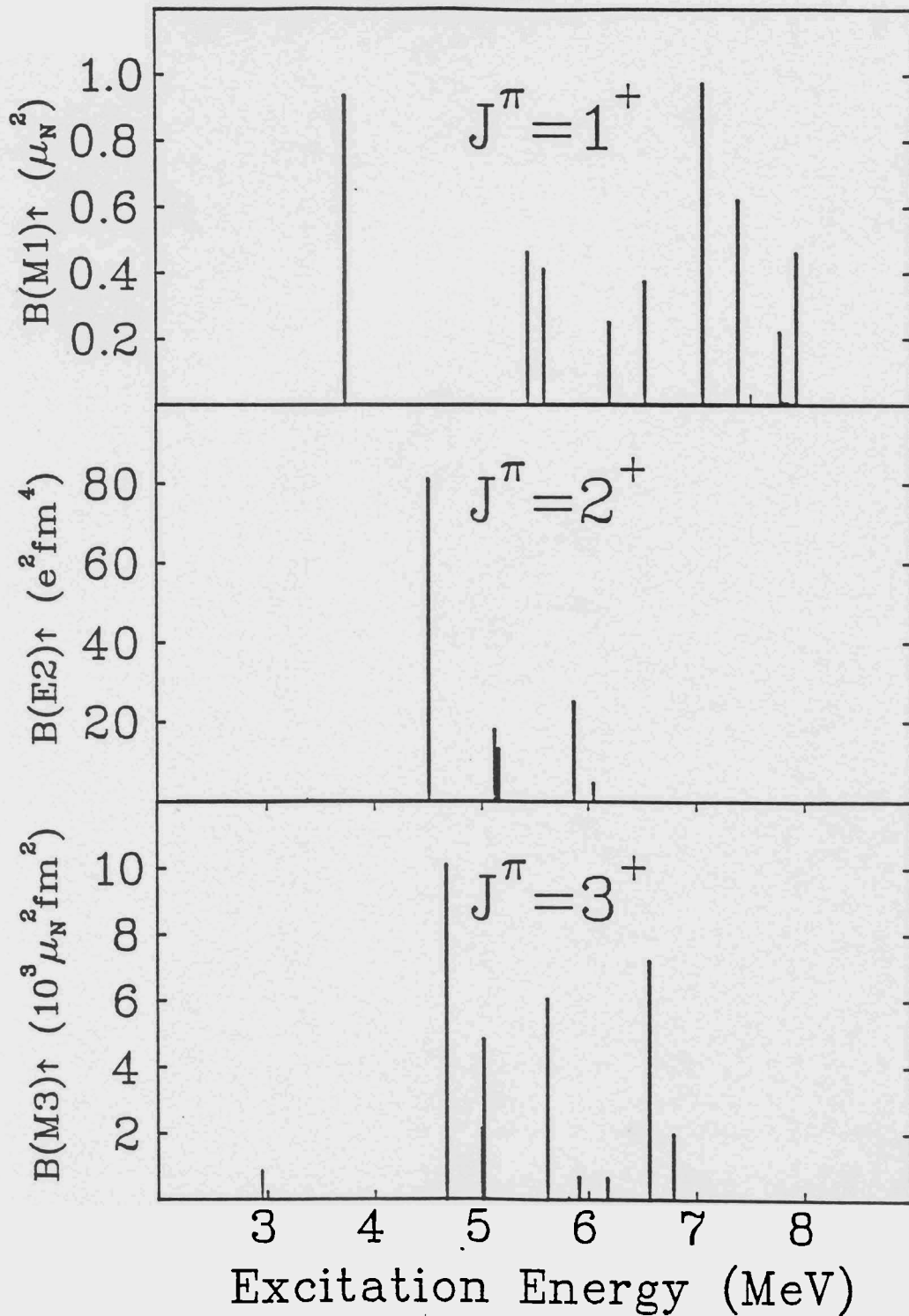


Abb. 3.8: Theoretische Stärkeverteilung der ersten drei Multipolaritäten in ^{48}Ti . Diese Verteilung ergibt sich aus Schalenmodellrechnungen mit der FPVH-Wechselwirkung.

In Abb. 3.9 werden jeweils ein Formfaktor dieser drei Multipolaritäten dargestellt. Der E2- und M3-Formfaktor sind wieder in der Höhe auf den M1-Formfaktor normiert. Der M1-Formfaktor ergibt sich aus dem Übergang bei 7.061 MeV, der E2- aus der Anregung bei 4.479 MeV und der M3-Formfaktor resultiert aus dem Übergang bei 6.560 MeV. Wiederum unterscheiden sich die Formfaktoren der verschiedenen Übergänge gleicher Multipolarität in der Form kaum.

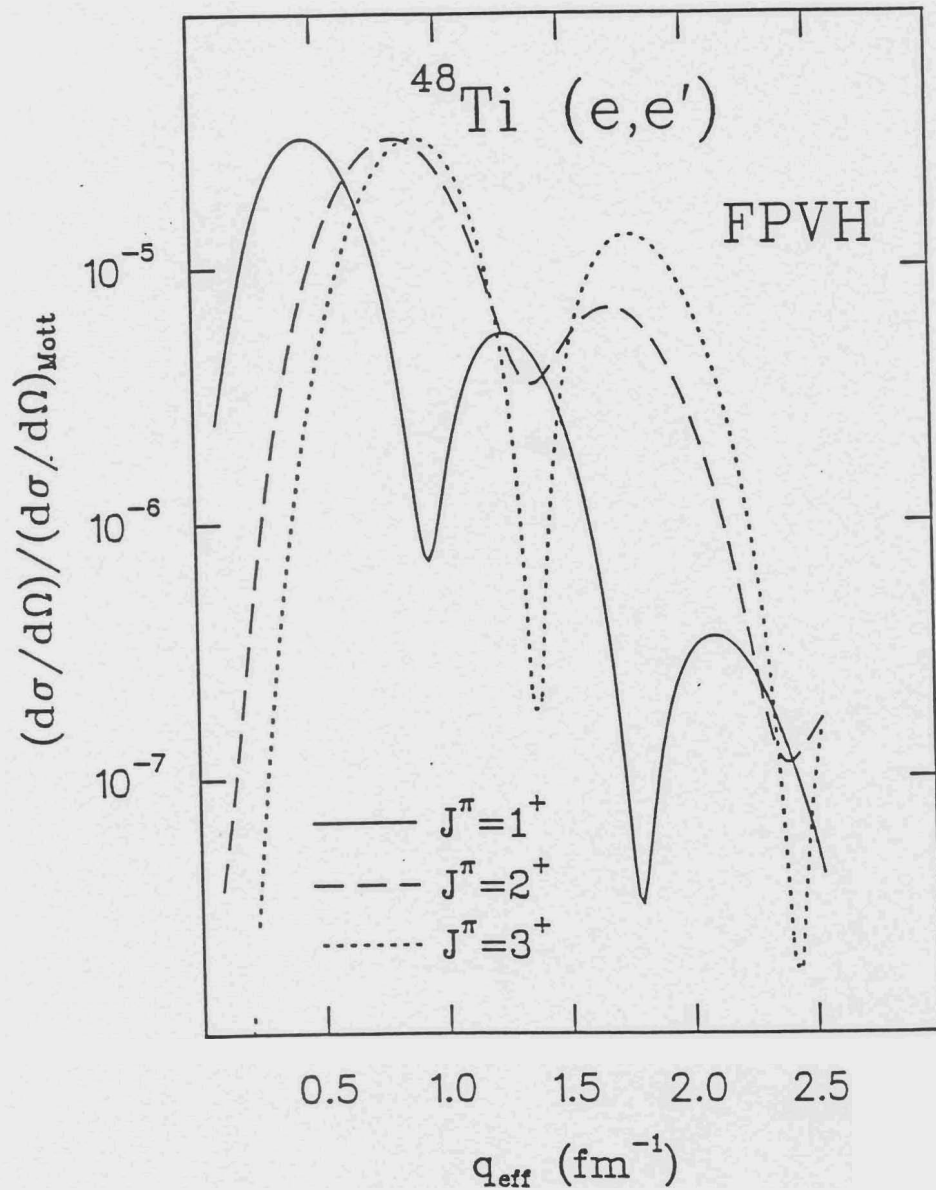


Abb. 3.9: Formfaktoren, aufgetragen über q_{eff} für die drei M1-, E2- und M3-Übergänge, bestimmt mit der FPVH-Wechselwirkung. Der E2- und M3-Formfaktor sind in der Höhe auf den M1-Wert skaliert.

Folgerungen aus den Formfaktor-Verläufen

Bei allen M1-Formfaktorenverläufen ist das erste Maximum zwischen $q_{eff} = 0.3$ und 0.6 fm^{-1} . Die kinematischen Bedingungen bei der Messung von $J^\pi = 1^+$ -Übergängen sollten also entsprechend gewählt werden. Da bei dem Darmstädter Beschleuniger Einschußenergien von maximal 70 MeV zur Verfügung stehen, wurden zur Bestimmung dieser Übergänge Rückwärtswinkel zum Nachweis der gestreuten Elektronen gewählt. Dies bietet nach Gl. 2.14 auch den Vorteil, daß die longitudinalen elektrischen Übergänge stark unterdrückt auftreten.

Anders verhält es sich bei den Übergängen höherer Multipolarität. Hier liegt das Maximum des Formfaktors um $q_{eff} = 1 \text{ fm}^{-1}$, so daß hier Messungen mit höherer Einschußenergie zur Identifikation dieser Anregung notwendig wurden. Messungen in Amsterdam bis zu einer Einschußenergie von 210 MeV erlaubten den Nachweis bis zu einer Multipolaritäten $\lambda = 3$. Auch hier wurde ein Rückwärtswinkel gewählt, um die transversalen Anteile hervorzuheben.

Die Identifikation der Übergänge und die Bestimmung der Übergangsstärke erfolgt durch multiplikative Anpassung der theoretischen Formfaktoren an die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte.

3.6 Modellunabhängige Auswertung

Im bisherigen dritten Kapitel wurde aufgezeigt, wie man durch Vergleich der gemessenen Formfaktoren mit den aus theoretischen Modellen gewonnenen Formfaktoren Multipolarität und Stärke eines Übergangs bestimmen kann. Diese Methode der Auswertung ist wegen der Annahmen zur Formfaktorbestimmung modellabhängig. Die Darstellung einer weiteren Möglichkeit zur Auswertung, die modellunabhängig ist, soll nun das Ziel dieses Abschnitts sein.

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt bei (e,e')-Experimenten in einen differentiellen Wirkungsquerschnitt für Multipolanregungen zerlegt werden kann:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{PWBA} = \underbrace{\sum_{\lambda} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda}}_{\text{elektrische -}} + \underbrace{\sum_{\lambda} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda}}_{\text{magnetische Übergänge}} \quad (3.9)$$

Nach [8] und [26] gilt

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} = & \frac{\alpha^2 a_{\lambda} q^{2\lambda}}{k_0^2} \left[\frac{\lambda}{\lambda+1} B(C\lambda, q, |i\rangle \rightarrow |f\rangle) V_L(\theta) \right. \\ & \left. + B(E\lambda, q, |i\rangle \rightarrow |f\rangle) V_T(\theta) \right] f_{rec} \end{aligned} \quad (3.10)$$

für elektrische Übergänge und

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} = \frac{\alpha^2 a_{\lambda} q^{2\lambda}}{k_0^2} B(M\lambda, q, |i\rangle \rightarrow |f\rangle) V_T(\theta) \quad (3.11)$$

für die magnetischen Multipolübergänge.

Es bedeuten:

$$a_{\lambda} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\lambda+1}{\lambda} \frac{1}{((2\lambda+1)!!)^2}$$

f_{rec} Rückstoßfaktor,

λ Multipolarität des Übergangs,

α Feinstrukturkonstante,

θ Streuwinkel der Elektronen,

M_T Kernmasse des Targets,

q Impulsübertrag an den Kern,

$$k = E_x / \hbar c,$$

$$k_0 = E_0/\hbar c,$$

E_0 Einschubenergie der Elektronen und

E_x Anregungsenergie des Targetkerns.

Der gesamte differentielle Wirkungsquerschnitt setzt sich aus einem longitudinalem elektrischen ($B(C\lambda, q)$), einem transversalem elektrischen ($B(E\lambda, q)$) sowie einem transversal magnetischen ($B(M\lambda, q)$)-Anteil zusammen, deren Abhängigkeit vom Streuwinkel θ durch die Funktionen $V_L(\theta)$ bzw. $V_T(\theta)$ gegeben sind. Bei genügend hoher Einschubenergie $E_0 \gg m_e c^2$ gilt dann:

$$V_L(\theta) = \frac{1}{2} \frac{1 + \cos\theta}{(y - \cos\theta)^2} \quad \textit{longitudinal} \quad (3.12)$$

$$V_T(\theta) = \frac{1}{4} \frac{2y + 1 - \cos\theta}{(1 - \cos\theta)(y - \cos\theta)} \quad \textit{transversal} \quad (3.13)$$

mit

$$y = 1 + \frac{E_x^2}{2E_0(E_0 - E_x)}. \quad (3.14)$$

Für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten gilt nach [27]:

$$B(C\lambda, q) = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega) \rho(r) d^3r \quad (3.15)$$

$$B(E\lambda, q) = \frac{2}{2J_i + 1} \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int [\vec{\nabla} \times j_\lambda(qr) Y_{\lambda\lambda}^\mu(\Omega) j(r)] d^3r \quad (3.16)$$

$$B(M\lambda, q) = \frac{2}{J_i + 1} \frac{(\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int [j_\lambda(qr) Y_{\lambda\lambda}^\mu(\Omega) j(r) + (\vec{\nabla} \times j_\lambda(qr) Y_{\lambda\lambda}^\mu(\omega)) j(r)] d^3r \quad (3.17)$$

Werden nur Messungen bei kleinem Impulsübertrag ($qr \leq 1$) berücksichtigt, dann kann die Besselfunktion nach Potenzen von (qr) entwickelt werden, und man erhält dann:

$$\sqrt{\frac{B(C\lambda, q)}{B(C\lambda, 0)}} = \sum_{i=0}^{\infty} C_i q^{2i} \frac{\langle r^{\lambda+2i} \rangle_{tr}}{\langle r^\lambda \rangle_{tr}} \quad (3.18)$$

$$\sqrt{\frac{B(M\lambda, q)}{B(M\lambda, 0)}} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2i + \lambda + 1}{\lambda + 1} C_i q^{2i} \frac{\langle r^{\lambda+2i} \rangle_{tr}}{\langle r^\lambda \rangle_{tr}} \quad (3.19)$$

wobei gilt

$$C_i = (-1)^i \frac{(2\lambda + 1)!!}{2^i i! [2(\lambda + i) + 1]!!} \quad (3.20)$$

Bei kollektiven Übergängen und kleinen Impulsüberträgen ($q \approx k$) gilt außerdem das Siegert-Theorem

$$B(E\lambda, q) = \left(\frac{k}{q}\right)^2 B(C\lambda, q) \quad (3.21)$$

Die Größe $(\langle r^{\lambda+2} \rangle_{tr} / \langle r^\lambda \rangle_{tr})^{1/2}$ wird als Übergangsradius R_{tr} des Kerns beim Übergang von $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ bezeichnet.

Da die Ladung des Kerns zu Verzerrungen der Elektronenwellenfunktion führt, muß dieser Formalismus, der bisher im PWBA-Formalismus erfolgte, geändert werden. Dies geschieht durch das Einfügen eines Korrekturfaktors f_c [28], [29], [30]

$$f_c = \left(\frac{(d\sigma/d\Omega)_{DWBA}}{(d\sigma/d\Omega)_{PWBA}} \right)_{Theorie} \quad (3.22)$$

Dies erlaubt auf einfache Weise eine Umrechnung der gemessenen Wirkungsquerschnitte auf reine PWBA-Wirkungsquerschnitte:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{PWBA} = \frac{1}{f_c} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}^{exp} \quad (3.23)$$

Fügt man diese Beziehungen nach Umformung von Gl. 3.9 ein, so erhält man:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} \frac{k_0^2}{f_c f_{rec} V_L(\theta)} = T_L(\theta) + T_T(\theta) \frac{V_T(\theta)}{V_L(\theta)} \quad (3.24)$$

Es bedeuten:

$$T_L(\theta) = \alpha^2 \sum_{\lambda} \left[a_{\lambda} q^{2\lambda} \frac{\lambda}{\lambda+1} B(C\lambda, q) \right] \quad (3.25)$$

$$T_T(\theta) = \alpha^2 \sum_{\lambda} \left[a_{\lambda} q^{2\lambda} (B(E\lambda, q) + B(M\lambda, q)) \right] \quad (3.26)$$

Da bei ^{48}Ti Übergangsradien von $3 \text{ fm} < R_{tr}(M\lambda) < 4 \text{ fm}$ für magnetische und $4 \text{ fm} < R_{tr}(C\lambda) < 5 \text{ fm}$ für elektrische Übergänge zu erwarten sind [31], [5], kann man die Reihenentwicklung der Besselfunktion ab dem 4. Glied abbrechen.

Da auf der linken Seite von Gl. 3.24) der gemessene Wirkungsquerschnitt und sonst nur bekannte Größen stehen, ist es nun möglich $T_T(\theta)$ und $T_L(\theta)$ anzupassen.

Nach Gl. 3.25 und Gl. 2.26 kann dann die reduzierte Übergangsstärke bestimmt werden. Um bei dieser erneuten Anpassung die Zahl der Parameter möglichst klein zu halten, wurden für ^{48}Ti folgende Größen definiert

$$u(X\lambda) = \frac{\langle r^{\lambda+4} \rangle_{tr}}{\langle r^\lambda \rangle_{tr}}$$

$$v(X\lambda) = \frac{\langle r^{\lambda+6} \rangle_{tr}}{\langle r^\lambda \rangle_{tr}}$$

und vorgegeben [31], [5]

$$\begin{aligned}
u(C \lambda) &= 1.1 \\
v(C \lambda) &= 1.2 \\
u(M \lambda) &= 1.2 \\
u(M \lambda) &= 1.4
\end{aligned}$$

Um nun die Multipolarität λ und die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit zum Photonenpunkt $q = k$ zu extrapolieren, wird nun nach Gl. 3.18 und Gl. 3.19 an die Meßpunkte für $\sqrt{B(X\lambda, q)}$ die Funktion

$$\sqrt{B(C\lambda, q)} = \sqrt{B(C\lambda, 0)} [1 - C_1 R_{tr}^2(C\lambda) q^2 + 1.1 C_2 q^4 - 1.2 C_3 q^6] \quad (3.27)$$

bzw.

$$\begin{aligned}
\sqrt{B(M\lambda, q)} &= \sqrt{B(M\lambda, 0)} \left[1 - \frac{\lambda+3}{\lambda+1} C_1 R_{tr}^2(M\lambda) q^2 \right. \\
&\quad \left. + 1.2 \frac{\lambda+5}{\lambda+1} C_2 q^4 + 1.4 \frac{\lambda+7}{\lambda+1} C_3 q^6 \right] \quad (3.28)
\end{aligned}$$

nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt.

Ein Beispiel einer solchen Anpassung ist in Fig. 3.10 zu sehen. Die versuchsweise Auswertung der experimentellen Wirkungsquerschnitte als C1-, C2-, C3-, M2- oder M3- Übergang liefert unphysikalische Werte. Die Steigung ($\sim R_{tr}^2$) bei $q=0$ ist zu groß oder sie hat das falsche Vorzeichen. Nur die Analyse als M1 liefert einen realistischen Übergangsradius von $R_{tr}(M1) = 3.4 \pm 0.3 \text{ fm}^{-1}$. Die Übergangsstärke beträgt dann $B(M1) \uparrow = 1.01 \pm 0.1 \mu_N^2$. Auch die Tatsache, daß die Anpassung als M1-Übergang das beste χ^2 hat, unterstützt dies.

Leider liefert dieses Verfahren nicht immer eindeutige Ergebnisse. Bei schwachen Übergängen lassen die großen statistischen Unsicherheiten der Übergangsradien mehrere Multipolaritäten λ zu. Auch die Abschätzung der transversalen elektrischen Übergänge nach dem Siegert-Theorem stellt nur eine sehr grobe Näherung dar, so daß B-Werte und Übergangsradien für elektrische Übergänge zu einer falschen Zuordnung führen können.

Deshalb wurden die Bestimmung von Multipolaritäten und $B(X\lambda)$ -Werten im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der Anpassung von theoretischen Formfaktoren durchgeführt. Die modellunabhängige Auswertung wurde nur zur zusätzlichen Überprüfung durchgeführt, und ergab für die magnetischen Übergänge innerhalb der experimentellen Fehler konsistente Ergebnisse.

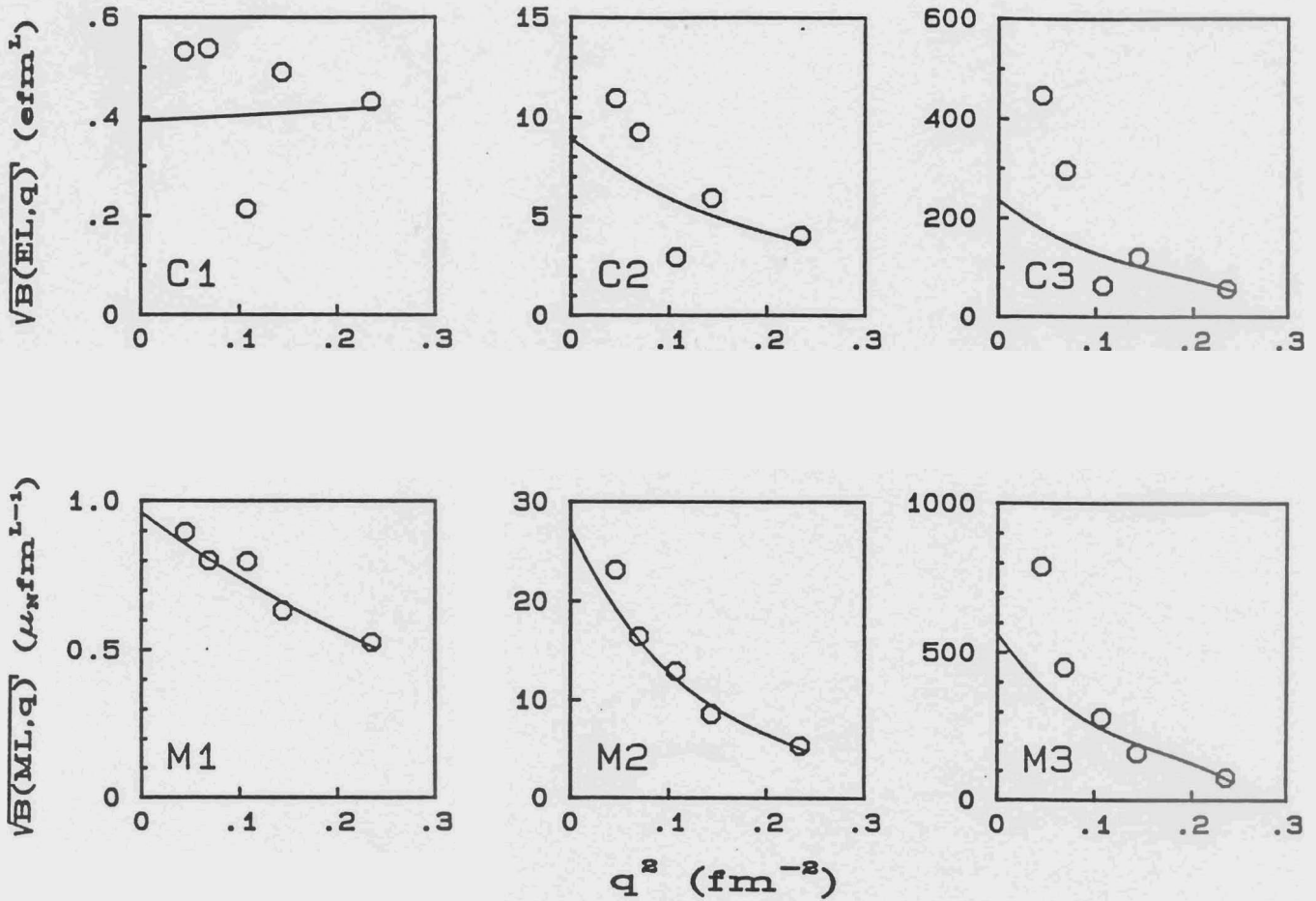


Abb. 3.10: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten für die Analyse des 7.22 MeV Zustand in ⁴⁸Ti bei Auswertung als E1-, E2-, E3-, M1-, M2- und M3-Übergang. Die Steigung der angepaßten Kurven ($\sim R_{tr}^2$) liefert nur bei der Auswertung als M1-Übergangs einen realistischen Wert von $R_{tr} = 3.4 \pm 0.3 \text{ fm}^{-1}$, was innerhalb der angegebenen Grenzen liegt. Das χ^2 von 6.9 unterstützt dies, da es hier bei weitem am besten ist. Der $B(M1) \uparrow$ -Wert beträgt dann $1.01 \mu_N^2 \pm 0.1 \mu_N^2$.

4 Messungen

4.1 Elektronenstreuung am Dalinac

Der Darmstädter Elektronenbeschleuniger (DALINAC) ermöglicht (e,e') -Experimente mit Einschußenergien zwischen 20 und 70 MeV und unter Streuwinkeln bis zu 165° . Eine genaue Beschreibung von Beschleuniger, Strahlführungssystem, Magnetspektrometer und Detektorsystem findet sich in [32].

Als Impulsanalysator wurde das hochauflösende, doppelfokussierende 169° -Spektrometer benutzt, welches im energy-loss-mode arbeitet und Messungen mit einer Energieauflösung von $6 \cdot 10^{-4}$ erlaubt. Das Detektorsystem, bestehend aus 36 sich überlappenden Plastiksintillatoren und einem in Koinzidenz geschalteten Čerenkovzähler zur Untergrundunterdrückung, hat eine Impulsakzeptanz von 2%. Durch Koinzidenz- und Antikoinzidenzschaltungen werden aus den 36 Detektoren 69 Nachweiskanäle gebildet, die jeweils eine Impulsakzeptanz von $3 \cdot 10^{-4}$ haben. Die Zählraten der 69 Kanäle und der 36 Einzelzähler werden on-line von einer Honeywell H116 ausgelesen und zur Weiterverarbeitung an eine PDP 11/34 übertragen. Zur Ladungsmessung wird der durch Vielfachstreuung aufgeweitete Elektronenstrahl in einen Faradaybecher fokussiert und der dort gemessene Strom aufintegriert.

4.1.1 Durchführung der Messungen

Zusätzlich zum Spektrum der unelastisch gestreuten Elektronen wurde bei jeder Messung auch die Verteilung der elastisch gestreuten Elektronen, im weiteren kurz elastische Linie genannt, unter denselben experimentellen Bedingungen aufgenommen. Dann brauchen Massenbelegung des Targets, Verluste bei Ladungsmessung im Faradaybecher, Raumwinkel des Spektrometers und die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren nicht genau bekannt sein. Um die relative Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren untereinander zu berücksichtigen, wurde das Magnetfeld des Spektrometers in kleinen Schritten herabgesetzt, so daß der interessierende Energiebereich über die gesamte Zählerleiter geschoben wurde. Die Verschiebung von Meßpunkt zu Meßpunkt betrug bei allen, in Darmstadt gemessenen Spektren ca. 3.5 keV. Die 69 Kanäle lieferten also 69 gegeneinander verschobene Spektren, die mit dem Programm KIK [33] zu einem Gesamtspektrum aufaddiert wurden. Dabei erfolgte auch die Normierung auf die im Faradaybecher aufgesammelte Ladung.

Bei der Messung der Spektren unelastischer Elektronen wurden Strahlströme von 5 bis $12 \mu\text{A}$ verwendet und pro Meßpunkt zwischen 1.5 und 2.5 mC Ladung aufgesammelt. Die Meßdauer betrug unter diesen Bedingungen ca. 3 Tage. Bei der Messung der elastischen Linie wurde zur Verringerung von Totzeitverluste der Strahlstrom reduziert.

Um die Stabilität der Meßanordnung während der gesamten Meßzeit zu gewährleisten, wurden folgende Maßnahmen getroffen:

1. Am Anfang der Messung wurden in ca. 0.5 MeV Abstand Kontrollpunkte über den gesamten Meßbereich aufgenommen. Während der Messung sollten die Meßpunkte nicht wesentlich von den Kontrollpunkten abweichen. Bei Abweichungen wurde eine Korrektur der Strahlage durchgeführt und der entsprechende Meßbereich erneut gemessen.
2. Um eine Schwankung der Zählrate infolge von Targetinhomogenitäten zu unterbinden, wurde alle 3–4 h mit Hilfe eines Leuchttargets die Lage des Strahlflecks kontrolliert. Zusätzlich wurde die Position der elastisch gestreuten Elektronen bezüglich eines bestimmten Spektromettermagnetfeldes überprüft und eventuell durch Justierung des Strahlflecks korrigiert.

Die elastische Linie diente zur Energieeichung und Normierung der Wirkungsquerschnitte sowie zur Bestimmung der Linienform (siehe Kap. 5.2).

Die Parameter der Messungen in Darmstadt zeigt Tab. 4.1. Der elastische Wirkungsquerschnitt wurde durch das Programm DREPHA [34] berechnet.

Tabelle 4.1: Parameter der Messungen: Einschußenergie, Streuwinkel, Anregungsenergiebereich, Auflösung und elastischer Wirkungsquerschnitt

Nr.	E_0 (MeV)	Θ ($^\circ$)	E_x (MeV)	$\Delta E_{1/2}$ (keV)	$(d\sigma/d\Omega)_{el}$ ($10^{-3} fm^2/sr$)
1	25	165	5.45 – 8.54	29.40	11.944
2	30	165	5.54 – 8.51	32.76	3.988
3	40	165	5.45 – 8.54	35.78	1.495
4	40	117	5.50 – 8.51	37.9	53.997
5	50	165	5.25 – 7.45	44.64	0.5613

4.2 Elektronenstreuung in Amsterdam

Um auch Messungen bei höheren Impulsüberträgen ($q \geq 0.6 fm^{-1}$) zu erhalten, wurden noch acht (e,e')-Experimente in Amsterdam am NIKHEF-K durchgeführt. Eine Beschreibung dieser Beschleunigeranlage findet sich in [35] und [36].

Aufgrund dieser Messungen war es möglich, auch die bei hohem Impulsübertrag auftretenden magnetischen Oktupolanregungen zu identifizieren.

In Tab. 4.2 finden sich die Parameter der Amsterdamer Messungen.

Tabelle 4.2: Parameter der Messungen: Einschußenergie, Streuwinkel, Anregungsenergiebereich, Auflösung, und elastischer Wirkungsquerschnitt.

Nr.	E_0 (MeV)	Θ ($^\circ$)	E_x (MeV)	$\Delta E_{1/2}$ (keV)	$(d\sigma/d\Omega)_{el}$ ($10^{-3} fm^2/sr$)
1	81	154	0.00 – 9.67	46.6	$4.879 \cdot 10^{-5}$
2	94	154	0.00 – 7.03	66.3	$5.206 \cdot 10^{-6}$
3	106	154	0.00 – 8.71	31.4	$2.134 \cdot 10^{-6}$
4	115	154	0.00 – 8.93	48.4	$2.846 \cdot 10^{-6}$
5	150	154	0.00 – 9.05	53.6	$9.130 \cdot 10^{-7}$
6	171	154	0.00 – 9.44	46.7	$5.856 \cdot 10^{-8}$
7	189	154	0.00 – 11.54	39.0	$6.673 \cdot 10^{-9}$
8	209	154	0.00 – 9.15	63.6	$2.039 \cdot 10^{-9}$

4.3 Target

Das verwendete Target ist eine mit ^{48}Ti hochangereicherte metallische Folie, die von der Firma Union Carbide, Oak Ridge, Tennessee/USA hergestellt wurde. Die Massenbelegung beträgt laut Herstellerangaben $11.81 mg/cm^2$. Die Isotopenreinheit beläuft sich auf 99.1%. Diese Folie wurde auf einem Aluminiumrähmchen befestigt, welches auf einer in der Höhe und im Winkel verstellbaren Targetleiter montiert wurde. Für die Messung bei einem Streuwinkel von $\theta = 117^\circ$ wurde das Target in Transmissionsgeometrie eingebaut, das heißt die Flächennormale bildet die Winkelhalbierende des Streuwinkels. Somit ist gewährleistet, daß alle gestreuten Elektronen die gleiche Strecke im Target zurücklegen. Bei den Messungen unter Rückwärtswinkeln ($\theta = 165^\circ$) erfolgt der Einbau des Targets in Reflexionsgeometrie, bei der das Target die Winkelhalbierende des Streuwinkels bildet. Hierbei legen nicht alle gestreuten Elektronen die gleiche Strecke im Target zurück, was eine etwas schlechtere Auflösung der Messung zur Folge hat.

5 Spektren

Im folgenden Kapitel wird die Behandlung der Spektren nach dem Messen kurz dargestellt. Zuerst erfolgt die notwendige Subtraktion des Untergrundes, dann die Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes und schließlich die Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte.

5.1 Untergrundsubtraktion

Abbildung 5.1 zeigt im oberen Teil ein in Darmstadt aufgenommenes Spektrum. Aufgetragen ist die Zählrate über der Anregungsenergie des Kerns. Deutlich ist zu erkennen, daß die Anregungen auf einem abfallenden Untergrund sitzen. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte dieser unelastischen Anregungen ist es daher notwendig, vorher eine Untergrundsubtraktion durchzuführen.

Der Untergrund entsteht durch Strahlungsverluste der elastisch gestreuten Elektronen, durch Vielfachstreuung und durch möllergestreuete Elektronen. Ein weiterer Grund seiner Entstehung liegt in dem Raumuntergrund, der weitgehend unabhängig von den Meßparametern vorhanden ist.

Da es bislang nicht möglich ist, den Untergrund, dessen Ursachen bekannt sind, quantitativ zu bestimmen, war es nötig einen anderen Weg zu begehen.

Wie in Abb. 5.1 ersichtlich, sind die meisten Anregungen deutlich voneinander getrennt. Die dazwischen liegenden Meßpunkte sollten sich also aus den Zählraten des reinen Untergrundes zusammensetzen. An diese wurden nun Stützstellen gelegt, durch welche eine glatte, analytische Funktion angepaßt wurde (durchgezogene dicke Linie). Dieser Untergrund wurde nun vom gemessenen Spektrum abgezogen, so daß man das untergrundsubtrahierte Spektrum im unteren Teil der Abb. 5.1 erhält.

Der Beurteilung der Qualität des Untergrundes geschieht durch Anpassung einer Liniengform, die für jede Messung eindeutig bestimmt wurde (siehe Abschnitt 5.2), an die Linien im untergrundsubtrahierten Spektrum. Treten dabei systematische Fehler auf, so muß der Untergrundverlauf geringfügig abgeändert werden.

In Abb. 5.2 sind die Messungen, die am DALINAC aufgenommen wurden, dargestellt. In Abb. 5.3 und Abb. 5.4 finden sich die in Amsterdam aufgenommenen Spektren. Bei allen Spektren wurde schon jeweils der Untergrund abgezogen.

Die Linie bei 7.22 MeV hat bei allen Messungen mit der Einschußenergie $E_0 \leq 40 \text{ MeV}$ den größten Wirkungsquerschnitt. Bei den Messungen, die in Amsterdam durchgeführt wurden ist sie gerade noch zu erkennen. Dieses Verhalten zeigt schon, daß es sich hierbei um einen M1-Übergang handeln muß.

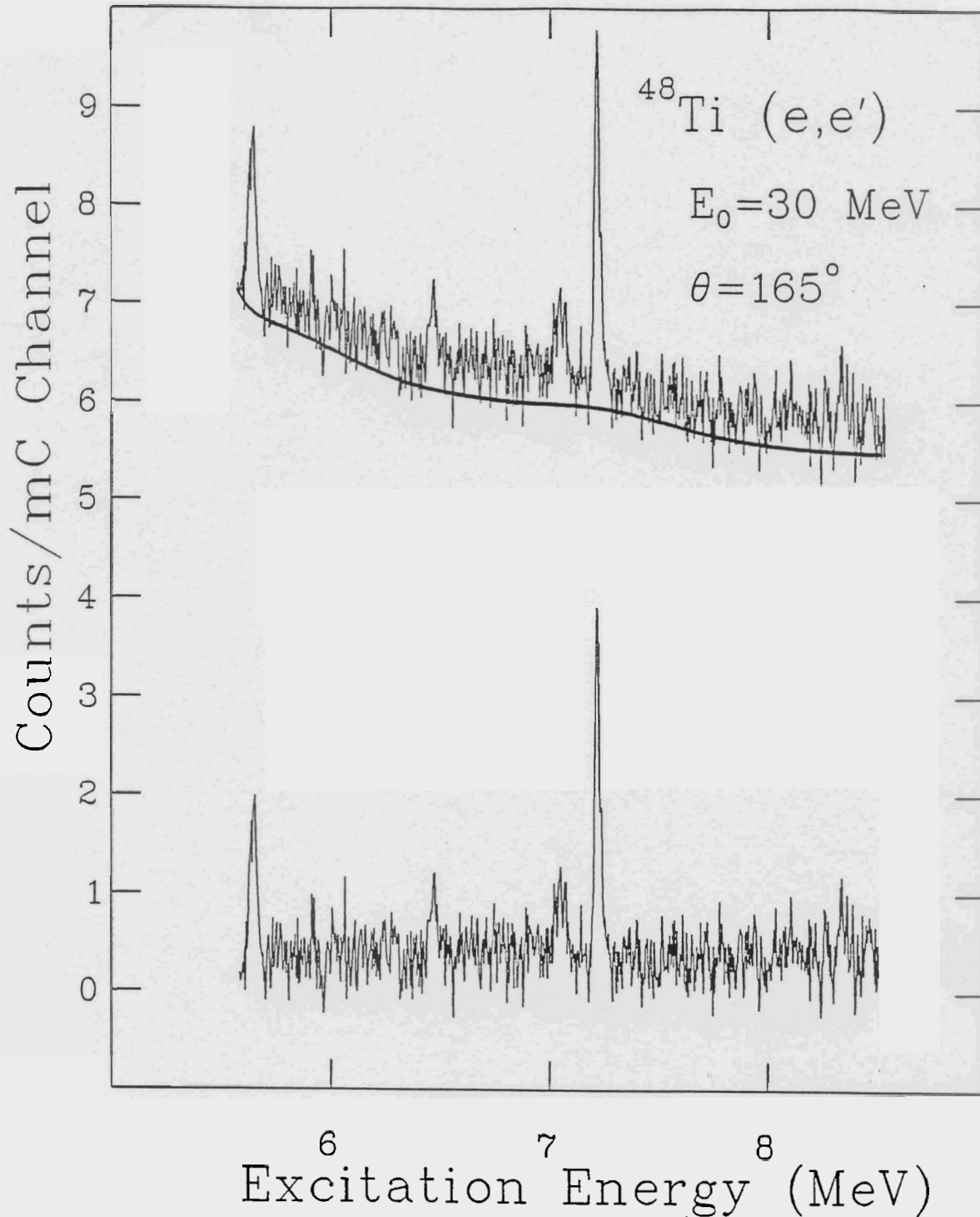


Abb. 5.1: Untergrundbestimmung an einer Darmstädter Messung. Die Ein-
 schußenergie E_0 betrug 30 MeV, der Streuwinkel war $\theta = 165^\circ$. Der oberen
 Teil zeigt das gemessene Spektrum, im unteren Teil ist der Untergrund
 abgezogen. Die durchgezogene Linie stellt diesen Untergrund dar.

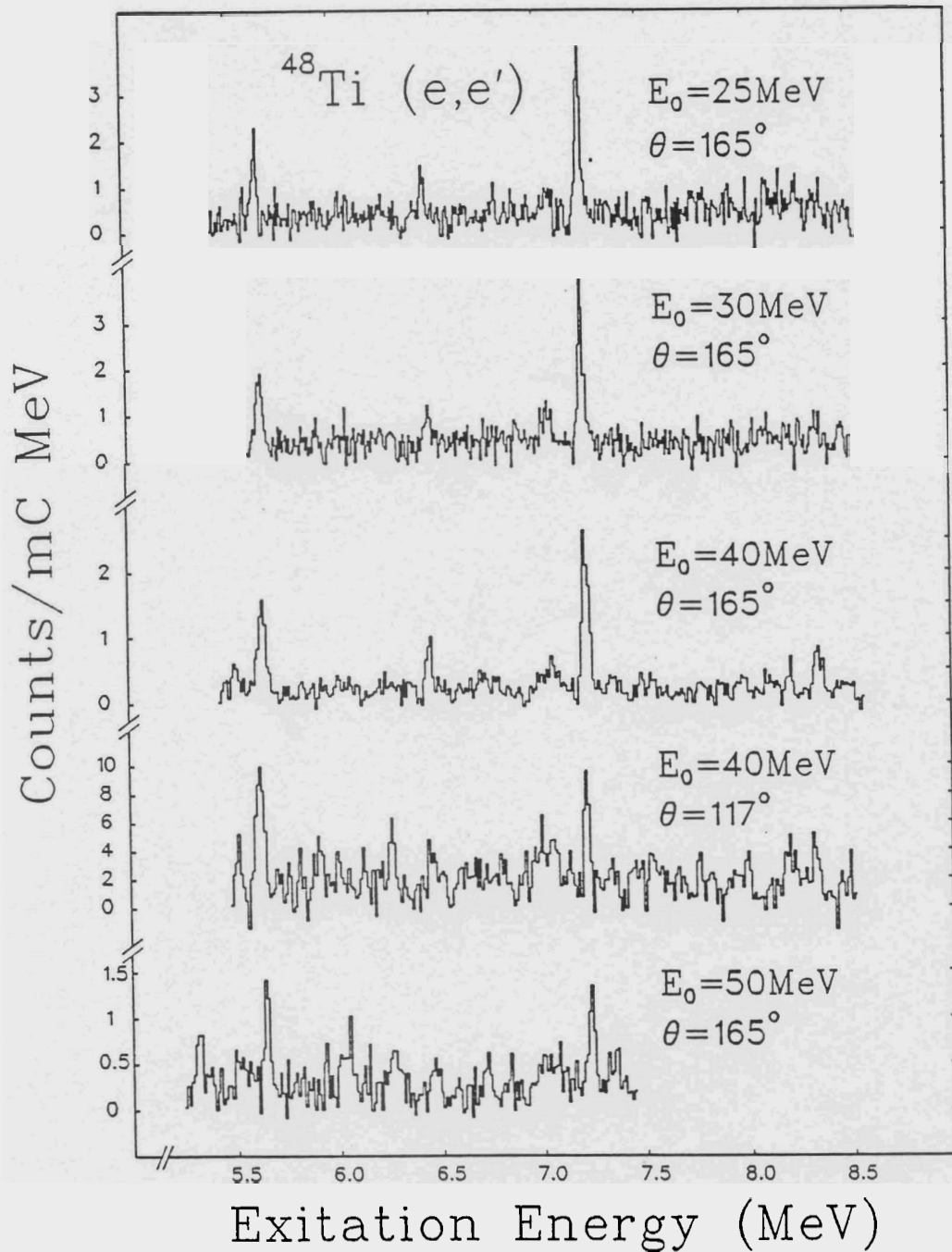


Abb. 5.2: Untergrundsubtrahierte Spektren. Es sind Messungen bei 25, 30, 40 und 50 MeV, bei einem Streuwinkel von 165° sowie eine Messung bei 117° und einem E_0 von 40 MeV dargestellt. Diese Messungen wurden in Darmstadt durchgeführt.

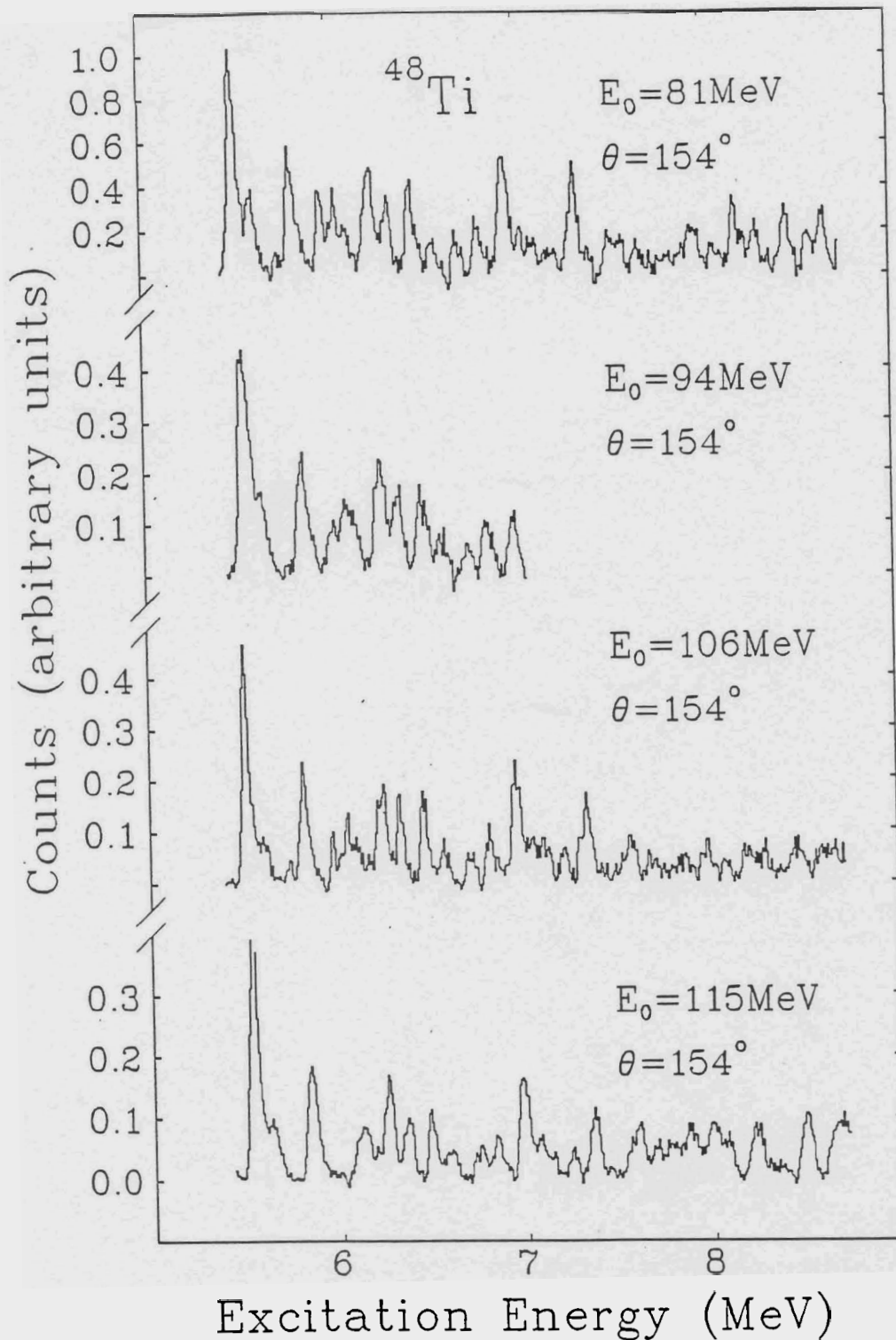


Abb. 5.3: Untergrundsubtrahierte Spektren; die Einschussenergie betrug 81, 94, 106 und 115 MeV bei einem Streuwinkel von jeweils 154° . Sie wurden in Amsterdam aufgenommen.

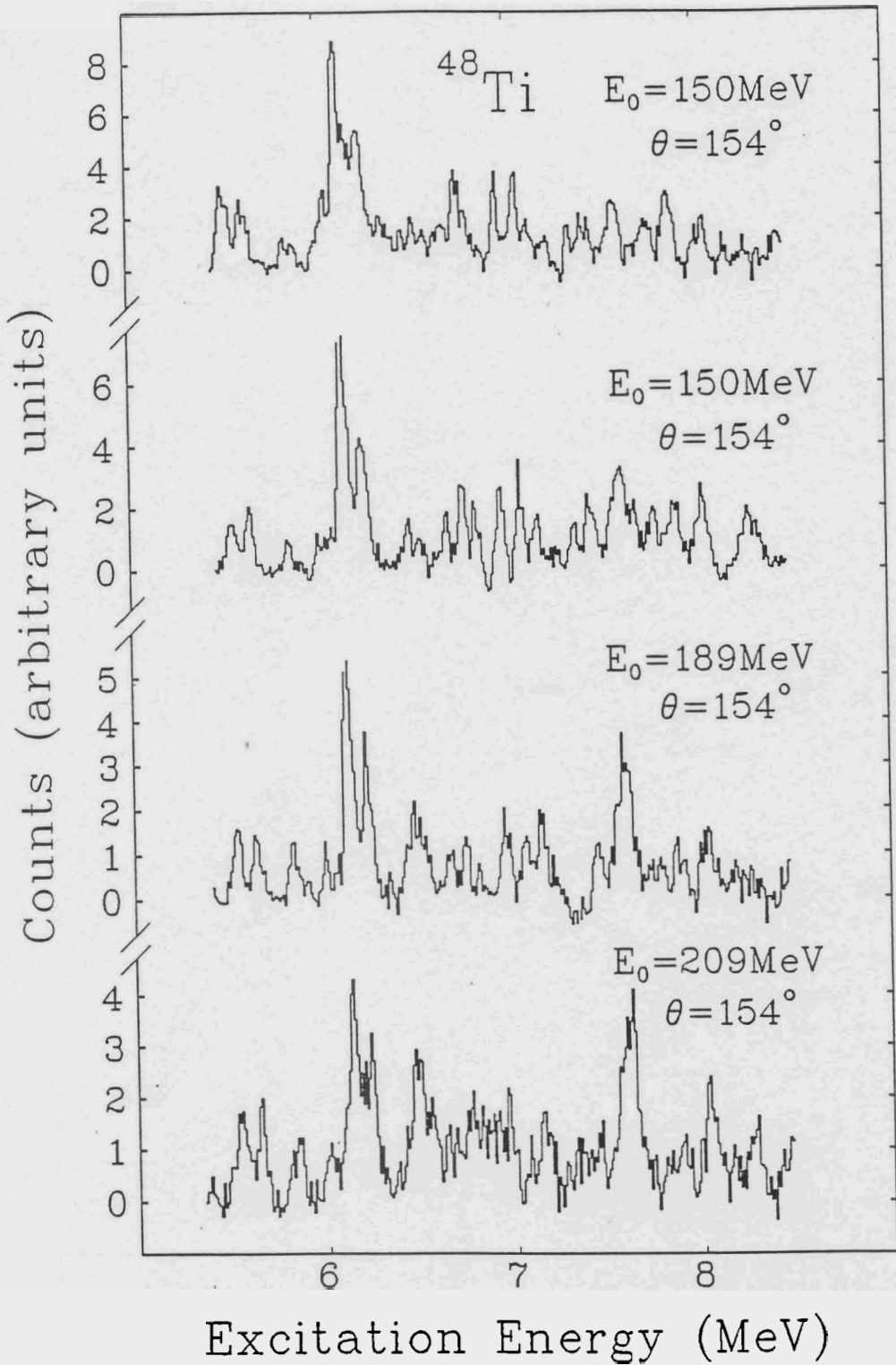


Abb. 5.4: Untergrundsubtrahierte Spektren. Die Einschussenergie betrug 150, 171, 189 und 209 MeV bei einem Streuwinkel von jeweils 154° . Diese Messungen wurden in Amsterdam durchgeführt.

5.2 Konsistenter Liniensatz

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus den experimentellen Streuspektren mußte zuvor eine mathematische Beschreibung der Spektren erfolgen. Diese geschah durch Anpassen einer festgelegten Linienform an jede zu erkennende Anregung im Spektrum. Hierbei wurde das Programm ROEFIT [37] benutzt.

Zur Bestimmung der Linienform wurde die elastische Linie mit 2 Gaußfunktionen für den Hauptteil und einer quadratische Hyperbel für den Strahlenschwanz beschrieben. Die Linie war damit durch die Breite der Gaußfunktionen und dem Abschneidepunkt der Hyperbel eindeutig bestimmt. Der Hauptteil der Linie wird durch das Auflösungsvermögen der Meßanordnung bestimmt. Der Strahlenschwanz der inelastischen Linien wird ebenfalls durch die oben erwähnten Prozesse hervorgerufen. Damit muß die unelastische Linienform der elastischen Linienform entsprechen.

Da Messungen verschiedener Einschußenergie und unterschiedlicher Streuwinkel zur Verfügung stehen, kann nun das Verhalten einer jeden Anregung bei Änderung dieser Parameter untersucht werden. Dazu ist es jedoch notwendig, daß die Anregungen auch in jedem Spektrum enthalten und angepasst sind. Es ist notwendig einen konsistenten Liniensatz, der für jedes Spektrum Gültigkeit hat, zu bestimmen.

Dazu wurde jedes der 13 gemessenen Spektren in Bereiche von 500 keV unterteilt. Jeder dieser Bereich wurde anfangs unabhängig von den anderen analysiert. Durch Vergleich dieser entstandenen Liniensätze, wurden Linien, die in einem oder mehreren Spektren auftraten in allen Spektren mit fester Energielage und variabler Höhe übernommen. Diese Prozedur erfolgte solange, bis alle Spektren durch denselben Liniensatz beschrieben konnten. Als einziger veränderlicher Parameter blieb nur noch die Höhe (entspricht der Zählrate) jeder Anregung.

Systematische Fehler in einem oder mehreren Spektren machten eine Neufestlegung des Untergrundes dieser Messungen notwendig. Spätestens hier konnte die Qualität des angenommenen Untergrundes bestimmt werden. Die Wirkungsquerschnitte bekannter Übergänge waren hierbei eine wichtige Hilfe. So war die Übergangsstärke des Übergangs bei 5.640 und 7.22 MeV durch (γ, γ') -Experimente [38] im Laufe dieser Diplomarbeit bestimmt worden, so daß sie als "Eichpunkte" des untergrundsubtrahierten Spektrum benutzt werden konnten.

5.3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Da zu jedem unelastischem Spektrum auch das Spektrum der elastisch gestreuten Elektronen aufgenommen wurde, erfolgte die Bestimmung der unelastischen Wirkungsquerschnitte relativ zu den elastischen Wirkungsquerschnitten. Der unelastische Formfaktor berechnet sich daher nach

$$\left(\frac{d\sigma/d\Omega}{(d\sigma/d\Omega)_{Mott}}\right)_{in} = \frac{A_{in}}{A_{el}} \cdot \frac{1}{h} \cdot \kappa_S \cdot \kappa_B \cdot \frac{E_0}{E_0 - E_x} \cdot \left(\frac{d\sigma/d\Omega}{(d\sigma/d\Omega)_{Mott}}\right)_{el} \quad (5.1)$$

Dabei bedeuten A_{in} bzw. A_{el} die Flächen unter der unelastischen bzw. elastischen Linie. Die Schwingerkorrektur κ_S und die Bremsstrahlkorrektur κ_B berücksichtigen die nicht erfaßten Restflächen unter den Strahlenschwänzen der Linien. Durch die Isotopenhäufigkeit h werden die, durch die anderen Ti-Isotope im Target elastisch gestreuten Elektronen berücksichtigt. Der Faktor $\frac{E_0}{E_0 - E_x}$ berücksichtigt die, aufgrund konstanter Dispersion des Spektrometers, energieabhängige Breite der Nachweiskanäle.

Der elastische Formfaktor $((d\sigma/d\Omega)/(d\sigma/d\Omega))_{el}$ wurde durch das Computerprogramm DREPHA [34] aus einer Drei-Parameter-Fermi-Verteilung bestimmt ($c=3.847$ fm, $z=0.562$ fm, $w=-0.076$) [39].

Zur Bestimmung von Multipolarität und Übergangsstärke eines Übergangs wurden die so bestimmten experimentellen Formfaktoren mit den theoretischen Formfaktoren aus Kap. 3. verglichen. Nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurde die Höhe der theoretischen Formfaktoren fehlergewichtet an die experimentellen Werte angepasst. Die normierte Quadratische Abweichung der Punkte zum angepaßten Formfaktor χ^2 war ein Maß für die Güte der Anpassung. Bei nicht aufgelösten Linien wurden entsprechend mehr Formfaktoren angepaßt.

Zusätzlich wurde auch die modellunabhängige Auswertung (Kap. 3.5) angewandt.

5.4 Fehlerbetrachtung

Die Bestimmung der experimentellen gemessenen Größe der Übergangsstärke ist wegen apparativer, methodischer und statistischer Effekte fehlerbehaftet.

Der apparative Fehler, verursacht durch Totzeitverluste, Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren, und Ungenauigkeiten bei der Ladungsbestimmung läßt sich auf kleiner 2% abschätzen [40].

Ein weiterer Beitrag zur Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte stammt aus den statistischen Fehlern der Zählrate unter den unelastischen Linien, die besonders bei den Amsterdamer Messungen groß sind, da hier mit kleinerer Statistik gemessen wurde. Diese Fehler liegen in der Regel zwischen 4 und 70%. Bei den größten Linien, z.B. der Anregung bei $E_x = 7.22$ MeV ist er jedoch kleiner, und beträgt nur zwischen 1 und 2%.

Die weitaus größte Unsicherheit in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte entsteht bei der Untergrundsubtraktion. Der Fehler läßt sich dadurch abschätzen, daß der Untergrund um einen halben Fehlerbalken nach oben bzw. unten verschoben wird. Die daraus resultierende Flächenänderung beträgt bei großen Linien ca. 4%, bei den meisten kleineren Linien kann er jedoch bis zu 100% betragen.

1 Ergebnisse und Diskussion

1.1 Ergebnisse der Elektronenstreuung

Nachdem die Wirkungsquerschnitte der inelastischen Anregungen aus den 13 Spektren bestimmt wurden, wurde nun Übergangsstärke und Multipolarität der festgestellten Anregungen bestimmt. Dies geschah, wie schon oben geschildert durch multiplikative Anpassung der theoretischen Formfaktoren an die Meßpunkte.

Das Ergebnis dieser Analyse findet sich in Tab. 6.1. Aufgetragen sind Anregungsenergie, Multipolarität, experimentelle Übergangsstärke sowie deren Fehler, die bestangepaßte Theorie, deren quadratische Abweichung χ^2 , sowie die Anzahl der Messungen, in denen diese Anregung feststellbar war.

Tabelle 1.1: Anregungen im Energiebereich von 5.5–8.5 MeV in ^{48}Ti .

E_x (MeV)	J^π	Übergangs- stärke	Fehler (%)	Theorie	χ^2	Anzahl der Messungen
5.571	2 ⁺	9.26	22	Mooy	1.60	6
5.589	3 ⁺	$0.49 \cdot 10^4$	16	FPVH	2.35	7
5.640	1 ⁺	0.470	18	FPVH	1.13	12
	2 ⁺	11.9	15	Mooy		
5.755	1 ⁺	0.08	31	FPVH	0.5	5
5.876	1 ⁺	0.07	41	Spinflip	0.82	7
	3 ⁻	6409	24	Tassie		
5.922	3 ⁺	$0.416 \cdot 10^4$	37	FPVH	1.91	5
5.988	1 ⁺	0.08	35	Mooy	1.18	8
	3 ⁺	$0.236 \cdot 10^4$	25	FPVH		
6.011	3 ⁺	$0.196 \cdot 10^4$	17	FPVH	0.61	9
	2 ⁺	5.11	23	Mooy		
6.061	3 ⁺	$0.152 \cdot 10^4$	16	FPVH	0.41	8
	1 ⁺	0.102	32	Spinflip		
6.182	3 ⁻	854	18	Tassie	1.14	6
6.212	3 ⁺	$0.145 \cdot 10^4$	20	FPY	18.38	5
6.248	3 ⁻	$0.349 \cdot 10^4$	10	Tassie	1.13	6
6.281	1 ⁺	0.09	27	FPY	4.41	5
6.347	3 ⁺	$0.422 \cdot 10^4$	12	FPVH	0.46	6
6.424	3 ⁻	$0.557 \cdot 10^3$	52	Tassie	1.59	10
6.451	3 ⁻	$0.358 \cdot 10^4$	15	Tassie	2.61	7
	1 ⁺	0.249	21	Spinflip		

Tabelle 5.1: Fortsetzung

E_x (MeV)	J^π	Übergangs- stärke	Fehler (%)	Theorie	χ^2	Anzahl der Messungen
6.515	2 ⁺	15.5	27	Mooy	0.7	5
6.597	2 ⁺	5.21	31	FPVH	1.14	6
	1 ⁺	0.07	58	Zamick		
6.648	3 ⁺	$0.157 \cdot 10^4$	26	FPY	1.7	10
6.710	3 ⁺	$0.206 \cdot 10^4$	20	FPVH	1.49	12
	1 ⁺	0.212	35	Spinflip		
6.755	3 ⁺	$0.327 \cdot 10^4$	21	FPVH	5.51	12
6.799	1 ⁺	0.111	30	Spinflip	0.62	5
6.850	3 ⁺	$0.283 \cdot 10^4$	48	Zamick	1.35	7
	1 ⁺	0.14	52	Spinflip		
6.955	3 ⁻	$0.203 \cdot 10^4$	18	Tassie	5.0	6
	1 ⁺	0.08	100	FPV		
6.992	2 ⁺	12.4	21	Mooy	4.15	7
7.070	1 ⁺	0.181	40	Mooy	6.41	10
	3 ⁺	$0.186 \cdot 10^4$	53	FPVH		
7.134	1 ⁺	0.13	45	Mooy	0.23	7
	2 ⁺	9.05	20	Zamick		
7.220	1 ⁺	1.01	5.9	Spinflip	0.61	12
7.296	3 ⁺	$0.41 \cdot 10^4$	36	FPVH	0.68	5
7.346	2 ⁺	8.49	22	FPVH	2.0	6
7.380	1 ⁺	0.08	34	Mooy	0.31	5
7.414	3 ⁺	$0.430 \cdot 10^4$	65	FPY	1.00	6
7.452	3 ⁻	$0.290 \cdot 10^4$	35	Tassie	1.16	4
7.576	3 ⁺	$0.749 \cdot 10^4$	16	FPVH	4.80	8
7.710	1 ⁺	0.09	59	Spinflip	2.14	7
	3 ⁺	$0.580 \cdot 10^4$	22	Zamick		
7.774	1 ⁺	0.122	28	Spinflip	2.14	7
	3 ⁺	$0.574 \cdot 10^3$	24	FPY		
7.826	1 ⁺	0.09	45	Spinflip	1.49	11
	3 ⁺	$0.381 \cdot 10^3$	29	FPY		
7.872	3 ⁺	$0.300 \cdot 10^4$	28	FPY	7.79	11
7.911	1 ⁺	0.08	36	FPVH	1.21	9
	3 ⁻	$0.564 \cdot 10^4$	19	Tassie		
7.984	1 ⁺	0.1	37	Mooy	1.64	8
	3 ⁻	$0.104 \cdot 10^4$	15	Tassie		

Tabelle 5.1: Fortsetzung

E_x (MeV)	J^π	Übergangs- stärke	Fehler (%)	Theorie	χ^2	Anzahl der Messungen
8.059	1^+	0.09	30	FPVH	1.08	8
	3^+	$0.842 \cdot 10^3$	22	FPY		
8.091	1^+	0.101	26	FPVH	0.56	6
8.130	1^+	0.137	31	Mooy	2.27	5
8.197	1^+	0.243	38	Spinflip	1.7	11
	3^+	$0.103 \cdot 10^4$	22	FPY		
8.333	1^+	0.22	27	Mooy	4.24	4
8.371	1^+	0.141	27	FPVH	1.54	4
8.454	3^+	$0.900 \cdot 10^4$	23	FPVH	1.98	5

Die Übergangsstärken für $J^\pi = 1^+ -$ sind in Einheiten von μ_N^2 , für $J^\pi = 2^+ -$ in $e^2 fm^4$, für $J^\pi = 3^+ -$ in $\mu_N^2 fm^4$, und für $J^\pi = 3^-$ -Übergänge in $e^2 fm^6$ angegeben.

Da bei der Formfaktoranpassung zum Teil mehrere Linien zusammengefaßt wurden, weil keine Einzellinien mehr aufgelöst werden konnten, können die Anregungsenergien um bis zu $\pm 10 keV$ verschoben sein. Die genauen Anregungsenergien wurden mit höchster Präzession bei (γ, γ') -Experimenten bestimmt [38]

In den folgenden drei Abbildungen werden nun die angepassten Formfaktoren der stärksten $1^+ -$ Übergänge in ^{48}Ti dargestellt.

In Abb. 6.1 ist der Formfaktor des Zustandes bei 3.74 MeV mit allen nun vorliegenden Messdaten dargestellt. Dieser Übergang lässt sich am besten durch den reinen Recouplingformfaktor von Zamick beschreiben, welcher eine Bahndominanz dieser Anregung beschreibt.

In Abb. 6.2 wird die Abhängigkeit der Anregung bei $E_x = 5.64$ MeV durch eine Kombination des bahndominierenden M1-Formfaktors der FPVH-Wechselwirkung mit $\frac{B(M1)}{B(\lambda I \sigma)} = 2.67$ und des E2-Formfaktors von Mooy über q_{eff} dargestellt. Dieser $1^+ -$ Übergang kann in der Protonenstreuung nicht beobachtet werden, so daß tatsächlich eine Bahndominanz vorliegt. Leider ist eine Anpassung mit einem Spinflipformfaktor nicht wesentlich schlechter, so daß es nicht möglich ist, alleine aus den (e, e') -Messdaten zweifelsfrei auf Bahndominanz zu schließen.

Abb. 6.3 zeigt den Formfaktorverlauf des $1^+ -$ Zustandes bei 7.220 MeV. Hier erfolgt eine gute Beschreibung nur durch die Anpassung eines spindominierenden Formfaktors. Die beste Anpassung ergibt dabei der reine Spinflipformfaktor.

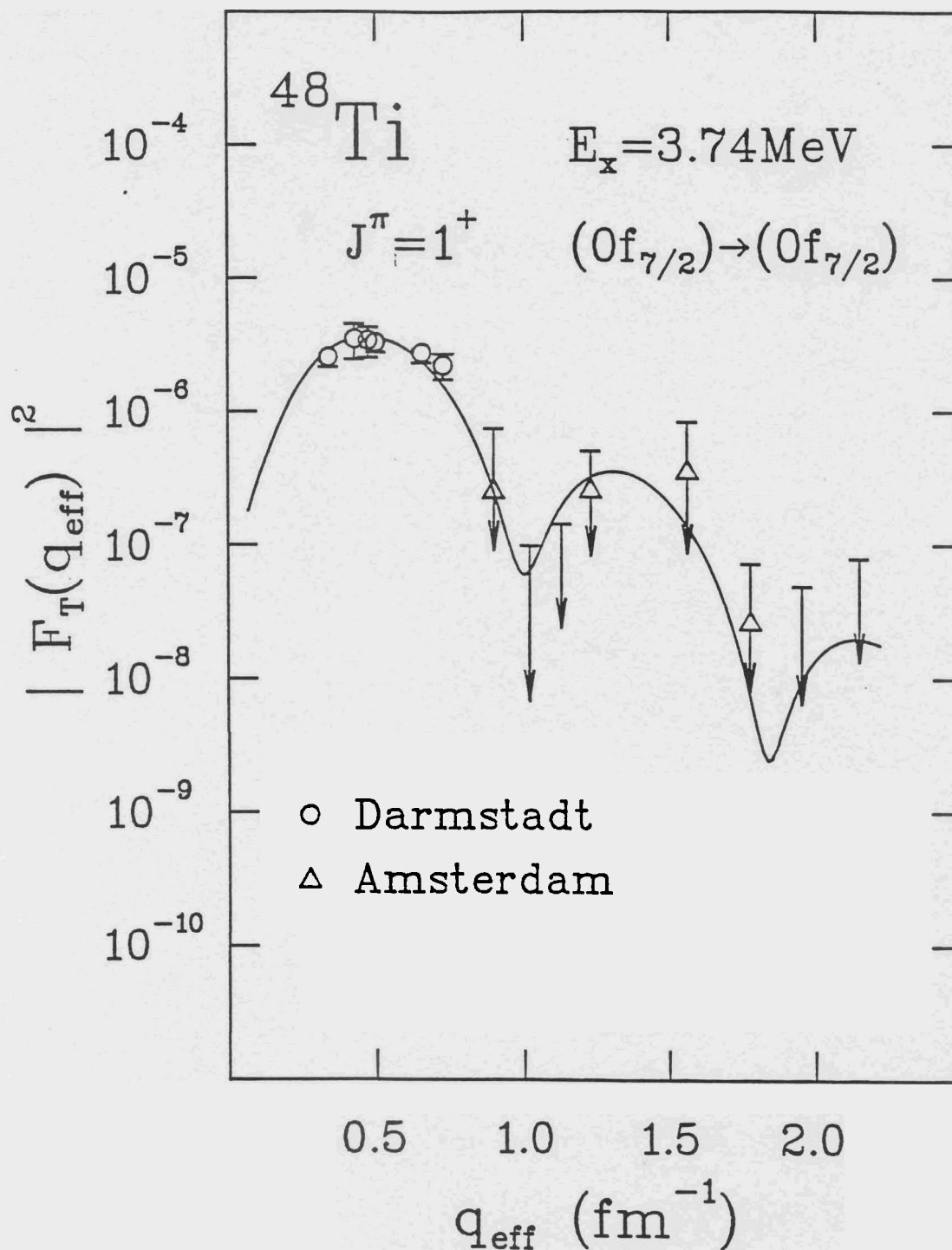


Abb. 6.1: Anpassung des Formfaktors nach Zamick an den $J^\pi = 1^+$ -Zustand bei $E_x = 3.742 \text{ MeV}$ in ^{48}Ti ; aufgetragen ist der transversale Formfaktor über dem effektiven Impulsübertrag q_{eff} .

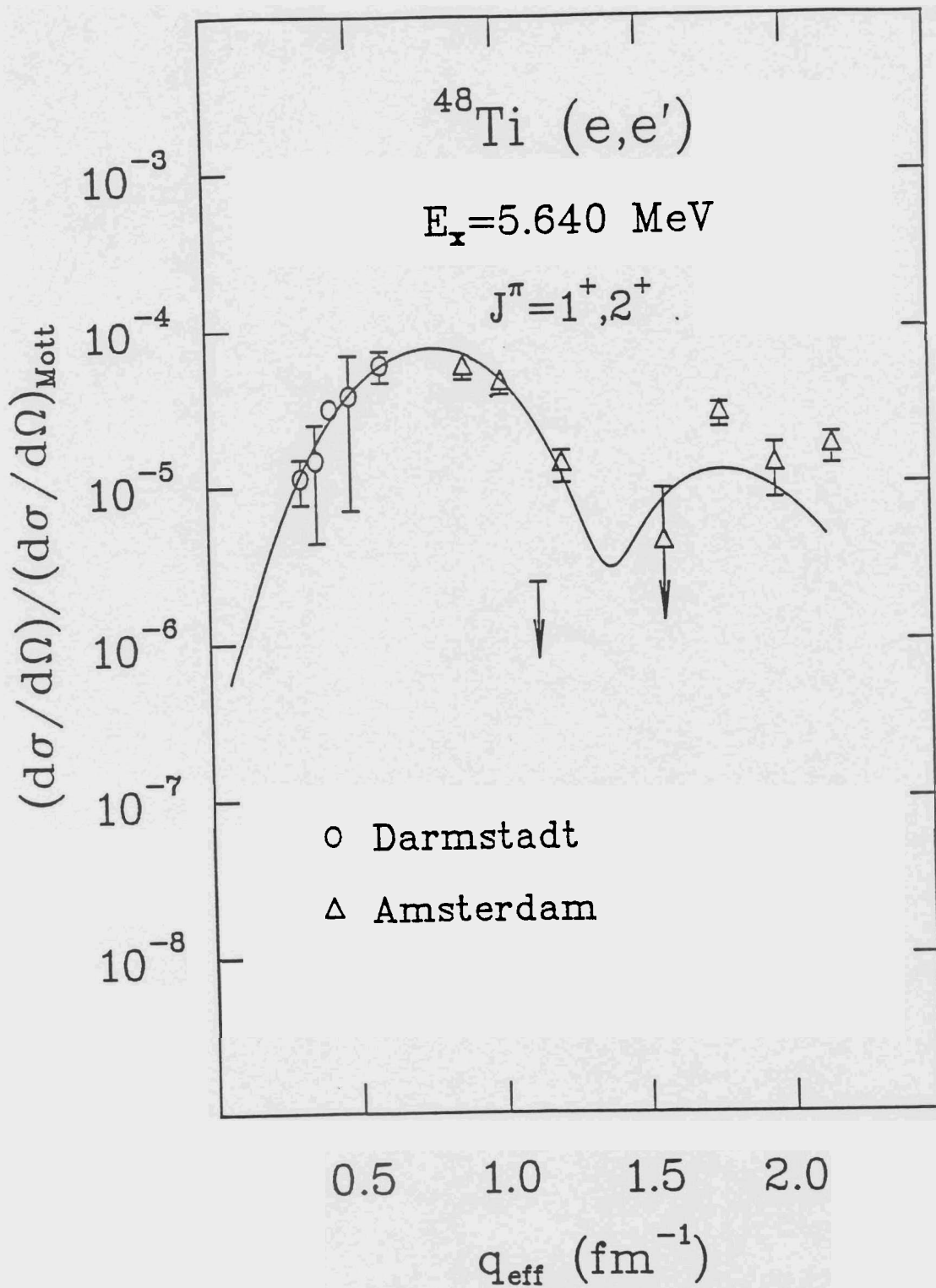


Abb. 6.2: Anpassung des M1-Formfaktors der FPVH-Wechselwirkung und des E2-Formfaktors der Mooy-Wechselwirkung an die Linie bei $E_x = 5.640 \text{ MeV}$ in ^{48}Ti .

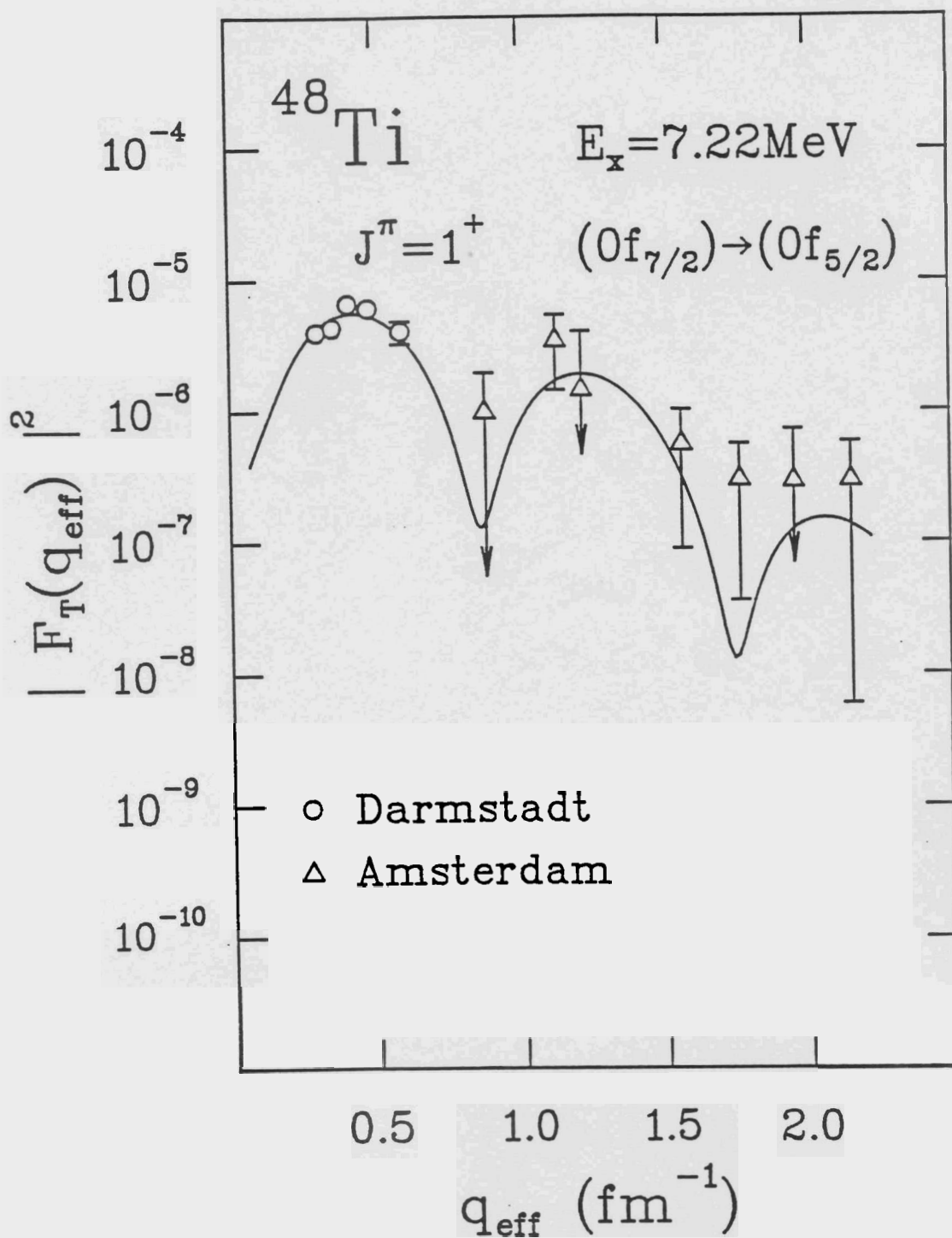


Abb. 6.3: Anpassung des reinen Spinflip-Formfaktors an den $J^\pi = 1^+$ -Zustand bei $E_x = 7.220 \text{ MeV}$ in ^{48}Ti , aufgetragen ist der transversale Formfaktor über dem effektiven Impulsübertrag q_{eff} .

1.2 Ergebnisse der Protonenstreuung

In Zusammenarbeit mit Prof. Marty, Dr. Morlet und Dr. Willis wurden am Synchrozyklotron in Orsay Protonenstreuexperimente an ^{48}Ti durchgeführt [41]. Dabei wurden bei einer Einschußenergie $E_P = 200$ MeV die gestreuten Protonen unter $\theta = 4^\circ\text{--}10^\circ$ nachgewiesen. Unter diesen kinematischen Bedingungen dominiert der Spin-Isospin-Term $V_{\sigma T}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$ im effektivem Operator der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung [42]. Durch die unelastische Protonenstreuung erfolgt also eine experimentelle Bestimmung der Spinstärke $B(M\sigma)$ der M1-Übergänge.

Die Messung wurde bis zu einer Anregungsenergie von 13.5 MeV durchgeführt. Die Elektronenstreuexperimente reichen von 2.5 MeV bis 8.5 MeV, wobei die Ergebnisse bis 5.5 MeV Anregungsenergie der Diplomarbeit von Th. Guhr [5] entnommen wurden.

In Abb. 6.4 ist ein unelastisches Protonenstreuspektrum, gemessen bei $E_P = 200$ MeV und $\theta = 5^\circ$ einem Elektronenstreuspektrum mit $E_0 = 165$ MeV und $\theta = 165^\circ$ gegenübergestellt. Die stärksten $J^\pi = 1^+$ Anregungen sind markiert. Es ist damit möglich den experimentellen Wert für das Bahn-zu-Spin-Verhältnis in folgender Weise zu bestimmen

$$B(M1) = (|M(l)| \pm |M(\sigma)|)^2 \quad (1.1)$$

Hierbei bedeuten $M(l)$ bzw. $M(\sigma)$ die Matrixelemente der Bahn- bzw. Spinübergänge. Durch Umformen der Gleichung erhält man

$$\frac{B(Ml)}{B(M\sigma)} = \frac{|M(l)|^2}{|M(\sigma)|^2} = \left(\sqrt{\frac{B(M1)}{B(M\sigma)}} \mp 1 \right)^2 \quad (1.2)$$

Durch die Experimente können nur die Betragsquadrate der Matrixelemente bestimmt werden. Ob die Matrixelemente konstruktiv oder destruktiv interferieren, kann nur durch Vergleich mit den Theorien ermittelt werden. In Tab. 6.2 sind die experimentellen B(M1)-Werte aus den Elektronen- und den Protonenstreuexperimenten, sowie das mit Gl. 6.2 bestimmte Bahn-zu-Spin-Verhältnis angegeben. Leider liegen noch nicht alle Übergangsstärken aus den (p, p') -Experimenten vor.

In Abb. 6.5 ist der Vergleich der B(M1)-Stärkeverteilungen aus Protonen- und Elektronenstreuexperimenten im Energiebereich von 2.5 MeV bis 8.5 MeV dargestellt. Im oberen Teil der Abb. 6.5 ist zum Vergleich eine theoretische Stärkeverteilung in einer Mikroskopischen DWIA-Rechnung (**D**istorted **W**ave **I**mpulse **A**pproximation) dargestellt, die Übergänge mit $\Delta L = 0$ und $\Delta S = 1$ erlaubt.

Dieses Modell beinhaltet 14 unabhängige Einteilchenmatrixelemente aus einer Wechselwirkung von Arndt [43]; die Parameter für das optische Potential wurden von Schwandt [44] übernommen. Die Ergebnisse wurden durch das Programm RESEDA [45] berechnet.

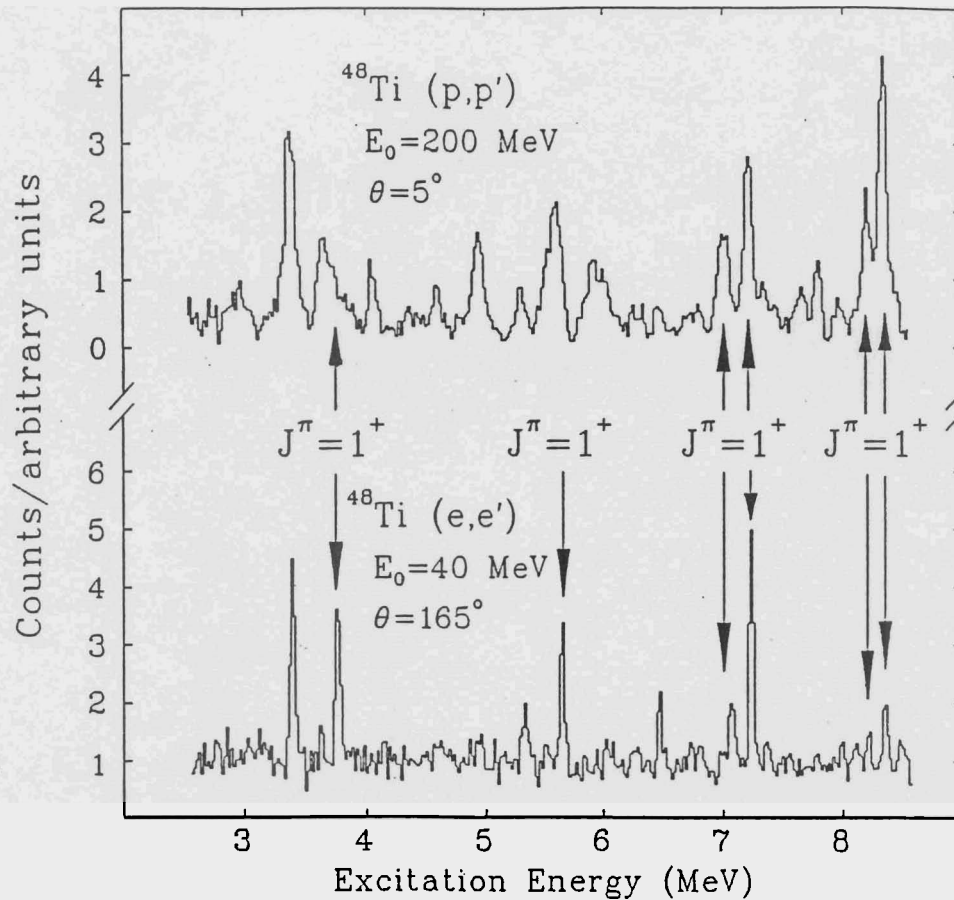


Abb. 1.4: Protonenstreuung bei $E_p = 200$ MeV und $\theta = 5^\circ$ von ^{48}Ti ; darunter Elektronenstreuung bei $E_0 = 40$ MeV und $\theta = 165^\circ$ im Anregungsenergiebereich zwischen 2.5 MeV und 8.5 MeV

Tabelle 1.2: Anregungsenergien der $J^\pi = 1^+$ -Zustände in ^{48}Ti , Übergangstärke aus Elektronen- und Protonenstreuexperimenten sowie experimentelles Bahn-zu-Spin-Verhältnisse bei konstruktiver Interferenz zwischen Bahn- und Spinterm. Die Nachweisgrenze der Übergangstärke der (p,p')-Streuung wurde bei der Anregung bei $E_x = 5.64$ MeV bei $0.5\mu_N^2$ festgelegt (analog zur Nachweisgrenze bei (e,e')-Messung)

E_x (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(M\sigma)$ (μ_N^2)	$B(M1)/B(M\sigma)$
3.741	0.53 ± 0.08	0.17 ± 0.03	0.56 ± 0.13
4.263	0.24 ± 0.1	0.08 ± 0.03	0.53 ± 0.51
5.640	0.47 ± 0.09	nicht beobachtet	≥ 4.2

Zu erkennen ist eine recht gute Übereinstimmung aller 3 Verteilungen.
Nur der $J^\pi = 1^+$ -Zustand bei 5.64 MeV, der im (e,e')-Spektrum gut zu erkennen

ist und von einem $J^\pi = 2^+$ -Zustand überlagert ist, kann im (p,p') -Experiment nicht nachgewiesen werden.

Ansonsten wird ab 6.5 MeV in beiden experimentellen Spektren eine starke Fragmentierung der $B(M1)$ -Stärke beobachtet, die auch durch die Theorie gut wiedergegeben wird. Diese Fragmentierung, die in der Protonenstreuung Anregungen mit hohem Wirkungsquerschnitt darstellen, deuten auf einen hohen Spin-Anteil dieser Übergänge hin, worauf schon die Theorien in Kap. 3 hinwiesen.

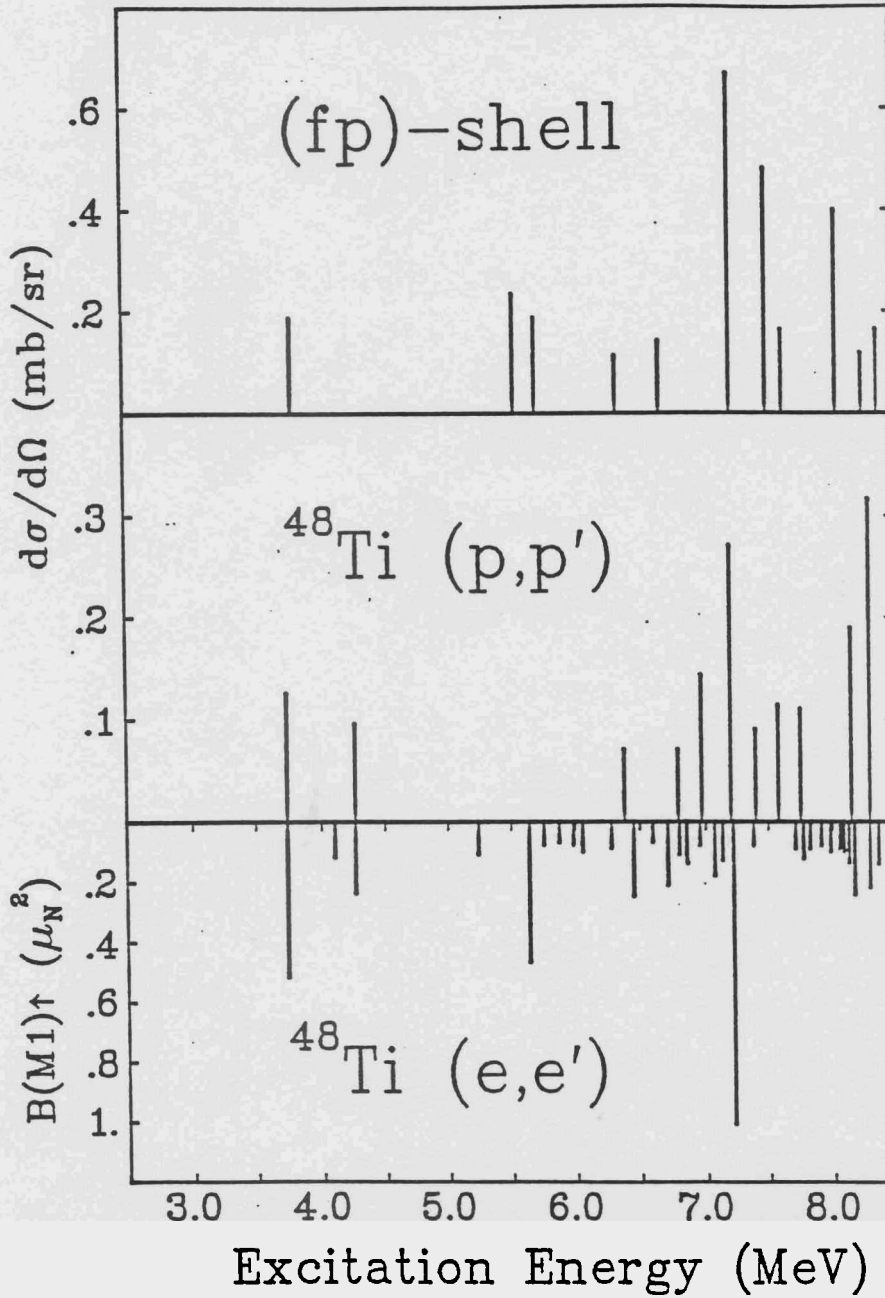


Abb. 6.5: Theoretische und experimentelle $J^\pi = 1^+$ -Stärkteverteilungen von ^{48}Ti im Anregungsenergiebereich von 2.5 MeV bis 8.5 MeV.

1.3 Diskussion der Ergebnisse

1.3.1 Magnetische Dipolübergänge

In der modellabhängigen und modellunabhängigen Auswertung der letzten Kapitel wurde eine vollständige Stärkeverteilung der magnetischen Dipolübergänge erstellt.

Der Vergleich dieser experimentellen Verteilung ist in Abb. 6.6 dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß alle verwendeten Theorien aus Kap. 3 einen niedrigliegenden Zustand vorhersagen. Während die FPVH- und der Zamick-Wechselwirkung eine gute Wiedergabe der Energielage vorhersagen, ist diese bei den übrigen beiden Theorien zu hoch. Gemeinsam ist allen Theorien, daß dieser Zustand bahndominant sein sollte. Die (p,p')-Experimente in Orsay bestätigen dies auch. Doch wird das Bahn-zu-Spin-Verhältnis von allen Theorien überschätzt. Dies kann an der Grundvoraussetzung liegen, daß sich der ^{40}Ca -Core inaktiv während der Anregung verhält. Da die Bahnstärke nennenswert nur durch Recoupling-Übergänge herrührt, ist es durch Anregung von Nukleonen des ^{40}Ca -Cores in die $0f_{7/2}$ -Schale möglich, die Anteile der Recoupling-Übergänge zu verkleinern. Eine weiterer Grund für das zu hohe Bahn-zu-Spin-Verhältnis könnten destruktive Interferenzen der Recoupling-Übergänge bei Vielteilchen-Vielloch Anregungen sein, die aber wegen der vorhandenen Rechnerkapazitäten nicht berücksichtigt werden konnten.

In Tab. 6.3 ist die gesamte, im Anregungsenergiebereich von 2.5 bis 9.5 MeV auftretende Stärke dargestellt. Außerdem sind Energielage, Übergangstärke und Bahn-zu-Spin-Verhältnis des niedrigliegenden Zustandes aufgeführt.

Tabelle 1.3: Summenstärke der experimentellen und theoretischen magnetischen Dipolanregungen in ^{48}Ti ; weiterhin sind Anregungsenergie, Übergangstärke und Bahn-zu-Spin-Verhältnis des niedrigstliegenden $J^\pi = 1^+$ -Anregung aufgetragen.

	$\Sigma B(M1)$ (μ_N^2)	E_x (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(M1)/B(M\sigma)$
Experiment	5.95 ± 1.88	3.740	0.52 ± 0.05	0.56 ± 0.13
FPVH	4.713	3.734	0.9339	0.7707
FPY	1.686	4.446	0.599	0.854
Mooy	2.233	4.758	0.357	0.829
Zamick	0.929	3.826	0.7434	1.093

Ein weiterer stark bahndominanter Zustand tritt bei $E_x = 5.64$ MeV auf. Dieser Zustand kann in der Protonenstreuung nicht beobachtet werden. Nimmt man als Nachweisgrenze zur eindeutigen Identifikation eines $J^\pi = 1^+$ -Zustandes $0.5\mu_N^2$ an, so liegt das Bahn-zu-Spin-Verhältnis bei mindestens 4.27. Dieser Zustand kann nur von der FPVH-Restwechselwirkung wiedergegeben werden.

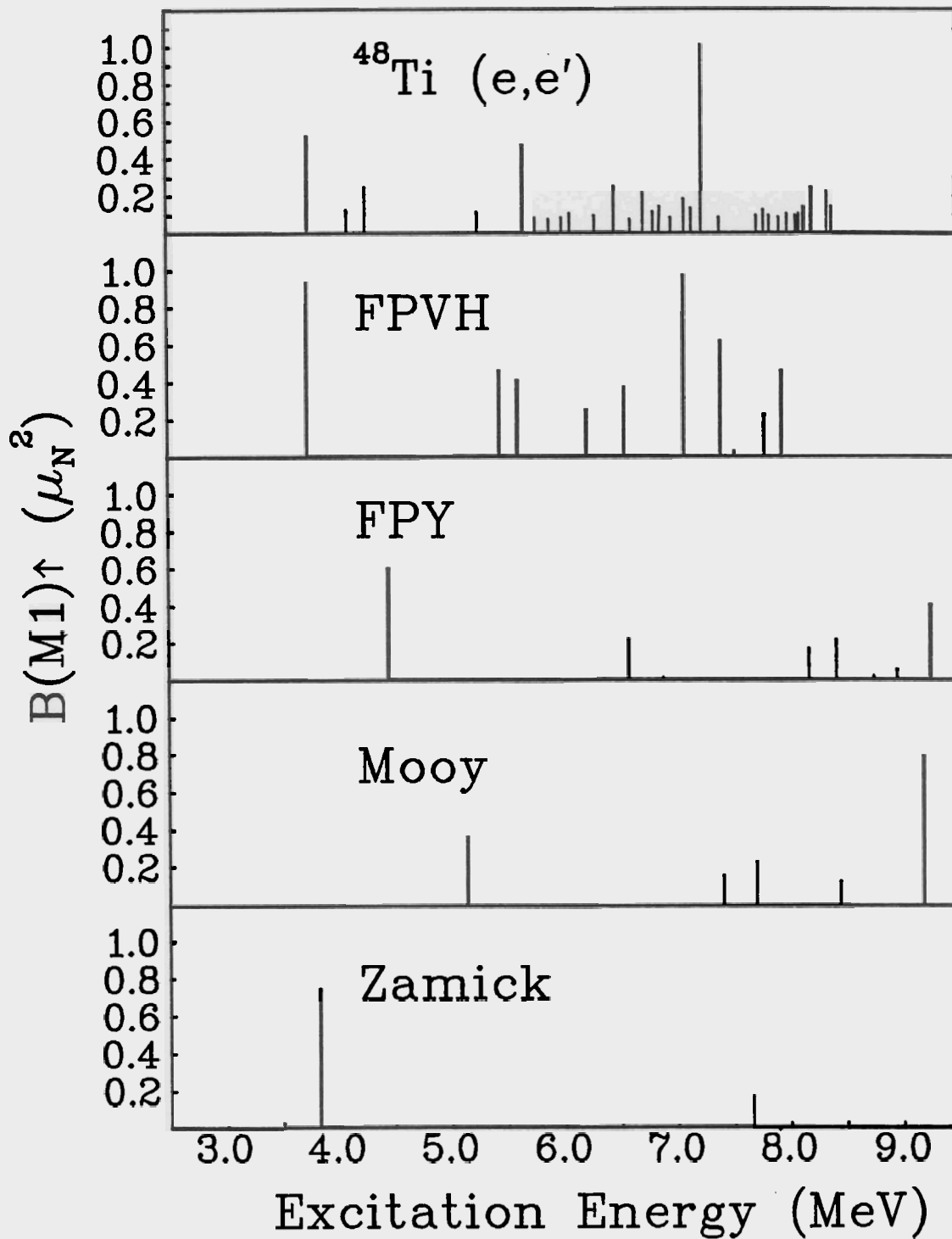


Abb. 6.6: Vergleich der experimentellen und der theoretischen magnetischen Dipolstärkeverteilung in ^{48}Ti im Anregungsenergiebereich von 2.5 MeV bis 9.5 MeV.

Ansonsten ist bei allen Theorien eine Fragmentation der Übergangsstärke wiedergegeben. Durch die Vergrößerung des Konfigurationsraumes wäre es sicher möglich die Fragmentierung besser zu beschreiben (siehe auch Abb. 3.3). Im Anregungsenergiebereich ab 6 MeV weisen die Protonenstreuexperimente auf Übergänge mit hohem Spinanteil hin. Dies wird auch bei allen Theorien, mit Ausnahme des einfachen Modells von Zamick erwartet. In diesem stark fragmentierten Bereich wird von diesen Modellen wiederum ein starker Zustand vorausgesagt, der jedoch in allen Theorien einen starken Spinflipanteil enthält. Tatsächlich existiert auch ein solch stark angeregter Zustand bei $E_x = 7.22$ MeV mit einer Übergangsstärke von $(1.01 \pm 0.06)\mu_N^2$. Auch bei den (p,p')-Experimenten wird dieser Zustand stark angeregt, und hat damit eine starke Spinflipkomponente.

Insgesamt lässt sich sagen, daß alle Theorien die Anregungen in Energielage und Stärke zufriedenstellend wiedergeben, insbesondere den tiefliegenden Zustand und den dann auftretenden Gap zu den spinflipdominanten Anregungsbereich, jedoch keine guten Aussagen über das Bahn-zu-Spinverhältnis geben.

Insbesondere liegen bei den Modellen von Mooy und der Restwechselwirkung FPY die Anregungsenergien systematisch zu hoch.

Um die hohe Fragmentierung des Experiments nachzuvollziehen, müssten jedoch auch Vielteilchen-Vielloch-Anregungen mitberücksichtigt werden.

In Abb. 6.7 wird nochmal ein Vergleich der Stärkeverteilung, resultierend aus dem Experiment mit der Stärkeverteilung der FPVH-Restwechselwirkung dargestellt. Mit aufgetragen sind die theoretischen Bahn- bzw Spinanteile. Deutlich ist der zu erwartende Spinflipbeitrag bei Energien über 6.0 MeV zu erkennen. Die experimentellen Übergangsstärken aus der Protonenstreuung liegen noch nicht für den gesamten Energiebereich vor.

Das Problem der zu hoch vorhergesagten Bahn-zu-Spin-Verhältnisse tritt nicht nur in den hier verwendeten Rechnungen auf. Auch die fp-Rechnung von Oda und Muto [46] kommt auf einen Wert von 2.37, welcher den experimentellen fast um den Faktor 5 überschätzt.

Auch QRPA-Rechnungen (**Q**uasiparticle **R**andom-**P**hase **A**pproximation) von Faessler, Nojarov and Taigel [47] geben das experimentelle Spektrum gut wieder. Doch auch hier wird das Bahn-zu-Spin-Verhältnis des niedrigstliegenden Zustandes mit 0.7 zu hoch wiedergegeben. Diese Rechnung sagt jedoch ebenfalls einen weiteren Zustand bei $E_x = 5.6$ MeV voraus, der ein Bahn-zu-Spin-Verhältnis von ca. 0.6 besitzen soll. Dieser Wert liegt weit unter dem experimentell gemessenen Wert. Leider geben die Formfaktoren aus dieser Rechnung keine gute Beschreibung des experimentellen Formfaktorverlaufs wieder.

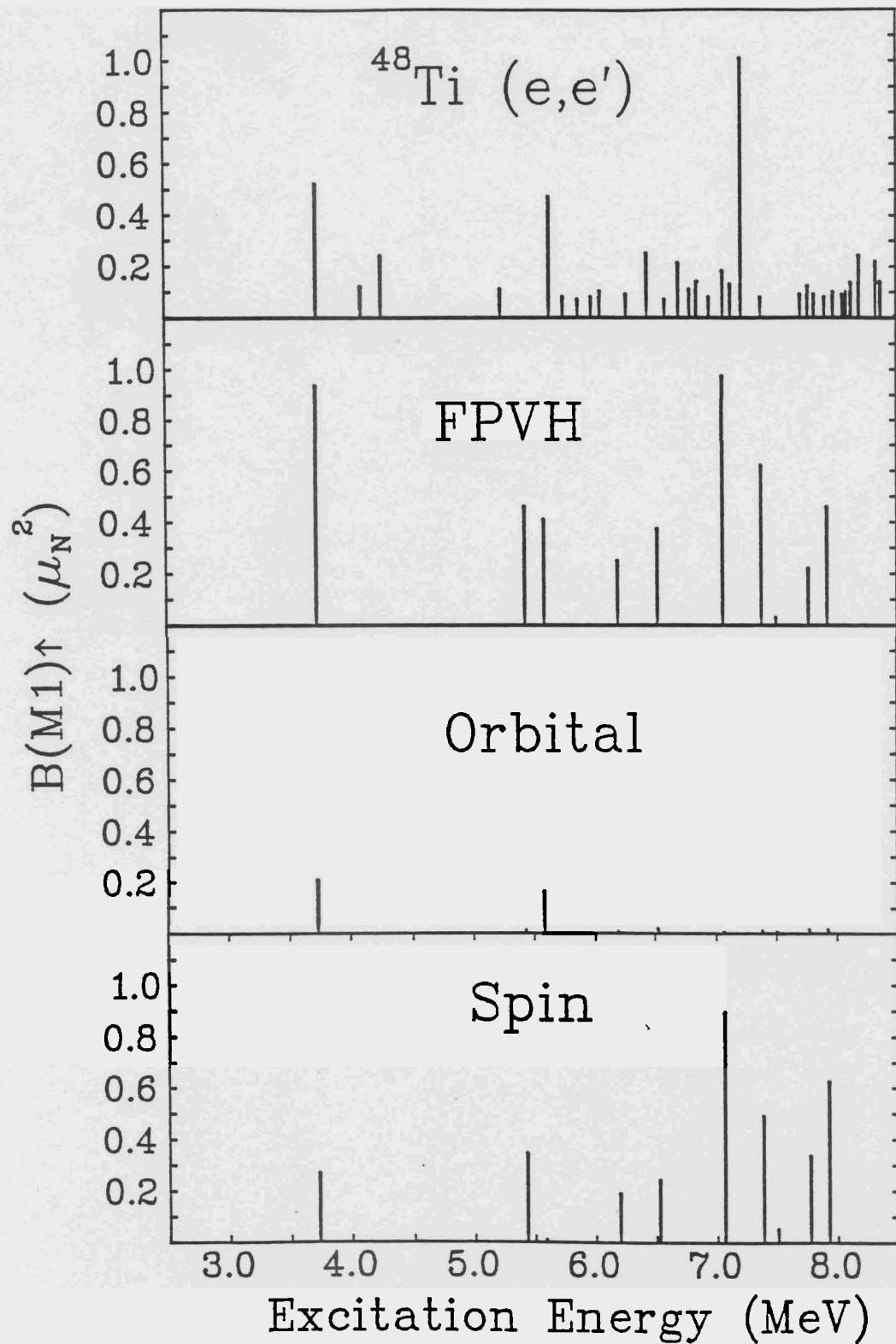


Abb. 6.7: Vergleich der experimentellen Stärkeverteilung mit den Vorhersagen der FPVH-Wechselwirkung. In den unteren Darstellungen ist die theoretische Aufspaltung in Bahn- und Spinanteil gezeigt.

1.3.2 Elektrische Quadrupolanregungen

Obwohl die kinematischen Bedingungen der Elektronenstrommessungen im Hinblick auf die Untersuchung von magnetischen Anregungen gewählt wurden, gab es auch Hinweise auf Quadrupolübergänge.

In Abb. 6.8 ist die experimentelle Stärkeverteilung über den theoretischen Vorhersagen wiedergegeben. Es zeigt sich, daß keine der verwendeten Theorien in der Lage ist Energie und Stärke zufriedenstellend wiederzugeben. Jedoch ergeben Modellrechnungen jeder Theorie, daß der Großteil der vorkommenden E2-Stärke in der niedrigstliegenden E2-Anregung konzentriert ist. Somit wird die Tendenz wiedergegeben. Alle Theorien, die den vollständigen fp-Schalenraum als Konfigurationraum haben, geben die Fragmentierung der Stärke und den Energiebereich ihres Auftretens wieder, doch wird die Stärke und Energielage der einzelnen Anregungen nicht gut beschrieben.

Tab. 6.4 gibt die experimentelle und die theoretischen Summenstärke in ^{48}Ti bis 8.5 MeV Anregungsenergie an. Dabei wurden die Anregungsenergie kleiner 2.5 MeV aus [48] entnommen.

Tabelle 1.4: Summenstärke der experimentellen und theoretischen elektrischen Quadrupolanregungen in ^{48}Ti .

	Experiment	FPVH	FPY	Mooy	Zamick
$\sum B(E2) \uparrow$ ($e^2 fm^4$)	1160	785.73	842.05	835.14	339.54

Die Summenstärke wird von allen Theorien unterschätzt. Möglicher ergibt auch hier die Berücksichtigung von Vielteilchen-Vielloch-Anregungen eine bessere Beschreibung dieser Anregungen. Im Gegensatz dazu ist die Übereinstimmung der Formfaktoren mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten z.T. gut. Hier geben besonders die Formfaktoren aus der Mooy-Restwechselwirkung eine gute Anpassung.

Abb. 6.9 zeigt die Anpassung des E2-Formfaktors von Mooy an den Übergang zum $J^\pi = 2^+$ -Zustand bei $E_x = 6.992$ MeV (siehe Tab. 3.5, dort Zustand Nr.8). Diese Anpassung liefert eine quadratische Abweichung $\chi^2 = 4.15$ und eine Übergangsstärke $B(E2) \uparrow = (12.4 \pm 2.6)e^2 fm^4$. Die Formfaktoranpassung ist über die Einschußenergie aufgetragen und durch die Streuwinkel parametrisiert.

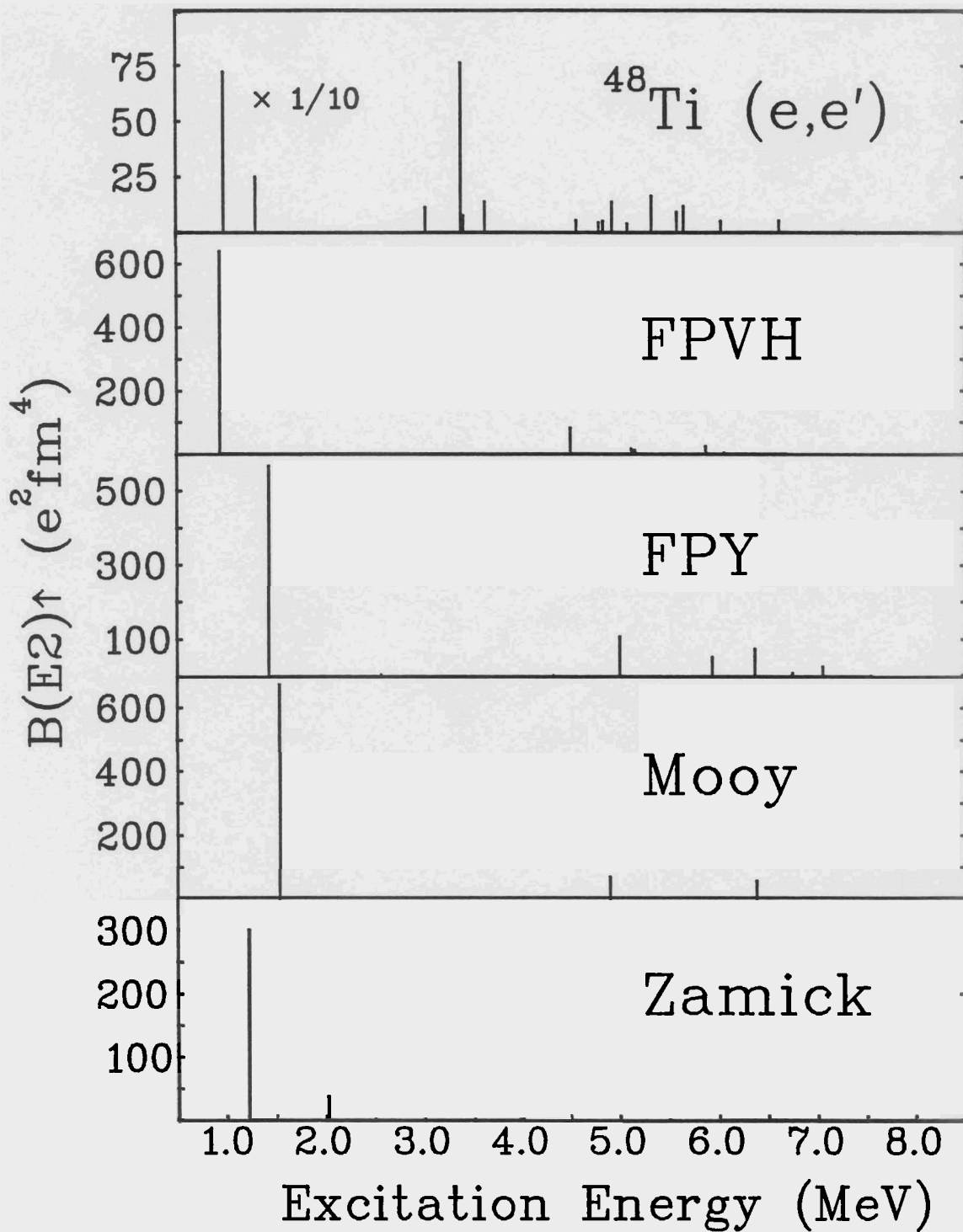


Abb. 6.8: Vergleich der experimentellen E2-Stärkeverteilung mit den gerechneten theoretischen Verteilungen für ^{48}Ti . Die experimentellen Werte unterhalb 2 MeV sind um den Faktor 10 verkleinert eingezeichnet.

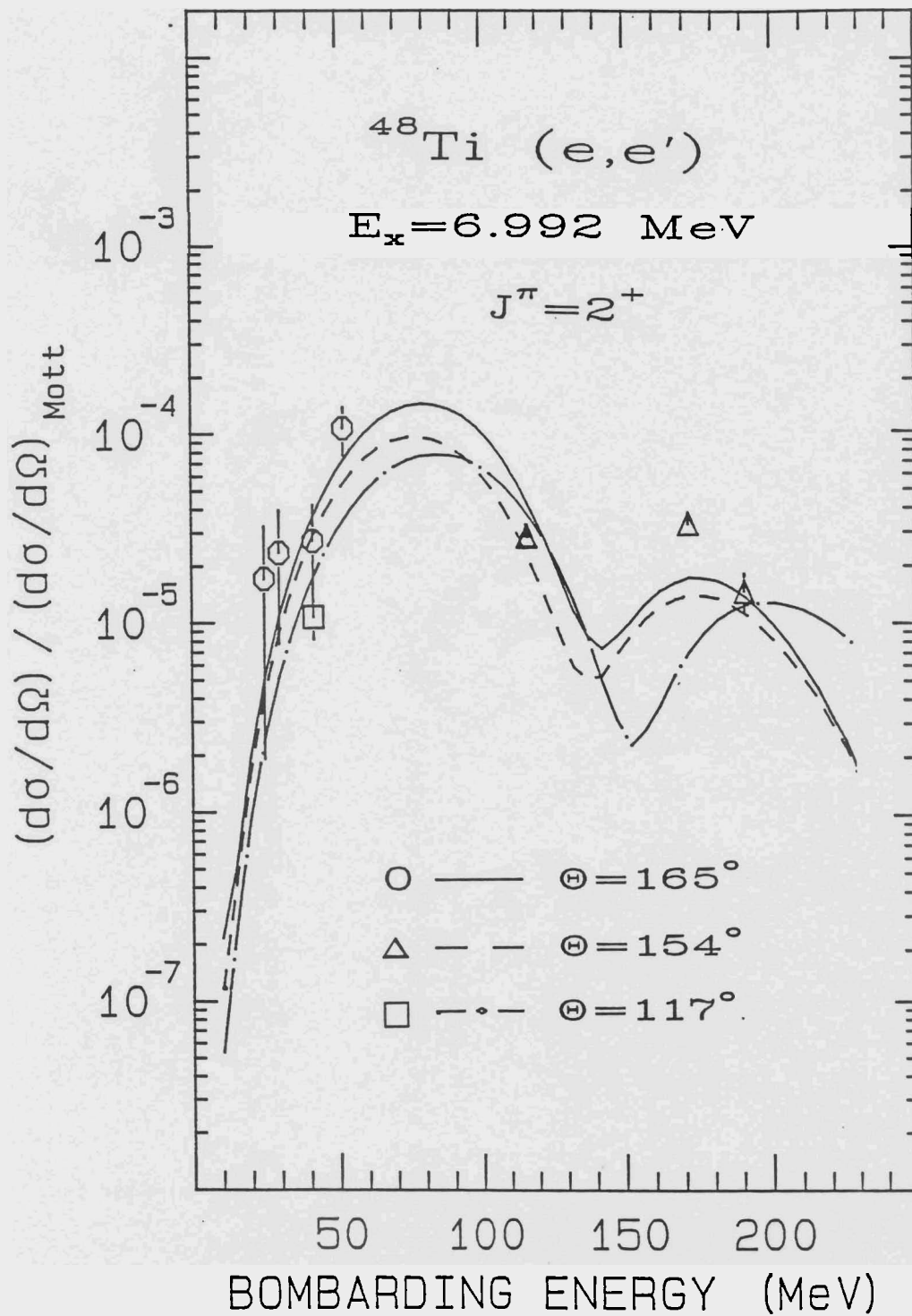


Abb. 6.9: Vergleich des $E2_8$ -Formfaktors von Mooy mit den experimentellen Werten des $J^\pi = 2^+$ -Zustandes bei $E_x = 6.992 \text{ MeV}$ in ^{48}Ti , dargestellt über der Einschubenergie jeweils für die Streuwinkel 165° , 154° und 117° .

1.3.3 Magnetische Oktupolanregungen

Wie aus den M3-Formfaktorverläufen aus Kap. 3 zu erkennen ist, sind zur Identifikation von M3-Zuständen Messungen bei hohen Impulsüberträgen notwendig. Da zusätzlich zu den fünf Messungen in Darmstadt noch acht weitere Messungen bis zu einem Impulsübertrag von 2 fm^{-1} in Amsterdam durchgeführt wurden, war es möglich auch eine M3-Stärkeverteilung zu messen. Die Statistik der Amsterdamer Messungen erlaubte jedoch nicht immer eine eindeutige Zuordnung der Multipolarität, so daß die Ergebnisse für die M3-Übergänge nicht zu 100% gesichert sind. Abbildung 6.10 zeigt die Gegenüberstellung der experimentellen mit theoretisch vorhergesagten Stärkeverteilungen.

Deutlich wird in allen Rechnungen ein tiefliegender M3-Zustand vorrausgesagt. Nach einem Gap von 2.5 MeV ergeben die Messungen eine Fülle von stark angeregten Zuständen, die fast die gesamte M3-Stärke beinhalten. Dies wird von allen Theorien vorrausgesagt. Jedoch können sie weder die Energielage, noch diese starke Fragmentation wiedergeben. Dies würde sicherlich durch eine Vergrößerung des Konfigurationsraumes verbessert werden. Bei der Auswertung dieser Zustände zeigte sich, daß der M3-Formfaktor von Zamick diese Übergänge gut beschreibt. Jedoch wird die $B(M3) \uparrow$ -Summenstärke um den Faktor 45 unterschätzt. Da der reine Spinflipformfaktor nicht in der Lage ist, die experimentellen Daten zu beschreiben, muß der Recoupling die wesentliche Ursache dieser Übergänge darstellen. Die gute Beschreibung der experimentellen Daten durch den Formfaktor der FPVH- und auch der FPY-Restwechselwirkung bestätigen dies. So haben die vorhergesagten Zustände alle starke Beimischungen der $1p_{3/2}$ -Schale, durch welche weitere Recouplingübergänge innerhalb dieser Schale möglich werden. Dies hatte tatsächlich ein deutliches Anwachsen der $B(M3) \uparrow$ -Summenstärke zur Folge, wie Tab. 6.5 zeigt. Auch hier gibt die Rechnung mit der FPVH-Restwechselwirkung die beste Vorhersage, obwohl die gemessene Summenstärke noch immer um den Faktor 2 unterschätzt wird.

Tabelle 1.5: Summenstärke der experimentellen und theoretischen magnetischen Oktupolanregungen in ^{48}Ti .

	Experiment	FPVH	FPY	Zamick
$\sum B(M3) \uparrow$ ($\mu_N^2 \text{fm}^4$)	76670 ± 19350	34416	17654	1734.11

Abbildung 6.11 zeigt die Anpassung des FPVH-M3-Formfaktors an den J^π -Zustand bei 7.576 MeV mit einer Übergangsstärke von $B(M3) \uparrow = 7490 \pm 1198 \mu_N^2 \text{fm}^{-1}$.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Rechnungen in der Lage sind, die Tendenz der M3-Anregungen wiederzugeben. Leider sind sie nicht in der Lage die $B(M3) \uparrow$ -Summenstärke zufriedenstellend vorrauszusagen.

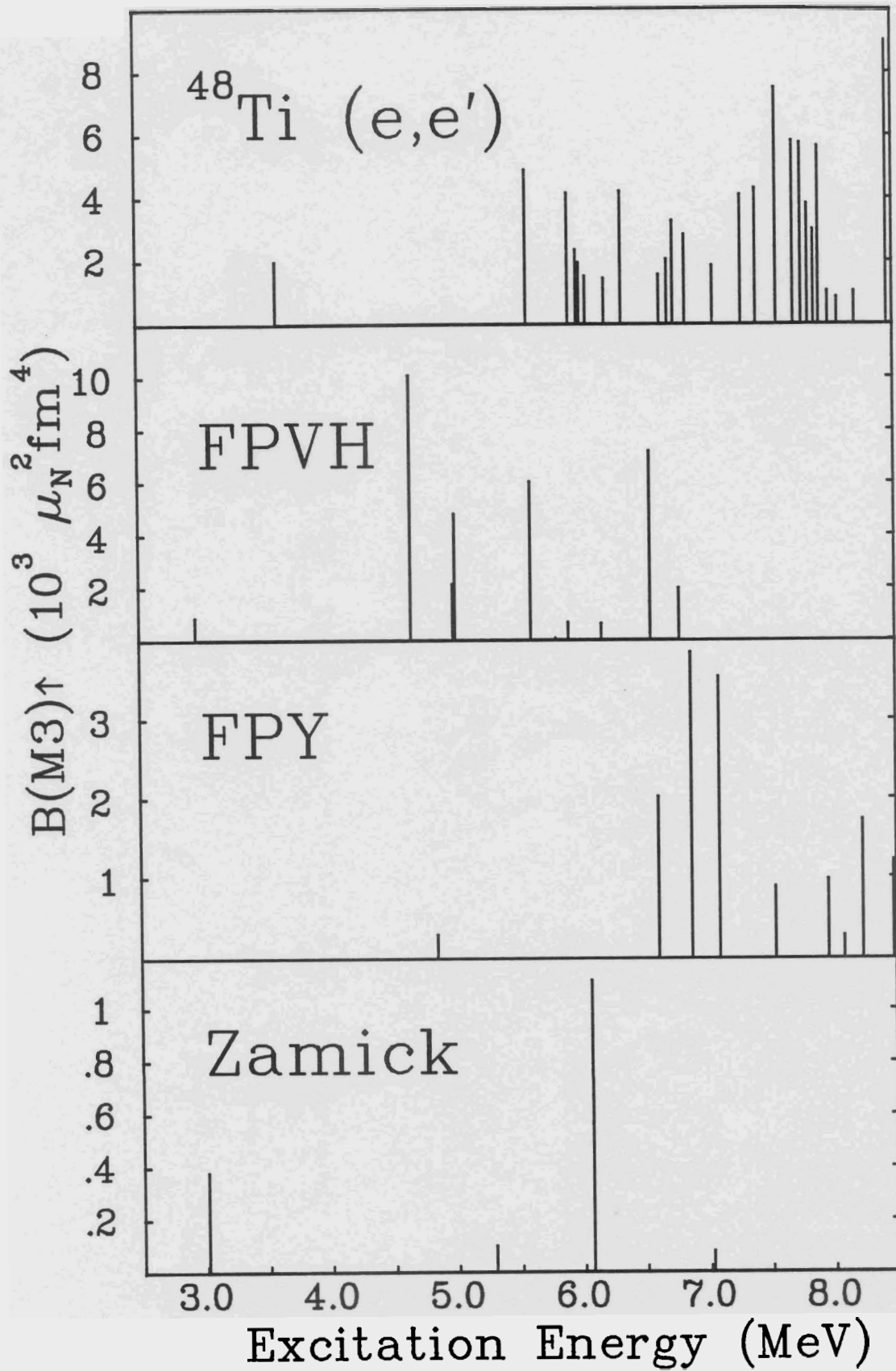


Abb. 6.10: Vergleich der experimentellen M3-Stärkeverteilung mit mit den gerechneten theoretischen Verteilungen für ^{48}Ti .

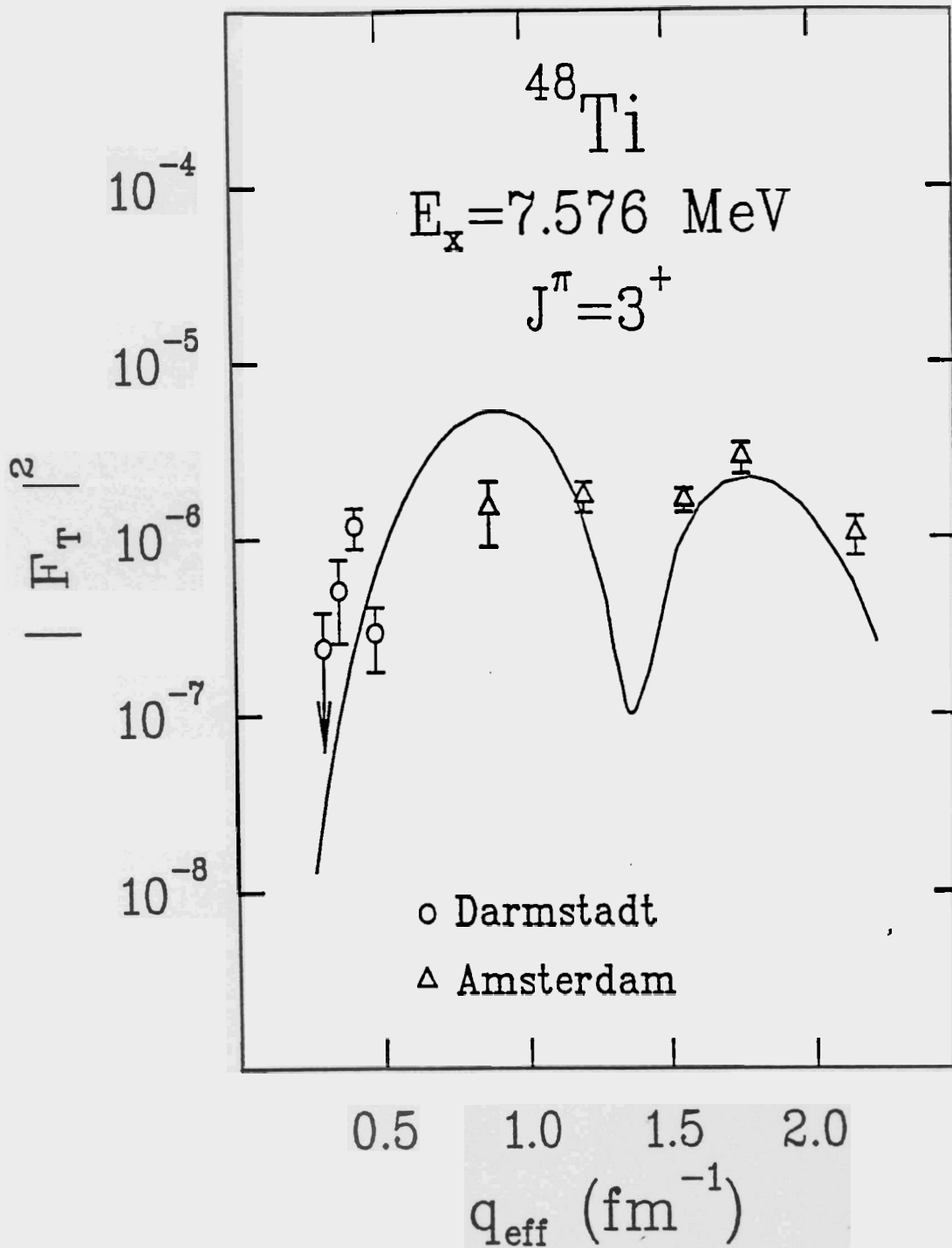


Abb. 6.11: Anpassung des FPVH-Formfaktors an den $J^\pi = 3^+$ -Zustand bei 7.576 MeV. Aufgetragen ist der transversale Formfaktor über q_{eff} .

7 Konstruktion einer Targetschleuse

7.1 Vorgaben

Zur Zeit wird in Darmstadt ein supraleitender Beschleuniger (S-DALINAC) gebaut, der der Durchführung von Koinzidenzexperimenten dienen soll. Zum Nachweis der gestreuten Elektronen und der vom Kern emittierten Teilchen (p , n , α) wird deshalb ein neuer Experimentierplatz eingerichtet. Dieser besteht aus einer Streukammer [49] mit eingebautem Goniometer [50] zur Aufnahme und Positionierung der Halbleiterzähler und einem Q-Clam-Elektronenspektrometer [51] mit einer in dessen Fokalebene befindlicher Vieldraht-Driftkammer [52], [53].

Um die Targets relativ zum einfallenden Elektronenstrahl zu positionieren, war die Konstruktion und der Bau einer neuen Targethalterung notwendig. Sie sollte folgende Forderungen erfüllen:

- Um ein schnelles Einfahren von neuen Targets zu ermöglichen, sollten sich auf der Targetleiter möglichst viele Targets befinden können.
- Ein Auswechseln der gesamten Targetleiter sollte schnell und ohne großen Aufwand vonstatten gehen.
- Die Targetschleuse sollte auch zur Aufnahme von oxidationsempfindlichen Targets geeignet sein.
- Weiterhin sollten Streukammerdeckel, Goniometer und Targetschleuse eine Einheit bilden
- Eine hohe Genauigkeit beim Positionieren der Targets wird wegen der Justierung des Strahls mittels Leuchttargets gefordert (≤ 0.1 mm).
- Zur Einstellung der optimalen Targetdicke muß das Target im Winkel verdrehbar sein ($\leq 0.1^\circ$).
- Die für das Goniometer entwickelte Steuerung [7] soll auch die Positionierung der Targets übernehmen
- Das Vakuum in der Streukammer ($\leq 10^{-6}$ bar) darf durch den Betrieb der Targetschleuse nicht beeinträchtigt werden.

7.2 Konstruktion

Abb. 7.1 zeigt einen Schnitt durch die gesamte Targetschleuse. Sie besteht aus zwei Hauptkomponenten.

Unterbau: Er kann an die Streukammer angeflanscht und vakuumtechnisch durch ein Ventil von ihr abgetrennt werden und dient zur Aufnahme der Targetleiter, mit maximal 8 GSI-Standard-Target-Rähmchen (bei einer Targetfläche von 3.14 cm^2). Weiterhin wird hier eine Tür angebracht, durch welche die Targetleiter in die Targetschleuse eingebaut wird. Die Anschlüsse für die Vakuumpumpe sind auch an dieser mit dem Streukammerdeckel fest verbundenen Einheit.

Oberbau: Dieser Teil ist für die gesamte Bewegung des Targets verantwortlich. Um Vakuump Probleme auf das Mindestmaß zu beschränken befindet sich der Großteil der Verfahrmimik außerhalb des Vakuums. Nur eine Zahnstange, die einen Hub von 591 mm zuläßt befindet sich durch ein Schutzrohr vom Atmosphärendruck getrennt im Vakuum. Dieser große Verfahrbereich war durch die Lage des Elektronenstrahls ca. 300 mm unter dem Streukammerdeckel notwendig. Angetrieben wird die Zahnstange von einer Ritzelwelle, die durch einen Simmerring abgedichtet zu einem außerhalb des Vakuums angebrachten Getriebe geführt wird. Das Getriebe läßt eine Genauigkeit in der Targetpositionierung von 0.1 mm zu. Der Antrieb für die Winkeleinstellung des Targets befindet sich vollständig außerhalb des Vakuums. Hier kann eine Einstellgenauigkeit des Winkels auf 0.1° erreicht werden. Diese Anordnung des Antriebs läßt einen schnellen Austausch der Motoren oder Schrittgeber zu. Auch die Verkabelung mit der Steuerung [7] wird ohne großen Aufwand möglich.

Institut für Kernphysik Darmstadt

Benennung: Targetschleuse

Werkstoff:

Maßstab: ohne

File:

Zeichn.Nr.: TS 1

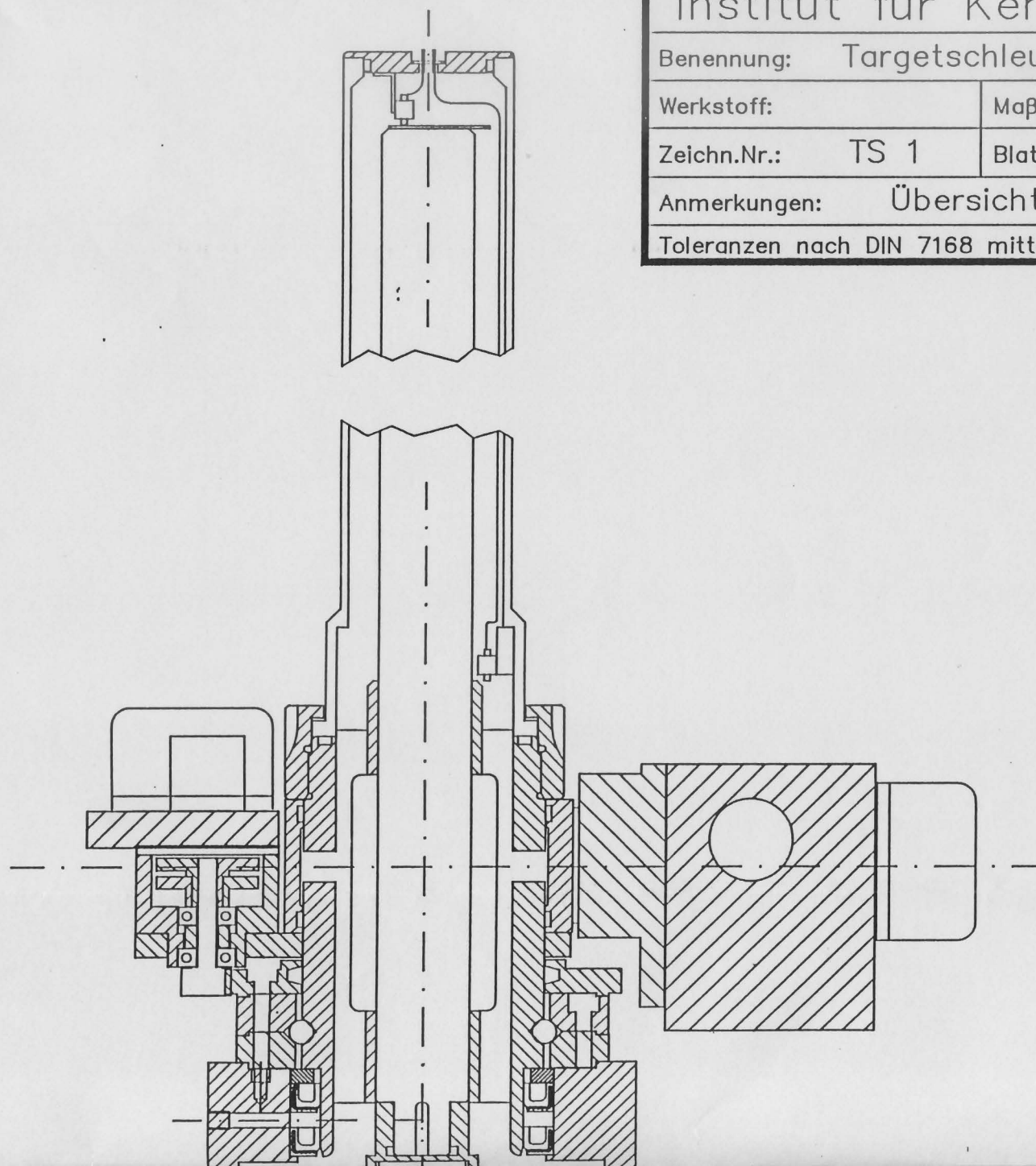
Blatt:

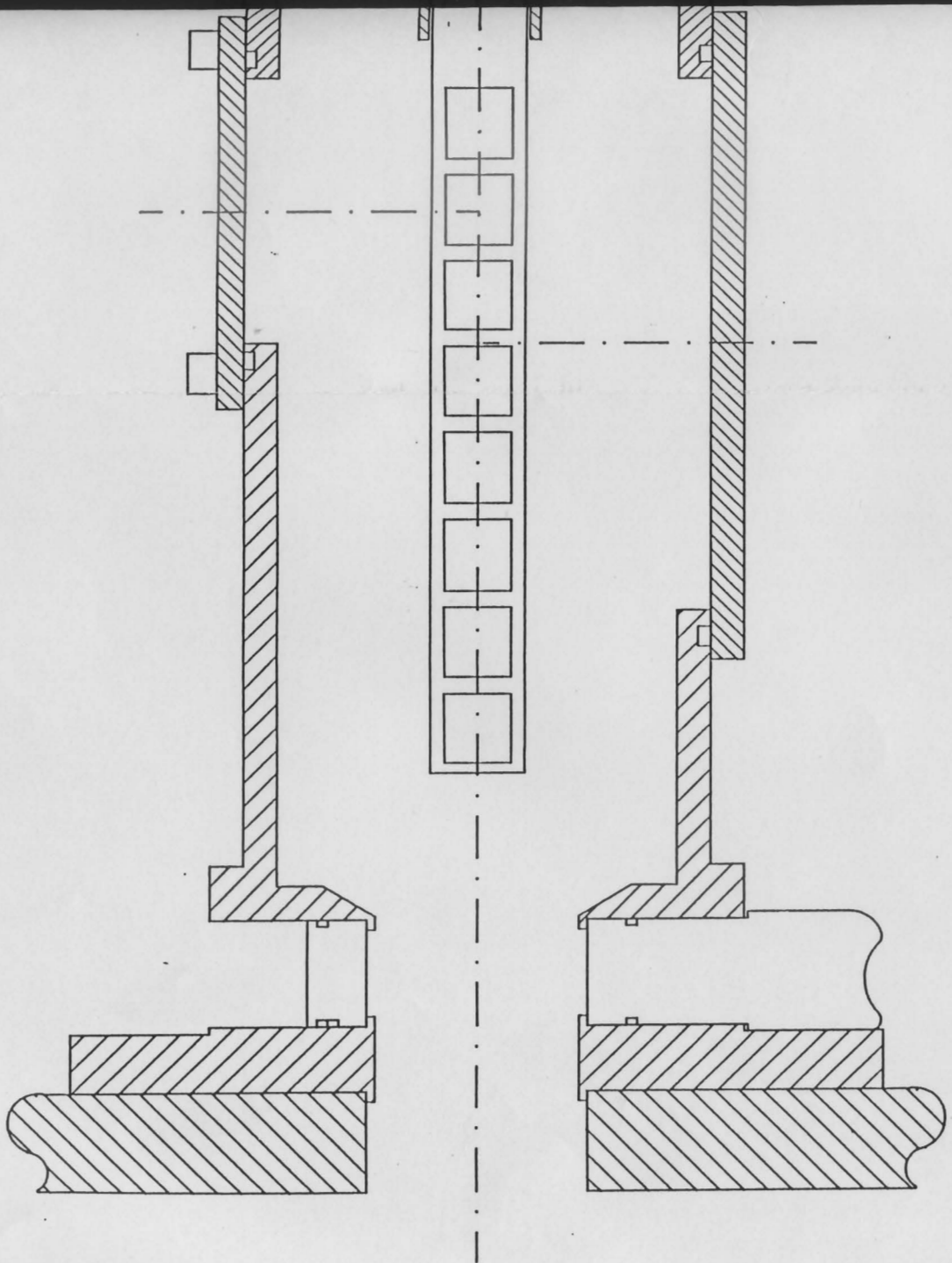
Datum:

Anmerkungen: Übersicht

Toleranzen nach DIN 7168 mittel

Rauhtiefen nach DIN ISO 1302





100 mm

Abb. 7.1: Übersichtszeichnung der Targetschleuse

8 Schlußbemerkung

Zur Bestimmung der magnetischen Dipolstärke in ^{48}Ti im Anregungsenergiebereich bis 8.5 MeV wurden fünf Messungen bei Einschußenergien zwischen $E_0 = 20$ und 50 MeV unter Streuwinkeln von $\theta = 117^\circ$ und 165° durchgeführt. Die hohe Auflösung der Darmstädter Elektronenstreuanordnung und die Selektivität der Elektronenstreuanordnung bei kleinem Impulsübertrag erlaubte auch die Messung schwacher magnetischer Dipolanregungen. Ergänzend erfolgten Messungen bei hohen Impulsüberträgen bei Einschußenergie bis 209 MeV und einem Streuwinkel von $\theta = 154^\circ$ in Amsterdam. Zur Bestimmung der Bahn-zu-Spin-Verhältnissen wurden Protonenstreuenspektren in Amsterdam aufgenommen.

Hierbei ergab sich für den niedrigliegenden Zustand ein Bahn-zu-Spin-Verhältnis von nur 0.56. Jedoch wurde noch ein Übergang bei 5.64 MeV ausgemacht, der in der Protonenstreuung nicht ausgemacht werden konnte. Auch ist damit bahndominant (Bahn-zu-Spin-Verhältnissen ≥ 0.45).

Während alle verwendeten Theorien für den ersten Zustand ein zu hohes Bahn-zu-Spin-Verhältnis vorhersagen, wird es bei dem zweiten unterschätzt. Sie weisen jedoch alle auf einen zweiten stark bahndominanten Zustand hin.

Im Anregungsenergiebereich größer 6 MeV wurden eine große Anzahl von magnetischen Dipolanregungen gefunden. Diese hatten, wie die theoretischen Modellrechnungen vorhersagen eine große Spinstärke. Ihr Anregungsmechanismus basiert im Wesentlichen auf Spinflipübergängen zwischen der $0f_{7/2}$ - und $0f_{5/2}$ -Schale.

Möglicherweise verringert die Einbeziehung von Vielteilchen-Vielloch-Anregungen in den theoretischen Schalenmodellrechnungen die noch auftretenden Unterschiede. Auch die Vergrößerung des benutzten Konfigurationraumes, insbesondere die Einbeziehung des ^{40}Ca -Cores könnte Verbesserungen nach sich ziehen.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Bohle, G. K uchler, A. Richter and W. Steffen, Phys. Lett. **B148** (1984), 260
D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. lo Iudice, F. Palumbo and
O. Scholten, Phys. Lett **B137** (1984), 27
D. Bohle, Dissertation, TH Darmstadt (1985)
- [2] N.LoIudice and F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 1532
- [3] G. Kilgus, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1987)
K.-D. Hummel, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1986)
- [4] L. Zamick, Phys. Rev. **C31** (1985), 1955
- [5] T. Guhr, Diplomarbeit, TH. Darmstadt (1986)
- [6] H.-J. Stein, Diplomarbeit, TH. Darmstadt (1988)
- [7] G. Hartung, Diplomarbeit, TH. Darmstadt (1989)
- [8] H. Theissen, Springer Tracts in Mod. Phys. **65** (1972)
- [9] H.  berall, Elektron Scattering from Complex Nuclei A+B, Academic Press,
New York-London (1971)
- [10] T. de Forest, J.D. Walecka Adv. Physics **15** (1966),1
- [11] J. Heisenberg and H.P. Blok, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983), 569
- [12] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Willy & Son New York (1962)
- [13] P.J. Brussaard and P.W.M. Glaudemans, Shell-Model Applications in Nuclear
Spectroscopy, North-Holland, Amsterdam - New York - Oxford (1977)
- [14] H.C. Lee, Nuclear Charge, Convection Current and Magnetization Current Den-
sities, AECL-4839, Chalk River (1975)
- [15] B.A. Brown, A. Etchegoyen and W.D.M. Raer, The Oxford- Buenos-Aires-MSU
Shell-Model-Code (OXBASH)
- [16] J.D. McCullen, B.F. Bayman and L. Zamick, Phys. Rev. **134** (1964), 8515
- [17] B.F. Bayman, J.D. McCullen and L. Zamick, Phys. Rev. Lett. **11** (1963), 215
- [18] L. Zamick, Phys. Rev. **C33** (1986), 691
- [19] H. Liu and L. Zamick, Phys. Rev. **C36** (1987), 2064
- [20] R.B.M. Mooy and P.W.M. Claudemans, Z. Physic **A312** (1983), 59

- [21] T.T.S. Kuo and G.E. Brown, Nucl. Phys. **A114** (1968), 241
- [22] A. Yokoyama and H. Horie, Phys. Rev. **C31**(1985), 1012
- [23] A.G.M. van Hees and P.W. Claudemans, Z. Phys. **A303** (1981), 267
- [24] Styczen et al. , Nucl. Phys. **A327**(1979), 295
- [25] J.F.A. Van Hienen, W.Chung and B.H. Wildenthal, Nucl. Phys. **A269**(1976), 159
- [26] E. Spamer, Z. Phys. **191** (1966), 24
- [27] A.R. Edmond, Angular momentum in Nucl. mechanics, (3.6.15) Princeton, New Jersey: Princeton university Press (1957)
- [28] T.H. Schucan, Phys. Rev. **171** (1968), 1146
- [29] T.H. Schucan, Laborbericht **Nr. 29**, Institut für Kernphysik Darmstadt (1966)
- [30] C. Töpfer, D. Drechsel, Z. Physik **210** (1968), 423
- [31] W. Steffen, Dissertation , TH. Darmstadt
- [32] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. **153**(1978), 17
Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, Nucl. Instr. Meth. **153**(1978), 17
D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. **153**(1978), 29
J. Foh, R. Schneider, D. Schüll, A. Schwierczinski, H. Theissen and O. Titze, Nucl. Instr. Meth. **153**(1978), 43
- [33] R. Schneider, Dissertation, TH Darmstadt (1975)
- [34] B. Dreher, Rechenprogramm, pers. Mitteilung
- [35] C. de Vries, C.W. de Jager, L. Lapikas, G. Luijcks, R. Maas, H. de Vries and P.K.A. de Witt Huberts, Nucl. Instr. Meth. **223**(1984), 1
- [36] J.H.J. Distelbrink, E. Kok, H. Blok, J.L. Visschers and P.K.A. de Witt Huberts, Nucl. Instr. Meth. **220**(1984), 433
- [37] W. Löw, Dissertation, TH Darmstadt (1983)
- [38] A. Degener, Diplomarbeit, Strahlencentrum Gießen (1988)
- [39] H. de Vries, C.W. de Jager and C. de Vries, Atomic Data and Nucl. Data Tables **36**(1987), 495

- [40] D. Schüll, Dissertation, TH Darmstadt (1975)
- [41] A. Willis, M. Morlet, N. Marty, C. Djalali, H. Diesener, A. Richter and H. Stein, Nucl. Phys. **A499** (1989), 367
- [42] W.G. Love and M.A. Franey, Phys. Rev. **C24** (1981), 1073
- [43] R.A. Arndt, L.D. Roper, R.A. Bryan, R.B. Clark, B.J. VerWest and P. Signell, Phys. Rev. **D28** (1983), 97
- [44] P. Schwandt, H.O. Meyer, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, S.E. Vigdor, M.D. Kaitchuck and T.R. Donoghue, Phys. Rev. **C26** (1982), 55
- [45] A. Willis, Thesis Orsay (1968), unpublished
- [46] T. Oda, M. Hino and K. Muto, Phys. Lett. **B190** (1987), 14
- [47] A. Faessler, R. Nojarov and T. Taigel, Nucl. Phys. **A492** (1989), 105
- [48] Nucl. Data Sheets **24** (1978)
Nucl. Data Sheets **45** (1985)
- [49] M. Kuss, Diplomarbeit, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [50] X. Kleinhanss, Diplomarbeit, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [51] M. Knirsch, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [52] G. Kuchler, Dissertation, TH Darmstadt, (1986)
- [53] K.-D. Hummel, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung