

**Protonen-Neutronen-
Schwingungen
im Kern ^{94}Mo**

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Christoph Fransen
aus Hürth

Köln 2000

Berichterstatter: Prof. Dr. P. von Brentano
Prof. Dr. A. Eckart

Tag der mündlichen Prüfung: 7. November 2000

Für meine Eltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen der Multiphononenanregungen	7
2.1	Einführung	7
2.2	Der harmonische Oszillator	7
2.3	Das Modell wechselwirkender Bosonen	11
2.3.1	Das IBM-1	11
2.3.2	Dynamische Symmetrien im IBM-1	13
2.3.3	Das IBM-2	13
2.4	Gemischt-symmetrische Zustände	16
2.4.1	Der F -Spin	16
2.4.2	Das Q -Phononen Schema	19
2.4.3	Zerfallsstärken gemischt-symmetrischer Zustände im IBM	22
2.4.4	Die d -Parität	23
3	Experimente an ^{94}Mo	27
3.1	Photonenstreuung an ^{94}Mo	28
3.1.1	Die Experimente	28
3.1.2	Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz	30
3.1.3	Ergebnisse der Photonenstreuexperimente	35
3.2	Das β -Zerfalls-Experiment	37
3.3	Die Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$	41
3.4	Datenanalyse	45
3.4.1	Auswertung von Winkelkorrelationen	45
3.4.2	Prinzip eines Compton-Polarimeters	53
3.4.3	Der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter	56
3.4.4	Die Doppler-Shift-Attenuation Methode (DSAM)	60
3.4.5	Bestimmung von Zustandsbreiten und Übergangsstärken .	68
3.5	Experimentelle Ergebnisse	69
4	Diskussion	77
4.1	Gemischt-symmetrische Zustände in ^{94}Mo	77
4.1.1	Ein- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie	77

4.1.2	Die Scherenmode in ^{94}Mo	80
4.1.3	Identifikation des gemischt-symmetrischen $J^\pi = 3^+$ Zustandes	89
4.1.4	Der Zwei- Q -Phononen 2^+ Zustand gemischter Symmetrie .	100
4.2	Weitere angeregte Zustände in ^{94}Mo	108
4.2.1	Der 4_2^+ Zustand	108
4.2.2	Weitere experimentelle Ergebnisse	110
5	Zusammenfassung und Ausblick	119

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Anregungen von Atomkernen ermöglicht es, viele grundlegende Erkenntnisse über den Kern als ein quantisiertes Vielteilchensystem zu erhalten. Es lassen sich sowohl Einteilcheneffekte, die Hinweise auf die Schalenstruktur des Kerns ergeben, als auch kollektive Phänomene wie beispielsweise Vibrationsanregungen oder Rotationszustände studieren. Ein Schwerpunkt der Arbeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln ist die Untersuchung von Niedrigspinanregungen, die sich als sehr wertvoll erwiesen hat, um viele fundamentale Kerneigenschaften zu verstehen.

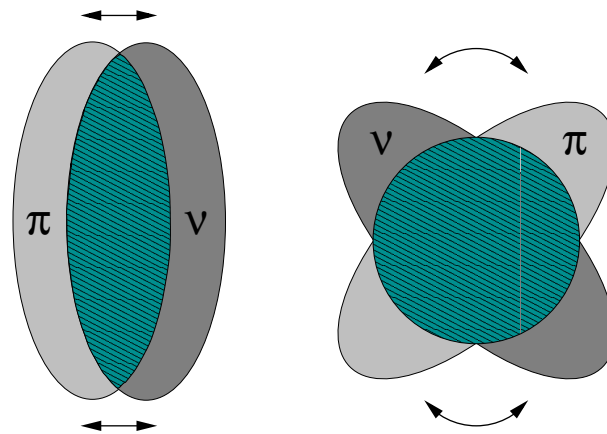


Abbildung 1.1: *Anschauliche, grob schematische Darstellung der elektrischen Dipol-Riesenresonanz (links) und der Scherenmode (rechts).*

Von besonderem Interesse sind kollektive Anregungen, bei denen Protonen und Neutronen nicht gleichphasig angeregt werden, da diese Anregungen grundlegende Informationen über den Proton-Neutron-Freiheitsgrad liefern. Ein Beispiel für eine solche Anregung ist die elektrische Dipol-Riesenresonanz, bei der es sich um eine Art Entmischungsschwingung der Protonen- und Neutronenflüssigkeit handelt, wobei ein großer Teil der Nukleonen an der Anregung teilnimmt. Die Symmetrienergie wirkt als Rückstellkraft. Die große Anzahl von Freiheitsgraden

bei einer solchen Anregung bedingt eine sehr große Breite der Riesenresonanz von mehreren MeV. Die Riesenresonanzen besitzen Anregungsenergien typischerweise um 10 bis 20 MeV.

Im Jahre 1978 wurde von Lo Iudice und Palumbo im Rahmen des Two-Rotor Model eine kollektive isovektorielle magnetische Dipolmode in schweren deformierten Kernen vorhergesagt [LoP78]. Diese $M1$ -Anregung soll anschaulich eine scherenförmige Schwingung des deformierten Protonenkörpers gegen den deformierten Neutronenkörper um eine gemeinsame Rotationsachse darstellen und wurde deshalb als Scherenmode bezeichnet. Es wurde angenommen, daß es sich um eine Schwingung aller Protonen gegen alle Neutronen handelt, weshalb die Scherenmode ähnlich wie die elektrische Dipol-Riesenresonanz eine Anregungsenergie von 10 bis 12 MeV besitzen sollte.

In einem Elektronenstreuexperiment am deformierten Kern ^{156}Gd wurde im Jahre 1983 von A. Richter und Mitarbeitern in Darmstadt eine kollektive magnetische Dipolanregung identifiziert, die als die Scherenmode interpretiert wurde [Ric83, Boh84]. Allerdings liegt diese Mode nur bei einer mittleren Anregungsenergie von 3.075 MeV. In den folgenden Jahren wurde die Scherenmode in systematischen Elektronenstreuexperimenten (siehe beispielweise [Har87]) und Photonenstreuexperimenten (siehe [Kne96, Pie98a, Pie95b] und enthaltene Referenzen) detailliert untersucht, hauptsächlich im Bereich der Seltenen Erden, sodaß inzwischen sehr umfangreiche Daten zur Verfügung stehen. Es zeigte sich, daß die Anregungsenergie praktisch unabhängig vom Kern immer bei etwa 3 MeV liegt. Diese Diskrepanz zur Vorhersage einer Anregungsenergie von 10 bis 12 MeV wurde dadurch erklärt, daß es sich nur um eine Anregung der Valenznukleonen handelt, der Rumpf des Kerns aus abgeschlossenen Schalen an der Anregung jedoch nicht teilnimmt. Solche Zustände eignen sich gut zur Beschreibung mit dem Kernmodell wechselwirkender Bosonen, dem Interacting Boson Model (IBM) [ArI75]. Das IBM beruht auf der Annahme, daß eine Vielzahl kollektiver Phänomene in Kernen mit Hilfe von Valenznukleonen beschrieben werden können, die aufgrund der Pairingkraft zu Paaren koppeln, welche sich ähnlich wie Bosonen verhalten. Beiträge von Nukleonen aus tieferliegenden Schalen werden als vernachlässigbar angenommen. Das IBM wurde erstmals im Jahre 1975 von Arima und Iachello vorgeschlagen [ArI75]. Die einfachste Version des IBM unterscheidet nicht zwischen Neutronen und Protonen, ist daher nur zur Untersuchung von Proton-Neutron-symmetrischen Zuständen geeignet. Zur Beschreibung der Scherenmode wird eine Version des IBM benötigt, die den Proton-Neutron-Freiheitsgrad berücksichtigt, das IBM-2 [Ari77]. Das IBM-2 ist daher geeignet zur Beschreibung von Zuständen, die nicht vollständig symmetrisch bezüglich des Austausches von Protonen- und Neutronen-Bosonen sind. Man bezeichnet diese Zustände als Zustände gemischter Symmetrie (mixed-symmetry MS). Die Identifikation solcher Zustände ist, wie oben bemerkt wurde, von großem Interesse, da eine Kenntnis ihrer Eigenschaften hilft, die Auswirkungen des Proton-Neutron-Freiheitsgrades in schweren Kernen zu verstehen.

Experimentelle Signaturen für gemischt-symmetrische Zustände sind starke $M1$ -Übergänge zu symmetrischen Zuständen: Dem IBM-2 nach sind starke $M1$ -Übergänge eine generelle Eigenschaft des Proton-Neutron-Freiheitsgrades [Iac81].

Neben der bereits systematisch untersuchten Scherenmode ist das Wissen über weitere Zustände gemischter Symmetrie weniger vollständig. In einigen schwach deformierten Kernen wurden $J^\pi = 2^+$ MS Zustände aus Lebensdauer-Messungen [Pie98b, Gar96], inelastischer Hadronen-Streuung (siehe beispielsweise [Leo96]), der Messung von $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnissen [Ham84, Mol88] und Elektronen-Konversions-Koeffizienten in β -Zerfalls-Experimenten (z.B. [Gia96]) identifiziert.

In dem vor kurzem eingeführten Q -Phononen Schema innerhalb des IBM [Sie94, Ots94, Pie98c] werden die Wellenfunktionen der niedrigsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Anregungen durch einfache Ausdrücke angenähert. Der erste 2^+ Zustand stellt dabei einen symmetrischen Ein- Q -Phononen Zustand dar, zudem existiert ein dazu orthogonaler Ein- Q -Phononen 2^+ Zustand gemischter Symmetrie, der 2_{ms}^+ Zustand. Die Scherenmode stellt im Q -Phononen Schema einen Zwei- Q -Phononen Zustand dar, resultierend aus der Kopplung des symmetrischen und des antisymmetrischen Q -Phonons, und besitzt daher die Struktur $(2_1^+ \otimes 2_{\text{ms}}^+)^{(1^+)}$. Erwartet wird nun unter der Voraussetzung einer hinreichend großen Anzahl von Valenzbosonen die Existenz eines vollständigen Multipletts gemischt-symmetrischer Zwei- Q -Phononen Zustände der Struktur $(2_1^+ \otimes 2_{\text{ms}}^+)^{(0^+,1^+,2^+,3^+,4^+)}$. Außer der Scherenmode konnte bislang keiner dieser Zwei- Q -Phononen Zustände mit Sicherheit identifiziert werden.

Bei der systematischen Untersuchung der Scherenmode zeigte sich, daß diese in deformierten Rotorkernen sehr stark fragmentiert, während man eine geringe Fragmentierung in schwach deformierten Kernen mit einer geringen Zahl von Valenznukleonen findet. In der vorliegenden Arbeit wurde daher der Kern ^{94}Mo untersucht. Man erwartet auch in diesem Kern eine geringe Fragmentierung, da ^{94}Mo nur 2 Valenzneutronen besitzt. In Kapitel 3 werden die Experimente beschrieben, in denen ^{94}Mo im Rahmen dieser Arbeit mit einer neuen Kombination klassischer γ -spektroskopischer Techniken untersucht wurde: Es handelt sich um zwei Photonenstreuexperimente, die in enger Kollaboration mit der Photonenstreuerguppe um U. Kneißl am DYNAMITRON-Beschleuniger des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart durchgeführt wurden, eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung am FN-TANDEM-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik in Köln, bei dem off-beam die emittierte Strahlung nach dem β -Zerfall von ^{94}Tc zu ^{94}Mo detektiert wurde und zwei ebenfalls in Köln durchgeführte Experimente mit der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha,n)^{94}\text{Mo}$ bei verschiedenen Energien des α -Strahls. In diesen Experimenten gelang es, über die Messung absoluter Übergangsstärken sehr detaillierte Daten über gemischt-symmetrische Zustände in ^{94}Mo zu erhalten, die es ermöglichen, neben der Scherenmode und dem Ein- Q -Phononen 2_{ms}^+ Zustand erstmals Übergänge zwischen gemischt-symmetrischen Zuständen klar zu identifizieren. Ein wesentlicher Erfolg der Arbeit war dazu der erstmalige Nachweis der 2^+ und

3^+ Zwei- Q -Phononen-Zustände gemischter Symmetrie, die im Rahmen des Q -Phononen-Schemas vorhergesagt wurden und hier durch das IBM-2 beschrieben werden können.

Neben der Untersuchung dieser Zustände konnte das Niedrigspin-Termschema von ^{94}Mo wesentlich erweitert werden sowie von weiteren Zuständen Spins, Lebensdauern und von deren Zerfällen Verzweigungsverhältnisse und Multipol-Mischungsverhältnisse bestimmt werden.

Kapitel 2

Grundlagen der Multiphononenanregungen

2.1 Einführung

Die niedrigsten Anregungen in schweren, nahezu sphärischen Kernen können im Rahmen des Vibrationsmodells [BoM75] verstanden werden. Anschaulich handelt es sich bei diesen Anregungen um Oberflächenschwingungen des Kerns, die sich als Phononen beschreiben lassen. Charakterisiert werden sie durch ihren Spin sowie ihre Parität. Die tiefstliegenden Phononen, bei denen sich Protonen und Neutronen gleichphasig bewegen, sind die Quadrupol-Phononenanregung mit Spin und Parität $J^\pi = 2^+$ und die Oktupol-Phononenanregung mit $J^\pi = 3^-$. Mehrphononenanregungen sind eine Kopplung von Phononen. Ein bekanntes Beispiel für eine solche Anregung ist das Zwei-Phononen Triplet der Struktur $2_1^+ \otimes 2_1^+$: Zwei Quadrupol-Phononen koppeln zu einem Triplet von Zuständen mit den Spin-Quantenzahlen und Paritäten $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$. Diese Zustände liegen in sphärischen Kernen für den Fall harmonischer Kopplung der Phononen bei der doppelten Anregungsenergie des 2_1^+ Zustandes, der eine Ein-Quadrupol-Phononen Anregung darstellt. Ein Beispiel für einen Mehrphononenzustand, der aus verschiedenen Phononen besteht, ist der Zwei-Phononen 1^- Zustand der Struktur $(2^+ \otimes 3^-)^{(1^-)}$, der also aus der Kopplung eines Quadrupol- und eines Oktupol-Phonons entsteht (siehe beispielsweise [Wil96, Fra98] und enthaltene Referenzen).

Das Bild des quantenmechanischen harmonischen Oszillators eignet sich gut zur Beschreibung der Multiphononenanregungen und soll daher im folgenden kurz vorgestellt werden.

2.2 Der harmonische Oszillator

Als theoretische Einführung in das Konzept der Multiphononenanregungen sollen zunächst die Zustände eines Teilchens in einem Parabelpotential berechnet wer-

den. Ein solches Potential hat große Bedeutung, da es ein beliebiges Potential in der Nähe der Gleichgewichtslage approximiert und daher zur Beschreibung vieler quantenmechanischer Phänomene geeignet ist, in denen hinreichend kleine Oszillationen von Freiheitsgraden um eine Gleichgewichtslage stattfinden. Ein Beispiel dafür sind Kernschwingungen.

Zunächst wird der eindimensionale Fall in Anlehnung an [Fli95] betrachtet: Die Hamiltonfunktion eines Teilchens der Masse m , das mit der Frequenz ω schwingt, hat die Form

$$H = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{m}{2}\omega^2 x^2. \quad (2.1)$$

Es kann nun der Übergang vom klassischen harmonischen Oszillator zum quantenmechanischen harmonischen Oszillator vollzogen werden: Der Impuls p_x wird durch den eindimensionalen Impulsoperator \hat{p} ersetzt, der Ort x durch den Ortsoperator \hat{x} (Korrespondenzprinzip). Man hat somit den Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m}{2}\omega^2 \hat{x}^2. \quad (2.2)$$

Für die hermiteschen Operatoren des Ortes \hat{x} und des Impulses \hat{p} existiert die Vertauschungsrelation

$$[\hat{p}, \hat{x}] = i\hbar. \quad (2.3)$$

Es sollen nun die Struktur der Lösung sowie die Energie-Eigenwerte bestimmt werden. Man definiert dazu den Operator

$$\hat{b} = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \hat{x} + \frac{i\hat{p}}{\sqrt{2m\omega\hbar}} \quad (2.4)$$

mit dem adjungierten Operator

$$\hat{b}^\dagger = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \hat{x} - \frac{i\hat{p}}{\sqrt{2m\omega\hbar}}. \quad (2.5)$$

Wie sich leicht mit Hilfe der Definition der Operatoren \hat{b} und \hat{b}^\dagger und der Vertauschungsrelation für Orts- und Impulsoperator (2.3) zeigen läßt, gilt für \hat{b}^\dagger und \hat{b} die Bosonen-Vertauschungsrelation

$$[\hat{b}, \hat{b}^\dagger] = 1. \quad (2.6)$$

Das bedeutet, die Operatoren werden als Bosonen definiert. Mit diesen Operatoren kann der Hamilton-Operator des Oszillators in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\hat{H} = \hbar\omega \left(\hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.7)$$

Die Schrödingergleichung mit den Energie-Eigenwerten ϵ und den Eigenzuständen $|\epsilon\rangle$ lautet also

$$\hbar\omega \left(\hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{1}{2} \right) |\epsilon\rangle = \epsilon |\epsilon\rangle. \quad (2.8)$$

Zunächst wird keine Normierung der Zustände angenommen, sondern es gelte lediglich $\langle \epsilon | \epsilon \rangle > 0$.

\hat{b}^\dagger und \hat{b} werden als Aufsteige- beziehungsweise Absteige-Operatoren bezeichnet. Das kann auf folgende Weise begründet werden: Die Schrödingergleichung wird von links mit \hat{b} multipliziert

$$\hat{b} \hat{H} |\epsilon\rangle = \epsilon \hat{b} |\epsilon\rangle. \quad (2.9)$$

Aufgrund der Vertauschungsrelation (2.6) gilt die Eigenmodengleichung

$$[\hat{H}, \hat{b}] = -\hbar\omega \hat{b} \quad (2.10)$$

und es folgt

$$\hat{H} \hat{b} |\epsilon\rangle = (\epsilon - \hbar\omega) \hat{b} |\epsilon\rangle. \quad (2.11)$$

Das heißt: Wenn $|\epsilon\rangle$ Eigenzustand zum Eigenwert ϵ ist, dann ist $\hat{b} |\epsilon\rangle$ Eigenzustand zu $\epsilon - \hbar\omega$. Völlig analog läßt sich zeigen, daß $\hat{b}^\dagger |\epsilon\rangle$ Eigenzustand zu $\epsilon + \hbar\omega$ ist, oder allgemeiner: $(\hat{b}^\dagger)^n |\epsilon\rangle$ ist Eigenzustand zum Eigenwert $\epsilon + n\hbar\omega$.

Es kann nun gezeigt werden, daß es eine eindeutige Folge von Eigenzuständen zu \hat{H} gibt. Aus der Bedingung $\langle \epsilon | \epsilon \rangle > 0$ sowie $\langle \epsilon | \hat{b}^\dagger \hat{b} | \epsilon \rangle \geq 0$ folgt für die Eigenwerte

$$\epsilon = \frac{\langle \epsilon | \hat{H} | \epsilon \rangle}{\langle \epsilon | \epsilon \rangle} = \hbar\omega \left(\frac{\langle \epsilon | \hat{b}^\dagger \hat{b} | \epsilon \rangle}{\langle \epsilon | \epsilon \rangle} + \frac{1}{2} \right) \geq \frac{1}{2} \hbar\omega. \quad (2.12)$$

Das bedeutet: Es gibt einen energetisch tiefsten Zustand $|\epsilon_0\rangle$ mit dem Energie-Eigenwert $\hbar\omega/2 \leq \epsilon_0 < 3\hbar\omega/2$, zu dem kein tieferer Zustand $|\epsilon_0 - \hbar\omega\rangle$ existiert. Gleichung (2.11) kann dann nur gelten, wenn $\hat{b} |\epsilon_0\rangle = 0$. Es folgt:

$$\hat{H} |\epsilon_0\rangle = \hbar\omega \left(\hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{1}{2} \right) |\epsilon_0\rangle = \frac{\hbar\omega}{2} |\epsilon_0\rangle. \quad (2.13)$$

Damit ist $\epsilon_0 = \hbar\omega/2$ der tiefste Energie-Eigenwert mit dem Zustand $|\epsilon_0\rangle$, dem Grundzustand des harmonischen Oszillators. \hat{H} hat also die Eigenzustände

$$|n\rangle = |\epsilon_0 + n\hbar\omega\rangle = c_n (\hat{b}^\dagger)^n |0\rangle \quad (2.14)$$

mit $n = 0, 1, 2, \dots$ und einer Normierungskonstante c_n , die durch n -faches Anwenden des Aufsteigeoperators \hat{b}^\dagger auf den Grundzustand $|0\rangle$ erzeugt werden. Die zugehörigen Energie-Eigenwerte sind

$$\epsilon_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (2.15)$$

Damit lautet die Schrödingergleichung des eindimensionalen harmonischen Oszillators

$$\hbar\omega \left(\hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle. \quad (2.16)$$

Offensichtlich stellt der Operator $\hat{b}^\dagger \hat{b} = \hat{n}$ den Anzahloperator dar, dessen Eigenwerte n die Anzahl der Phononen des Oszillators angeben. Da die Zustände $|n\rangle$ ein vollständiges, orthonormiertes System bilden, läßt sich die Normierungskonstante c_n aus der Normierungsbedingung berechnen: Man erhält für den Aufsteigeoperator

$$\hat{b}^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle \quad (2.17)$$

und für den Absteigeoperator

$$\hat{b} |n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle. \quad (2.18)$$

Somit ergeben sich die Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators zu

$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{b}^\dagger)^n |0\rangle. \quad (2.19)$$

Wie eingangs erwähnt, existieren in Kernen verschiedene Phononen, wie beispielsweise das Quadrupol- und das Oktupolphonon. Unter der Voraussetzung der harmonischen Kopplung der Phononen im Kern können diese Zustände durch den mehrdimensionalen harmonischen Oszillator beschrieben werden. Sei k die Anzahl der Dimensionen, das heißt, die Anzahl der verschiedenen Phononen. Dann existieren die Auf- und Absteige-Operatoren

$$\hat{b}_i^\dagger, \hat{b}_i \quad (2.20)$$

mit $i = 1, \dots, k$. Diese Bosonen-Operatoren besitzen die Kommutatorrelation

$$[\hat{b}_i, \hat{b}_j^\dagger] = \delta_{ij}. \quad (2.21)$$

Der Hamiltonoperator des k -dimensionalen harmonischen Oszillators lautet

$$\hat{H} = \hbar\omega \left(\sum_{i=1}^k \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_i + \frac{k}{2} \right). \quad (2.22)$$

Analog zum eindimensionalen harmonischen Oszillator lassen sich die orthonormierten Eigenfunktionen bestimmen

$$|n_1 \dots n_k\rangle = \prod_{i=1}^k |n_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{\prod_{i=1}^k n_i!}} \prod_{i=1}^k (\hat{b}_i^\dagger)^{n_i} |0\rangle. \quad (2.23)$$

mit den Energie-Eigenwerten

$$\epsilon_N = \hbar\omega \left(N + \frac{k}{2} \right) \quad \text{mit} \quad N = \sum_{i=1}^k n_i. \quad (2.24)$$

Im nächsten Abschnitt soll als eine Anwendung dieses Konzeptes der Erzeugung und Vernichtung von Bosonen das Modell wechselwirkender Bosonen eingeführt werden, mit dem sich die in dieser Arbeit betrachteten angeregten Zustände im Kern ^{94}Mo beschreiben lassen.

2.3 Das Modell wechselwirkender Bosonen

Das Modell wechselwirkender Bosonen (Interacting Boson Model, IBM) wurde im Jahre 1975 von Arima und Iachello eingeführt [ArI75]. Grundidee dieses Kernmodells ist die Annahme, daß die Valenznukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen im Kern aufgrund der Pairingkraft zu Valenznukleonenpaaren koppeln, die sich näherungsweise wie Bosonen beschreiben lassen. Im Hamiltonoperator werden nur Zweikörperwechselwirkungen berücksichtigt, höhere Ordnungen werden vernachlässigt. Tiefliegende kollektive Kernanregungen von gerade-gerade Kernen werden im Rahmen des IBM durch diese Bosonen im Valenzraum beschreiben, während Beiträge von Nukleonen innerhalb abgeschlossener Schalen vernachlässigt werden. In höheren Versionen des IBM können allerdings auch solche Beiträge berücksichtigt werden. Die einfachste Version dieses Kernmodells, das IBM-1, unterscheidet nicht zwischen den Protonen und Neutronen, ist daher zur Beschreibung von Proton-Neutron-symmetrischen Zuständen geeignet. Eine Möglichkeit, Kerne ungerader Massenzahl zu beschreiben, liefert das IBFM [IaS79]. Bei dieser Erweiterung des IBM koppelt zusätzlich ein ungepaartes Nukleon an die Bosonen des Valenzraumes.

Es soll zunächst ein kurzer Überblick über das Proton-Neutron-symmetrische IBM-1 gegeben werden, danach als Verallgemeinerung das in dieser Arbeit verwendete IBM-2 beschrieben werden, das den Proton-Neutron-Freiheitsgrad berücksichtigt.

2.3.1 Das IBM-1

In diesem Abschnitt wird das *sd*-IBM-1 in Anlehnung an [Har87, Fra90] beschrieben. Es wird bei dieser Einschränkung des IBM angenommen, daß der Valenzraum nur *s*- und *d*-Bosonen enthält: Es zeigte sich, daß eine solche Vereinfachung bereits zur Beschreibung vieler niedrigliegender Kernzustände ausreicht. Das *s*-Boson ist ein zu Spin und Parität $J^\pi = 0^+$ gekoppeltes Paar von Valenznukleonen, das *d*-Boson besitzt $J^\pi = 2^+$. Das *sd*-IBM ist zur Beschreibung von vielen kollektiven Kernanregungen geradzahigen Spins und positiver Parität geeignet. Die Zustände haben die Gesamtbosonenzahl $N = n_s + n_d$, wobei $n_{s(d)}$ die *s*(*d*) Bosonenzahl ist. Eine wesentliche Forderung an alle Operatoren ist daher die Bosonenzahlerhaltung. Zustände lassen sich in dem im letzten Abschnitt eingeführten Formalismus mit den Operatoren s^\dagger (*s*-Bosonenerzeuger), d_μ^\dagger (*d*-Bosonenerzeuger, mit der Projektionsquantenzahl $\mu = -2, \dots, 2$) und den Bosonen-Vernichteroperatoren s, d_μ schreiben. Es existieren also insgesamt sechs Erzeugeroperatoren, ein Skalar s^\dagger und der Quadrupoltensor d_μ^\dagger sowie die entsprechenden sechs Vernichteroperatoren. Anstelle des Operators d_μ wird $\tilde{d}_\mu = (-1)^{-\mu} d_{-\mu}$ als *d*-Bosonenvernichter verwendet, da dieser ein sphärischer Tensor, das heißt invariant unter Drehungen, ist. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung, da für den Hamilton-Operator Rotationsinvarianz gefordert wird.

Für die Bosonenerzeuger und -vernichter gelten die folgenden Bosonen-Vertauschungsrelationen

$$[s, s^\dagger] = 1 \quad (2.25)$$

$$[s^\dagger, d_\mu] = [d_\mu^\dagger, s] = 0 \quad (2.26)$$

$$[d_\mu, d_{\mu'}^\dagger] = \delta_{\mu, \mu'}. \quad (2.27)$$

Eine häufig verwendete Darstellung des IBM-1 Hamilton-Operators ist die Multipolform

$$\begin{aligned} \hat{H} = & E_0 + \epsilon \hat{n}_d + a_0(\hat{P}^\dagger \cdot \hat{P}) + a_1(\hat{L} \cdot \hat{L}) + a_2(\hat{Q}^x \cdot \hat{Q}^x) \\ & + a_3(\hat{T}^{(3)} \cdot \hat{T}^{(3)}) + a_4(\hat{T}^{(4)} \cdot \hat{T}^{(4)}) \end{aligned} \quad (2.28)$$

dabei sind ¹

$$\begin{aligned} \hat{n}_d &= (d^\dagger \cdot \tilde{d}) && d\text{-Bosonenzahloperator,} \\ \hat{P} &= \frac{1}{2}(\tilde{d} \cdot \tilde{d} - s \cdot s) && \text{Pairing-Operator,} \\ \hat{L} &= \sqrt{10}[d^\dagger \tilde{d}]^{(1)} && \text{Drehimpulsoperator,} \\ \hat{Q}^x &= [d^\dagger s + \tilde{d} s^\dagger]^{(2)} + \chi[d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} && \text{Quadrupoloperator,} \\ \hat{T}^{(\lambda)} &= [d^\dagger \tilde{d}]^{(\lambda)} \text{ für } \lambda = 3, 4 && \text{Oktupol- bzw. Hexadekapoloperator.} \end{aligned}$$

Es können nun die Übergangsoperatoren im IBM-1 für elektromagnetische Übergänge betrachtet werden. Diese sollen die Gesamt-Bosonenzahl erhalten und Einteilchenoperatoren sein. Der allgemeinste $E2$ -Übergangsoperator, der diese Voraussetzungen erfüllt, hat folgende Gestalt

$$\hat{T}(E2) = q_{\text{eff}} \left([d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi_{E2} [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} \right). \quad (2.30)$$

Es gibt zwei freie Parameter: die effektive Ladung q_{eff} und den Formparameter χ_{E2} . Die $E2$ -Übergangsstärken werden aus den Übergangsmatrixelementen wie folgt berechnet

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f || \hat{T}(E2) || J_i \rangle \right|^2. \quad (2.31)$$

$M1$ -Übergänge können nicht mit einem Einteilchenoperator im Rahmen des IBM-1 beschrieben werden. Im IBM-1 würde der $M1$ -Übergangsoperator lauten

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g \hat{L}, \quad (2.32)$$

¹Die eckigen Klammern bezeichnen das Tensorprodukt. Für sphärische Tensoren $U^{(k)}$ und $U^{(k')}$ vom Rang k, k' kann es mit Hilfe von Clebsch-Gordan-Koeffizienten ausgedrückt werden

$$[U^{(k)} U^{(k')}]_M^{(K)} = [U^{(k)} \times U^{(k')}]_M^{(K)} = \sum_{mm'} C_{kmk'm'}^{KM} U_m^{(k)} U_{m'}^{(k')}. \quad (2.29)$$

Das Skalarprodukt zweier Tensoren $U^{(k)}$ und $V^{(k)}$ ist definiert als $U^{(k)} \cdot V^{(k)} = (-1)^k \sqrt{2k+1} [U^{(k)} \times V^{(k)}]_0^{(0)}$.

der $M1$ -Operator ist also proportional zum Drehimpuls. Der Drehimpulsoperator ist aber aufgrund der Drehinvarianz eine gute Quantenzahl und kann deshalb keine Übergänge zwischen orthonormierten Zuständen vermitteln.

$M1$ -Übergänge können erst mit dem IBM-2, das zusätzlich den Proton-Neutron-Freiheitsgrad berücksichtigt, beschrieben werden.

2.3.2 Dynamische Symmetrien im IBM-1

Aus den sechs Bosonen des IBM-1, dem s -Boson und den fünf d_μ -Bosonen, bildet man die 36 Generatoren der Gruppe $U(6)$. Es handelt sich bei dieser Gruppe um eine Lie-Gruppe.

Das Eigenwertproblem

$$H(\hat{p}) |\Psi(p)\rangle = E(p) |\Psi(p)\rangle \quad (2.33)$$

mit dem in Hamiltonoperator des IBM-1 (2.28) kann jedoch für beliebige Parametersätze $p = (E_0, \epsilon, a_0, \dots, a_4)$ nicht analytisch gelöst werden. Es ist daher interessant, solche Grenzfälle von Parameterkombinationen zu betrachten, in denen eine analytische Lösung möglich ist. Solche Lösungen hängen mit den dynamischen Symmetrien des Hamiltonoperators zusammen. Auf eine ausführliche Darstellung soll hier verzichtet werden, eine solche findet man beispielsweise in [Iac87]. Es gibt im einzelnen drei solcher Grenzfälle:

- $U(5)$ -Limit: Dieser Grenzfall geht für den Grenzfall großer Gesamt-Bosonenzahlen N , das heißt, $N \rightarrow \infty$, in den anharmonischen Quadrupolvibrator des geometrischen Modells [BoM75] über. Das $U(5)$ -Limit eignet sich zur Beschreibung von sphärischen Kernen nahe an Schalenabschlüssen.
- $SU(3)$ -Limit: Im Grenzfall großer Bosonenzahlen entspricht dieses Limit dem axialsymmetrischen Rotor des geometrischen Modells [BoM75]. Das $SU(3)$ -Limit ist daher zur Beschreibung von im Grundzustand stark deformierten Kernen weit ab von Schalenabschlüssen geeignet.
- $O(6)$ -Limit: Das $O(6)$ -Limit entspricht im geometrischen Modell dem γ -weichen Rotor [WiJ56].

2.3.3 Das IBM-2

Es zeigte sich, daß mit dem IBM-1 zwar eine Reihe von Anregungsmoden in Kernen interpretiert werden können wie zum Beispiel die Quadrupolvibration, das Modell jedoch nicht in der Lage ist, einige andere Anregungen zu erklären: Beispielsweise können 1^+ Zustände nicht aus einem System gleichartiger s - und d -Bosonen gebildet werden. Das IBM-2, in dem in Erweiterung des IBM-1 nach Protonen- und Neutronen-Bosonen unterschieden wird, liefert dagegen einen

Einteilchenoperator, der $M1$ -Übergänge erklärt. Im Rahmen dieses Modells konnte beispielweise die Scherenmode als eine kollektive $M1$ -Anregung vorhergesagt werden [Iac81]. Es zeigte sich zudem, daß auch der Proton-Neutron-Freiheitsgrad eine wichtige Rolle bei der Entstehung von Kollektivität spielt [Tal62, Cas81].

Kerne werden im IBM-2 durch Protonen-Bosonen ($s_\pi, d_{\pi,\mu}$) und Neutronen-Bosonen ($s_\nu, d_{\nu,\mu}$) beschrieben. Der Hamilton-Operator wird aus den Protonen-(Neutronen-) Bosonenerzeugeroperatoren $s_{\pi(\nu)}^\dagger, d_{\pi(\nu),\mu}^\dagger$ und den entsprechenden Vernichtern $s_{\pi(\nu)}, \tilde{d}_{\pi(\nu),\mu}$ ($\mu = -2, \dots, 2$) aufgebaut. Für diese Operatoren gelten wieder die bosonischen Vertauschungsrelationen

$$[s_\rho, s_\rho^\dagger] = 1 \quad (2.34)$$

$$[\tilde{d}_{\rho,\mu}, d_{\rho,\mu'}^\dagger] = (-1)^\mu \delta_{-\mu,\mu'} \quad (2.35)$$

mit $\rho = \pi, \nu$. Die übrigen Kommutatoren verschwinden.

Der IBM-2 Hamilton-Operator läßt sich in allgemeiner Form schreiben als

$$\hat{H}_{IBM-2} = \hat{H}_{\pi\pi} + \hat{H}_{\nu\nu} + \hat{V}_{\pi\nu}. \quad (2.36)$$

$H_{\pi\pi}$ und $H_{\nu\nu}$ sind die IBM-1 Hamilton-Operatoren für Protonen und Neutronen und enthalten die Terme $V_{\pi\pi(\nu\nu)}$, die die Restwechselwirkungen zwischen gleichartigen Bosonen (Protonen- beziehungsweise Neutronen-Bosonen) unter der Voraussetzung der d -Bosonenerhaltung angeben:

$$\hat{V}_{\rho\rho} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=0,2,4} C_{\lambda\rho} [d_\rho^\dagger d_\rho^\dagger]^{(\lambda)} \cdot [\tilde{d}_\rho \tilde{d}_\rho]^{(\lambda)} \quad (\rho = \pi, \nu). \quad (2.37)$$

Der Operator $V_{\pi\nu}$ drückt die Proton-Neutron-Wechselwirkung aus. Wichtige Terme in $V_{\pi\nu}$ sind:

- $\kappa' \hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} \cdot \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu}$ ist der Term der Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen-Bosonen. Der Quadrupoloperator hat die Form

$$\hat{Q}_\rho^{\chi_\rho} = [d_\rho^\dagger s_\rho + s_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(2)} + \chi_\rho [d_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(2)} \quad (\rho = \pi, \nu). \quad (2.38)$$

- Der Majorana-Operator \hat{H}_M wirkt nur auf antisymmetrische Zustände bezüglich des Proton-Neutron-Freiheitsgrades. Er besitzt die Gestalt

$$\hat{H}_M = \frac{1}{2} \xi_2 [d_\nu^\dagger s_\pi^\dagger - d_\pi^\dagger s_\nu^\dagger]^{(2)} \cdot [\tilde{d}_\nu s_\pi - \tilde{d}_\pi s_\nu]^{(2)} + \sum_{K=1,3} \xi_K [d_\nu^\dagger d_\pi^\dagger]^{(K)} \cdot [\tilde{d}_\pi \tilde{d}_\nu]^{(K)}. \quad (2.39)$$

Der Hamilton-Operator im IBM-2 enthält eine große Zahl freier Parameter. Ziel ist daher, den Hamilton-Operator für praktische Rechnungen auf die wichtigsten Wechselwirkungsterme einzuschränken. Es zeigte sich [Ots78a], daß die

folgenden Terme im wesentlichen zur Beschreibung von angeregten Zustände mit dem IBM-2 ausreichen: Die Nukleon-Nukleon-Restwechselwirkung beruht im sphärischen Schalenmodell auf dem Pairing. Dies wird durch die Terme $\epsilon_\pi \hat{n}_{d\pi}$ ($\epsilon_\nu \hat{n}_{d\nu}$) für die Energien der Protonen-(Neutronen-) Bosonen ausgedrückt. Die Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen wird vor allem durch die Proton-Neutron-Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung $\hat{Q}_\pi \cdot \hat{Q}_\nu$ beschrieben. Wie oben schon erwähnt, benötigt man zusätzlich den Majorana-Operator, der auf die antisymmetrischen Zustände wirkt, nicht jedoch auf die Proton-Neutron-symmetrischen Zustände. Er verändert daher die Energien der tiefliegenden symmetrischen Zustände nicht. Man erhält so den Talmi-Hamilton-Operator [Ots78a]

$$\hat{H}_T = \epsilon_\pi \hat{n}_{d\pi} + \epsilon_\nu \hat{n}_{d\nu} + \kappa \left(\hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} + \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu} \right)^2 + \lambda \hat{M} \quad (2.40)$$

mit \hat{Q}_ρ aus Gleichung (2.38). $\epsilon_{\pi(\nu)}$ ist die Energiedifferenz zwischen den $s_{\pi(\nu)}$ und den $d_{\pi(\nu)}$ Bosonen, $\hat{n}_{d\pi(\nu)}$ ist der Anzahl-Operator für die Protonen-(Neutronen-) Bosonen. Der Majorana-Operator $\hat{H}_M = \lambda \hat{M}$ wurde im Gegensatz zu Gleichung (2.39) vereinfacht mit $\lambda = \xi_1 = \xi_2 = \xi_3$, was zur Beschreibung der meisten experimentellen Daten ausreicht und besitzt jetzt folgende Gestalt

$$\hat{M} = \frac{1}{2} \left[d_\nu^\dagger s_\pi^\dagger - d_\pi^\dagger s_\nu^\dagger \right]^{(2)} \cdot \left[\tilde{d}_\nu s_\pi - \tilde{d}_\pi s_\nu \right]^{(2)} + \sum_{K=1,3} \left[d_\nu^\dagger d_\pi^\dagger \right]^{(K)} \cdot \left[\tilde{d}_\pi \tilde{d}_\nu \right]^{(K)}. \quad (2.41)$$

Es können schließlich die $M1$ - und $E2$ -Übergangsoperatoren im IBM-2 angegeben werden: Es gibt den folgenden $M1$ -Übergangsoperator:

$$\hat{T}_\mu(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(g_\pi \hat{L}_{\pi,\mu} + g_\nu \hat{L}_{\nu,\mu} \right) \quad (2.42)$$

$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{g_\pi + g_\nu}{2} \left(\hat{L}_{\pi,\mu} + \hat{L}_{\nu,\mu} \right) + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} \left(\hat{L}_{\pi,\mu} - \hat{L}_{\nu,\mu} \right) \right). \quad (2.43)$$

Der erste Term ist proportional zum Drehimpulsoperator, dieser ist jedoch diagonal aufgrund der Rotationsinvarianz und kann daher keine $M1$ -Übergänge erzeugen. Nur der zweite Teil vermittelt $M1$ -Übergänge.

Der $E2$ -Übergangsoperator lautet in Analogie zum IBM-1

$$\begin{aligned} \hat{T}_\mu(E2) = & e_\pi \left(\left[d_{\pi,\mu}^\dagger s_\pi + s_\pi^\dagger \tilde{d}_{\pi,\mu} \right]_\mu^{(2)} + \chi_\pi \left[d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi \right]_\mu^{(2)} \right) \\ & + e_\nu \left(\left[d_{\nu,\mu}^\dagger s_\nu + s_\nu^\dagger \tilde{d}_{\nu,\mu} \right]_\mu^{(2)} + \chi_\nu \left[d_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu \right]_\mu^{(2)} \right). \end{aligned} \quad (2.44)$$

$e_{\pi(\nu)}$ sind die effektiven Protonen-(Neutronen-)Bosonen-Ladungen.

Auch im IBM-2 gibt es die drei Grenzfälle, in denen der Hamilton-Operator analytisch diagonalisiert werden kann: Das $U(5)$ -Limit, mit dem sphärische Kerne nahe an Schalenabschlüssen beschrieben werden können, das $O(6)$ -Limit für γ -weiche Kerne und das $SU(3)$ -Limit für Rotorkerne.

2.4 Gemischt-symmetrische Zustände

2.4.1 Der F -Spin

Eine wichtige Größe zur Klassifikation von Zuständen im IBM-2 ist der F -Spin [Ari77, Ots78b]. Dieser wird in Analogie zum Isospin definiert: Im Isospin-Formalismus werden Proton und Neutron als zwei verschiedene Zustände des Nukleons definiert. Das Nukleon ist dabei ein Spinor mit Isospin $1/2$. Entsprechend können Protonen- und Neutronen-Bosonen als zwei Zustände des Bosons definiert werden, dem der F -Spin $1/2$ zugeordnet wird. Es wird definiert, daß die z -Komponente F_0 für Protonen-Bosonen positiv ist, für Neutronen-Bosonen negativ:

$$F_0(\pi) = \frac{1}{2} \quad (2.45)$$

$$F_0(\nu) = -\frac{1}{2} \quad (2.46)$$

Insbesondere gehorchen F -Spin und Isospin der gleichen Algebra.

Allgemein läßt sich die Projektion F_0 des F -Spins aus der Anzahl der Protonen-(Neutronen-)Bosonen $N_{\pi(\nu)}$ berechnen

$$F_0 = \frac{1}{2}(N_\pi - N_\nu). \quad (2.47)$$

Es können analog zum Spin-Formalismus F -Spin Auf- und Absteigeoperatoren definiert werden:

$$\hat{F}_+ = s_\pi^\dagger s_\nu + \sum_\mu d_{\pi,\mu}^\dagger \tilde{d}_{\nu,\mu}, \quad (2.48)$$

$$\hat{F}_- = s_\nu^\dagger s_\pi + \sum_\mu d_{\nu,\mu}^\dagger \tilde{d}_{\pi,\mu}. \quad (2.49)$$

Damit lautet der Projektionsoperator

$$\hat{F}_0 = \frac{1}{2} [\hat{F}_+, \hat{F}_-] \quad (2.50)$$

$$= \frac{1}{2} (d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi + s_\pi^\dagger s_\pi - d_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu - s_\nu^\dagger s_\nu). \quad (2.51)$$

Der Aufsteigeoperator \hat{F}_+ erzeugt ein Protonen-Boson und vernichtet ein Neutronen-Boson, der Operator \hat{F}_- erzeugt ein Neutronen-Boson bei Vernichtung eines Protonen-Bosons, erniedrigt also die Projektion F_0 des F -Spins um 1. Somit wechseln die F -Spin Auf- und Absteigeoperatoren zwischen verschiedenen Kernen gleicher Gesamt-Bosonenzahl. Durch Anwenden des Aufsteigeoperators erhält man

$$\frac{1}{2} |N_\pi - N_\nu| \leq F \leq \frac{1}{2} (N_\pi + N_\nu) = F_{max}. \quad (2.52)$$

Zunächst werden die Vertauschungsregeln

$$[\hat{H}, \hat{F}_i] = 0 \quad \text{mit} \quad i = +, -, 0. \quad (2.53)$$

gefordert. Man erhält auf diese Weise ein Multiplett mit gleicher F -Quantenzahl und variierender Projektionsquantenzahl F_0 : Die Bosonenzahlen der einzelnen Bosonensorten ändern sich, nicht jedoch die Gesamtbosonenzahl. Die Mitglieder eines solchen Multipletts sind also Anregungen verschiedener Kerne mit gleicher Gesamtbosonenzahl.

Die Vertauschungsrelationen (2.53) des Hamilton-Operators mit den Operatoren des F -Spins bedeuten, daß die Energien der Zustände innerhalb eines F -Spin-Multipletts gleich sind. Dies ist jedoch nicht realistisch, daher wird (2.53) abgeschwächt, indem für den F -Spin lediglich gefordert wird

$$[\hat{H}, \hat{F}^2] = 0, \quad (2.54)$$

wobei

$$\hat{F}^2 = \hat{F}_0^2 + \frac{1}{2} (\hat{F}_+ \hat{F}_- + \hat{F}_- \hat{F}_+). \quad (2.55)$$

Wegen der Bosonenzahlerhaltung gilt immer $[\hat{H}, \hat{F}_0] = 0$.

Zustände maximalen F -Spins, das heißt $F = F_{max}$, aber verschiedener Projektion F_0 , sind dabei genau die Proton-Neutron-symmetrischen Zustände: Bei diesen handelt es sich anschaulich um eine gleichphasige Anregung der Protonen- und Neutronen-Bosonen, sodaß nicht zwischen den Bosonen unterschieden werden muß. Solche Zustände können im IBM-1 beschrieben werden. Zustände nicht maximalen F -Spins ($F < F_{max}$) bezeichnet man als Zustände gemischter Symmetrie (mixed-symmetry MS) [Ari77, Ots78b, Iac81]. Diese sind nicht vollständig symmetrisch unter der Vertauschung von Protonen- und Neutronen-Bosonen. Die Untersuchung solcher gemischt-symmetrischen Zustände ist von besonderem Interesse, da sie ein besseres Verständnis des Proton-Neutron-Freiheitsgrades in schweren Kernen liefern. Von Iachello [Iac81] wurden im Rahmen des IBM-2 [Ari77] starke $M1$ -Übergänge zwischen tiefliegenden gemischt-symmetrischen und symmetrischen Zuständen vorhergesagt: Nach dem IBM-2 sind starke $M1$ -Übergänge eine generelle Eigenschaft des Proton-Neutron-Freiheitsgrades.

Der in (2.43) angegebene $M1$ -Übergangsoperator vermittelt Übergänge zwischen Zuständen verschiedenen F -Spins: Der Operator enthält eine Summe aus einem F -skalaren Anteil, der proportional zu $\hat{L}_{\pi,\mu} + \hat{L}_{\nu,\mu}$ ist und wegen der Rotationsinvarianz keine $M1$ -Übergänge erzeugt, und einen F -vektoriellen Anteil proportional zu $\hat{L}_{\pi,\mu} - \hat{L}_{\nu,\mu}$. Nur der zweite Teil, der F -vektorielle Teil, vermittelt $M1$ -Übergänge zwischen Zuständen unterschiedlichen F -Spins.

Seit einiger Zeit konzentriert sich das Interesse auf Zustände mit $F = F_{max} - 1$. Abbildung 2.1 zeigt dazu grob schematisch die (erwarteten) F -Spin Multipletts einiger wichtiger niedrigliegender Anregungen für $F = F_{max}$ und $F = F_{max} - 1$ bei $N = 5$ Bosonen. Der Kern mit $F_0 = F_{max} = 5/2$ ($F_0 = -F_{max} = -5/2$)

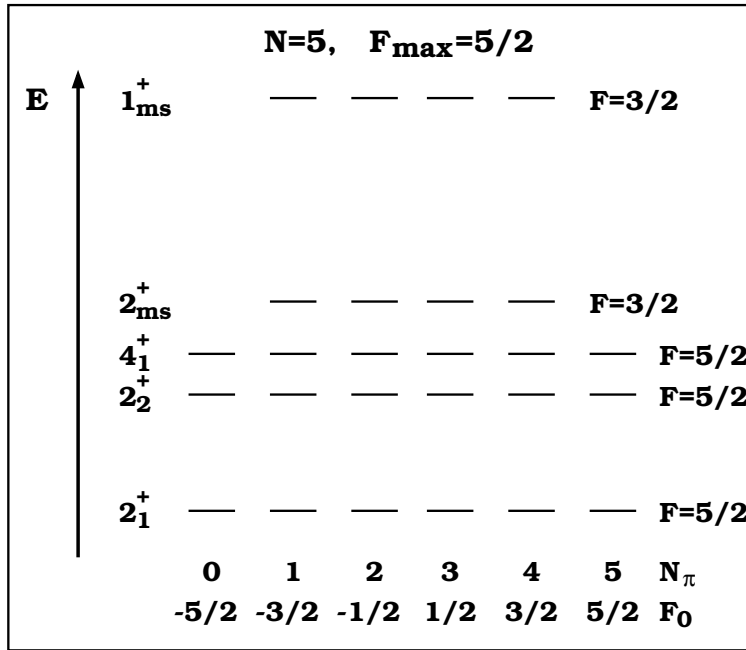


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines F -Spin Multipletts für fünf Bosonen für einige tiefliegende symmetrische und gemischt-symmetrische Anregungen.

besitzt eine abgeschlossene Neutronenhauptschale (Protonenhauptschale), daher existieren im Grundzustand keine Neutronen-(Protonen-)Valenzbosonen, sodaß nur Zustände maximalen F -Spins gebildet werden können.

Das vorrangige Ziel dieser Arbeit ist die Suche und Identifikation von solchen Zuständen mit $F = F_{max} - 1$ im Kern ^{94}Mo . Dazu werden die experimentellen Signaturen für gemischt-symmetrische Zustände benötigt, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden sollen.

Ein Beispiel für einen Zustand gemischter Symmetrie ist die in Kapitel 1 beschriebene Scherenmode [LoP78, Lop79, Ric95] als eine kollektive isovektorielle Dipolmode in schweren Kernen. Die Beobachtung der Scherenmode bei einer Anregungsenergie um 3 MeV praktisch unabhängig vom Kern [Pie98a] lieferte einen Hinweis darauf, daß es sich um eine Anregung der Valenznukleonen handelt, während eine Anregung des Kernrumpfes vernachlässigbar ist. Das motiviert die Beschreibung dieser Anregung mit dem IBM, da dieses Modell nur Anregungen der Valenzteilchen berücksichtigt, der Beitrag des Rumpfes dagegen als vernachlässigbar klein angenommen wird.

Seit der Entdeckung der Scherenmode wurde diese Anregung in vielen schweren Kernen, vor allem in der $A=130-200$ Massenregion systematisch in Elektronenstreuexperimenten (siehe beispielsweise [Har87]) und Photonenstreuexperimenten ([Kne96, Pie98a, Pie95b] und enthaltene Referenzen) untersucht, sodaß inzwischen sehr detaillierte Daten über die Scherenmode vorliegen: Es wurde im einzelnen das systematische Verhalten der $M1$ -Anregungsstärke [Pie95b]

und der Anregungsenergie [Pie98a] in Abhängigkeit von der Kernmasse und der Kerndeformation untersucht [End99b]. Im Bereich der Schalenmitte der $N=82-126$ Neutronenhauptschale wurde eine $M1$ -Anregungsstärke der Scherenmode um $2.6 \mu_K^2$ gefunden [Pie95b], siehe auch [Pit89, Mas96, Zil90], während sich ein deutlicher Abfall der Anregungsstärke in der Übergangsregion zu γ -weichen Kernen zeigt: Im Übergangskern ^{190}Os wurde beispielsweise ein Wert von $B(M1)_{sc} \uparrow = 1.0(3) \mu_K^2$ bestimmt [Fra99a], im γ -weichen Kern ^{196}Pt eine $M1$ -Anregungsstärke von $B(M1)_{sc} \uparrow = 0.69(7) \mu_K^2$ [Bre96]. Auch für ungerade Kerne konnte die Scherenmode beobachtet werden: Im Jahre 1993 gelang ein erster Nachweis der Scherenmode im ungeraden Kern ^{163}Dy [Bau93] sowie die theoretische Beschreibung mit dem IBFM. Weitere Daten liegen inzwischen für die Kerne ^{161}Dy und ^{157}Gd [Mar95], ^{165}Ho und ^{169}Tm [Hux99], ^{175}Lu [Fis95] und ^{167}Er [Sch96] vor. Eine neuere Messung am Kern ^{163}Dy zeigte [Kne99], daß die Scherenmode in ungeraden Kernen eine vergleichbare Anregungsstärke wie in den benachbarten gerade-gerade Kernen besitzt.

Wie schon in Kapitel 1 angemerkt wurde, liegen nur wenige Daten über weitere gemischt-symmetrische Zustände vor. Experimentelle Informationen, mit denen ein 2^+ Zustand gemischter Symmetrie identifiziert werden konnte, existieren beispielsweise für einige Kerne der $A = 130$ Massenregion, wie ^{126}Xe [Gad00], ^{128}Xe [Wie97], ^{134}Ba [Mol88, Faz92] und ^{136}Ba [Pie98b].

2.4.2 Das Q -Phononen Schema

Es soll in diesem Abschnitt das Q -Phononen Schema [Sie94, Ots94, Pie98c, Bre99] eingeführt werden, da mit diesem Schema innerhalb des IBM experimentelle Signaturen für gemischt-symmetrische Zustände verdeutlicht werden können. Das Q -Phononen Schema generalisiert das bosonische Phononen-Konzept in Vibrator-kernen: Die Q -Operatoren erfüllen im Gegensatz dazu nicht die bosonischen Vertauschungsrelationen. Zudem werden die Q -Operatoren nicht auf das Bosonen-Vakuum angewendet, sondern auf den Grundzustand des Kernes, der möglicherweise korreliert sein kann.

Der wichtigste kollektive Freiheitsgrad ist die Quadrupol-Kollektivität, welche in gerade-gerade Kernen im ersten 2^+ Zustand konzentriert ist. Im Q -Phononen Schema werden die Wellenfunktionen der tiefsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände näherungsweise durch die Protonen- und Neutronen-Quadrupoloperatoren \hat{Q}_π und \hat{Q}_ν dargestellt. Per Definition stellt dabei der erste 2^+ Zustand, die isoskalare Quadrupol-Anregung, die symmetrische Kopplung dieser beiden Anregungen dar:

$$\left| 2_1^+ \right\rangle \propto (\hat{Q}_\pi + \hat{Q}_\nu) \left| 0_1^+ \right\rangle \quad \text{mit} \quad \hat{Q}_s = \hat{Q}_\pi + \hat{Q}_\nu, \quad (2.56)$$

wobei

$$\hat{Q}_\rho = [s_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho + d_\rho^\dagger s_\rho]^{(2)} + \chi_\rho [d_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(2)} \quad (2.57)$$

der IBM-2 Quadrupol-Operator für Protonen-Bosonen ($\rho = \pi$) und für Neutronen-Bosonen ($\rho = \nu$) ist. Der 2_1^+ Zustand entsteht daher durch das Wirken des Quadrupoloperators Q_s auf den Grundzustand. Weitere symmetrische Zustände entstehen durch die Kopplung solcher symmetrischer Anregungen. Man erhält ein Triplett aus symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen mit Spin $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ durch die Kopplung zweier symmetrischer Q -Phononen. Beispielsweise besitzt der symmetrische 4^+ Zwei- Q -Phononen Zustand die Struktur

$$|4_1^+\rangle \propto (\hat{Q}_s \hat{Q}_s)^{(4)} |0_1^+\rangle. \quad (2.58)$$

Es gibt auch eine antisymmetrische Kopplung von Protonen- und Neutronen-Quadrupolanregungen. Der auf diese Weise entstehende Ein- Q -Phononen 2^+ Zustand ist die fundamentale Anregung gemischter Symmetrie, eine isovektorielle Anregung der Valenznukleonen. Dieser Zustand wird durch eine lineare Kombination von \hat{Q}_π und \hat{Q}_ν erzeugt, die orthogonal zur isoskalaren Quadrupol-Anregung ist

$$|2_{\text{ms}}^+\rangle \propto \left(\frac{N}{2N_\pi} \hat{Q}_\pi - \frac{N}{2N_\nu} \hat{Q}_\nu \right) |0_1^+\rangle = \hat{Q}_{\text{ms}} |0_1^+\rangle \quad \text{mit} \quad N = N_\pi + N_\nu, \quad (2.59)$$

bei einem vollständig symmetrischen Grundzustand. Dann gilt $F(0_1^+) = F_{\text{max}} = 1/2(N_\pi + N_\nu)$ und die Wellenfunktionen der symmetrischen Zustände haben keinen Überlapp mit der Wellenfunktion des gemischt-symmetrischen Zustandes, der den F -Spin $F = F_{\text{max}} - 1$ besitzt.

Unter der Voraussetzung, daß der untersuchte Kern eine hinreichend große Zahl Valenz-Bosonen besitzt, erwartet man die Existenz eines vollständigen Multipletts von gemischt-symmetrischen Zuständen mit $F = F_{\text{max}} - 1$ mit den Spin-Quantenzahlen $J = 0, \dots, 4$ resultierend aus der Kopplung des symmetrischen Q -Phonons \hat{Q}_s an das gemischt-symmetrische \hat{Q}_{ms} . Die Mitglieder dieses Multipletts haben im Q -Phononen-Schema die Gestalt

$$|J_{\text{ms}}^+\rangle \propto (\hat{Q}_s \hat{Q}_{\text{ms}})^{(J)} |0_1^+\rangle. \quad (2.60)$$

mit $J = 0, \dots, 4$. Wie später anhand der experimentellen Ergebnisse klar nachgewiesen werden kann, ist die Scherenmode der 1^+ Zustand dieses Zwei- Q -Phononen Multipletts gemischt-symmetrischer Zustände.

Wie das Q -Phononen Schema verdeutlicht, findet man starke $E2$ -Übergänge beim Zerfall symmetrischer Zustände durch die Vernichtung des symmetrischen Q -Phonons. Beispielsweise zerfällt der symmetrische 2_1^+ Zustand über einen starken $E2$ -Übergang mit einer Stärke von vielen Weisskopf-Einheiten zum Grundzustand: In ^{94}Mo besitzt dieser Zerfall eine Stärke von $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 16.0(3)$ W.u. Analog finden sich starke $E2$ -Übergänge für die Zerfälle der symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustände zum 2_1^+ Zustand durch die Vernichtung von \hat{Q}_s . Die Mehr- Q -Phononen Struktur kann daher mit Hilfe der starken $E2$ -Übergänge zu den tieferliegenden symmetrischen Zuständen bewiesen werden.

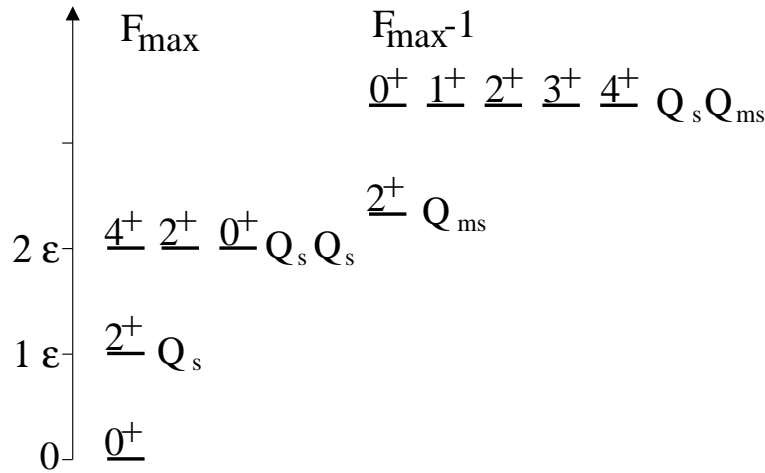


Abbildung 2.2: Q -Phononen Struktur der wichtigsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände in einem Vibratorkern (schematisch). In Analogie zum symmetrischen Ein- Q -Phononen Zustand existiert ein Ein- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie. Aus der Kopplung zweier symmetrischer Q -Phononen \hat{Q}_s ergibt sich ein Triplett symmetrischer Zwei- Q -Phononen Zustände, aus der Kopplung eines symmetrischen und eines antisymmetrischen Q -Phonons \hat{Q}_{ms} ein Zwei- Q -Phononen Quintuplett.

Wie oben schon erwähnt wurde, sagt das IBM-2 starke $M1$ -Übergänge zwischen Zuständen mit $F = F_{max}$ und $F = F_{max} - 1$ mit Übergangsmatrixelementen in der Größenordnung von $1 \mu_K$ voraus. Diese Übergänge sind also eine Signatur für gemischt-symmetrische Zustände. Beispielsweise erwartet man für Kerne nahe der sphärischen Gestalt nach [Isa86] für die Zerfälle $1_{sc}^+ \rightarrow 2_2^+$ und $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$ starke $M1$ -Übergänge. 1_{sc}^+ bezeichnet die Zwei- Q -Phononen Scherenmode. Andererseits resultieren aus der Vernichtung des antisymmetrischen Q -Phonons \hat{Q}_{ms} nach dem IBM-2 schwach kollektive $E2$ -Übergänge. Man erwartet solche Zerfälle beispielsweise für den Zerfall des Ein- Q -Phononen 2_{ms}^+ Zustandes zum Grundzustand, wie auch für den $1_{sc}^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang. Die schwach kollektiven $E2$ -Übergänge sollen eine Stärke in der Größenordnung einer Weisskopf-Einheit besitzen. Starke $E2$ -Übergänge werden zwischen gemischt-symmetrischen Zuständen durch die Vernichtung des symmetrischen Q -Phonons \hat{Q}_s erwartet. Solche Zerfälle sollen also eine $E2$ -Stärke vergleichbar dem $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Zerfall besitzen. Über diese Zerfälle kann der Mehr- Q -Phononen Charakter von gemischt-symmetrischen Zuständen bewiesen werden. Abbildung 2.2 zeigt grob schematisch die Q -Phononen-Struktur der wichtigsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände, die in einem Vibratorkern erwartet werden.

In diesem Zusammenhang soll erwähnt werden, daß schon in den sechziger Jahren von A. Faessler Multiphononen-Zustände basierend auf der Ankopplung an eine isovektorielle Quadrupol-Oberflächenanregung für Vibratorkerne vorgeschlagen wurden [Fae66], in Analogie zu den hier betrachteten Zuständen gemischter Symmetrie. Diese Zustände wurden allerdings bei wesentlich höheren

Anregungsenergien vorhergesagt.

A. Leviatan, J.N. Ginocchio und M.W. Kirson [Lev90] bestätigten, daß der F -Spin für einige niedrigliegende Zustände eine gute Quantenzahl ist. In einer neueren Arbeit von A. Leviatan und J.N. Ginocchio [Lev00] wurde die F -Spin Reinheit tiefliegender Zustände in Kernen der Dy–Os Region detailliert untersucht: Hierbei ergab sich, daß die Grundzustandsbanden F -Spin Multipletts mit $F = F_{\max}$ bilden, während Banden auf angeregten Zuständen F -Spin Mischung zeigen können. Es konnte zudem gezeigt werden, daß die Zustände der Scherenmode, wie vom IBM–2 vorhergesagt, ebenfalls ein F -Spin Multiplett bilden.

Die dynamischen Symmetrien des IBM–2 mit gutem F -Spin sind Spezialfälle, in denen explizite Ausdrücke für die Übergangsstärken hergeleitet wurden [Isa86]. Diese sollen im Folgenden vorgestellt werden, da sie einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem IBM–2 ermöglichen.

2.4.3 Zerfallsstärken gemischt-symmetrischer Zustände im IBM

Wie auch die experimentellen Ergebnisse zeigen werden, stellt der in dieser Arbeit untersuchte Kern ^{94}Mo einen Übergangskern zwischen dem $U(5)$ -Limit, das sphärische Kerne nahe bei Schalenabschlüssen beschreibt, und dem $O(6)$ -Limit für γ -weiche Kerne dar. In [Isa86] wurden in diesen Limits des IBM–2 folgende Formeln zur Berechnung der Übergangsstärken für die Zerfälle des 2_1^+ , der Scherenmode und des Ein- Q -Phononen 2^+ Zustandes gemischter Symmetrie hergeleitet:

- $U(5)$ -Limit:

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \frac{1}{N} \quad (2.61)$$

$$B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi + e_\nu)^2 \frac{N_\pi N_\nu}{N} \quad (2.62)$$

$$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{6}{N^2} N_\pi N_\nu \quad (2.63)$$

$$B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 0_1^+) = 0 \quad (2.64)$$

$$B(E2; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_\pi + e_\nu)^2 \frac{N_\pi N_\nu}{N} \quad (2.65)$$

$$B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_2^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{7}{N(N-1)} N_\pi N_\nu \quad (2.66)$$

$$B(E2; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+) = (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \frac{1}{N}. \quad (2.67)$$

- $O(6)$ -Limit:

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \frac{N+4}{5N} \quad (2.68)$$

$$B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{2(N+2)}{5N(N+1)} N_\pi N_\nu \quad (2.69)$$

$$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{3(N+2)(N+4)}{4N^2(N+1)} N_\pi N_\nu \quad (2.70)$$

$$B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{1}{N+1} N_\pi N_\nu \quad (2.71)$$

$$B(E2; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{N+4}{2N(N+1)} N_\pi N_\nu \quad (2.72)$$

$$B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_2^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{(N+4)(N+5)}{2(N-1)N(N+1)} N_\pi N_\nu \quad (2.73)$$

$$B(E2; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+) = \frac{1}{4N(N+2)} (e_\pi(N - N_\pi(N+4)) + e_\nu(N - N_\nu(N+4))). \quad (2.74)$$

$N = N_\pi + N_\nu$ ist die Summe von Protonen- und Neutronen-Bosonen, $e_{\pi(\nu)}$ ist die effektive Ladung der Protonen-(Neutronen-)Bosonen und $g_{\pi(\nu)}$ ist der entsprechende g -Faktor.

Diese Formeln liefern eine Möglichkeit, die Zerfallsstärken des gemischt-symmetrischen Ein- Q -Phononen-Zustandes und der Scherenmode als Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie theoretisch aus den Bosonenzahlen und den effektiven Ladungen zu bestimmen und durch Vergleich mit experimentellen Daten diese Zustände zu identifizieren.

2.4.4 Die d -Parität

Eine wichtige Quantenzahl zur Charakterisierung von Zuständen ist die d -Paritätsquantenzahl [Pie98d], die zu Auswahlregeln für elektromagnetische Übergänge führt. Eine detaillierte Diskussion der d -Parität findet sich in [Pie98d].

Die d -Paritätstransformation \hat{P}_d bewirkt eine Vorzeichenumkehr des d -Bosons

$$d_\rho \rightarrow -d_\rho; s_\rho \rightarrow s_\rho \quad (\rho = \pi, \nu). \quad (2.75)$$

Es kann leicht gezeigt werden, daß der Hamilton-Operator im $O(6)$ - und $U(5)$ -Limit invariant unter der d -Paritätstransformation ist, also mit \hat{P}_d vertauscht

$$[\hat{H}_{O(6), U(5)}, \hat{P}_d] = 0. \quad (2.76)$$

Man betrachte dazu den Talmi-Hamilton-Operator (2.40)

$$\hat{H}_T = \epsilon_\pi \hat{n}_{d\pi} + \epsilon_\nu \hat{n}_{d\nu} + \kappa \left(\hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} + \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu} \right)^2 + \lambda \hat{M}. \quad (2.77)$$

Im $O(6)$ -Limit gilt $\epsilon_\pi = \epsilon_\nu = 0$, im $U(5)$ -Limit $\kappa = 0$. Falls für die Formparameter gilt $\chi_\pi = \chi_\nu = 0$, was dem Übergang $U(5)$ - $O(6)$ entspricht, nehmen die

Quadrupoloperatoren die einfache Form

$$\hat{Q}_\rho = [s_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho + d_\rho^\dagger s_\rho]^{(2)} \quad (2.78)$$

an. Durch Einsetzen des Majorana-Operators (2.39) erkennt man sofort, daß der Hamilton-Operator nur eine geradzahlige Anzahl d -Bosonen-Operatoren enthält. Aufgrund dieser Symmetrie bezüglich der d -Paritätstransformation besitzen die Eigenzustände des Hamilton-Operators im $O(6)$ - und $U(5)$ -Limit sowie im Übergang zwischen diesen dynamischen Symmetrien eine weitere Quantenzahl [Wie97, Yos97], die d -Paritätsquantenzahl π_d . Wegen $\hat{P}_d^2 = 1$ nimmt die d -Paritätsquantenzahl die Werte $\pi_d = \pm 1$ an, analog zur üblichen Paritätsquantenzahl für Raumpiegelungen.

Zunächst soll die Auswahlregel für $M1$ -Übergänge erläutert werden: Der $M1$ -Übergangsoperator lautet

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(g_s \hat{L} + g_v (\hat{L}_\pi - \hat{L}_\nu) \right), \quad (2.79)$$

wobei gegenüber (2.43) zur Abkürzung $g_s = (g_\pi + g_\nu)/2$ und $g_v = (g_\pi - g_\nu)/2$ sowie der Gesamt-Drehimpulsoperator $\hat{L} = \hat{L}_\pi + \hat{L}_\nu$ definiert wurden. Da für die Drehimpulsoperatoren gilt

$$\hat{L}_\rho = \sqrt{10} [d_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(1)} \quad (\rho = \pi, \nu), \quad (2.80)$$

besteht der $M1$ -Übergangsoperator nur aus Termen mit einer geradzahligen Anzahl von d -Bosonen. Er vertauscht daher mit dem d -Paritätsoperator

$$[\hat{P}_d, \hat{T}(M1)] = 0. \quad (2.81)$$

Aus dieser Vertauschungsrelation folgt direkt

$$\pi_d(M1) \hat{T}(M1) = \hat{P}_d \hat{T}(M1) \hat{P}_d^{-1} = \hat{T}(M1). \quad (2.82)$$

Es folgt also

$$\pi_d(M1) = +1. \quad (2.83)$$

Ein Übergangsmatrixelement $\langle f | T(\Pi L) | i \rangle$ von einem Anfangszustand $|i\rangle$ zu einem Endzustand $|f\rangle$ muß invariant unter der d -Paritätstransformation sein, da es lediglich ein Skalar ist

$$\langle f | \hat{T}(\Pi L) | i \rangle = \langle f | \hat{P}_d^{-1} \hat{P}_d \hat{T}(\Pi L) \hat{P}_d^{-1} \hat{P}_d | i \rangle \quad (2.84)$$

$$= \pi_d(i) \pi_d(f) \pi_d(\Pi L) \langle f | \hat{T}(\Pi L) | i \rangle, \quad (2.85)$$

woraus folgt

$$\pi_d(i) \pi_d(f) \pi_d(\Pi L) = 1. \quad (2.86)$$

Mit (2.83) folgt daraus direkt die d -Paritäts-Auswahlregel für $M1$ -Übergänge

$$\pi_d(f) = \pi_d(i). \quad (2.87)$$

Das bedeutet, daß $M1$ -Übergänge nur zwischen Zuständen gleicher d -Parität erlaubt sind, für den Fall, daß der Anfangszustand gute d -Parität besitzt, das heißt, entweder nur Terme mit gerader oder ungerader Anzahl d -Bosonen besitzt. Durch $M1$ -Übergänge ändert sich also die Anzahl d -Bosonen modulo 2 nicht. Es soll noch angemerkt werden, daß diese Auswahlregel lediglich eine notwendige Bedingung für $M1$ -Übergänge darstellt, jedoch keine hinreichende Bedingung.

In analoger Weise sollen nun die Eigenschaften des $E2$ -Übergangsoperators bezüglich der d -Parität analysiert werden. Dieser lautet im IBM-2 nach (2.44)

$$\hat{T}(E2) = e_\pi \hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} + e_\nu \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu}. \quad (2.88)$$

Im $O(6)$ -Limit sowie im Übergang $O(6)$ - $U(5)$ gilt $\chi_\pi = \chi_\nu = 0$, daher enthält der $E2$ -Operator in diesem Fall nur Terme mit je einem s -Boson und einem d -Boson (siehe (2.44)) und es folgt

$$\pi_d(E2)\hat{T}(E2) = \hat{P}_d\hat{T}(E2)\hat{P}_d^{-1} = -\hat{T}(E2). \quad (2.89)$$

Das bedeutet, es gilt $\pi_d(E2) = -1$. Mit (2.85) folgt die Auswahlregel für $E2$ -Übergänge

$$\pi_d(f) = -\pi_d(i). \quad (2.90)$$

$E2$ -Übergänge ändern also die d -Parität, $E2$ -Übergänge zwischen Zuständen gleicher d -Parität sind verboten.

Der Grundzustand eines $O(6)$ -Kernes enthält keine d -Bosonen, die nicht paarweise zu Drehimpuls $L = 0$ gekoppelt sind. Daher besitzt der Grundzustand positive d -Parität, da er eine geradzahlige Anzahl d -Bosonen haben muß. Wie man anhand der oben beschriebenen Q -Phononen Struktur nachvollziehen kann, können die d -Paritäten der tiefsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände für einen $O(6)$ -Kern angegeben werden:

$$\pi_d(0_1^+) = +1 \quad (2.91)$$

$$\pi_d(2_1^+) = -1 \quad (2.92)$$

$$\pi_d(2_2^+) = +1 \quad (2.93)$$

$$\pi_d(2_{ms}^+) = -1 \quad (2.94)$$

$$\pi_d(1_{sc}^+) = +1 \quad (2.95)$$

Abbildung 2.3 veranschaulicht die d -Paritäts-Auswahlregeln für die tiefsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände in einem $O(6)$ -Kern. Diese Auswahlregeln zeigen, daß beispielsweise die $M1$ -Übergänge $1_{sc}^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+$ verboten sind.

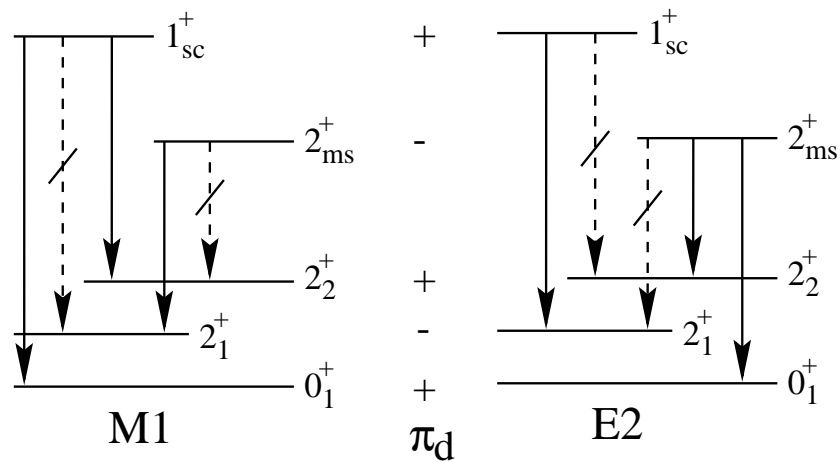


Abbildung 2.3: $M1$ -Übergänge (links) und $E2$ -Übergänge (rechts) von gemischt-symmetrischen Zuständen zu symmetrischen Zuständen (F -vektorielle Übergänge). Durchgezogene Pfeile zeigen die jeweils durch die d -Paritäts-Auswahlregeln erlaubten Übergänge an, gestrichelte Pfeile die verbotenen. In der Mitte ist die d -Parität der Zustände angegeben (aus [Pie98d]).

Messungen an den γ -weichen Kernen ^{134}Ba [Mas96] und ^{196}Pt [Bre96] konnten die d -Paritäts-Auswahlregeln klar bestätigen [Pie98d], allerdings konnten die Multipol-Mischungsverhältnisse für die $1^+ \rightarrow 2^+$ Zerfälle experimentell nicht bestimmt werden.

In den folgenden Kapiteln wird beschrieben, wie mit verschiedenen experimentellen Methoden gemischt-symmetrische Zustände im Kern ^{94}Mo über die Messung absoluter Übergangsstärken eindeutig identifiziert wurden.

Kapitel 3

Experimente an ^{94}Mo

In diesem Kapitel werden die Experimente zur Untersuchung angeregter Zustände im Kern ^{94}Mo beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden an ^{94}Mo insgesamt fünf Experimente durchgeführt. Zwei Photonenstreuexperimente, die in enger Zusammenarbeit mit der Photonenstreugruppe am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart am dortigen DYNAMITRON-Beschleuniger durchgeführt wurden, dienten der Messung integrierter Streuquerschnitte von Dipol- und Quadrupolanregungen sowie der Spinbestimmung dieser Zustände. In einem β -Zerfallsexperiment am OSIRIS-Würfelspektrometer des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln wurde off-beam die γ -Strahlung nach dem β^+ -Zerfall von ^{94}Tc zu ^{94}Mo spektroskopiert. Dieses Experiment diente zur Bestimmung von Spins angeregter Zustände und zur Messung von Multipol-Mischungsverhältnissen von Übergängen. Aufgrund der sehr sauberen Spektren bei der off-beam Messung konnten in diesem Experiment Zerfallsverzweungsverhältnisse und Übergangsenergien mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Aus der Kombination dieser Daten mit den Ergebnissen des Photonenstreuexperimentes wurden einige Lebensdauern angeregter Zustände bestimmt. Zwei weitere Experimente in Köln mit der Fusions-Verdampfungsreaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ vervollständigten die Daten über Niedrigspinanregungen in ^{94}Mo : Ein zentraler Punkt war die Lebensdauerbestimmung mit Hilfe von doppler-verschobenen Linien aus dem Zerfall kurzlebiger Zustände. Dazu wurden in den $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experimenten weitere Spins und Multipol-Mischungsverhältnisse gemessen sowie Ergebnisse des β -Zerfallsexperiments bestätigt. Weiterhin erlaubte der Einsatz des EUROBALL-CLUSTER-Detektors als Compton-Polarimeter in einem der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experimente die Bestimmung einiger Paritäten angeregter Zustände.

3.1 Photonenstreuung an ^{94}Mo

3.1.1 Die Experimente

Die Messungen wurden am DYNAMITRON-Beschleuniger des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart durchgeführt. Es handelt sich um einen elektrostatischen Beschleuniger, mit dem ein monoenergetischer Elektronenstrahl mit einer Energie von maximal 4.3 MeV erzeugt werden kann. Dieser wird in einem wassergekühlten Gold-Bremstarget gestoppt und erzeugt ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum mit der Energie des Elektronenstrahls als Maximalenergie. Auf diese Weise können über einen weiten Energiebereich, typischerweise zwischen 1 MeV und 4 MeV, Dipol- und Quadrupolanregungen studiert werden.

Abbildung 3.1 zeigt den experimentellen Aufbau am DYNAMITRON-Beschleuniger. Dargestellt ist die Strahlführung des Elektronenstrahls bis zum Bremstarget sowie die beiden Meßplätze, die für Photonenstreuexperimente zur Verfügung stehen: Die Messungen dieser Arbeit an ^{94}Mo wurden am ersten Meßplatz, der zur Messung von Winkelverteilungen dient, durchgeführt. Dazu befanden sich an diesem Meßplatz drei hochreine Germanium-Detektoren (HPGe-Detektoren) zum Nachweis der am Target gestreuten Strahlung. Da der Photonenstrahl durch das erste Target nur gering geschwächt wird, können an einem zweiten Meßplatz weitere Experimente zur Messung von Linearpolarisationen der gestreuten Strahlung mit Compton-Polarimetern durchgeführt werden und damit Paritäten angeregter Zustände bestimmt werden.

Am Kern ^{94}Mo wurden mit der Methode der resonanten Photonenstreuung, der Kernresonanzfluoreszenz (KRF) [Met59, Ber85, Kne96], zwei Experimente durchgeführt: Ein erstes Testexperiment mit einer Dauer von vier Tagen diente zur Untersuchung von Anregungen vor allem im Energiebereich oberhalb von 3 MeV, hierbei wurde eine Maximalenergie des Photonenspektrums von 4.1 MeV gewählt. Eine weitere Messung wurde mit einer Maximalenergie von 3.3 MeV durchgeführt. Ziel dieses Experimentes war vor allem die Untersuchung eines Kandidaten für einen 2^+ Ein- Q -Phononen-Zustand gemischter Symmetrie, sowie die Suche nach der 1^+ Scherenmode in ^{94}Mo . Die geringere Endpunktsenergie bei diesem Experiment diente zur Erhöhung der Sensitivität im Energiebereich um 2 MeV, in dem der 2^+ Zustand gemischter Symmetrie erwartet wurde.

Das bei diesen Experimenten verwendete Target enthielt 0.9997 g metallisches Mo mit einer Anreicherung von 93.77% ^{94}Mo und 0.4874 g mit einer Anreicherung von 77.90% ^{94}Mo . Zur Eichung des Photonenflusses wurden dem Target 0.2540 g ^{27}Al beigegeben. Die spektrale Verteilung der Photonen kann mit der sogenannten Schiffformel [Sch51] beschrieben werden. In Abbildung 3.2 ist die spektrale Verteilung der Photonen eines Bremsstrahlungsspektrums mit einer Endpunktsenergie von 4.1 MeV dargestellt: Die Schiffformel wurde an drei Werte für den Photonenfluß, die aus den bekannten Streuquerschnitten und Streuintensitäten des Eichstandards ^{27}Al berechnet wurden, angefitet. ^{27}Al besitzt im untersuchten

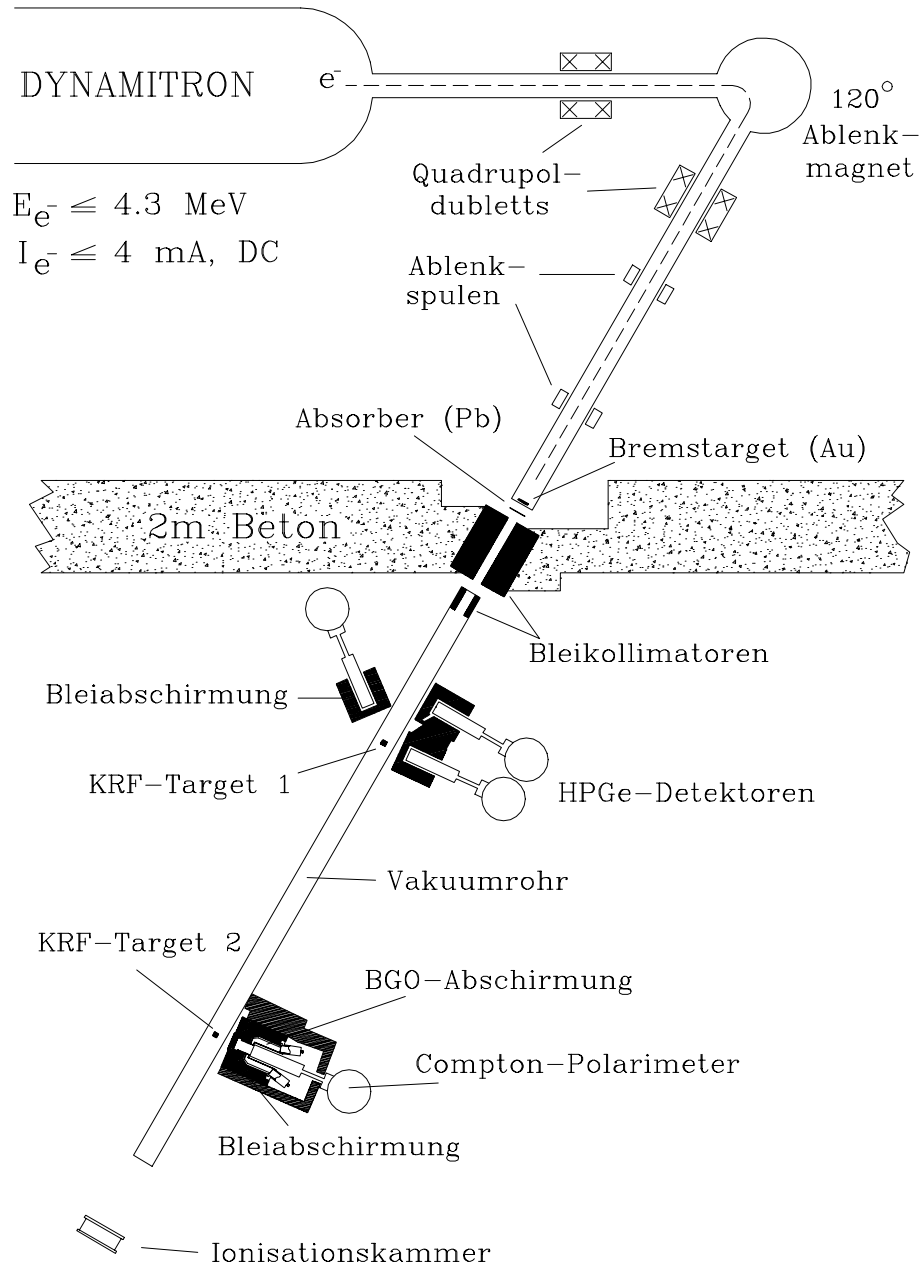


Abbildung 3.1: Der experimentelle Aufbau am Stuttgarter Dynamitron (aus [Mar95]).

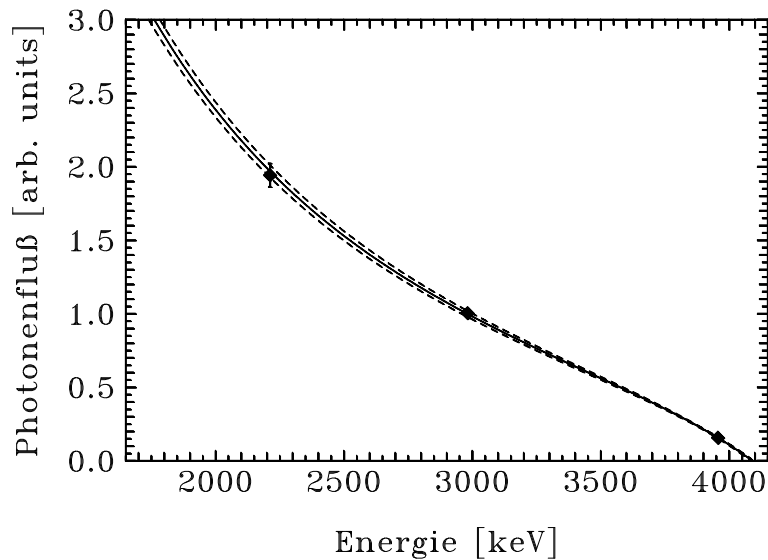


Abbildung 3.2: *Photonenfluß des Bremsstrahlungsspektrums für eine Hochenergie-Messung mit einer Endpunktsenergie des Photonenspektrums von 4.1 MeV. Dargestellt sind zudem drei Werte für den Photonenfluß, die aus Linien des Eichstandards ^{27}Al berechnet wurden.*

Energiebereich einige Zustände mit genau bekannten Streuquerschnitten [Pie95a], die stark in Photonenstreuung angeregt werden.

Eine Energieeichung wurde mit einer ^{56}Co -Quelle durchgeführt. ^{56}Co zerfällt mit einem Q-Wert von 4566.0(20) MeV [Led96] über Elektronen-Einfang zu ^{56}Fe , sodaß in ^{56}Fe angeregte Zustände bis zu einer Energie von etwa 3.6 MeV bevölkert werden. Zusätzlich wurden die Spektren von ^{56}Fe auch zur Eichung der relativen Efficiency, also der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit, der HPGe-Detektoren verwendet, da ^{56}Fe im Energiebereich von etwa 800 keV bis 3600 keV etwa 20 Linien aus Zerfällen angeregter Zustände mit genau bekannten relativen Intensitäten besitzt.

Abbildung 3.3 zeigt einen Ausschnitt aus dem Photonenstreuungsspektrum von ^{94}Mo im Energiebereich von 1.8 MeV bis 3.4 MeV, das mit einer Endpunktsenergie des Photonenspektrums von 3.3 MeV aufgenommen wurde.

3.1.2 Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz

Wegen ihrer Spin- und Stärkeselektivität ist die Methode der KRF [Met59, Ber85, Kne96] in idealer Weise zur Erforschung der in dieser Arbeit untersuchten Dipol- und Quadrupolanregungen in ^{94}Mo geeignet. Aufgrund des niedrigen Impulsübertrages bei der Absorption eines reellen Photons durch den Kern induziert diese Reaktion im wesentlichen Dipolanregungen sowie in geringerem Maße Quadrupolanregungen. Diese Anregungen zerfallen durch Photonenemission zu energetisch niedrigeren Zuständen. Ein Nachweis der emittierten Photonen mit HPGe-

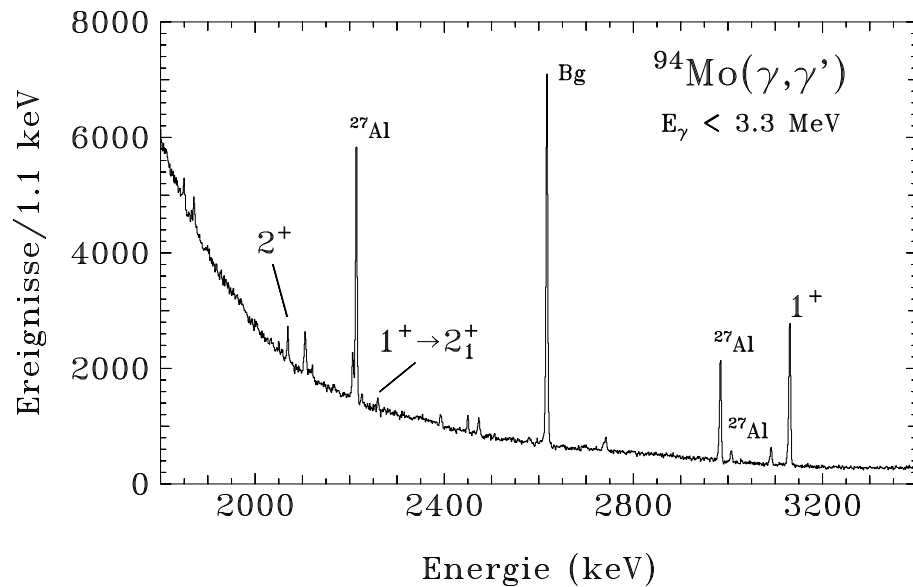


Abbildung 3.3: *Photonenstreuspektrum von ^{94}Mo im Energiebereich von 1.8 bis 3.4 MeV. Linien des Eichstandards ^{27}Al , das zur Photonenflußeichung verwendet wurde, sind gekennzeichnet. Bei 2067(1) keV wurde ein $J^\pi = 2^+$ Zustand identifiziert, bei 3128.3(5) keV eine Dipolanregung, für die zusätzlich ein Übergang aus inelastischer Streuung zum 2_1^+ Zustand mit einer Energie von 2258(1) keV gefunden wurde. Der mit “Bg” gekennzeichnete Peak stammt aus dem Raumuntergrund.*

Detektoren ermöglicht eine hochauflösende Spektroskopie der zugehörigen γ -Übergänge. Abbildung 3.4 zeigt das Prinzip der KRF an einem gerade-gerade Kern. Die Beobachtung der resonant gestreuten Photonen liefert Auskunft über einige Größen, aus denen Rückschlüsse auf die Struktur des Kerns gezogen werden können. Folgende Observable sind in einem KRF-Experiment zugänglich:

- Energie der gestreuten Photonen.
- Intensität der Resonanzlinien in Abhängigkeit des Streuwinkels.

Aus diesen Observablen erhält man folgende Meßgrößen:

- Zustandsenergien
- Spins
- Zerfallsverzweigungsverhältnisse
- Photonenstreuquerschnitte
- Übergangsbreiten
- Lebensdauern der angeregten Zustände

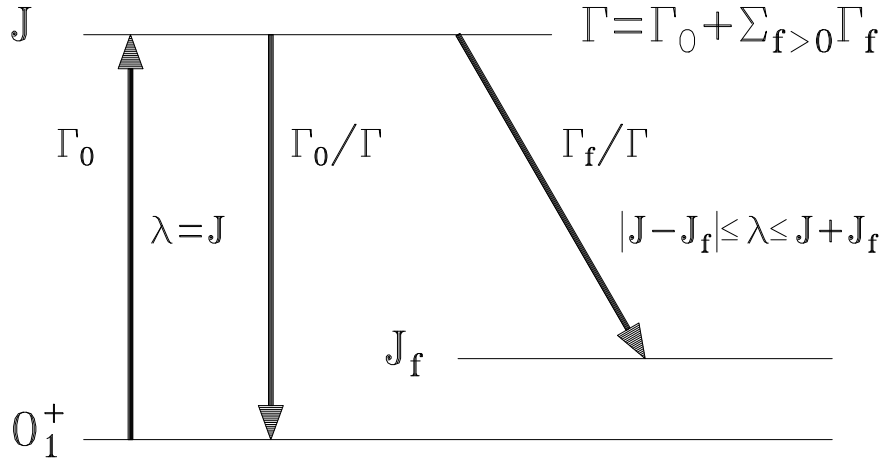


Abbildung 3.4: *Prinzip der Kernresonanzfluoreszenz an einem gerade-gerade-Kern (aus [Pie96]): Ein Kern wird durch Absorption eines reellen Photons aus dem Grundzustand mit Spin $J_0^\pi = 0^+$ in einen Zustand mit Spin J angeregt. Die Resonanzbreite $\Gamma = \hbar/\tau$ ist die Summe der Partialbreiten für den Zerfall zum Grundzustand Γ_0 (elastische Streuung) und zu angeregten Zuständen $\Gamma_{f>0}$ (inelastische Streuung). Die relativen Partialbreiten $\Gamma_{0,f}/\Gamma$ sind proportional zu den Zerfallsintensitäten in die verschiedenen Zerfallskanäle.*

Die Winkelverteilung der am Target gestreuten Photonen liefert eine Information über die Spins der angeregten Zustände. Durch die elastische Photonenstreuung werden nur Dipol- und Quadrupolübergänge induziert. Für einen gerade-gerade Kern, der den Grundzustandsspin $J_0^\pi = 0^+$ besitzt, treten daher bei der elastischen Photonenstreuung nur die Spinsequenzen $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ und $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ auf. Die emittierte Strahlung besitzt dabei die Winkelverteilungsfunktionen

$$W_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0}(\theta) = \frac{3}{4} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.1)$$

$$W_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0}(\theta) = \frac{5}{4} \cdot (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta). \quad (3.2)$$

Diese Winkelverteilungen sind in Abbildung 3.5 dargestellt.

Eine Beobachtung der Intensitäten der gestreuten Strahlung unter Streuwinkeln von 90 Grad, 127 Grad und 150 Grad zur Strahlachse ermöglicht eine Bestimmung der Spins der angeregten Zustände, da sich die Winkelverteilungen für Dipol- und Quadrupolstrahlung aus den genannten Spinsequenzen unter 90 Grad und 127 Grad maximal unterscheiden. Ein Detektor befand sich unter einem Streuwinkel von 150 Grad zur Strahlachse, da unter einem solchen Rückwärtswinkel der in Photonenstreuexperimenten mit Bremsstrahlung hohe Untergrund aus nichtresonanter Streuung deutlich reduziert ist. Zudem erhält man mit diesem Detektor eine zusätzliche Information über die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung.

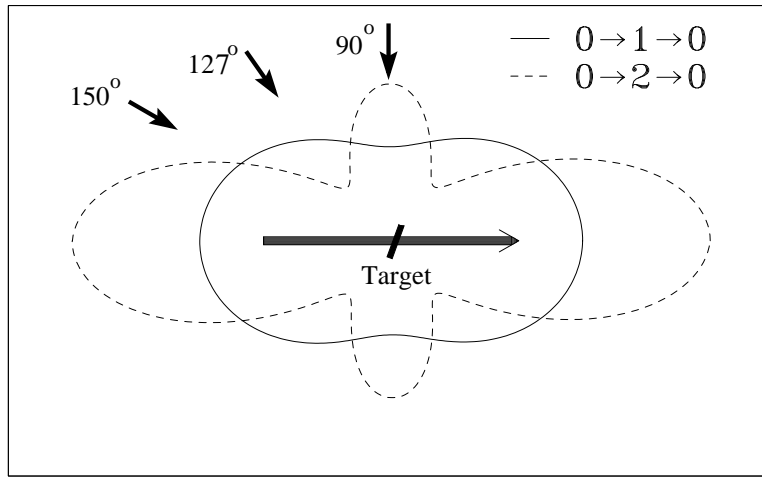


Abbildung 3.5: Winkelverteilungen für Dipol- und Quadrupolstrahlung für die Spinsequenzen $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ und $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$.

Die Streuintensität in den Resonanzlinien ist proportional zum Wirkungsquerschnitt für die Resonanzstreuung unter der Voraussetzung, daß Selbstabsorption in dünnen Streutargets vernachlässigbar ist. Die natürliche Breite Γ der Resonanzen gebundener Zustände kann nicht beobachtet werden, da sie für die hier betrachteten Zustände um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Energieauflösung der HPGe-Detektoren. Daher wird der über die Resonanz integrierte Wirkungsquerschnitt betrachtet, aus dem die Zustandsbreite bestimmt werden kann. Die Intensität der einfallenden Photonen darf dazu über die Resonanz nur schwach variieren; dies gilt aber für die hier verwendete kontinuierliche Bremsstrahlung. Der differentielle Wirkungsquerschnitt eines Zustandes mit der Resonanzenergie E_R , dem Spin J und der Gesamtbreite Γ als Summe der Partialbreiten Γ_f ($f \geq 0$) für die einzelnen Zerfallskanäle ergibt sich aus der Breit-Wigner Resonanzformel [BrW36, BeP37]

$$\frac{d^2 \sigma_{abs}(E)}{d\Omega dE} = \pi \tilde{\lambda}^2 \cdot \frac{2J+1}{2(2J_0+1)} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi}. \quad (3.3)$$

Dabei gilt $\tilde{\lambda} = \hbar c / E_R$. Die Integration über die Energie E und den Raumwinkel Ω liefert den integrierten Streuquerschnitt $I_{s,f}$ für den Zerfallskanal f

$$I_{s,f} = \pi^2 \tilde{\lambda}^2 \cdot \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot \Gamma_0 \frac{\Gamma_f}{\Gamma}. \quad (3.4)$$

Experimentell kann $I_{s,f}$ unter Zuhilfenahme bekannter integrierte Streuquerschnitte eines Eichstandards bestimmt werden. Hier wurde das Eichstandard ^{27}Al verwendet, das im untersuchten Energiebereich einige Linien mit bekannten Streuquerschnitten besitzt [Pie95a]: Für die Peakfläche A einer Linie aus

einem Übergang mit Energie E_γ eines Zustandes bei der Resonanzenergie E_R im Photonenstreuungsspektrum gilt

$$A(E_\gamma) \propto n N_\gamma(E_R) I_{s,f} W(\theta) \epsilon_\theta(E_\gamma) T_\theta . \quad (3.5)$$

n ist die Anzahl der streuenden Kerne, $N_\gamma(E_R)$ der Photonenfluß bei der Resonanzenergie E_R , $W(\theta)$ die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung, ϵ die relative Nachweisempfindlichkeit des entsprechenden Detektors und T_θ die totzeitkorrigierte Meßzeit.

Es kann das Verhältnis der Fläche der zu untersuchenden Resonanzlinie des Targetkerns $A_t(E_\gamma)$ und der Fläche einer Eichlinie $A_{eich}(E_{\gamma'})$ gebildet werden, die nach dem integrierten Streuquerschnitt $I_{s,f}$ für den betreffenden Zerfallskanal aufgelöst werden kann

$$I_{s,f} = \frac{A_t(E_\gamma)}{N_\gamma(E_R) W_t(\theta) \epsilon_\theta(E_\gamma)} \cdot \frac{n_{eich}}{n_t} \cdot k_{eich} . \quad (3.6)$$

Dabei ist k_{eich} definiert durch

$$k_{eich} = \frac{I_{s,f}^{eich} N_\gamma(E_R^{eich}) W_{eich}(\theta) \epsilon_\theta(E_R^{eich})}{A_{eich}(E_{\gamma'})} . \quad (3.7)$$

n_{eich}/n_t ist das Atomzahlverhältnis von Atomen des Eichstandards zu den Targetatomen. Damit können die integrierten Streuquerschnitte direkt aus den experimentellen Daten bestimmt werden.

Mit (3.4) und der Gleichung

$$\Gamma_0 = \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \cdot \left(1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} \right) \quad (3.8)$$

kann die Grundzustandsübergangsbreite eines Zustandes berechnet werden, wenn alle relativen Zerfallsverzweigungen Γ_f/Γ_0 bekannt sind. Daraus erhält man die Zustandsbreite mit

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot \left(1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} \right) . \quad (3.9)$$

Die Lebensdauer eines angeregten Zustandes läßt sich aus der Zustandsbreite berechnen

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} . \quad (3.10)$$

3.1.3 Ergebnisse der Photonenstreuexperimente

Aus der Winkelverteilung der am Target gestreuten Photonen wurde ein Zustand bei einer Energie von 2067(1) keV als Quadrupolanregung identifiziert. Es wird gezeigt werden, daß es sich bei diesem Zustand um den Ein- Q -Phononen 2^+ Zustand gemischter Symmetrie handelt. Bei einer Energie von 3128.3(5) keV wurde eine Dipolanregung gefunden. Dieser Zustand weist zudem bei 2258(1) keV einen Übergang zum 2_1^+ Zustand auf. Die positive Parität dieses Zustandes war schon aus früheren inelastischen Protonen- und Deuteronenstreuexperimenten [Pig92] bekannt. Es wird gezeigt werden, daß dieser Zustand das Hauptfragment der Scherenmode in ^{94}Mo darstellt. In der Hochenergiemessung mit einer Endpunktsenergie von 4.1 MeV wurde bei 3512(1) keV eine weitere Dipolanregung gefunden. Bei dieser Anregung handelt es sich offenbar um einen nach [NDS92] bei einer Energie von 3512.7(11) keV bekannten Zustand, dem Spin und Parität $J^\pi = (1, 2^+)$ zugeordnet wurde.

Tabelle 3.1 enthält die integrierten Streuquerschnitte der Übergänge, die in den Photonenstreuexperimenten spektroskopiert wurden.

Ein Problem bei Photonenstreuexperimenten mit Bremsstrahlung ist der zu kleinen Energien hin exponentiell zunehmende Bremsstrahlungsuntergrund. Es ist daher oftmals nicht möglich, schwache Zerfallskanäle in höhere angeregte Zustände zu spektroskopieren: Neben dem Grundzustandsübergang kann häufig lediglich der Zerfall zum ersten 2^+ Zustand beobachtet werden. Das verdeutlicht beispielsweise Abbildung 3.6: Der Peak aus dem Zerfall des 2_5^+ Zustandes bei 2740 keV zum 2_1^+ Zustand liegt auf einem Untergrund von etwa 4000 Counts,

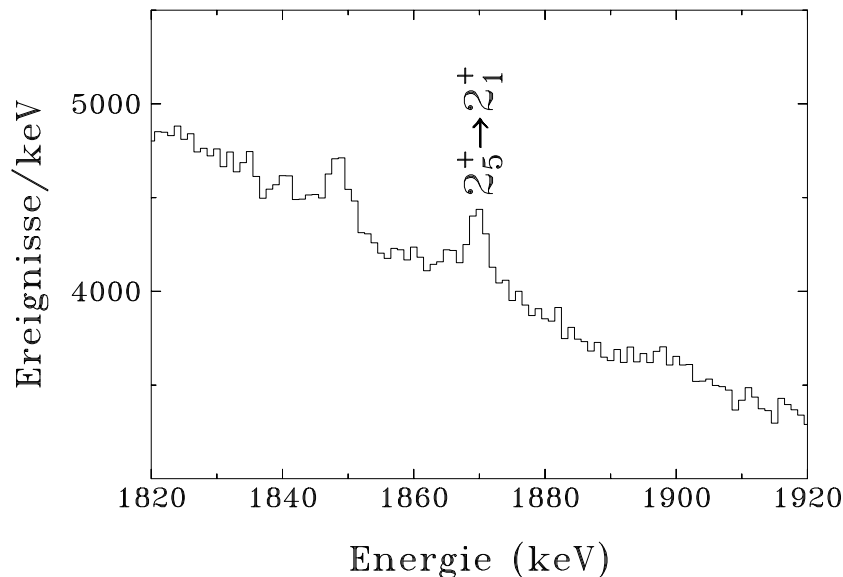


Abbildung 3.6: Ausschnitt aus dem Photonenstreupektrum von ^{94}Mo mit dem Zerfall des 2_5^+ Zustandes zum 2_1^+ Zustand.

besitzt aber eine Fläche von wenigen 100 Counts. Ein weiteres Problem bestand darin, daß bei diesem Experiment, wie schon erwähnt wurde, aufgrund zu geringer Statistik in den Singlesspektren keine Multipol-Mischungsverhältnisse der emittierten Strahlung von Zerfällen aus inelastischer Streuung bestimmt werden konnten. Die Kenntnis des vollständigen Zerfallsverhaltens ist jedoch elementar zur Interpretation der Eigenschaften der angeregten Zustände. Es wurde daher ein β -Zerfalls-Experiment am Kern ^{94}Mo durchgeführt. Dieses Experiment wird in Abschnitt 3.2 beschrieben.

Tabelle 3.1: *Ergebnisse der Photonenstreuexperimente an ^{94}Mo . Die Tabelle enthält die Energie E_R des Zustandes mit Spin J_i^π , den Spin des Zustandes J_f , zu dem der angeregte Zustand mit der Energie E_γ zerfällt und den integrierten Streuquerschnitt des entsprechenden Zerfalls $I_{s,f}$.*

E_R (keV)	J_i	J_f	E_γ (keV)	$I_{s,f}$ (eV barn)
2067(1)	2_3^+	0_1^+	2067(1)	0.91(10)
		2_1^+	1196(1)	5.5(6)
2393(1)	2_4^+	2_1^+	1522(1)	1.0(3)
2740(1)	2_5^+	0_1^+	2740(1)	1.6(3)
		2_1^+	1869(1)	1.9(3)
3128.3(5)	1_1^+	0_1^+	3128.2(5)	47(7)
		2_1^+	2258(1)	2.0(5)
3260.8(5)	1_1^-	0_1^+	3260.7(5)	8(3)
3512(1)	$1_2^{(+)}$	0_1^+	3512(1)	9(4)

3.2 Das β -Zerfalls-Experiment

Es wurde ein $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiment durchgeführt, wobei off-beam die emittierte γ -Strahlung nach dem β^+ -Zerfall von ^{94}Tc zu ^{94}Mo spektroskopiert wurde. Der Vorteil der experimentellen Technik der off-beam-Spektroskopie ist, daß man praktisch untergrundfreie Spektren erhält, sodaß auch sehr schwache Zerfallsverzweigungen untersucht werden können. Dieses Experiment wurde am Kölner FN-TANDEM-Beschleuniger durchgeführt. Es wurde die Reaktion $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ verwendet. Der Protonenstrahl besaß in diesem Experiment eine Energie von $E_p = 13$ MeV, wobei der Strahlstrom 10 nA betrug. Bei dieser Energie erhält man einen Reaktionsquerschnitt für die Reaktion zu ^{94}Tc von etwa 0.9 barn. Nebenreaktionen sind nach Rechnungen mit dem Programm CASCADE [Cas77] der (p,p') -Kanal mit etwa 0.1 barn, der (p,pn) -Kanal zu ^{93}Mo und der (p,α) -Kanal zu ^{91}Nb mit jeweils etwa 10 mbarn. Als Target wurde eine freitragende Mo-Folie mit einer Dicke von 0.9 mg/cm² und einer Anreicherung von 91.59% ^{94}Mo verwendet.

^{94}Tc hat einen Grundzustand mit Spin und Parität $J^\pi = 7^+$ und einer Lebensdauer von 293 Minuten, von dem aus vor allem Zustände höheren Spins

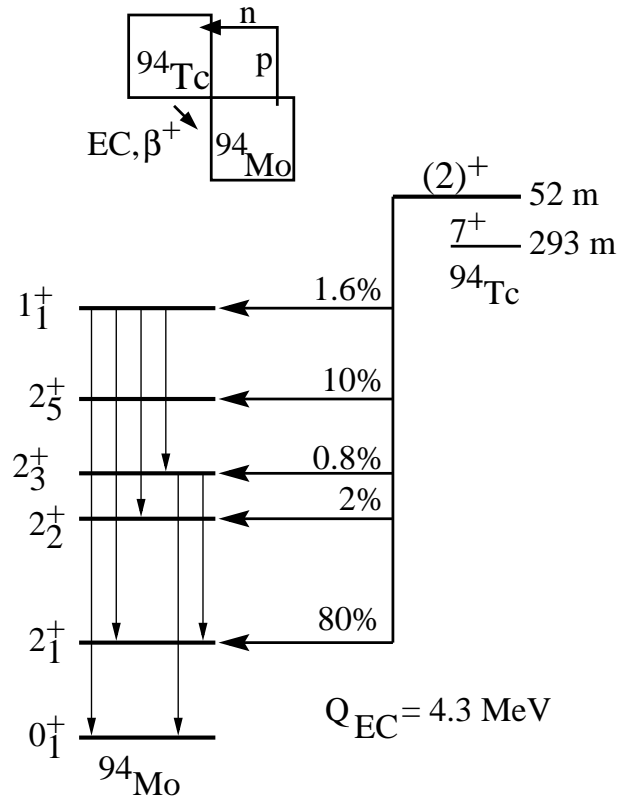


Abbildung 3.7: Fütterung einiger Zustände von ^{94}Mo aus dem β^+ -Zerfall des $(2)^+$ Isomers von ^{94}Tc . Man erkennt deutlich, daß sich diese experimentelle Technik sehr gut zur Untersuchung der Niedrigspinzustände eignet, da diese stark aus dem β^+ -Zerfall des Isomers bevölkert werden.

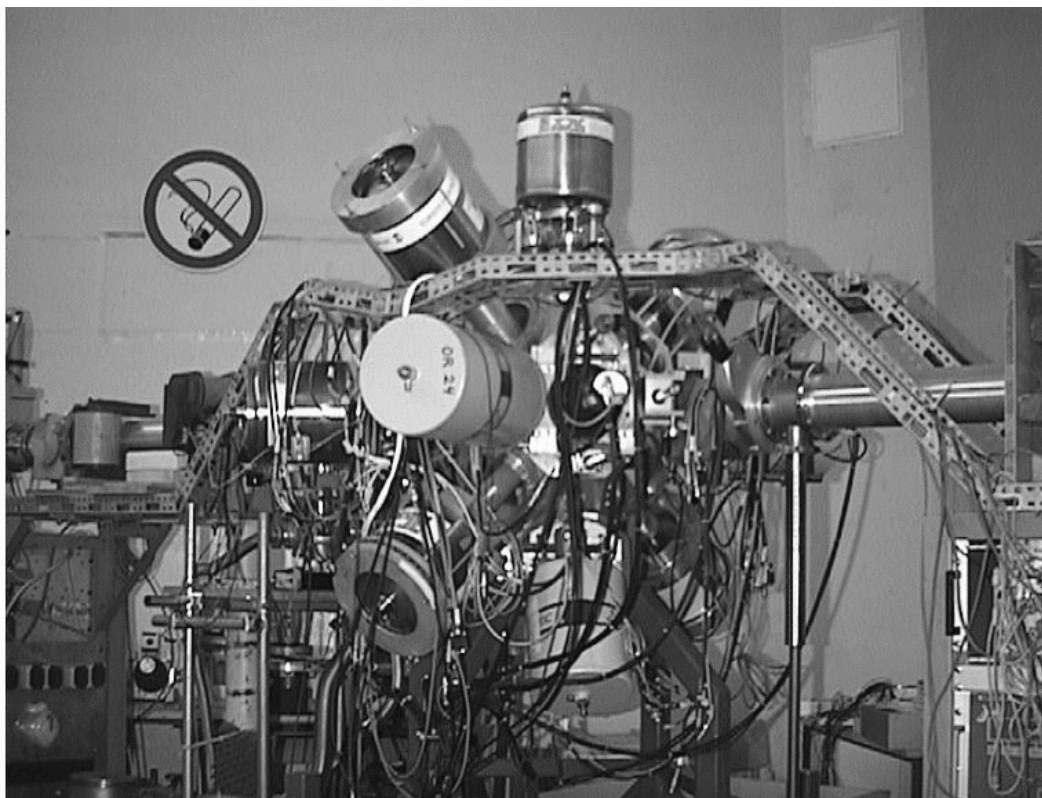


Abbildung 3.8: Foto des OSIRIS-Würfelspektrometers am FN-TANDEM-Beschleuniger in Köln.

in ^{94}Mo bevölkert werden. ^{94}Tc besitzt ein $(2)^+$ Isomer mit einer Lebensdauer von 52 Minuten. Da in der Reaktion $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ nur geringer Drehimpuls übertragen wird – nach Rechnungen mit dem Programm CASCADE erhält man in dieser Reaktion bei einer Protonenenergie von 13 MeV einen mittleren Drehimpulsübertrag von etwa $4 \hbar$ – wird das $(2)^+$ Isomer von ^{94}Tc stark bevölkert, das zu Niedrigspinzuständen von ^{94}Mo zerfällt: Abbildung 3.7 zeigt das Fütterungsverhalten für einige angeregte Zustände von ^{94}Mo aus dem β -Zerfall von ^{94}Tc . Die Werte wurden [Led96] entnommen. Es wird deutlich, daß diese experimentelle Technik sehr gut zur Untersuchung von Niedrigspinanregungen geeignet ist: Beispielsweise wird der 1_1^+ Zustand zu 1.6% direkt aus dem β -Zerfall bevölkert. Dieses Verhalten kann anhand der Auswahlregeln für den β -Zerfall begründet werden: Im Tochterkern werden bevorzugt Zustände gleicher Parität und einer geringen Spindifferenz von $\Delta I = 0, \pm 1$ zum Zustand im Mutterkern bevölkert. Mit zunehmender Spindifferenz steigt der Verbotenheitsgrad des Zerfalls an, was in einer geringeren Übergangswahrscheinlichkeit resultiert. Somit wird klar, daß beim Zerfall des $J^\pi = (2)^+$ Isomers von ^{94}Tc im wesentlichen Zustände niedrigen Spins und positiver Parität in ^{94}Mo bevölkert werden.

Die Messung wurde mit gepulstem Strahl durchgeführt: 5 Sekunden lang wurde das Target aktiviert, danach wurde der Strahl elektrostatisch abgelenkt und

ebenfalls 5 Sekunden lang off-beam der γ -Zerfall der angeregten Zustände von ^{94}Mo nach dem β^+ -Zerfall von ^{94}Tc in $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektroskopie gemessen. Zwischen dem Ablenken des Strahls und dem Start der Datenaufnahme wurde zusätzlich eine Pause von 0.1 s eingelegt, um eine Beeinflussung des Experimentes durch das Ablenken des Strahls zu vermeiden sowie die Flugzeit der Protonen vom Beschleuniger zum Meßplatz zu berücksichtigen. Die gesamte Meßzeit betrug etwa 200 Stunden, was einer Netto-Meßzeit der off-beam Messung von etwa 100 Stunden entspricht. Das Experiment wurde am Kölner OSIRIS-Koinzidenz-Würfelspektrometer durchgeführt. Kernstück des Spektrometers ist ein Würfel aus DENSIMET¹ mit einer Kantenlänge von 10 cm, der gleichzeitig als Targetkammer und Kollimator für die Detektoren dient. Der Strahl tritt an einer Kante des Würfels ein und verläßt ihn an der gegenüberliegenden Kante. Bei dem hier durchgeführten Experiment war das Spektrometer mit acht HPGe-Detektoren bestückt. Sechs dieser Detektoren waren auf den Flächen des Würfels eingesetzt und befanden sich unter 45 Grad, 90 Grad und 135 Grad zur Strahlachse. Diese sechs Detektoren waren mit Anti-Compton-Shields versehen, die zur Unterdrückung comptongestreuter Ereignisse dienen. Man erreicht so eine wesentliche Reduzierung des Untergrundes. Auf den Ecken des Würfels waren zwei weitere Detektoren ohne Anti-Compton-Shields unter 90 Grad zur Strahlachse montiert. Ein Einzel-Detektor deckt einen relativ großen Raumwinkel von etwa 0.75% von 4π ab. Der gesamte daraus resultierende abgedeckte Raumwinkel der HPGe-Detektoren beträgt daher 6% von 4π . Das OSIRIS-Würfelspektrometer eignet sich daher besonders gut zur Untersuchung von Niedrigspinanregungen, da mit relativ wenigen HPGe-Detektoren eine gute totale Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Quanten erreicht wird. Eine genaue Beschreibung dieses Spektrometers findet sich beispielsweise in [Wir93, Wir95]. Abbildung 3.8 zeigt ein Foto des OSIRIS-Würfelspektrometers.

Energie- und Efficiency-Eichungen wurden bei dieser Messung mit den Eichquellen ^{56}Co und ^{226}Ra durchgeführt. ^{226}Ra zerfällt im wesentlichen mit einem α -Zerfall zu ^{222}Rn mit einem Q-Wert von 4870.63(25) MeV [Led96]. Es werden dabei Zustände in Kernen der Zerfallskette von ^{226}Ra mit genau bekannten relativen Intensitäten vor allem im Energiebereich von 186 keV bis 2448 keV bevölkert. Der Vorteil gegenüber der Eichquelle ^{56}Co besteht darin, daß aus dem Zerfall von ^{226}Ra auch eine Reihe Zustände im Energiebereich unter 1 MeV bevölkert werden, was eine genaue Eichung der Efficiency in diesem Bereich ermöglicht. Die Eichung mit ^{56}Co diente beim β -Zerfalls-Experiment zur Energie- und Efficiency-Eichung im Bereich über 2 MeV. Die Efficiencies wurden jeweils mit der Funktion [Wie95]

$$\epsilon(E_\gamma) = a \cdot \exp(-b \cdot \ln(E_\gamma - c + d \cdot \exp(-e \cdot E_\gamma))) \quad (3.11)$$

angefittet. Diese Funktion kann physikalisch nicht begründet werden, kann aber gut den Verlauf der Efficiency der HPGe-Detektoren beschreiben. Die Parameter

¹DENSIMET ist eine Legierung aus 97% W, 1.6% Ni, 0.8% Fe und 0.6% Cu.

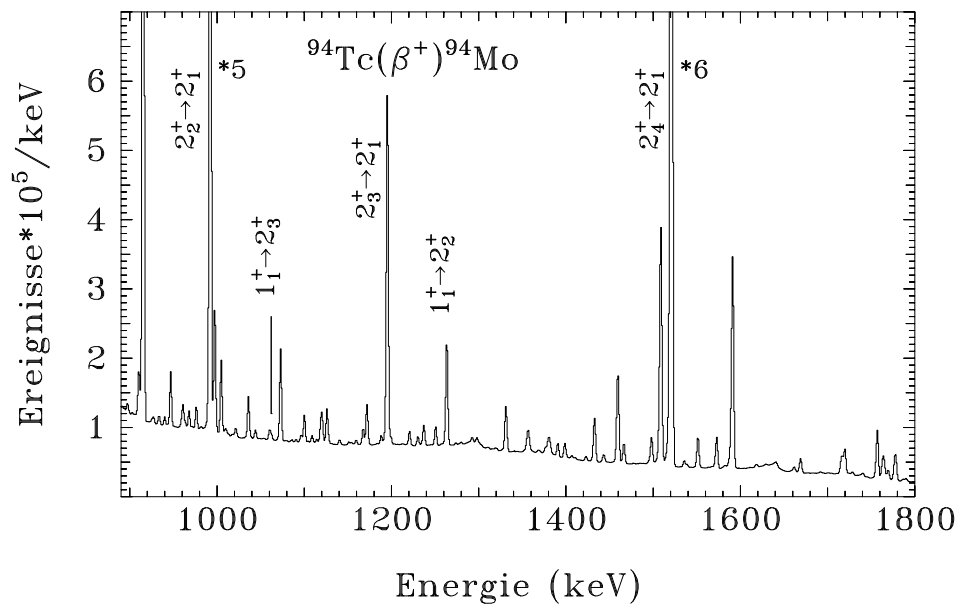


Abbildung 3.9: Ausschnitt aus dem γ -Singlesspektrum nach dem β -Zerfall von ^{94}Tc zu ^{94}Mo im Energiebereich von 900 keV bis 1800 keV. Einige Zerfälle von Niedrigspinanregungen von ^{94}Mo sind markiert.

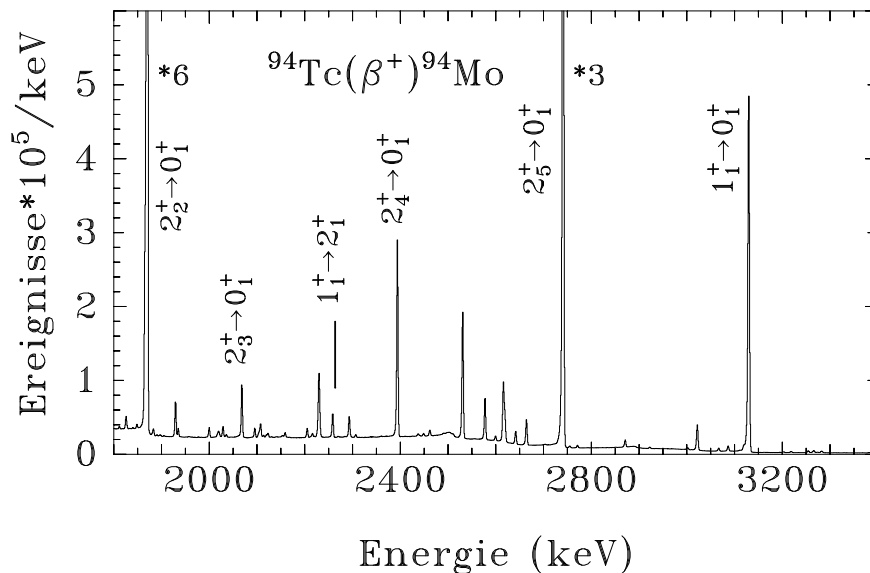


Abbildung 3.10: Ausschnitt aus dem γ -Singlesspektrum der off-beam Messung des γ -Zerfalls angeregter Zustände von ^{94}Mo nach dem β -Zerfall von ^{94}Tc im Energiebereich von 1800 keV bis 3400 keV. Bemerkenswert ist das praktisch untergrundfreie Spektrum, sodaß auch Übergänge geringer Intensität spektroskopiert werden können. Einige Linien aus Zerfällen von Niedrigspinanregungen von ^{94}Mo sind markiert.

a bis e wurden an die Daten aus den Eichungen mit ^{56}Co und ^{226}Ra angefitet.

Die Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen Ausschnitte aus dem γ -Singlesspektrum im Energiebereich von 0.9 MeV bis 1.8 MeV beziehungsweise 1.8 MeV bis 3.4 MeV. Es handelt sich um Summenspektren des gesamten Spektrometers, das heißt, alle Singlesspektren der acht Detektoren wurden aufsummiert. Einige Linien aus Zerfällen angeregter Zustände von ^{94}Mo sind markiert: Bei 3128.5 keV wurde der schon im Photonenstreuexperiment untersuchte Grundzustandszerfall des 1_1^+ Zustandes identifiziert. Zudem konnten weitere Zerfallskanäle dieses Zustandes zum 2_1^+ , 2_2^+ und 2_3^+ Zustand gefunden werden. Die Grundzustandsübergänge und andere Zerfallskanäle des 2_3^+ Zustandes bei 2067.4 keV, des 2_4^+ Zustandes bei 2393.1 keV und des 2_5^+ Zustandes bei 2739.9 keV konnten klar identifiziert werden. Das aufgrund der off-beam Messung sehr gute Peak-zu-Untergrund Verhältnis ermöglichte eine sehr genaue Bestimmung der Übergangsenergien, die für einige der untersuchten Zustände auf 0.1 keV genau angegeben werden können.

3.3 Die Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$

Neben dem Ein- Q -Phononen 2^+ Zustand gemischter Symmetrie, dem 2_{ms}^+ , erwartet man im Kern ^{94}Mo ein Multiplett aus gemischt-symmetrischen Zuständen resultierend aus der Kopplung des symmetrischen Quadrupolphonons des 2_1^+ Zustandes an den 2_{ms}^+ Zustand. Dieses Multiplett aus einem 0^+ , 1^+ , 2^+ , 3^+ und 4^+ Zustand mit der Struktur $2_1^+ \otimes 2_{\text{ms}}^+$ wird etwa bei der Summenenergie dieser beiden Quadrupolanregungen erwartet.

In der in den letzten Abschnitten beschriebenen Kombination aus einem Photonenstreuexperiment und dem β -Zerfalls-Experiment konnte eine starke Dipolanregung bei 3128.6(2) keV gefunden werden, deren Zerfallsverhalten auf einen Zustand gemischter Symmetrie hinweist, wie in der Diskussion der Ergebnisse im nächsten Kapitel detailliert gezeigt wird. Im β -Zerfalls-Experiment wurden Zustände im Energiebereich um 3 MeV gefunden, die möglicherweise Kandidaten für weitere Mitglieder des erwarteten Zwei- Q -Phononen Multipletts darstellen könnten. Es handelt sich dabei vor allem um einen 2^+ Zustand bei 2870.0(2) keV und einen 2^+ , 3^+ Zustand bei 2965.3(2) keV, wobei die experimentelle Information bisher nicht zu einer eindeutigen Festlegung des gemischt-symmetrischen Charakters ausreichte. Zur Untersuchung dieser Zustände sowie zur Vervollständigung des Niedrigspin-Termschemas des Kerns ^{94}Mo wurden weitere Experimente am OSIRIS-Würfelspektrometer in Köln durchgeführt. Es wurde die Fusions-Verdampfungs-Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ verwendet.

Ein erstes Experiment im November 1998 wurde mit einer Energie des α -Strahls von 15 MeV durchgeführt, da nach Rechnungen mit dem Programm CASCADE [Cas77] bei dieser Energie der Wirkungsquerschnitt des $1n$ -Kanals zu ^{94}Mo mit etwa 570 mbarn nahezu maximal ist, andere Reaktionskanäle dagegen praktisch keinen Beitrag leisten. Bei höheren Strahlenergien wird ein star-

ker Beitrag des 2n-Kanals zu ^{93}Mo erwartet, beispielsweise soll diese Reaktion bei einer Strahlenergie von 16 MeV einen Wirkungsquerschnitt von etwa 120 mbarn besitzen. Bei 15 MeV Strahlenergie erhält man nach Rechnungen mit dem Programm CASCADE einen mittleren Drehimpulsübertrag von etwa $6\hbar$. Als Targetmaterial diente Zr mit einer Anreicherung von 64% ^{91}Zr , das mit einer Dicke von 11 mg/cm² auf eine 60 mg/cm² dicke Bi-Folie gewalzt wurde. Das Bi diente als Stopper für die Reaktionsprodukte, damit über die Dopplerverschiebung der im Flug emittierten γ -Quanten mit der Doppler-Shift-Attenuation Methode (DSAM) [Ale78, Fos74, All75] Lebensdauern angeregter Zustände bestimmt werden können. Das OSIRIS-Würfelspektrometer war in diesem Experiment mit zehn HPGe-Detektoren bestückt: Sechs HPGe-Detektoren, von denen zwei mit Anti-Compton-Shields versehen waren, waren unter einem Winkel von 90 Grad zur Strahlachse montiert, zwei Compton-unterdrückte Detektoren befanden sich unter einem Vorwärtswinkel von 45 Grad zur Strahlachse, zwei weitere ebenfalls Compton-unterdrückte Detektoren unter einem Rückwärtswinkel von 135 Grad.

Ein weiteres Experiment mit der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ wurde im November 1999 durchgeführt. Die Strahlenergie wurde bei diesem Experiment auf die Bevölkerung von Niedrigspinanregungen optimiert: Es wurde eine α -Strahlenergie von 12 MeV gewählt, bei der nach Rechnungen mit dem Programm CASCADE [Cas77] ein mittlerer Drehimpulsübertrag von etwa $1\hbar$ erhalten wird. Da ^{91}Zr einen Grundzustandsdrehimpuls von $J^\pi = 5/2^+$ besitzt, werden bei dieser Strahlenergie vor allem Zustände niedrigen Spins bevölkert, Zustände höheren Spins dagegen schwächer als im ersten Experiment, sodaß man ein besseres Peak-zu-Untergrund Verhältnis für die Zerfälle von Niedrigspinanregungen erwartet. Nachteil der geringeren Strahlenergie ist ein kleiner Wirkungsquerschnitt von etwa 140 mbarn, es musste daher ein höherer Strahlstrom von 80 nA, entsprechend 40 pnA, verwendet werden, während bei der ersten Messung nur ein Strahlstrom von etwa 3 pnA erforderlich war, um eine ausreichende Reaktionsrate, das heißt, eine Singles-Zählrate in jedem Detektor von 10 bis 13 kHz, zu erhalten. Es stand zudem inzwischen ein höher angereichertes Target zur Verfügung: Das Target bestand aus Zr mit einer Anreicherung von 89% ^{91}Zr : Ein Problem bei der ersten Messung mit geringer angereichertem Target bestand darin, daß viele γ -Übergänge aus ^{93}Mo aus der Reaktion $^{90}\text{Zr}(\alpha, n)^{93}\text{Mo}$ beobachtet wurden, da ^{90}Zr zu einem erheblichen Teil im Target enthalten war. Laut Rechnungen mit dem Programm CASCADE [Cas77] besitzt diese Reaktion zu ^{93}Mo bei einer Strahlenergie von 15 MeV einen Wirkungsquerschnitt von etwa 560 mbarn und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$. Im zweiten Experiment zeigte sich aufgrund der höheren Anreicherung von ^{91}Zr eine deutliche Verringerung der Linienintensitäten aus ^{93}Mo .

Im zweiten $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment wurde anstelle eines einzelnen HPGe-Detektors unter 90 Grad zur Strahlachse ein EUROBALL-CLUSTER-Detektor [Ebe92] eingesetzt, der zur Bestimmung der Linearpolarisation der vom Tar-

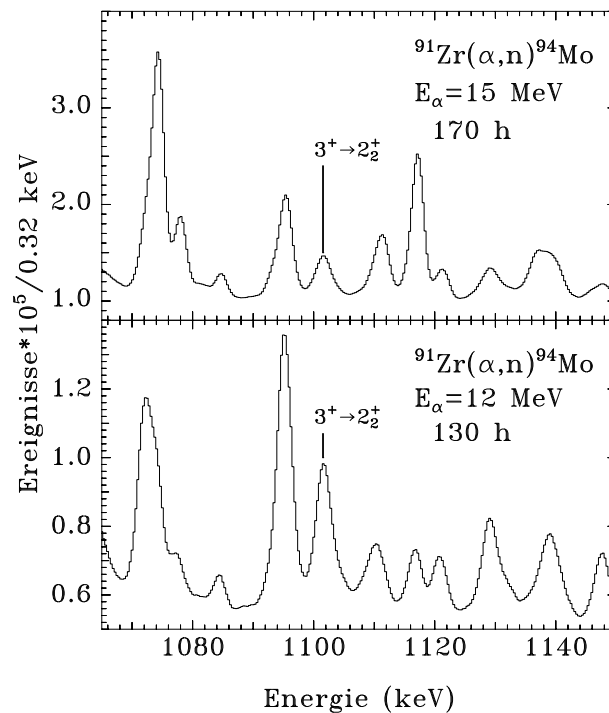


Abbildung 3.11: Vergleich der Singlesspektren der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ für einen Detektor vergleichbarer Nachweiswahrscheinlichkeit unter 90 Grad zur Strahlachse im Energiebereich um 1100 keV, aufsummiert über die gesamte Meßzeit: Oben ist das Spektrum für die erste Messung mit einer Strahlenergie von $E_\alpha = 15 \text{ MeV}$ dargestellt, unten das der zweiten Messung mit $E_\alpha = 12 \text{ MeV}$. Man erkennt deutlich das verbesserte Peak-zu-Untergrund Verhältnis für Niedrigspinanregungen am Beispiel des Zerfalls eines 3^+ Zustandes bei 2965 keV zum 2_2^+ Zustand. Andererseits zeigen die Spektrenausschnitte die hohe Liniendichte bei in-beam Experimenten.

get emittierten γ -Strahlung dienen sollte. Auf diese Weise sollten zusätzlich zu den bisher vorhandenen experimentellen Informationen Paritäten der angeregten Zustände bestimmt werden. Ein weiterer Vorteil des CLUSTER-Detektors besteht in seiner wesentlich höheren Nachweiswahrscheinlichkeit durch sein gegenüber den konventionellen HPGe-Detektoren am Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer wesentlich höheres Kristallvolumen: Der CLUSTER-Detektor besteht aus sieben gekapselten HPGe-Detektoren, die in einem gemeinsamen Kryostaten zusammengefaßt sind. Zudem kann im sogenannten Addback-Modus des CLUSTER-Detektors eine deutliche Verbesserung der Statistik und eine Reduzierung des Compton-Untergrundes erreicht werden. Der Addback-Modus wird in Abschnitt 3.4.3 beschrieben. Zusätzlich war der CLUSTER-Detektor im vorgestellten Experiment mit einem Anti-Compton-Shield zur weiteren Unterdrückung des Compton-Untergrundes versehen.

Da es wünschenswert wäre, auch bei diesem Experiment Lebensdauern mit DSAM zu bestimmen, wurden als Vorversuche verschiedene Targets mit einer

dünnen Schicht Zr aufgewalzt auf Bi-Backings getestet: Ziel war, die rückgestoßenen Kerne möglichst ausschließlich im Bi-Backing zu stoppen, um gegebenenfalls eine Verbesserung gegenüber dem ersten Experiment zu erreichen. Es wurden getestet: Ein $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes Zr-Target auf Bi-Backing, sowie ein $900 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes Zr-Target auf Bi-Backing. In beiden Fällen war die Reaktionsrate zu gering, zumal der maximal mögliche Strahlstrom aufgrund der endlichen thermischen Belastbarkeit des Targets auf etwa 100 pA begrenzt war. Als Kompromiß wurde daher bei dieser Messung ein $133 \text{mg}/\text{cm}^2$ dickes Zr-Target ohne Backing verwendet, um bei der gegenüber der ersten Messung geringeren Strahlenergie eine ausreichend hohe Reaktionsrate zu erhalten. Dieser Kompromiß stellte keinen Nachteil dar, da sich zeigte, daß die Dopplerverschiebungen bei der niedrigen α -Strahlenergie von 12 MeV ohnehin zu gering für eine DSAM-Auswertung waren.

Zur Energie- und Efficiency-Eichung wurde die Eichquelle ^{226}Ra verwendet. Die relativen Efficiencies der Detektoren wurden analog zum β -Zerfalls-Experiment mit der Funktion (3.11) angefitet.

Abbildung 3.11 zeigt abschließend einen Vergleich der γ -Singlesspektren aus der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$: Dargestellt sind jeweils die Spektren eines einzelnen Detektors vergleichbarer Nachweiswahrscheinlichkeit aufsummiert über die gesamte Meßdauer. Diese betrug im ersten Experiment mit einer Strahlenergie von 15 MeV etwa 170 Stunden, im zweiten Experiment mit 12 MeV Strahlenergie etwa 130 Stunden. Man erkennt deutlich die Verbesserung des Peak-zu-Untergrund Verhältnisses für Niedrigspinanregungen, hier exemplarisch gezeigt für den Zerfall eines 3^+ Zustandes bei 2965 keV zum 2_2^+ Zustand. Andererseits veranschaulicht Abbildung 3.11 ein Problem bei solchen in-beam Messungen: Aufgrund der hohen Liniendichte können aus den Singlesspektren nur wenige experimentelle Informationen erhalten werden, sodaß diese erst aus Koinzidenzspektren zugänglich werden.

3.4 Datenanalyse

3.4.1 Auswertung von Winkelkorrelationen

Zunächst sollen die Auswahlregeln für elektromagnetische Übergänge zusammengestellt werden. Diese folgen aus der Drehimpuls- und Paritätserhaltung.

Es gilt die Drehimpuls-Auswahlregel

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f. \quad (3.12)$$

Für die magnetischen Quantenzahlen gilt

$$\mu = \mu_i - \mu_f \quad (3.13)$$

und für die Paritätsänderung

$$\pi_f = (-1)^L \pi_i \quad (EL - \text{Strahlung}) \quad (3.14)$$

$$\pi_f = (-1)^{L+1} \pi_i \quad (ML - \text{Strahlung}). \quad (3.15)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit nimmt von einer zur nächsten Multipolordnung um etwa einen Faktor $2.25 \cdot 10^{-4}$ ab, gleichzeitig ist magnetische Multipolstrahlung gegenüber der elektrischen gleicher Multipolarität um mehrere Größenordnungen unterdrückt, sodaß beispielsweise die Übergangswahrscheinlichkeit für $E2$ -Strahlung in der gleichen Größenordnung wie die für $M1$ -Strahlung liegen kann. Es genügt daher im allgemeinen, die Auswertung auf $E1$ -, $M1$ - und $E2$ -Übergänge zu beschränken.

Nach der Erzeugung von Kernen in einer Kernreaktion wie der hier verwendeten Fusions-Verdampfungs-Reaktion ${}^{91}\text{Zr}(\alpha, n){}^{94}\text{Mo}$ liegen sie in einem angeregten Zustand vor, der eine Ausrichtung durch den Projektilimpuls besitzt. Diese Ausrichtung bedeutet, daß sich der Kern im Unterzustand mit der magnetischen Quantenzahl $\mu = 0$ befindet, während die übrigen Unterzustände praktisch nicht besetzt werden. Der Kern zerfällt durch wiederholte Emission von γ -Quanten verschiedener Multipolarität zu tieferen Zuständen, wobei sich die Ausrichtung in Abhängigkeit der Multipolarität ändert. Auch die Raumrichtung der Emission wird durch die Multipolarität der Strahlung festgelegt. Völlig ausgerichtete Zustände werden jedoch nicht beobachtet: Der Kern zerfällt direkt nach der Kernreaktion durch schnelle, statistische $E1$ -Übergänge, die nicht beobachtbar sind, zu diskreten Zuständen, wobei die Ausrichtung abgeschwächt wird. Bei solchen Zuständen, deren Zerfälle detektiert werden können, nimmt man eine Besetzung der μ magnetischen Unterzustände an, die etwa einer Gaußverteilung um den Unterzustand mit $\mu = 0$ entspricht

$$f(\mu) = \frac{1}{\sum_{\mu'=-J}^J \exp\left(\frac{-\mu'^2}{2\sigma^2}\right)} \cdot \exp\left(\frac{-\mu^2}{2\sigma^2}\right). \quad (3.16)$$

σ gibt dabei die Breite der Verteilung an.

Wichtige Meßgrößen sind die Spins der angeregten Zustände und die Multipolmischungsverhältnisse. Diese erhält man durch Vergleich der experimentell gemessenen Winkelverteilung mit theoretischen Hypothesen für verschiedene Spins J_i, J_f der beteiligten Niveaus und Multipolaritäten der Strahlung aus den zugehörigen Übergängen.

Die Winkelverteilung der Strahlung kann als Entwicklung nach Legendre-Polynomen dargestellt werden

$$W(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos \theta). \quad (3.17)$$

Wegen der Paritätserhaltung wird nur über gerade k summiert. Es gilt $k_{\max} = \min(2L, 2J_i, 2J_f)$, wobei L die Multipolarität ist. Die Entwicklung kann üblicherweise bei $k = 4$ abgebrochen werden. a_k ist eine Funktion der Kernausrichtung, die durch die Breite der Gaußverteilung σ parametrisiert wird, und den Multipolaritäten des Zerfalls.

Bei dem β -Zerfalls-Experiment und den $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktionen dieser Arbeit konnten die Spins und Multipolmischungsverhältnisse jedoch nicht aus den Singlesspektren bestimmt werden, sondern es wurden Winkelkorrelationen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen verwendet: Der Grund dafür ist beim $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment, daß es bei solchen in-beam Experimenten aufgrund der hohen Liniendichte vor allem für Übergänge geringer Intensität oftmals nicht möglich ist, Winkelverteilungen aus Singlesspektren zu bestimmen. Auch beim β -Zerfalls-Experiment wurden Spins und Multipolaritäten aus Winkelkorrelationen bestimmt, da hier im Gegensatz zu in-beam Experimenten mit einer Quantisierungsachse durch den Strahl keine Richtung festgelegt ist. Die Strahlung wird deshalb isotrop emittiert. Im Folgenden soll daher eine kurze Einführung in die Auswertung von Winkelkorrelationen gegeben werden, exemplarisch durchgeführt für eine in-beam Messung mit der Strahlrichtung als Orientierungsachse.

Betrachtet man eine Kaskade von zwei Übergängen vom Anfangszustand mit Spin J_i über ein mittleres Niveau mit Spin J_m zum Endzustand mit Spin J_f , dann zeigt die Intensitätsverteilung eine Abhängigkeit vom Winkel ϕ zwischen den beiden γ -Quanten (γ_1 aus dem $J_i \rightarrow J_m$ Zerfall und γ_2 aus dem $J_m \rightarrow J_f$ Zerfall), den Spins der beteiligten Zustände und den Multipolaritäten L_1, L'_1 des $J_i \rightarrow J_m$ Übergangs und L_2, L'_2 des $J_m \rightarrow J_f$ Übergangs. Mit einem der beiden Quanten wird eine Richtung festgelegt, zu der das andere Quant unter dem Winkel ϕ emittiert wird. Die resultierenden Winkelkorrelationen erhält man durch die folgende Entwicklung [Kra70, Kra73]

$$W(\theta_1 \theta_2 \phi) = \sum_{k, k_1, k_2} B_{k_1}(J_i) A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1) A_{k_2}(\gamma_2) H_{k_1 k k_2}(\theta_1 \theta_2 \phi), \quad (3.18)$$

wobei nur über gerade k, k_2 summiert wird. Abbildung 3.12 zeigt, wie die Winkel θ_1, θ_2, ϕ definiert werden: θ_1 und θ_2 sind die Winkel zur Orientierungsachse, bei

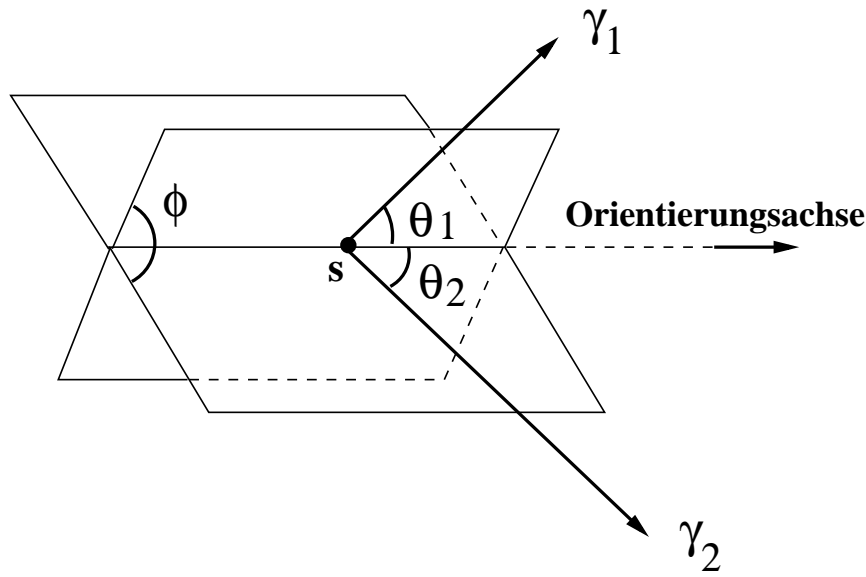


Abbildung 3.12: Winkel bei einer Richtungskorrelation zweier γ -Quanten aus einer Kaskade $J_i \rightarrow J_m \rightarrow J_f$, wobei die Quelle s azialsymmetrisch orientiert ist bezüglich einer Achse (nach [Kra73]).

dem in-beam Experiment also die Strahlachse, unter denen die beiden koinzidenten γ -Quanten beobachtet werden, ϕ ist der Winkel zwischen den Ebenen, die durch die Orientierungsachse und den Emissionsrichtungen der beiden γ -Quanten aufgespannt werden. Die Winkelfunktion $H_{k_1 k_2}(\theta_1 \theta_2 \phi)$ ist definiert durch

$$H_{k_1 k_2}(\theta_1 \theta_2 \phi) = \sum_{q=0}^{k'} \frac{4\pi}{2k_2 + 1} \langle k_1 0 k q | k_2 q \rangle Y_{kq}(\theta_1, 0) Y_{k_2 q}^*(\theta_2, \phi). \quad (3.19)$$

Für das Summationslimit gilt $k' = \min(k, k_2)$. Falls einer der Parameter k verschwindet, reduziert sich diese Funktion zu den üblichen Legendre-Polynomen (vergleiche Gleichung (3.17)). Nach [Kra73] gilt für den Orientierungs-Parameter $B_{k_1}(\gamma_1)$ der magnetischen Unterzustände des Zustandes J_i mit der Verteilungsfunktion $f(\mu)$

$$B_{k_1}(\gamma_1) = \sqrt{2J_i + 1} \sum_{\mu} (-1)^{J_i + \mu} \cdot \langle J_i - \mu J_i \mu | k_1 0 \rangle f(\mu). \quad (3.20)$$

Für γ -Strahlung, die eine Mischung von verschiedenen Multipolaritäten L_1, L'_1 ist, nimmt der Orientierungsparameter folgende Form an

$$B_{k_1}(\gamma_1) = \frac{F_{k_1}(L_1 L_1 J_i J_m) - 2\delta_{\gamma_1} F_{k_1}(L_1 L'_1 J_i J_m) + \delta_{\gamma_1}^2 F_{k_1}(L'_1 L'_1 J_i J_m)}{1 + \delta_{\gamma_1}^2}. \quad (3.21)$$

Für den Richtungsverteilungskoeffizienten $A_{k_2}(\gamma_2)$ des $J_m \rightarrow J_f$ Übergangs gilt

$$A_{k_2}(\gamma_2) = \frac{F_{k_2}(L_2 L_2 J_m J_f) + 2\delta_{\gamma_2} F_{k_2}(L_2 L'_2 J_m J_f) + \delta_{\gamma_2}^2 F_{k_2}(L'_2 L'_2 J_m J_f)}{1 + \delta_{\gamma_2}^2}. \quad (3.22)$$

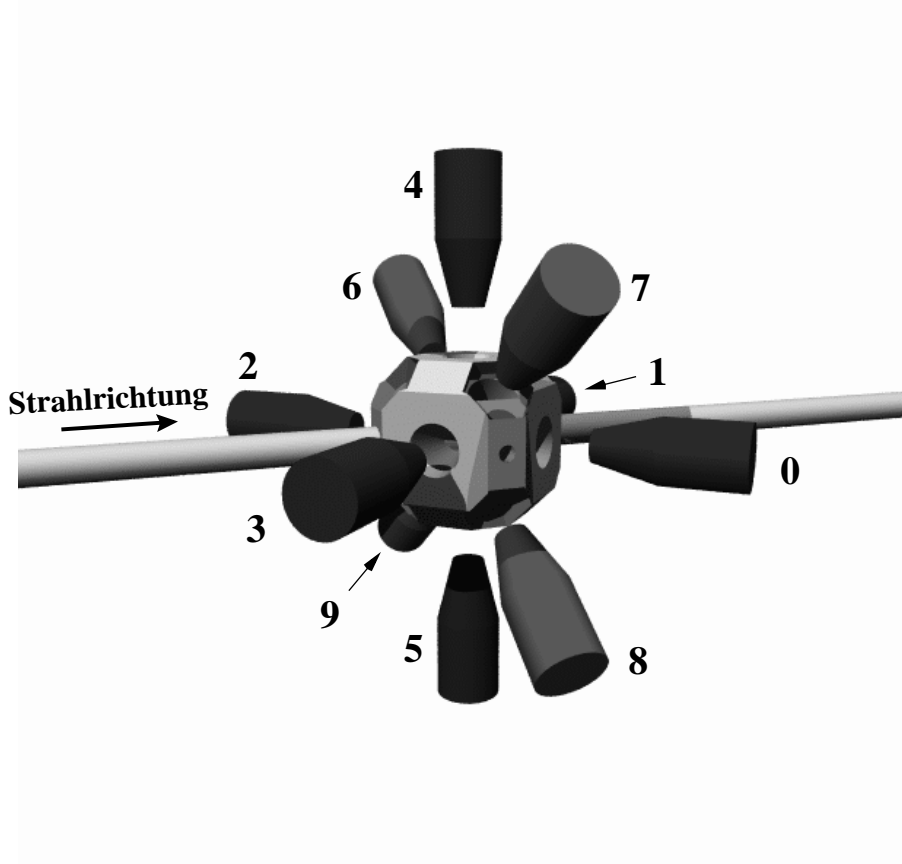


Abbildung 3.13: Schematische Zeichnung des OSIRIS-Würfelspektrometers mit Bezeichnung der Detektorpositionen im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Zerfalls-Experiment mit zehn Detektoren.

Die Winkelverteilungskoeffizienten F_{k_2} sind beispielsweise in [Wap59] tabelliert.

Die generalisierten Richtungsverteilungskoeffizienten $A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1)$ des Übergangs γ_1 zwischen zwei orientierten Zuständen lauten

$$A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1) = \frac{F_k^{k_2 k_1}(L_1 L_1 J_i J_m) + 2\delta_{\gamma_1} F_k^{k_2 k_1}(L_1 L'_1 J_i J_m) + \delta_{\gamma_1}^2 F_k^{k_2 k_1}(L'_1 L'_1 J_i J_m)}{1 + \delta_{\gamma_1}^2}, \quad (3.23)$$

wobei die verallgemeinerten $F_k^{k_2 k_1}$ -Koeffizienten dieser Formel in [Kra73] definiert sind.

Das Multipol-Mischungsverhältnis δ eines Übergangs $J_i \rightarrow J_f$ der niedrigsten Multipolarität $L = |J_i - J_f|$ ist definiert als das Verhältnis der reduzierten Übergangsmatrixelemente [Kra70]

$$\delta(J_i \rightarrow J_f) = \frac{\langle J_f \| \vec{j}_N \vec{A}_{L+1}^{(\pi)} \| J_i \rangle}{\langle J_f \| \vec{j}_N \vec{A}_L^{(\pi')} \| J_i \rangle}. \quad (3.24)$$

Dabei gilt

$$\langle J_f \parallel \vec{j}_N \vec{A}_L^{(\pi)} \parallel J_i \rangle = (-1)^{J_i - J_j + L} \frac{\sqrt{2J_i + 1}}{\sqrt{2\pi(2L + 1)}} \cdot \langle J_i \parallel \hat{T}(\pi L) \parallel J_f \rangle. \quad (3.25)$$

Speziell ergibt sich daraus für das $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis

$$\delta(E2/M1) = \frac{\sqrt{3}}{10} \frac{E_\gamma}{\hbar c} \frac{\langle I_f \parallel \hat{T}(E2) \parallel I_i \rangle}{\langle I_f \parallel \hat{T}(M1) \parallel I_i \rangle}. \quad (3.26)$$

Tabelle 3.2 gibt an, wie den Grenzfälle $\delta = 0$ und $\delta = \infty$ die jeweiligen Multipolaritäten zugeordnet werden können.

Tabelle 3.2: Zusammenhang des jeweiligen Multipol-Mischungsverhältnisses δ mit der Spindifferenz ΔJ von Anfangs- und Endzustand und der Paritätsänderung $\Delta\pi$. Angegeben ist zudem die Bedeutung der beiden Grenzfälle $|\delta|=0$ und $|\delta|=\infty$.

ΔJ	δ	$\Delta\pi$	$ \delta =0$	$ \delta =\infty$
0	$E2/M1$	+1	reiner $M1$	reiner $E2$
	$M2/E1$	-1	reiner $E1$	(reiner $M2$)
1	$E2/M1$	+1	reiner $M1$	reiner $E2$
	$M2/E1$	-1	reiner $E1$	(reiner $M2$)
2	$M3/E2$	+1	reiner $E2$	(reiner $M3$)

Mit Hilfe der Formel (3.18) können unterschiedliche Hypothesen für die Spins der betreffenden Zustände und die Multipolaritäten an die experimentell bestimmten Intensitätsverhältnisse für verschiedene Winkelkorrelationsgruppen angefügt werden und so Spins und Multipol-Mischungsverhältnisse bestimmt werden. Dazu wurde das Programm CORLEONE [Cor95] verwendet. Die in den Experimenten dieser Arbeit verwendeten Winkelkorrelationsgruppen sollen im folgenden vorgestellt werden.

Wie in Tabelle 3.3 dargestellt, gab es in β -Zerfalls-Experiment drei verschiedene Winkelkorrelationsgruppen: Die Detektoren auf den Flächen des OSIRIS-Würfelspektrometers bilden eine Gruppe mit einem Winkel zwischen den Detektorachsen von 90 Grad (24 Detektorkombinationen) und eine Gruppe mit einem Winkel von 180 Grad (6 Detektorkombinationen). Eine weitere Gruppe mit einem

Tabelle 3.3: Winkelkorrelationsgruppen im β -Zerfalls Experiment. Eingeklammert sind jeweils die Nummern der Paare von Detektoren, deren Koinzidenzen in die entsprechende Winkelkorrelationsgruppe eingingen. Die Bezeichnung der Detektorpositionen ist in Abbildung 3.13 gegeben.

Gruppe	Relativwinkel	Anzahl Komb.	Detektorkombinationen
1	90°	24	(0,1),(1,2),(2,3),(0,3),(0,4),(1,4), (2,4),(3,4),(0,5),(1,5),(2,5),(3,5), (1,0),(2,1),(3,2),(3,0),(4,0),(4,1), (4,2),(4,3),(5,0),(5,1),(5,2),(5,3)
2	180°	6	(0,2),(1,3),(4,5),(2,0),(3,1),(5,4)
3	54.7°	24	(0,6),(1,6),(2,6),(3,6),(4,6),(5,6), (0,7),(1,7),(2,7),(3,7),(4,7),(5,7), (6,0),(6,1),(6,2),(6,3),(6,4),(6,5), (7,0),(7,1),(7,2),(7,3),(7,4),(7,5)

Winkel zwischen den Detektorachsen von 54.7 Grad erhält man durch Kombination je eines Zählers auf einer Würfel­fläche mit einem der beiden Detektoren auf den Ecken.

Im Unterschied zum β -Zerfalls-Experiment ist bei in-beam Experimenten wie der $^{91}\text{Zr}(\alpha,n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion durch die Strahlachse eine Quantisierungsachse vorgegeben. Neben den Relativwinkeln der Detektoren zueinander werden die Winkelkorrelationsgruppen deshalb auch durch den Winkel zur Strahlachse definiert. Bei einer Messung am OSIRIS-Würfelspektrometer mit sechs Detektoren erhält man die in Tabelle 3.4 dargestellten Winkelkorrelationsgruppen. Bei der zweiten $^{91}\text{Zr}(\alpha,n)^{94}\text{Mo}$ -Messung mit CLUSTER-Detektor wurde dieser für die Winkelkorrelationsauswertung als einzelner Detektor verwendet: Es wurden die Spektren aller sieben Einzelzähler addiert und zusätzlich zur Vergrößerung des Ansprechvermögens der oben beschriebene Addback-Modus eingesetzt.

Für jede dieser Winkelkorrelationsgruppen erhält man eine Matrix, in die die entsprechenden Koinzidenzen einsortiert wurden. Innerhalb des Koinzidenz-Zeitfensters, das elektronisch auf etwa 300 ns begrenzt wurde, werden jedoch in diese Matrix sowohl zufällige als auch echte Koinzidenzen einsortiert. Da die echten Koinzidenzen in einer festen Zeitbeziehung zueinander stehen, weil die Lebensdauer der untersuchten Zustände deutlich geringer als die Zeitauf­lösung der Detektoren und der nachfolgenden Elektronik ist, die zufälligen Koinzidenzen dagegen keine feste Zeitbeziehung besitzen, können diese Ereignisse durch das Setzen einer Zeitbedingung für die echten Koinzidenzen voneinander getrennt werden.

Die Abbildung 3.14 zeigt dazu exemplarisch das Spektrum aller Koinzidenzzeiten für ein Paar von Detektoren. Man erkennt deutlich einen Peak, der ei-

Tabelle 3.4: Winkelkorrelationsgruppen bei in-beam Experimenten am Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer: θ_1 und θ_2 geben die Winkel der beiden Detektoren aus der jeweiligen Korrelationsgruppe zum Strahl an, Φ ist der Winkel zwischen den Ebenen, die von der Strahlachse und jeweils einer Detektorachse aufgespannt werden. Die Detektoren sind in gleicher Weise wie in Abbildung 3.13 bezeichnet.

Gruppe	θ_1	θ_2	Φ	Anzahl Komb.	Detektorkombinationen
0	45	90	90	8	(0,4),(1,4),(2,4),(3,4), (0,5),(1,5),(2,5),(3,5)
1	90	90	180	2	(4,5),(5,4)
2	45	135	0	8	(0,1),(1,2),(2,3),(0,3), (1,0),(2,1),(3,2),(3,0)
3	45	225	0	4	(0,2),(1,3),(2,0),(3,1)
4	90	45	90	8	(4,0),(4,1),(4,2),(4,3), (5,0),(5,1),(5,2),(5,3)

ne Halbwertsbreite von typischerweise 30 ns besitzt. Dazu findet sich ein praktisch konstanter Untergrund. Dieser Untergrund enthält zufällige Koinzidenzen, es handelt sich um γ -Quanten, die von verschiedenen Kernen im Target emittiert wurden und zufällig innerhalb des Koinzidenzfensters von 300 ns von den beiden Detektoren nachgewiesen wurden. Um diese von den echten Koinzidenzen von γ -Quanten im Bereich des Peaks im Zeitdifferenzspektrum zu trennen, werden die in Abbildung 3.14 dargestellten Zeitfenster gesetzt: ein Fenster um den Peak und zwei Untergrundfenster. Es muß dabei beachtet werden, daß die Untergrundfenster zusammen die gleiche Breite besitzen wie das Fenster um den Peak. Dieses Fenster sollte relativ breit gesetzt werden, da die HPGe-Detektoren für niederenergetische γ -Quanten eine relativ schlechte Zeitaufösung besitzen. Dies ist auch der Grund dafür, daß der Peak im unteren Bereich deutlich verbreitert ist.

Das Sortierprogramm erzeugt nun für jede der oben beschriebenen Winkelkorrelationsgruppen zwei Matrizen: Eine Matrix enthält alle Koinzidenzen innerhalb des mittleren Zeitfensters um den Peak prompter Koinzidenzen. Da auch in diesem Bereich zufällige Koinzidenzen registriert werden, enthält die Matrix sowohl zufällige wie echte Koinzidenzen. Eine weitere Matrix enthält die Koinzidenzen innerhalb der beiden Untergrund-Zeitfenster, also nur zufällige Koinzidenzen. Bildet man nachträglich die Differenzmatrix dieser beiden Matrizen, so erhält man eine Matrix, die nur echte Koinzidenzen enthält.

Durch Schneiden auf Übergänge in dieser Matrix können zueinander koinzidente Kaskaden von γ -Übergängen gefunden werden. Damit kann das Termschema des betreffenden Kern konstruiert werden und Winkelkorrelationen zur Spinbestimmung ausgewertet werden.

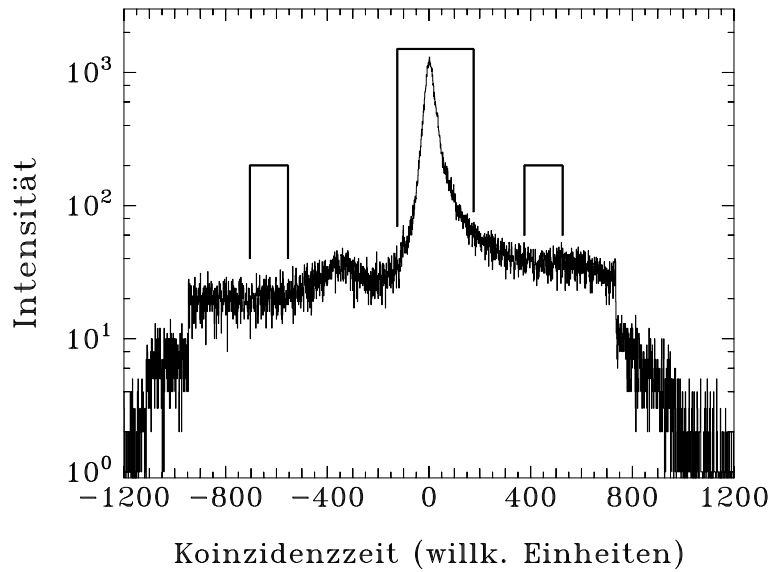


Abbildung 3.14: Spektrum der Koinzidenzzeiten eines Detektorpaares. Man erkennt einen im Bereich des Koinzidenz-Zeitfensters nahezu konstanten Untergrund zufälliger Koinzidenzen und einen Peak der prompten Koinzidenzen. Markiert sind die Zeitfenster, die zur Unterdrückung zufälliger Koinzidenzen gewählt wurden.

Die Intensitäten in den Winkelkorrelationsgruppen erhält man folgendermaßen aus den Peakflächen $A_{E_{\gamma_2}}$ in den entsprechenden Schnitt-Spektren auf einen Zerfall der Energie E_{γ_1} und den Efficiencies der an der Koinzidenz beteiligten Detektoren $\epsilon_i(E_{\gamma_i})$, wobei E_{γ_2} die Energie des koinzidenten Zerfalls ist:

$$I_{\theta}(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}) = \frac{A_{E_{\gamma_2}}(E_{\gamma_1})}{\sum_{a,b} \epsilon_a(E_{\gamma_1}) \epsilon_b(E_{\gamma_2})}. \quad (3.27)$$

Es wird dabei über alle an der Koinzidenz beteiligten Detektoren summiert.

Durch Fit verschiedener theoretischer Winkelkorrelationen mit dem Programm CORLEONE an die so bestimmten Intensitätsverhältnisse der Übergänge in den Winkelkorrelationsgruppen können verschiedene Spinthesen getestet werden. Auf diese Weise können Spins angeregter Zustände und Multipol-Mischungsverhältnisse δ bestimmt werden.

Zerfallsverzweungsverhältnisse können für die im β -Zerfall bevölkerten Zustände direkt aus den Singlesspektren des β -Zerfalls-Experiments bestimmt werden, da ein großer Vorteil der off-beam Messung praktisch untergrundfreie Spektren sind, wie in den Abbildungen 3.10 und 3.9 veranschaulicht wurde.

3.4.2 Prinzip eines Compton-Polarimeters

Der CLUSTER-Detektor wurde im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment mit einer α -Strahlenergie von 12 MeV als Compton-Polarimeter benutzt. Über eine Messung der Linearpolarisation der vom Target emittierten Strahlung sollten Paritäten der angeregten Zustände von ^{94}Mo bestimmt werden.

Es wird zunächst eine kurze Einführung in die Funktionsweise eines Compton-Polarimeters gegeben und im folgenden die Verwendung des CLUSTER-Detektors als Compton-Polarimeter erläutert. Eine genaue Diskussion der Theorie zur Emission linearpolarisierter γ -Strahlung durch angeregte Kerne und der experimentellen Messung der Linearpolarisation findet sich in [Wei96].

Photonen, die nach einer Kernreaktion emittiert werden, besitzen in Abhängigkeit des Strahlungscharakters eine bestimmte Linearpolarisation. Durch ein eintreffendes linear polarisiertes Photon wird ein freies Elektron zum Schwingen parallel zum elektrischen Feld, das heißt, in der Polarisationsrichtung, angeregt. Dieser elektrische Dipol emittiert ein Photon. Die Streuintensität variiert mit $\sin^2 \phi$, wobei ϕ der Azimutalwinkel in Bezug auf die Achse des Dipols ist. Unter einem Azimutalwinkel von 90 Grad erhält man daher maximale Streuintensität. Diese bevorzugte Emission der Comptongestreuerten Photonen senkrecht zu der Achse des schwingenden Dipols kann zur Messung der Linearpolarisation verwendet werden.

Ein einfaches Compton-Polarimeter besteht daher aus drei Detektoren: Ein Detektor befindet sich im Strahlengang der vom Target emittierten Photonen und dient als Streuer, zwei weitere Detektoren befinden sich in einer Ebene senkrecht zum eintreffenden Photon und stehen in einen Winkel von 90 Grad zueinander. Diese Detektoren dienen als Analysatoren für die Comptongestreuerten Photonen. Ein solcher prinzipieller Aufbau ist in Abbildung 3.15 dargestellt. In dem Aufbau werden durch die Linie Streuer-Analysator und die Richtung des eintreffenden Photons zwei senkrecht zueinander stehende Streuebene ausgezeichnet. Mit Hilfe einer Koinzidenzbedingung für den Streuer und die Analysatordetektoren können die Zählraten N_{0° und N_{90° ermittelt werden: N_{0° sei die Zählrate in der Streuebene parallel zur Reaktionsebene, also der Ebene, die durch Strahlachse und Richtung des vom Target emittierten Photons aufgespannt wird, N_{90° die Zählrate in der dazu senkrechten Streuebene. Mit diesen Größen kann die Asymmetrie definiert werden durch

$$A = \frac{N_{90^\circ} - aN_{0^\circ}}{N_{90^\circ} + aN_{0^\circ}}. \quad (3.28)$$

a ist ein Korrekturfaktor, die apparative Asymmetrie, die durch die detektorabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit verursacht wird.

Es läßt sich nun ein Zusammenhang zwischen der Linearpolarisation der emittierten Strahlung und der gemessenen Asymmetrie A herstellen: Nach [Wei96] gilt der folgende Zusammenhang zwischen der Asymmetrie A , der Polarisati-

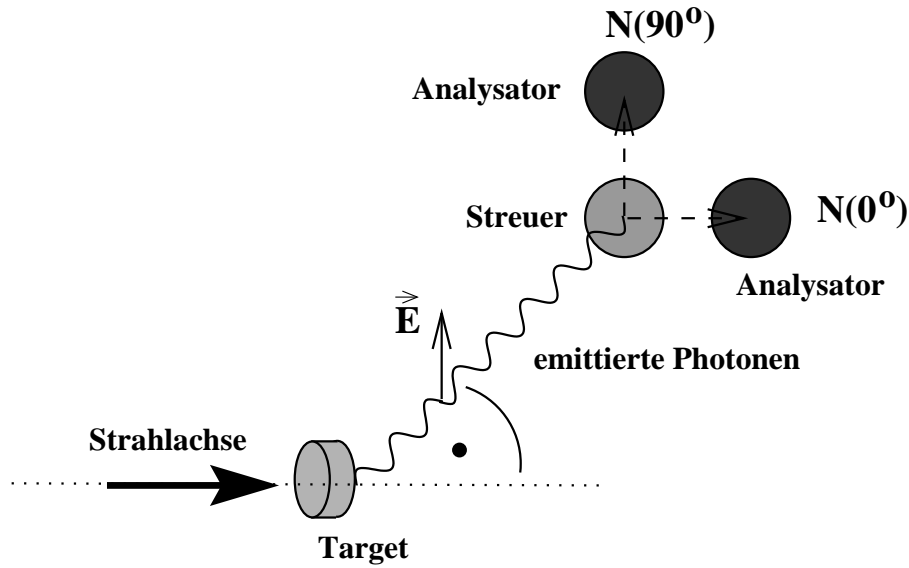


Abbildung 3.15: Prinzipieller Aufbau eines Compton-Polarimeters. Von einem Target emittierte Photonen werden im mittleren Detektor Comptongestreut und in Abhängigkeit ihrer Linearpolarisation in den Analysator-Detektoren nachgewiesen.

onsempfindlichkeit Q des Polarimeters und des linearen Polarisationsgrades der eintreffenden Photonen P bezüglich der gewählten Geometrie

$$A = \frac{QP}{1 + \alpha QP}. \quad (3.29)$$

α ist ein Geometriefaktor, der durch die Winkel ϕ, ϕ' der Streuebene zur Reaktionsebene gegeben ist

$$\alpha = \frac{\sin^2 \phi' - \cos^2 \phi}{\cos^2 \phi - \cos^2 \phi'}. \quad (3.30)$$

Gleichung (3.29) zeigt also, daß ein Zusammenhang zwischen der Polarisation der Strahlung und der experimentell meßbaren Asymmetrie besteht.

Für ein idealisiertes, orthogonales Polarimeter, bei dem die Streuebene senkrecht zueinander stehen, gilt $\phi = 0^\circ$ und $\phi' = 90^\circ$ und (3.29) vereinfacht sich zu

$$A = QP. \quad (3.31)$$

Ein reales Polarimeter deckt wegen seiner räumlichen Ausdehnung einen Winkelbereich $\Delta\phi$ für die Streuebene und $\Delta\theta$ für den Compton-Streuwinkel ab.

Das Vorzeichen des Polarisationsgrades wird durch den Charakter der Strahlung bestimmt, das heißt dadurch, ob es sich um magnetische oder elektrische Multipolstrahlung handelt. Der Polarisationsgrad läßt sich durch die Koeffizienten einer Winkelverteilung ausdrücken, da diese bis auf den Charakter der Multipolstrahlung alle Informationen enthält. Ist die Winkelverteilung der Strahlung

gegeben durch die Entwicklung nach Legendre-Polynomen

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta), \quad (3.32)$$

so gilt für den Polarisationsgrad eines Dipols:

$$P = \mp \frac{3a_2}{2 - a_2} \begin{cases} ' - ' \text{ für einen } E1\text{-Übergang} \\ ' + ' \text{ für einen } M1\text{-Übergang} \end{cases} \quad (3.33)$$

und für den eines Quadrupols

$$P = \mp \frac{3a_2 + \frac{5}{4}a_4}{2 - a_2 + \frac{3}{4}a_4} \begin{cases} ' - ' \text{ für einen } M2\text{-Übergang} \\ ' + ' \text{ für einen } E2\text{-Übergang.} \end{cases} \quad (3.34)$$

Die ausführlichen Formulierungen dieser Ausdrücke für Übergänge gemischter Multipolarität sind beispielsweise in [Ham75, Fer65] zu finden.

Es besteht daher die Möglichkeit, durch die Messung der Asymmetrie der Strahlung mit einem Compton-Polarimeter den Strahlungscharakter durch Vergleich mit der theoretisch erwarteten Polarisation für die entsprechenden Paritäten der beteiligten Zustände und der betreffenden Spinsequenz festzulegen. Aus der Kenntnis der Multipolarität der Strahlung können also die Paritäten der beteiligten Zustände abgeleitet werden.

3.4.3 Der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter

Der CLUSTER-Detektor [Ebe92] besteht aus sieben gekapselten Ge-Detektoren, die in einem gemeinsamen Kryostaten zusammengefasst sind. Jeder Einzelzähler besitzt ein relatives Ansprechvermögen von etwa 55% relativ zu einem $3'' \times 3''$ Na(Tl)-Detektor, wenn sich beide Detektoren in einer Entfernung von 25 cm von einer Quelle befinden. Damit hat der CLUSTER-Detektor ein wesentlich größeres Ansprechvermögen als einer der konventionellen HPGe-Detektoren am Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer, die jeweils eine relative Nachweiswahrscheinlichkeit von 25% bis 35% haben. Zusätzlich kann der CLUSTER-Detektor im sogenannten Addback-Modus betrieben werden: Im Addback-Modus wird die Energie eines γ -Quants, das in einem Zähler comptongestreut wurde und in einem benachbarten Zähler seine Restenergie deponiert hat, mit Hilfe einer Koinzidenzbedingung rückgerechnet, was zu einer verbesserten Statistik sowie zu einer deutlichen Reduzierung des Compton-Untergrundes führt. In Abbildung 3.16 ist schematisch der Aufbau des CLUSTER-Detektors sowie das Prinzip des Addback-Modus dargestellt.

Gegenüber einem üblichen Compton-Polarimeter mit 90 Grad-Symmetrie besteht bei dem CLUSTER-Detektor die Besonderheit einer 60 Grad-Symmetrie. Die durch die CLUSTER-Geometrie ausgezeichneten Streuebenen liegen unter Win-

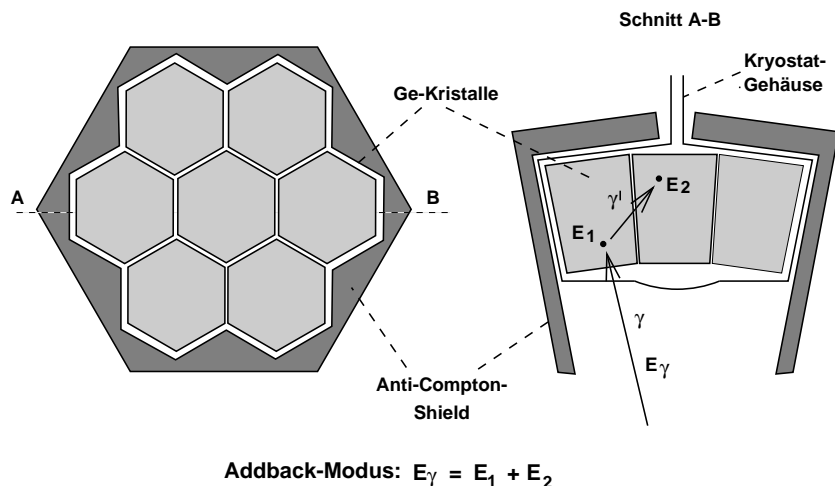


Abbildung 3.16: Prinzipieller Aufbau des CLUSTER-Detektors: Der linke Teil zeigt eine Aufsicht auf den Detektor von der Targetposition aus. Man erkennt die hexagonale Form jedes einzelnen gekapselten Detektors, wodurch eine nahezu lückenlose Abdeckung des Raumwinkels gegeben ist. Rechts ist eine Seitenansicht dargestellt, wobei zusätzlich das Prinzip des Addback-Modus gezeigt ist: Ein eintreffendes γ -Quant wird in einem der Einzel-Detektoren comptongestreut und deponiert dort die Energie E_1 . Das Quant wird in einem benachbarten Segment vollständig absorbiert, wobei der Energiebetrag E_2 deponiert wird. Über eine Koinzidenzbedingung kann die Gesamt-Energie E_γ des Quants rückgerechnet werden.

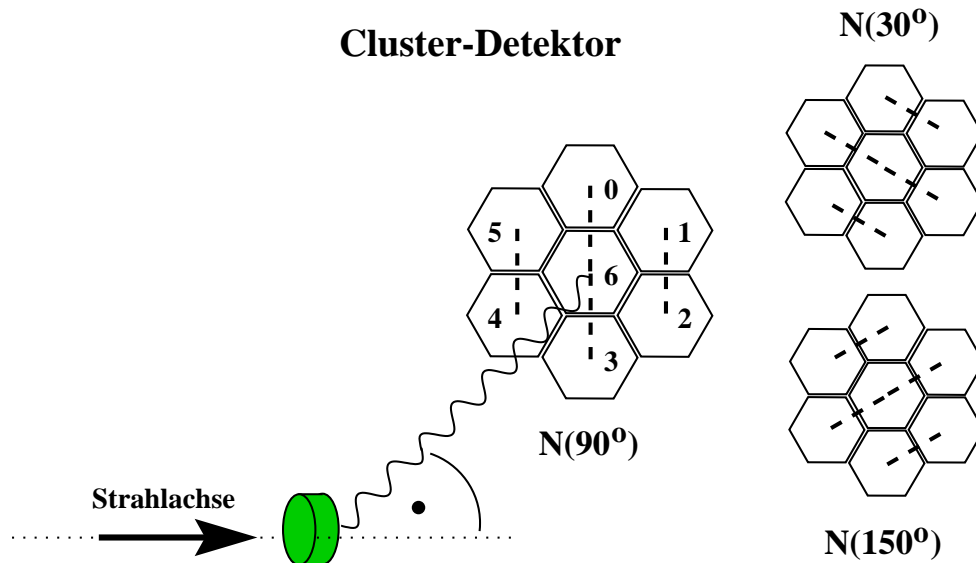


Abbildung 3.17: Geometrie bei der Polarisationsmessung mit einem CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter. Der CLUSTER-Detektor steht unter 90 Grad zur Strahlachse. Es ist die Nummerierung der Segmente und die Orientierung der Streuebene skizziert.

keln von 30 Grad, 90 Grad und 150 Grad zur Reaktionsebene. Das wird in Abbildung 3.17 veranschaulicht: Jeder der Einzelzähler kann als Streuer dienen, während die benachbarten Detektoren die Analysatordetektoren darstellen. Es hat sich allerdings gezeigt [Wei96], daß der CLUSTER-Detektor aufgrund seiner 60 Grad-Symmetrie eine niedrigere Polarisationsempfindlichkeit im Vergleich mit anderen Compton-Polarimetern wie die beispielsweise in [Wer95] beschriebenen Polarimeter hat, was in der für solche Messungen ungünstigen Zähleranordnung begründet ist. Ein weiterer Effekt ist, daß die Polarisationsempfindlichkeit mit zunehmender γ -Energie stärker abnimmt als bei einem Einkristall-Polarimeter, wie beispielsweise das in [Sch94] beschriebene Polarimeter: Mit zunehmender Energie der γ -Quanten nimmt beim CLUSTER-Detektor die Wahrscheinlichkeit von Mehrfach-Comptonstreuung zu. Solche Ereignisse tragen allerdings keine Polarisationsinformation mehr und können nicht von Ereignissen unterschieden werden, die nur einfach Comptongestreuungen sind. Diese Ereignisse verschlechtern daher die experimentelle Asymmetrie. Es konnte allerdings gezeigt werden [Wei96], daß die niedrige Polarisationsempfindlichkeit des CLUSTER-Detektors durch die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund des großen Detektorvolumens mehr als ausgeglichen wird.

Eine Bestimmung der experimentellen Asymmetrie mit dem CLUSTER-Detektor geschieht folgendermaßen: Wie Abbildung 3.17 veranschaulicht, gehören zu jeder Streuebene vier Detektorpaare

$$\begin{aligned} 30^\circ: & (3,4),(5,6),(0,1),(2,6) \\ 90^\circ: & (4,5),(3,6),(0,6),(1,2) \\ 150^\circ: & (4,6),(0,5),(2,3),(1,6). \end{aligned}$$

Wegen der Spiegelsymmetrie an der Reaktionsebene sind die Streugruppen N_{30° und N_{150° gleichwertig und werden für die experimentelle Bestimmung der Asymmetrie zusammengefaßt. In Analogie zu (3.28) für ein Polarimeter mit 90 Grad-Symmetrie erhält man daher für den CLUSTER-Detektor die folgende Formel für die Asymmetrie

$$A_{exp} = \frac{N_{90^\circ} - a(N_{30^\circ} + N_{150^\circ})}{N_{90^\circ} + a(N_{30^\circ} + N_{150^\circ})} \quad (3.35)$$

a ist die Asymmetriekorrektur, diese beträgt theoretisch 0.5, da N_{30° und N_{150° zusammen acht Detektorpaare enthalten, N_{90° nur vier. Wie in [Wei96] gezeigt wurde, konnte der theoretische Wert für a experimentell sehr gut bestätigt werden.

Tabelle 3.5 zeigt die gemessenen Asymmetrien einiger Übergänge in ^{94}Mo , die in dem hier vorgestellten $^{91}\text{Zr}(\alpha,n)^{94}\text{Mo}$ Experiment bestimmt werden konnten. Für einige Zerfälle, wie beispielsweise die Zerfälle $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ und die Zerfälle der 3^- Zustände konnten deutliche Asymmetrien von einigen Prozent

Tabelle 3.5: *Experimentell bestimmte Asymmetrien A_{exp} einiger Übergänge von ^{94}Mo . Die letzte Spalte enthält den Multipolcharakter des betreffenden Übergangs.*

$J_i \rightarrow J_f$	E_γ (keV)	A_{exp}	πL
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	871.1(1)	0.0325(44)	$E2$
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	703.6(1)	0.0496(57)	$E2$
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1196.2(1)	0.004 (17)	$M1/E2$
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	721.0(2)	0.0354(90)	$M1/E2$
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	849.7(1)	0.0600(24)	$E2$
$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	1662.6(5)	0.0187(46)	$E1$
$3_1^- \rightarrow 4_1^+$	960.1(7)	0.0177(17)	$E1$
$3_1^- \rightarrow 2_2^+$	669.4(5)	0.0252(20)	$E1$
$3_1^- \rightarrow 2_3^+$	466.4(6)	0.0301(18)	$E1$
$4_4^+ \rightarrow 2_1^+$	1896.2(10)	0.042 (26)	$E2$
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1933.9(4)	-0.0021(72)	$M1/E2$
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1231.2(3)	-0.010 (12)	$M1/E2$
$2_6^+ \rightarrow 2_2^+$	1005.5(1)	0.0112(69)	$M1/E2$
$3_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1391.6(1)	0.021 (20)	$M1/E2$
$3_2^+ \rightarrow 2_2^+$	1101.1(1)	-0.0068(93)	$M1/E2$
$3_2^+ \rightarrow 2_3^+$	898.1(1)	-0.117 (42)	$M1/E2$
$3_2^- \rightarrow 2_1^+$	2140.4(5)	0.0145(11)	$E1$

gemessen werden, die für diese Zustände bekannter Paritäten die Richtigkeit des Verfahrens bestätigen. Durch einen Vergleich der experimentellen Asymmetrien mit den Ergebnissen einer theoretischen Berechnung der erwarteten Asymmetrien [Mor76, Sch00, Sch00a] können die in der letzten Spalte von Tabelle 3.5 angegebenen Multipolaritäten der Strahlung aus den betreffenden Zerfällen bestimmt werden und somit die Paritäten der entsprechenden Zustände festgelegt werden. Ein Problem stellen offenbar die Zerfälle der 3^+ Zustände dar: Für die meisten dieser Zerfälle konnten experimentell keine Asymmetrien gemessen werden; innerhalb der Fehler sind diese Asymmetrien mit 0 verträglich. Eine theoretische Berechnung der Asymmetrien bestätigte dies: Für die betreffenden Spinsequenzen, die entsprechenden Multipol-Mischungsverhältnisse und einem mittleren Wert für die Ausrichtung der Zustände, angegeben durch die Breite der Gaußverteilung der μ Unterzustände von $\sigma = 2.2(4)$ im Experiment mit einer α -Strahlenergie von 12 MeV wird tatsächlich nur eine geringe Polarisierung der Strahlung von wenigen Prozent erwartet [Sch00a]. Damit kann für diese Übergänge keine Asymmetrie gemessen werden. Die Paritätsinformation des 3_1^+ Zustandes wurde daher [NDS92] entnommen, die Parität des 3_2^+ Zustandes entstammt einer Neutronen-Einfang-Reaktion [Hol73].

Aufgrund mangelnder Statistik in den Linien in den Polarisationspektren konnten in diesem Experiment keine weiteren Paritäten für Zustände bisher unbekannter Parität bestimmt werden.

3.4.4 Die Doppler-Shift-Attenuation Methode (DSAM)

Die Doppler-Shift-Attenuation Methode (DSAM) zur Lebensdauerbestimmung angeregter Kernzustände [Ale78, Fos74, All75] beruht auf der Doppler-Verschiebung von γ -Linien, die von einem sich nach einer Kernreaktion bewegendem Kern emittiert werden. Daraus läßt sich die Geschwindigkeit des Kerns zum Zeitpunkt der γ -Emission bestimmen. Kennt man die Relation zwischen Geschwindigkeit und Zeit, so kann man aus der Geschwindigkeit eine Information über den Zeitpunkt der Emission erhalten. Mit dieser Methode können Lebensdauern im Bereich von einigen zehn Fempto-Sekunden bis zu einigen hundert Fempto-Sekunden bestimmt werden. Damit ist die Methode sehr geeignet zur Untersuchung der in dieser Arbeit interessierenden Zustände gemischter Symmetrie, für die Lebensdauern in diesem Bereich erwartet werden.

Auf eine genaue Darstellung der Methode der Lebensdauerbestimmung mit DSAM soll hier verzichtet werden, eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Gab96] und [Pet98]. Es soll lediglich eine kurze Erläuterung des Verfahrens gegeben werden.

Der bei einer Kernreaktion erzeugte Rückstoßkern wird im Target durch Wechselwirkung mit Elektronen und Atomkernen des Targetmaterials abgebremst. Die emittierten γ -Quanten werden mit HPGe-Detektoren nachgewiesen, die sich unter verschiedenen Winkeln zur Strahlachse befinden. Die gemessene Energie der während des Fluges emittierten γ -Quanten ist abhängig vom Winkel $\theta(t)$ des Detektors relativ zur Bewegungsrichtung des Kerns und der Geschwindigkeit $v(t)$ zum Emissionszeitpunkt t

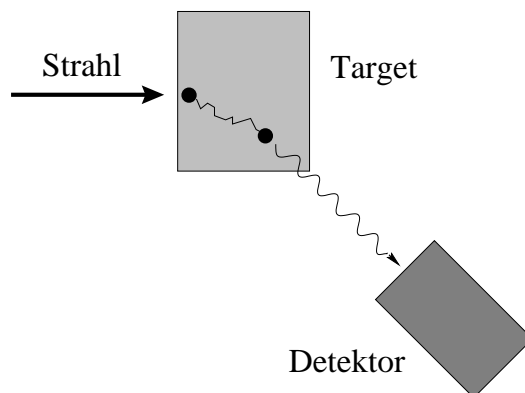


Abbildung 3.18: *Prinzip der Doppler-Shift-Attenuation Methode: Die durch eine Kernreaktion erzeugten Rückstoßkerne werden durch Stöße mit Elektronen und Atomkernen im Targetmaterial abgebremst. Zerfällt ein kurzlebiger Kernzustand während der Bewegung des Kerns, so wird in einem Detektor eine doppler-verschobene Energie des γ -Quants gemessen.*

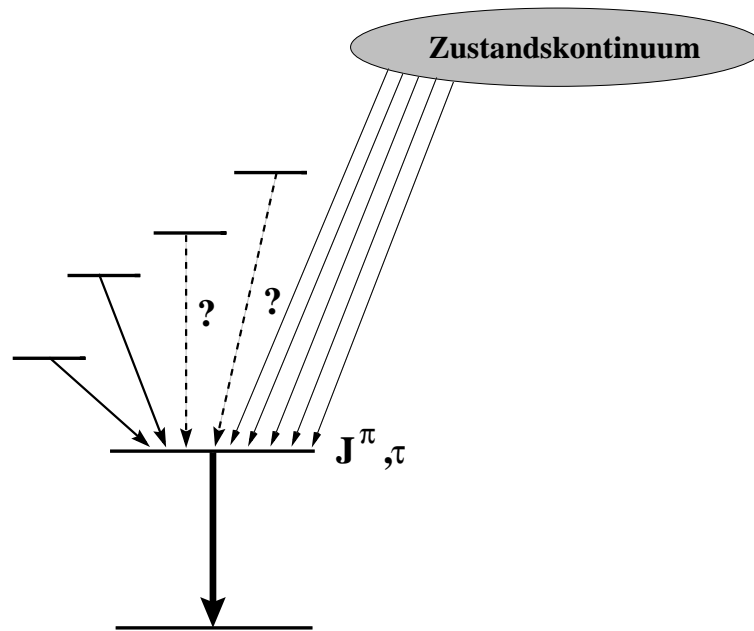


Abbildung 3.19: Für DSAM-Auswertungen muß die vollständige Bevölkerung eines Zustandes bekannt sein. Oftmals können jedoch schwache fütternde Übergänge (gestrichelt) nicht mehr beobachtet werden.

$$E_\gamma(t) = E_\gamma^0 \left(1 + \frac{v(t)}{c} \cos \theta(t) \right). \quad (3.36)$$

Hierbei bezeichnen E_γ^0 die unverschobene Energie und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Kerngeschwindigkeit $v(t)$ und der Winkel $\theta(t)$ sind zeitabhängig aufgrund des Abstopprozesses. Bei der in dieser Messung verwendeten Kernreaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ mit einer Strahlenergie von 15 MeV besaßen die ^{94}Mo -Kerne eine mittlere Rückstoßgeschwindigkeit von $v = 0.38\%c$. Es wurde ein dünnes Target aus ^{91}Zr verwendet, das auf der Rückseite mit einer Stopperschicht aus Bi versehen war. Ziel dieser Targetstruktur ist, die Reaktionsprodukte in einer dünnen Schicht an der Oberfläche des Targets zu erzeugen und danach in einem Stopper mit möglichst geringem Abbremsvermögen zu stoppen, damit deutliche Dopplerverschiebungen beobachtet werden können. Für die hier verwendete Reaktion hat sich Bi als Stopper geeignet erwiesen.

Die mittlere Abbremszeit im Target betrug 700 fs. Es wurden nach dem in [Pet98] geschilderten Verfahren die Parameter $f_n = 0.7$ für das Abbremsen durch Kernstöße und $f_e = 1.03(0.81)$ und $a = 0.579(0.611)$ für das elektronische Abbremsen, das heißt, durch Streuung an Elektronen von ^{91}Zr (^{209}Bi), verwendet [Gab00].

Die Lebensdauer eines Zustandes ergibt sich durch Vergleich der experimentellen Linienform mit einer theoretischen: Diese erhält man aus der simulierten

Geschwindigkeitsverteilung $N(v, t)$ und der Funktion $R(\tau, t)$, die den Anteil der γ -Intensität angibt, die vom untersuchten Zustand zum Zeitpunkt t emittiert wird. Die Geschwindigkeitsverteilung folgt aus der Stop-Matrix $N_{ij}(v, t)$, die die Anzahl N der Kerne enthält, die zum Zeitpunkt t die Geschwindigkeit $v(t)$ besitzen. Diese wurde mit dem Programm DSTOP [Pet96] durch eine Monte-Carlo-Simulation des Abbremsprozesses erzeugt [Gab00]. Die Stop-Matrix ist abhängig von der Art und Energie des Projektils sowie von der Abbremsstärke des Targetmaterials. $R(\tau, t)$ hängt neben der Lebensdauer τ des Zustandes vom Fütterungsverhalten ab: Das bedeutet, zu einer Lebensdauerbestimmung mit DSAM müssen alle Zustände, die den untersuchten Zustand füttern sowie deren Lebensdauern bekannt sein. Zudem muß bekannt sein, wie stark der Zustand über statistische, prompte $E1$ -Übergänge direkt aus dem Zustandskontinuum bevölkert wird. Wie später genauer erläutert wird, ist es jedoch oftmals nicht möglich, das vollständige Fütterungsverhalten eines Zustandes experimentell zu klären, da bevölkernde Übergänge unterhalb des Sensitivitätslimits des Experimentes liegen können.

Die theoretische Linienform einer doppler-verschobenen Linie ergibt sich zu

$$L(\tau, v) = \int_0^\infty N(v, t)R(\tau, t)dt. \quad (3.37)$$

Da die Detektoren eine endliche Energieauflösung besitzen, muß die Funktion $L(\tau, v)$ mit einer Funktion gefaltet werden, die diese Auflösung beschreibt. Die theoretische Linienform wird durch die Variation der Lebensdauer τ an die experimentelle Linienform angefitet. Das wurde hier mit dem Programm DSAM durchgeführt [Pet95], das einen χ^2 -Test ermöglicht: Die Lebensdauer wurde variiert, bis der χ^2 -Wert minimal war.

Eine Auswertung der Singlesspektren war aufgrund der hohen Liniendichte nicht möglich. Zur experimentellen Bestimmung der Lebensdauern angeregter Zustände in ^{94}Mo mit der Kernreaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ am OSIRIS-Würfel-Spektrometer wurden die Linien mit den jeweils zwei Detektoren unter 45 Grad und 135 Grad zur Strahlachse in Koinzidenz beobachtet. Es wurden dabei zwei Matrizen erzeugt: Die erste enthielt alle Koinzidenzen der beiden Detektoren unter dem Vorwärtswinkel von 45 Grad zur Strahlachse mit allen anderen, die zweite alle Koinzidenzen der beiden Detektoren unter einem Rückwärtswinkel von 135 Grad mit allen anderen. Tabelle 3.6 enthält die Detektorkombinationen in diesen Matrizen. Zusätzlich wurde zu Vergleichszwecken eine weitere Matrix mit allen Koinzidenzen der Detektoren unter 90 Grad zur Strahlachse sortiert, die also die unverschobenen Linien enthält. Angegeben werden jeweils die gemittelten Werte der ermittelten Lebensdauern unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel. Als Fehler wird der statistische Fehler angegeben. Es gibt einen zusätzlichen systematischen Fehler aus der Unsicherheit der Abbremsstärken von 20%. Die Auswertung der Koinzidenzdaten hat hier einen entscheidenden Vorteil gegenüber der Auswertung der Daten aus Singlesspektren: Aufgrund der sehr hohen Liniendichte in den Singlesspektren einer solchen in-beam Messung gibt es Dubletts, die in den

Tabelle 3.6: *Detektorkombinationen bei der Lebensdauerbestimmung mit DSAM. 45° bezeichnet die Koinzidenzgruppe, in die alle Koinzidenzen mit den beiden Detektoren unter einem Vorwärtswinkel von 45 Grad zur Strahlachse sortiert wurden, 135° die Gruppe aller Koinzidenzen mit den Detektoren unter einem Rückwärtswinkel von 135 Grad. Die Bezeichnung der Detektoren folgt Abbildung 3.13.*

θ	Detektorkombinationen
45°	(0,1),(0,2),(0,3),(0,4),(0,5),(0,6),(0,7),(0,8),(0,9), (1,0),(1,2),(1,3),(1,4),(1,5),(1,6),(1,7),(1,8),(1,9)
135°	(2,0),(2,1),(2,3),(2,4),(2,5),(2,6),(2,7),(2,8),(2,9), (3,0),(3,1),(3,2),(3,4),(3,5),(3,6),(3,7),(3,8),(3,9)

Koinzidenzen oftmals aufgelöst werden können. Problematisch ist bei der Auswertung von Koinzidenz-DSAM-Messungen, daß das Setzen einer Koinzidenzbedingung möglicherweise das gemessene Geschwindigkeitsspektrum verändert, was die gemessene Lebensdauer verfälscht. Dieses Problem kann umgangen werden, indem als Koinzidenzbedingung nur Linien mit ihrer gesamten verschobenen und unverschobenen Komponente verwendet werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin, nur auf vollständig gestoppte Linien Schnittfenster zu setzen.

Abbildung 3.20 zeigt zur Veranschaulichung die Doppler-Verschiebung einer Linie bei 1101 keV, die aus dem Zerfall eines Zustandes mit Spin $J = 3$ zum 2_2^+ Zustand stammt. Diese Linie wurde in Koinzidenz mit der unverschobenen Linie aus dem Zerfall des 2_2^+ Zustandes zum 2_1^+ Zustand mit einer Energie von 993 keV beobachtet. Man erkennt deutlich, daß diese Linie nahezu vollständig doppler-verschoben ist.

Ein grundsätzliches Problem bei DSAM-Auswertungen ist die Fütterung von Zuständen aus höher liegenden Niveaus (siehe zur Erläuterung Abbildung 3.19): Eine Fütterung über diskrete Zustände verschiebt das Verhältnis von gestoppter und nicht gestoppter Komponente des Peaks, da der betreffende Zustand aufgrund der endlichen Lebensdauer der höher liegenden Zustände verzögert gefüttert wird. Eine direkte Bevölkung aus dem Zustandskontinuum, in dem sich der Kern zunächst nach der Kernreaktion befindet, über statistische $E1$ -Übergänge wird als prompt angenommen. Wird die Intensität der prompten Bevölkung als zu groß angenommen, resultiert das in einer zu groß bestimmten Lebensdauer. Es muß also das gesamte Fütterungsverhalten bekannt sein. Oftmals ist dies jedoch wegen der geringen Statistik der Linien aus fütternden Übergängen nicht möglich. Im allgemeinen erhält man deshalb bei DSAM-Auswertungen nur eine effektive Lebensdauer als eine obere Grenze der Lebensdauer. Die effektive Lebensdauer ist der Wert, den man unter der Annahme ausschließlich prompter Fütterung eines Zustandes aus dem Kontinuum erhält, das heißt, ohne Berücksichtigung einer verzögerten Fütterung (beobachtet oder un-

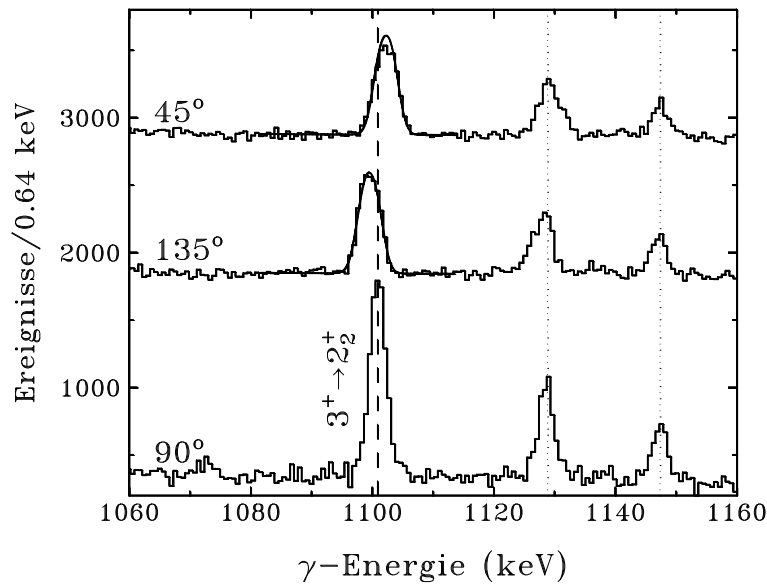


Abbildung 3.20: Doppler-Verschiebung einer Linie bei 1101 keV, die mit Hilfe der Winkelkorrelationen als ein $3 \rightarrow 2_2^+$ Übergang identifiziert wurde, in Koinzidenz mit der unverschobenen Linie aus dem Zerfall des 2_2^+ Zustandes zum 2_1^+ Zustand unter Winkeln von 45 Grad und 135 Grad. Das untere Spektrum zeigt zum Vergleich die unverschobene Linie, beobachtet unter 90 Grad relativ zur Strahlachse. Die eingezeichneten Kurven zeigen die gerechneten Linienformen unter Verwendung der beobachteten langlebigen Fütterung von 5% sowie 95% Fütterung mit einer Fütterungszeit von $\tau_{\text{SF}} = 80$ fs für un beobachtete verzögerte Fütterung und einer Lebensdauer des Zustandes von $\tau = 80$ fs (siehe Text).

beobachtet) von höheren diskreten Zuständen.

Eine Möglichkeit, anstelle der effektiven Lebensdauer die tatsächliche Lebensdauer zu messen, ist dann gegeben, wenn der betreffende Zustand über doppler-verschobene Übergänge gefüttert wird: Zunächst wird die effektive Lebensdauer des fütternden Zustandes bestimmt. Aus der Doppler-Verschiebung des Zerfalls des Zustandes, dessen Lebensdauer bestimmt werden soll, im Schnittspektrum auf den fütternden Übergang erhält man mit Hilfe der effektiven Lebensdauer des fütternden Zustandes die gesuchte Lebensdauer: Durch das Setzen einer Koinzidenzbedingung auf den Übergang oberhalb des zu untersuchenden Niveaus ist nur die effektive Lebensdauer des fütternden Zustandes zu berücksichtigen, während eine weitere Fütterung über andere Zerfallskanäle und aus dem Zustandskontinuum nicht beachtet werden muß. Es bestehen also keine Probleme mit unbekannter Seitenfütterung.

Problem bei der Auswertung der hier vorliegenden Messungen war jedoch, daß die meisten der untersuchten Zustände nur schwach über beobachtbare Übergänge gefüttert werden. Nur für den 4_2^+ Zustand bei 2294.7 keV und den 2_3^+ Zustand wurden doppler-verschobene fütternde Übergänge beobachtet, die eine Bestim-

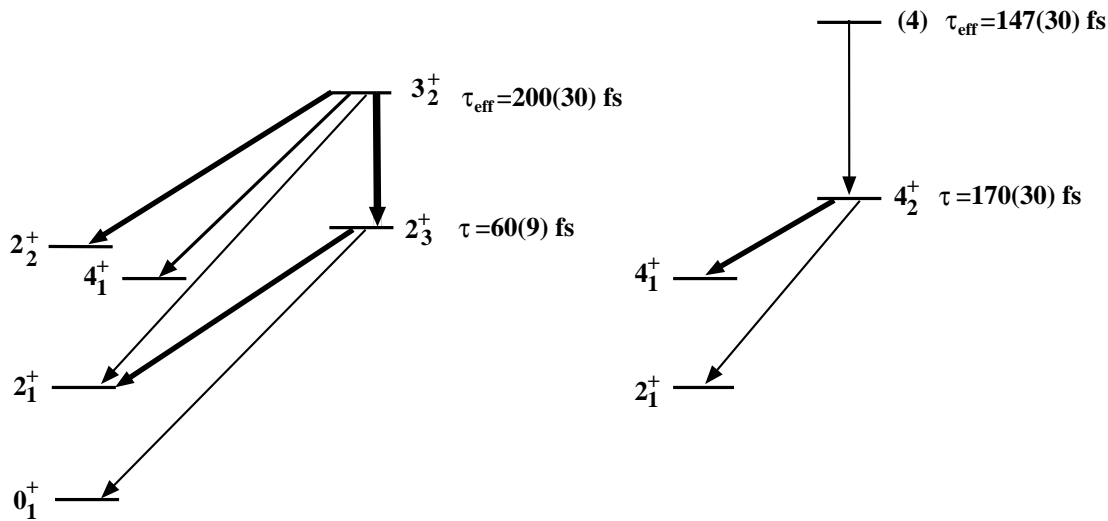


Abbildung 3.21: Zerfallsverhalten der im Text behandelten Zustände, deren Lebensdauern hier exemplarisch mit DSAM bestimmt wurden.

mung der tatsächlichen Lebensdauer ermöglichten.

Das Problem der unbekanntnen Seitenfütterung wurde bei der Auswertung der hier vorliegenden Messung durch die Einführung einer „Fütterungszeit“ (sidefeeding time, SF) gelöst, mit der eine verzögerte Fütterung über nicht beobachtbare Übergänge berücksichtigt wird: Aus dem Photonenstreuexperiment konnte für den 2_3^+ Zustand eine kurze Lebensdauer von $\tau(2_3^+) = 60(9)$ fs bestimmt werden. Aus einem Fit der Linienform aus dem Zerfall dieses Zustandes zum 2_1^+ Zustand wurde jedoch eine längere effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(2_3^+) = 170(30)$ fs bestimmt. Es wurde eine Fütterung aus höher liegenden Zuständen von 25(3)% beobachtet, vor allem aus dem 3_1^- Zustand bei 2533.7 keV und zu einem geringeren Anteil aus dem 3_2^+ Zustand bei 2965.3 keV (Die Zuordnung von Spin und Parität dieses Zustandes wird in Kapitel 4.1.3 erläutert). Diese zu große effektive Lebensdauer deutet darauf hin, daß es weitere verzögerte Fütterung gibt, die nicht beobachtet werden kann. Aus der bekannten Lebensdauer des 2_3^+ Zustandes wurde eine Fütterungs-Zeit für die 75(5)% unbeobachteter Fütterung dieses Zustandes von

$$\tau_{SF} = 80(20) \text{ fs} \quad (3.38)$$

berechnet. Die Bestimmung der Fütterungszeit τ_{SF} erfolgte, indem beim Ausführen des Programms DSAM die aus dem Photonenstreuexperiment bekannte Lebensdauer des 2_3^+ Zustandes festgesetzt und ein fütternder Übergang mit der Intensität der unbeobachteten Fütterung angenommen wurde. Dessen Lebensdauer wurde solange variiert, bis das χ^2 des Fits minimal war.

Einen Hinweis auf die Richtigkeit dieses Verfahrens liefert die Lebensdauerbestimmung für den 2_3^+ Zustand aus den Schnitt-Spektren auf den $3_2^+ \rightarrow 2_3^+$ Zerfall:

Für den 3_2^+ wurde eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(3_2^+) = 200(30) \text{ fs} \quad (3.39)$$

erhalten. Mit dieser effektiven Lebensdauer des 3_2^+ Zustandes ergab sich für den 2_3^+ Zustand aus diesem Schnitt-Spektrum aus der Doppler-Verschiebung des $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfalls eine Lebensdauer von

$$\tau'(2_3^+) = 60(40) \text{ fs.} \quad (3.40)$$

Der große Fehler resultiert aus der geringen Intensität des $3_2^+ \rightarrow 2_3^+$ Zerfalls.

Es sei hier noch angemerkt, daß die für den 2_3^+ Zustand bestimmte Lebensdauer von $\tau(2_3^+) = 60(9) \text{ fs}$ relativ gut mit der in [NDS92] aufgeführten Lebensdauer dieses Zustandes von $\tau_{\text{NDC99}}(2_3^+) = 46_{-7}^{+14} \text{ fs}$ übereinstimmt. Dieser Wert wurde in einem DSAM-Experiment mit der Reaktion $^{94}\text{Mo}(p,p'\gamma)$ bestimmt [Ada81].

Es bleibt die Frage, ob das Fütterungsverhalten des 2_3^+ auf andere Zustände übertragbar ist. Beispielsweise liegt der 3_2^+ Zustand bei 2965 keV nur etwa 13% näher an der höchsten Energie von 9.2 MeV, bei der in dieser Reaktion eingeschränkt durch den Q -Wert Zustände bevölkert werden. Es wird daher angenommen, daß dieser Zustand die gleiche Fütterungszeit besitzt wie der 2_3^+ , wenn statistische Fütterung vorzugsweise durch $E1$ -Übergänge angenommen wird. Für den 3_2^+ Zustand erhält man so übereinstimmend aus der Auswertung der Spektren unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel eine Lebensdauer von

$$\tau(3_2^+) = 80(30) \text{ fs.} \quad (3.41)$$

Für den 4_2^+ Zustand gestaltet sich die Situation anders: Aus der Doppler-Verschiebung des $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Übergangs (siehe Abbildung 3.22) in den Schnitt-Spektren auf den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall konnte eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(4_2^+) = 380(100) \text{ fs} \quad (3.42)$$

berechnet werden. Unter Berücksichtigung der effektiven Lebensdauern aller sieben in Tabelle 3.8 aufgeführten Zustände, über die der 4_2^+ Zustand gefüttert wird, ergab sich eine Lebensdauer von

$$\tau'(4_2^+) = 215(30) \text{ fs.} \quad (3.43)$$

Da der 4_2^+ doppler-verschobene, fütternde Übergänge besitzt, konnte hier die Lebensdauer zusätzlich durch Schnitt auf den stärksten in dieser Arbeit gefundenen doppler-verschobenen Übergang, der den 4_2^+ von einem $J = (4)$ Zustand bei 3201.0 keV bevölkert, berechnet werden: Es konnte somit eine tatsächliche Lebensdauer des 4_2^+ Zustandes von

$$\tau(4_2^+) = 170(30) \text{ fs} \quad (3.44)$$

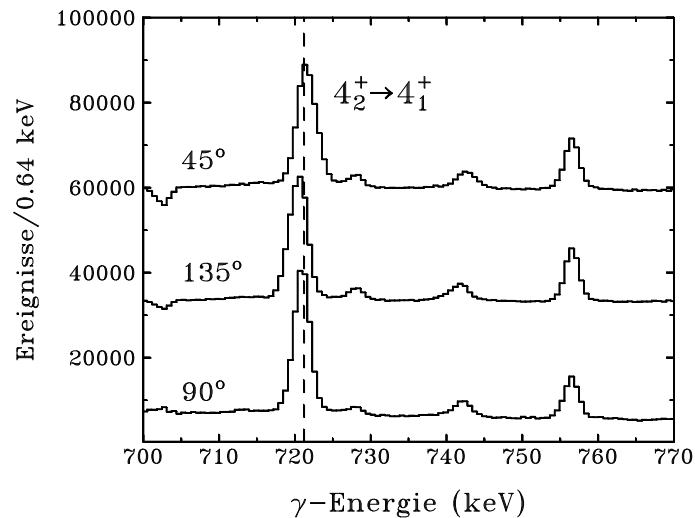


Abbildung 3.22: Doppler-Verschiebung der Linie aus dem $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfall bei einer Energie von 721 keV. Dargestellt sind die Schnitt-Spektren auf den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall: Oben ist das Spektrum aller Koinzidenzen mit den Detektoren unter einem Vorwärtswinkel von 45 Grad gezeigt, in der Mitte das Spektrum unter einem Rückwärtswinkel von 135 Grad. Unten ist die unverschobene Linie aus den Spektren der Detektoren unter 90 Grad zur Strahlachse dargestellt.

bestimmt werden. Die Abweichung der so berechneten Lebensdauer des 4_2^+ Zustandes von der aus der Doppler-Verschiebung im Schnitt auf den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang bestimmten unter Berücksichtigung aller sichtbaren Fütterer zeigt, daß offenbar auch hier unbeobachtete, verzögerte Seitenfütterung des 4_2^+ Zustandes vorliegt. Analog zur Lebensdauerbestimmung des 2_3^+ Zustandes wurde daher auch für den 4_2^+ die Fütterungszeit bestimmt: Es ergab sich ein Wert von

$$\tau_{SF}(4_2^+) = 31(5) \text{ fs.} \quad (3.45)$$

Dieser Wert ist deutlich kleiner als der für den 2_3^+ Zustand bestimmte von $\tau_{SF}(2_{ms}^+) = 80(20) \text{ fs}$.

Die Frage der Fütterungszeit ist also aus den vorliegenden Daten nicht zu klären. Für die Analyse der Linienform der Übergänge, mit denen weitere Lebensdauern zur Identifikation von Kandidaten für gemischt-symmetrische Zustände bestimmt wurden, wird die Annahme gemacht, daß Fütterungszeit τ_{SF} bei anderen Zustände niedrigen Spins, für die nur geringe, unverschobene Fütterung von höherliegenden Zuständen beobachtet werden konnte, in einem Energiebereich bis etwa 3.5 MeV der des 2_3^+ Zustandes entspricht.

Aufgrund der geschilderten Problematik der Lebensdauerbestimmung sind in Tabelle 3.8, in der die experimentellen Ergebnisse der Messungen an ^{94}Mo zusammengestellt sind, im allgemeinen die effektiven Lebensdauern angegeben, nur für die Zustände, für die die Lebensdauer durch Schnitt auf fütternde Übergänge

oder direkt aus dem Photonenstreuexperiment bestimmt werden konnte, sind die absoluten Lebensdauern gegeben.

3.4.5 Bestimmung von Zustandsbreiten und Übergangsstärken

Aus den aus dem Photonenstreuexperiment oder mit DSAM bestimmten Lebensdauern angeregter Kernzustände von ^{94}Mo können die Übergangsstärken der betreffenden Zerfälle berechnet werden. Zwischen der Lebensdauer τ und der Zustandsbreite Γ besteht der Zusammenhang

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (3.46)$$

Die Zustandsbreite Γ ist die Summe aller Partialbreiten Γ_f für die einzelnen Zerfallskanäle f

$$\Gamma = \sum_{f \geq 0} \Gamma_f. \quad (3.47)$$

Die Partialbreiten erhält man aus der Zustandsbreite Γ mit Hilfe der experimentell bestimmten Zerfallsverzweigungsverhältnisse. Die Übergangsstärken sind definiert als Betragsquadrate der reduzierten Übergangsmatrixelemente

$$B(\pi L, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \cdot |\langle J_f \parallel \mathcal{M}(\pi, L) \parallel J_i \rangle|^2. \quad (3.48)$$

Die Partialbreite Γ_f hängt nach [BoM69, DeF74] folgendermaßen mit der Übergangsstärke zusammen

$$\Gamma_f = 8\pi \sum_{L=1}^{\infty} \frac{L+1}{L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\pi L; J_i \rightarrow J_f). \quad (3.49)$$

Diese Gleichung kann für reine Multipolaritäten nach der Übergangsstärke $B(\pi L; J_i \rightarrow J_f)$ aufgelöst werden. Für Übergänge gemischter Multipolarität muß das Multipol-Mischungsverhältnis δ bekannt sein, damit die Übergangsstärken für die einzelnen Multipolaritäten bestimmt werden können: Für einen Übergang mit dem $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis δ erhält man die Anteile an der Übergangsbreite aus $E2$ -Strahlung $\Gamma_{f,E2}$ und $M1$ -Strahlung $\Gamma_{f,M1}$ aus der gesamten Übergangsbreite des Zerfallskanals Γ_f durch

$$\Gamma_{f,E2} = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \Gamma_f \quad (3.50)$$

und entsprechend

$$\Gamma_{f,M1} = \frac{1}{1 + \delta^2} \Gamma_f. \quad (3.51)$$

Daraus können mit Gleichung (3.49) die Übergangsstärken für die einzelnen Multipolaritäten bestimmt werden.

3.5 Experimentelle Ergebnisse

Es soll eine Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse aller im Rahmen dieser Arbeit an ^{94}Mo durchgeführten Experimente gegeben werden.

Tabelle 3.8 enthält die Zustandsenergien der beobachteten angeregten Zustände, die beobachteten Zerfallskanäle, die Übergangsenergien, die Verzweigungsverhältnisse, die Multipol-Mischungsverhältnisse dieser Zerfälle und die effektiven Lebensdauern, das heißt, die Lebensdauern aus der DSAM-Auswertung, die unter der Annahme prompter Fütterung aus dem Zustandskontinuum bestimmt wurden.

Für einige Zustände konnten tatsächliche Lebensdauern aus dem Photonenstreuexperiment oder aus der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ durch Schneiden auf fütternde Übergänge bestimmt werden. Diese Werte sind in Tabelle 3.8 durch „a“ gekennzeichnet.

Eine Diskussion der Zustände findet sich im folgenden Kapitel. Für die Zerfälle einiger Zustände konnten keine Doppler-Verschiebungen beobachtet werden, es kann daher nur eine untere Grenze der effektiven Lebensdauer von 1000 fs angegeben werden. Diese untere Grenze lieferte ein Fit der unverschobenen Linien mit dem Programm DSAM. Keine Lebensdauern wurden für solche Zustände angegeben, deren Zerfälle keine Doppler-Verschiebung zeigen und die zusätzlich über starke unverschobene Übergänge von höherliegenden Zuständen gefüttert wurden.

Nur für den 2_1^+ , den 4_1^+ , den 2_2^+ , den 2_3^+ und den (8_1^+) Zustand sind nach [NDS92] die Lebensdauern bekannt. Da für den 2_1^+ , den 4_1^+ und den 2_2^+ Zustand in den hier durchgeführten Experimenten aufgrund der genannten starken unverschobenen Fütterung von höheren Niveaus keine Lebensdauern bestimmt werden konnten, sind die Werte aus [NDS92] angegeben. Auch für den (8_1^+) Zustand wurde die Lebensdauer [NDS92] entnommen, da sich mit DSAM hier nur eine untere Grenze der Lebensdauer von $\tau(8_1^+) > 1000$ fs ergab.

Einige angeregte Zustände konnten in den hier vorgestellten Experimenten erstmals beobachtet werden. Deren Energien sind mit „n“ gekennzeichnet. Für zwei Zustände ist unklar, ob diese mit bisher nur in Teilchenstreuexperimenten gefundenen Zuständen identifiziert werden können, da ihre Energien innerhalb des Fehlers nicht mit dem in [NDS92] angegebenen Wert übereinstimmen, zumal für diese Zustände bisher keine γ -Übergänge bekannt waren. Diese Zustände sind mit „(n)“ gekennzeichnet.

Die Energien angeregter Zustände, die Übergangsenergien sowie die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle wurden für die Zustände, die im β -Zerfall bevölkert wurden, aus den Singlesspektren dieses Experimentes bestimmt, da hier die beste Statistik zu erreichen war.

In Tabelle 3.7 ist ein Vergleich der in den Messungen dieser Arbeit bestimmten Multipol-Mischungsverhältnisse mit den nach [NDS92] bereits aus früheren Messungen bekannten Werten dargestellt. Alle anderen in Tabelle 3.8 auf-

geführten Multipol-Mischungsverhältnisse wurden hier erstmals bestimmt. Sofern Übergänge in mehreren der durchgeführten Experimente beobachtet wurden, sind in Tabelle 3.8 die Mittelwerte der jeweiligen Multipol-Mischungsverhältnisse angegeben. Tabelle 3.7 zeigt, daß die meisten der bekannten Multipol-Mischungsverhältnisse in den Messungen dieser Arbeit sehr gut bestätigt werden konnten. Nur für die Zerfälle $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_4^+ \rightarrow 2_1^+$ fanden sich deutliche Abweichungen. Da im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen die Multipol-Mischungsverhältnisse dieser beiden Zerfälle unabhängig voneinander aus dem β -Zerfalls-Experiment und den beiden Messungen mit der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ innerhalb der Fehler mit übereinstimmenden Resultaten bestimmt wurden, muß von der Richtigkeit der hier ermittelten Werte ausgegangen werden.

Tabelle 3.7: Vergleich der Multipol-Mischungsverhältnisse δ mit Werten aus [NDS92].

E_{Level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	δ (diese Arbeit)	δ [NDS92]
1864.3(1)	2_2^+	2_1^+	993.1(1)	-2.0(10)	-2.0(3)
2067.4(1)	2_3^+	2_1^+	1196.2(1)	0.15(4)	0.62(18)
2393.1(1)	2_4^+	2_1^+	1521.8(1)	-0.12(3)	-1.9(5)
2872.4(2)	6_2^+	6_1^+	449.0(1)	0.14(6)	0.07(9)
3165.8(2)	6_3^+	4_1^+	1592.0(1)	-0.01(6)	-0.02(6)
		6_1^+	742.2(2)	0.15(7)	0.14(37)
3339.6(3)	6_4^+	6_1^+	916.2(1)	0.02(7)	-0.04(6)

Die Abbildungen 3.23 und 3.24 zeigen das Termschema von ^{94}Mo mit allen in den hier durchgeführten Messungen identifizierten Zuständen und Übergängen.

Tabelle 3.8: Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse der Messungen an ^{94}Mo . Angegeben sind die Zustandsenergien E_{Level} , die Spins der angeregten Zustände J_i^π , die Zustände J_f^π , zu denen der entsprechende Zustand mit der Übergangsenergie E_γ zerfällt, die relativen Zerfallsverzweigungsverhältnisse und gegebenenfalls $E2/M1$ - beziehungsweise $M2/E1$ -Multipol-Mischungsverhältnisse δ sowie die effektiven Lebensdauern τ_{eff} . Werte für Lebensdauern, die mit „a“ gekennzeichnet sind, sind keine effektiven Werte, sondern tatsächliche Lebensdauern, da für den betreffenden Zustand die Lebensdauer im Photonenstreuexperiment oder im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ Experiment mit Hilfe von fütternden Übergängen bestimmt werden konnte. Mit „b“ sind die Lebensdauern bezeichnet, die [NDS92] entnommen wurden. In der letzten Spalte ist angegeben, in welchem Experiment der entsprechende Zustand beobachtet wurde: „A“ steht für das Photonenstreuexperiment, „B“ für das β -Zerfalls-Experiment und „C“ für die Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$. Energien von in dieser Arbeit neu identifizierten Zuständen sind mit „n“ gekennzeichnet.

E_{Level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	$\delta(J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$	τ_{eff} (fs)	Exp.
871.09(10)	2_1^+	0_1^+	871.09(10)	100.0	0	4150(60) ^b	B C
1573.72(14)	4_1^+	2_1^+	703.63(10)	100.0	0.00(4)	7210(1000) ^b	B C
1864.3(1)	2_2^+	0_1^+	1864.3(2)	9.7(9)	0	190_{-40}^{+100} ^b	B C
		2_1^+	993.1(1)	100.0(97)	-2.0(10)		
2067.4(1)	2_3^+	0_1^+	2067.4(1)	15.1(7)	0	60(9) ^a	A B C
		2_1^+	1196.2(1)	100.0(48)	0.15(4)		
2294.7(2)	4_2^+	2_1^+	1423.7(3)	13.3(2)	0.08(8)	170(30) ^a	B C
		4_1^+	721.0(2)	100.0(15)	0.03(4)		
2393.1(1)	2_4^+	0_1^+	2393.1(1)	11.11(22)	0	190_{-70}^{+90} ^a	A B C
		2_1^+	1521.8(1)	100.0(20)	-0.12(3)		
		2_2^+	528.7(3)	0.719(33)	-		
		2_3^+	325.7(3)	0.61(14)	-		
2423.4(2)	6_1^+	4_1^+	849.7(1)	100.0	-0.04(5)	-	B C
2533.7(5)	3_1^-	2_1^+	1662.6(5)	100.0(22)	0.03(7)	> 1000	B C
		4_1^+	960.1(7)	81.3(31)			
		2_2^+	669.4(5)	31.9(13)	-0.03(13)		
		2_3^+	466.4(6)	57.3(10)	0.00(3)		
2610.5(5)	5_1^-	4_1^+	1036.8(5)	100.0	0.00(4)	-	B C
2739.9(1)	2_5^+	0_1^+	2739.9(1)	65.4(13)	0	106(17) ^a	A B
		2_1^+	1868.8(1)	100.0(20)	0.53(10)		
		0_2^+	998.2(2)	4.44(10)	0		
		2_2^+	875.5(2)	24.4(5)	0.54(6)		
		2_3^+	672.0(7)	3.02(48)	-		
2767.3(10)	4_4^+	2_1^+	1896.2(10)	-	0.02(5)	280(30)	C
		4_1^+	1194.0(20)	-	-		
		2_3^+	700.0(20)	-	-		

Tabelle 3.9: Fortsetzung Tabelle 3.8

E_{Level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	$\delta(J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$	τ_{eff} (fs)	Exp.
2805.0(3)	3_1^+	2_1^+	1933.9(4)	75.7(30)	$-0.66(14)$ $-1.7_{-0.5}^{+0.4}$	> 1000	C
		4_1^+	1231.2(3)	100.0(53)	$7.6_{-3.0}^{+4.7}$		
		2_2^+	940.7(4)	62.9(39)	$2.3_{-0.5}^{+0.7}$		
2834.8(5)	(4_1^-)	4_1^+	1261.1(5)	100.0	0.06(7)	> 1000	C
2870.0(2)	2_6^+	0_1^+	2870.0(2)	17.3(5)	0	220(30)	B C
		2_1^+	1998.9(2)	13.1(6)	-		
		4_1^+	1295.6(10)	< 3.0	-		
		2_2^+	1005.5(1)	100.0(36)	$-0.05(4)$		
		2_3^+	802.6(2)	26.2(15)	$-0.3_{-0.7}^{+0.5}$		
2872.4(2)	6_2^+	6_1^+	449.0(1)	100.0	0.14(6)	> 1000	B C
2955.5(3)	(8_1^+)	6_1^+	532.1(1)	100.0	$-0.03(5)$	141(3) ns ^b	B C
2965.3(2)	3_2^+	0_1^+	(2965.3)	< 0.5	0	200(30)	B C
		2_1^+	2094.3(1)	36.9(14)	$0.5_{-0.3}^{+0.5}$		
		4_1^+	1391.6(1)	63.0(24)	$-0.08(6)$		
		2_2^+	1101.1(1)	100.0(23)	$-0.09(6)$		
		2_3^+	898.1(1)	23.0(12)	$2.0_{-0.6}^{+1.2}$		
					0.39(25)		
2992.9(6)	2_7^+	2_1^+	2121.8(10)	63.7(15)	$-2.6_{-0.7}^{+0.6}$	450(50)	C
		2_2^+	1128.6(5)	100.0(38)	$-3.4_{-0.9}^{+0.7}$		
3011.5(5)	3_2^-	2_1^+	2140.4(5)	100.0(23)	0.03(5)	870(100)	C
		4_1^+	1437.6(5)	36.7(27)	-		
		2_2^+	1147.3(5)	11.5(15)	-		
		3_1^-	477.5(5)	50.9(17)	$-0.10(19)$		
3082.5(6)	(3_3^+)	2_1^+	2211.3(5)	100(27)	$-0.01(6)$	1200(300)	C
		2_2^+	1218.2(5)	19.1(52)	0.09(5)		
3128.6(2)	1_1^+	0_1^+	3128.5(2)	100.0(3)	0	9.5(7) ^a	A B
		2_1^+	2257.6(1)	4.29(10)	$0.74_{-0.17}^{+0.21}$		
		2_2^+	1264.3(1)	18.27(37)	$-0.08(3)$		
		2_3^+	1061.1(5)	1.16(11)	$-7.0_{-20.0}^{+3.0}$		
					$-0.57(16)$		
3163.3(3)	(3_4^+)	2_1^+	2292.2(2)	100.0	0.17(4)	178(30)	B C
3165.8(2)	6_3^+	4_1^+	1592.0(1)	100.0(35)	$-0.01(6)$	465(50)	B C
		6_1^+	742.2(2)	29.4(11)	0.15(7)		
		6_2^+	293.4(1)	79.4(25)	0.18(5)		
3201.0(7)	(4)	4_2^+	906.2(5)	100.0	0.00(6)	147(30)	C
3243.1(5) ⁿ	(5_1^+)	4_1^+	1669.4(5)	100.0	0.71(14)	360(40)	C
3260.8(5)	1_1^-	0_1^+	3260.7(5)	100.0	0	33_{-12}^{+20} ^a	A
3307.6(7)	2_8^+	2_1^+	2436.5(7)	100.0	$-4.0_{-2.4}^{+1.1}$	1100(200)	C
					0.03(8)		
3320.7(5)	(9)	(8_1^+)	365.2(3)	100.0	2.2(3)	> 1000	C

Tabelle 3.10: Fortsetzung Tabelle 3.8

E_{Level} (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	$\delta(J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$	τ_{eff} (fs)	Exp.
3331.7(3) ⁿ	(3 ₅ ⁺)	4 ₁ ⁺	1758.0(2)	100.0	-0.10(3)	137(20)	BC
3339.6(3)	6 ₄ ⁺	6 ₁ ⁺	916.2(1)	100.0	0.02(7)	182(30)	BC
3366.4(7) ⁿ	(3 ⁺)	4 ₂ ⁺	1071.6(5)	100.0	-0.42(5)	880(100)	C
	(4)				0.08(9)		
3366.9(10)	(5)	5 ₁ ⁻	756.5(7)	100.0	0.31(15)	> 1000	C
	(7 ⁻)				-0.05(8)		
3389.5(7) ⁽ⁿ⁾	5 ₂ ⁽⁻⁾	4 ₂ ⁺	1094.6(5)	100.0	-0.01(3)	700(180)	C
3397.8(7) ⁿ	(3)	4 ₁ ⁺	1824.0(7)	100.0	-0.42(5)	135(20)	C
	(4)	4 ₁ ⁺			0.09(8)		
3447.6(5)	(1,2)	0 ₁ ⁺	3447.5(10)	5.05(26)	-	-	BC
		2 ₁ ⁺	2576.5(5)	100.0(35)	-		
3448.2(5) ⁿ	(5 ₂ ⁺)	4 ₁ ⁺	1874.6(5)	100(20)	-0.75(25)	650(200)	C
		6 ₂ ⁺	576.7(5)	33.1(66)	0.03(5)		
3511.7(2)	1 ₂ ⁽⁺⁾	0 ₁ ⁺	3511.6(2)	100.0(11)	0	13 ₋₄ ^{+8 a}	AB
		2 ₁ ⁺	2640.7(3)	51.6(13)	-		
		0 ₂ ⁺	1770.4(2)	48.6(92)	0		
3534.3(2)	2 ₉ ⁺	0 ₁ ⁺	3534.0(4)	5.09(55)	0	150(40)	BC
		2 ₁ ⁺	2663.2(2)	100.0(23)	-0.30 ^{+0.18} _{-0.21}		
		2 ₂ ⁺	1670.0(1)	56.1(20)	0.15(19)		
3693.1(11) ⁿ	(3,4)	2 ₁ ⁺	2822.1(15)	95(22)	-	150(50)	C
	(3)	4 ₄ ⁺	925.8(5)	100(23)	-0.37(5)		
	(4)				0.14(10)		
3792.8(3)	2 ₁₀ ⁺	0 ₁ ⁺	3792.3(10)	77.8(20)	0		B
		2 ₂ ⁺	1928.5(2)	100.0(40)	-		
		2 ₄ ⁺	1399.9(2)	54.9(30)	-		
3805.1(6)	(8,10)	(9)	484.4(5)	100.0	-	> 1000	C
3847.3(10)	(2,3,4)	4 ₂ ⁺	1552.5(7)	100.0	-	190(40)	C
3866.8(4)	(9)	(8 ₁ ⁺)	911.3(4)	100.0	6.6 ^{+3.3} _{-1.6}	> 1000	C
3892.2(2)	(2 ⁺)	0 ₁ ⁺	3891.6(10)	17.4(9)	-	-	B
		2 ₁ ⁺	3021.0(1)	100.0(24)	-	-	
		2 ₂ ⁺	2027.9(2)	22.3(10)	-	-	
		2 ₃ ⁺	1824.9(3)	25.8(10)	-	-	
		2 ₄ ⁺	1499.1(1)	79.4(22)	-	-	
3897.9(10) ⁽ⁿ⁾	(5 ⁺)	4 ₂ ⁺	1602.7(10)	100.0	0.27(7)	113(40)	C
	(3 ⁺)				-0.29(6)		
3932.4(7) ⁿ	(7 ₁ ⁺)	6 ₁ ⁺	1508.9(7)	100.0	2.45(28)	182(30)	C
					0.38(4)		
(4009.7(6))	-	(8 ₁ ⁺)	1054.2(5)	100.0	-	-	C
4105.5(11) ⁿ	-	4 ₂ ⁺	1810.7(10)	100.0	-	130(40)	C
4237.5(15) ⁿ	-	4 ₂ ⁺	1942.7(12)	100.0	-	90(40)	C

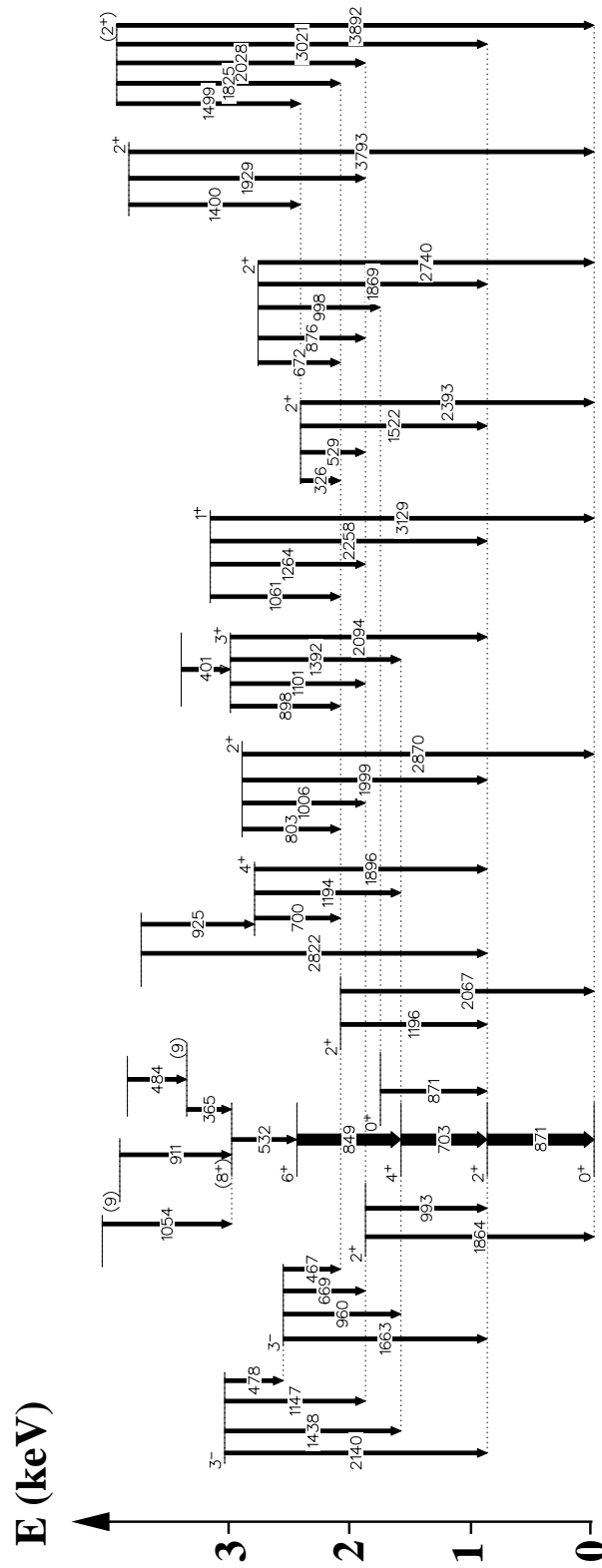


Abbildung 3.23: Termschema von ^{94}Mo (1. Teil). Die Zerfälle innerhalb der Grundzustandsbande sind durch dickere Pfeile markiert.

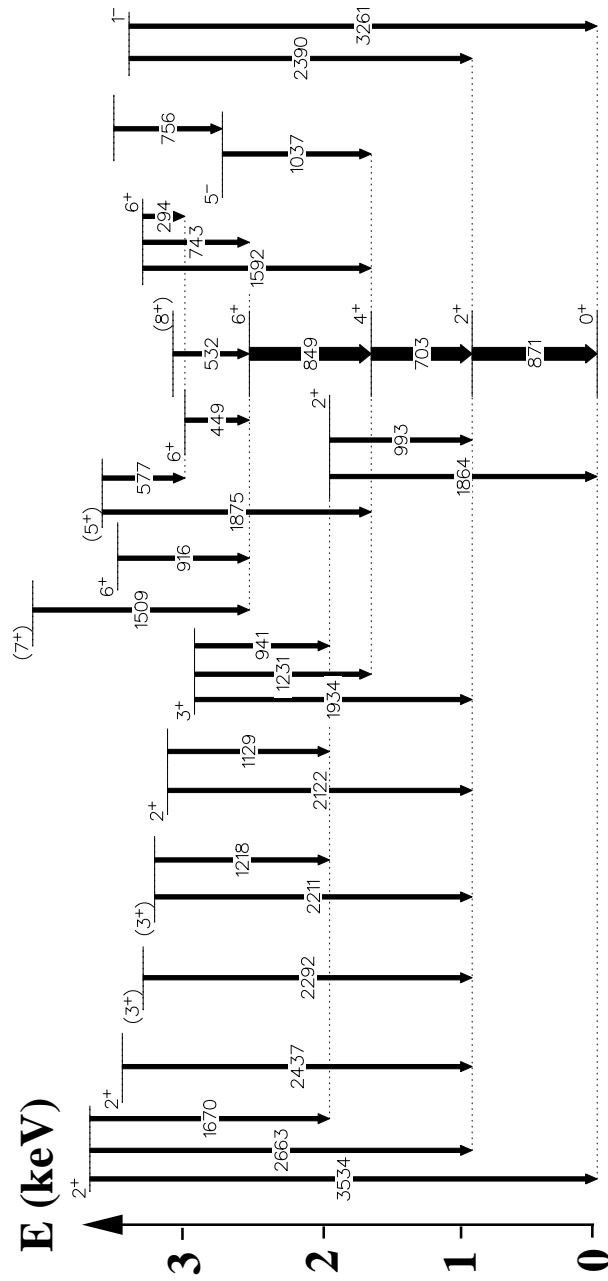
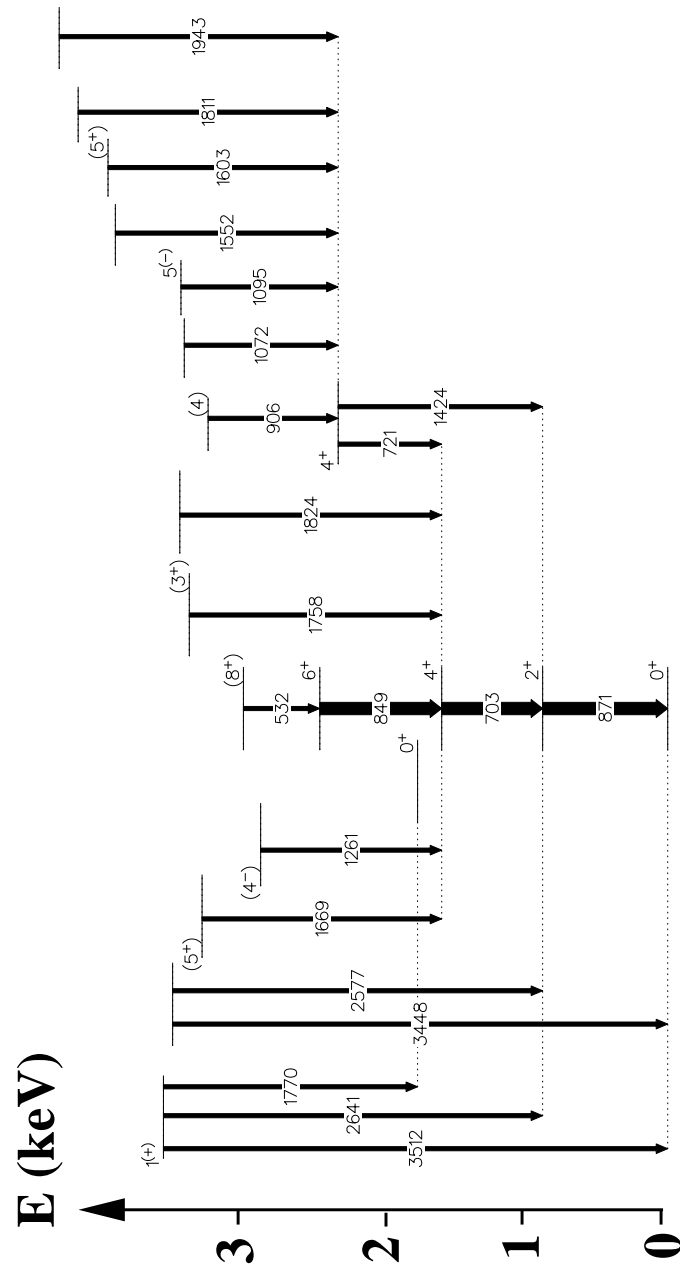


Abbildung 3.24: Termschema von ^{94}Mo (2. Teil).

Abbildung 3.25: Termschema von ^{94}Mo (3. Teil).

Kapitel 4

Diskussion

In den ersten Abschnitten dieses Kapitels wird gezeigt, wie gemischt-symmetrische Zustände in ^{94}Mo aus der Messung absoluter Übergangsstärken identifiziert wurden. Es handelt sich um den fundamentalen gemischt-symmetrischen Ein- Q -Phononen 2^+ Zustand und um Mitglieder des Zwei- Q -Phononen Multipletts gemischter Symmetrie. Schließlich sollen die Eigenschaften weiterer angeregter Zustände von ^{94}Mo , die in Tabelle 3.8 zusammengestellt sind, vorgestellt werden.

4.1 Gemischt-symmetrische Zustände in ^{94}Mo

4.1.1 Ein- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie

Symmetrische Zustände, also Zustände maximalen F -Spins, zerfallen, wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben wurde, vor allem über starke $E2$ -Übergänge zu tieferen symmetrischen Zuständen. Im Gegensatz dazu sind starke $M1$ -Übergänge ein Kennzeichen für Zustände nicht maximalen F -Spins, also Zustände gemischter Symmetrie: Diese sollen zu symmetrischen Zuständen gleicher Phononenzahl mit $M1$ -Übergängen, die ein Matrixelement in der Größenordnung von $1 \mu_K$ besitzen, zerfallen. Zusätzlich werden schwach kollektive $E2$ -Übergänge aus dem Zerfall des antisymmetrischen Q -Phonons Q_{ms} erwartet.

Zunächst soll mit Hilfe dieser Kriterien der gemischt-symmetrische 2^+ Ein- Q -Phononen-Zustand, im folgenden mit 2_{ms}^+ bezeichnet, in ^{94}Mo identifiziert werden. Abbildung 4.1 zeigt Ausschnitte aus dem Photonenstreupektrum von ^{94}Mo : Rechts ist der Zerfall des 2^+ Zustandes bei 2067.4 keV zum Grundzustand dargestellt, der linke Teil enthält den Peak aus inelastischer Streuung zum ersten 2_1^+ Zustand mit einer Übergangsenergie von 1196.2 keV.

Aus dem Photonenstreuexperiment wurde mit Hilfe des aus dem β -Zerfallsexperiment bestimmten Zerfallsverzweungsverhältnis vom Zerfall zum 2_1^+ Zustand und Grundzustandsübergang von $\Gamma_1/\Gamma_0=6.62(32)$ für den 2_3^+ Zustand eine Lebensdauer von $\tau(2_3^+)=60(9)$ fs bestimmt. Damit konnte eine Anregungsstärke

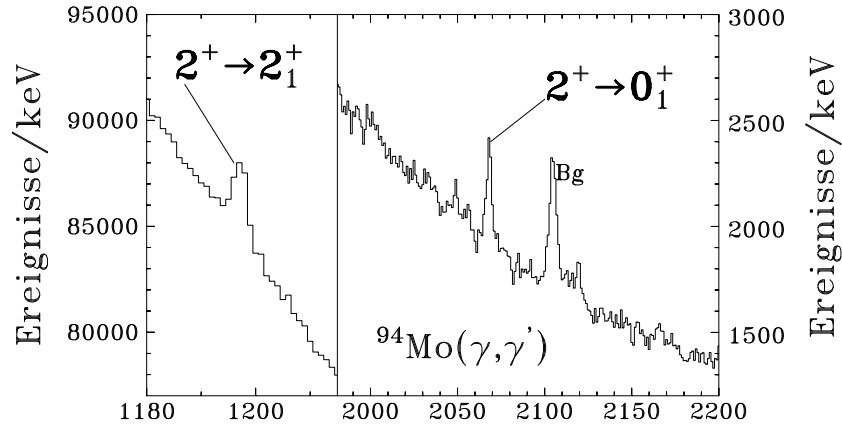


Abbildung 4.1: Ausschnitt aus dem Photonenstreuungsspektrum von ^{94}Mo : Rechts ist vergrößert der Peak aus dem Zerfall des 2^+ Zustandes bei 2067 keV zum Grundzustand dargestellt, links der Peak aus inelastischer Streuung zum 2_1^+ Zustand. Der mit „Bg“ gekennzeichnete Peak stammt aus dem Raumuntergrund ^{214}Bi .

dieses Zustandes von $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_3^+) = 230(30) e^2\text{fm}^4 = 9.1(12) \text{ W.u.}$ berechnet werden, was auf eine schwach kollektive Anregung hindeutet: Der kollektive 2_1^+ Zustand besitzt im Vergleich dazu eine Anregungsstärke von $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 2030(40) e^2\text{fm}^4 = 80.0(16) \text{ W.u.}$, während die übrigen tiefliegenden 2^+ Zustände eine wesentlich geringere Anregungsstärke besitzen. Das veranschaulicht Abbildung 4.2 a): Die $E2$ -Anregungsstärkeverteilung wird dominiert durch den 2_1^+ Zustand, der die Proton-Neutron-symmetrische Ein- Q -Phononenanregung darstellt. Die $E2$ -Anregungsstärke des 2_3^+ Zustandes beträgt etwa 10% der $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Stärke. Das ist eine Größenordnung mehr als die $E2$ -Anregungsstärke des 2_2^+ Zustandes, der aufgrund des starken $E2$ -Überganges zum 2_1^+ Zustand den Charakter eines symmetrischen Zwei- Q -Phononen-Zustandes hat. Für den 2_7^+ , den 2_8^+ und den 2_9^+ Zustand konnten keine Grundzustandsübergänge beobachtet werden.

Abbildung 4.2 b) zeigt die mit Hilfe der $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse δ bestimmten $M1$ -Übergangsstärken der Zerfälle der nicht-Yrast 2^+ Zustände zum 2_1^+ Zustand. Wie man deutlich erkennt, zerfällt nur der 2_3^+ Zustand mit einem starken $M1$ -Übergang mit einer Stärke von $B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.48(6) \mu_K^2$ zum 2_1^+ Zustand. Das entspricht einem Übergangsmatrixelement von $\langle 2_1^+ | M1 | 2_3^+ \rangle = 1.5(1) \mu_K$. Der starke $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ $M1$ -Übergang und der schwach kollektive $2_3^+ \rightarrow 0_1^+$ $E2$ -Übergang stimmen nach dem IBM-2 mit der Interpretation des 2_3^+ Zustandes als Ein- Q -Phononen-Zustand gemischter Symmetrie überein, was Abbildung 4.3 veranschaulicht.

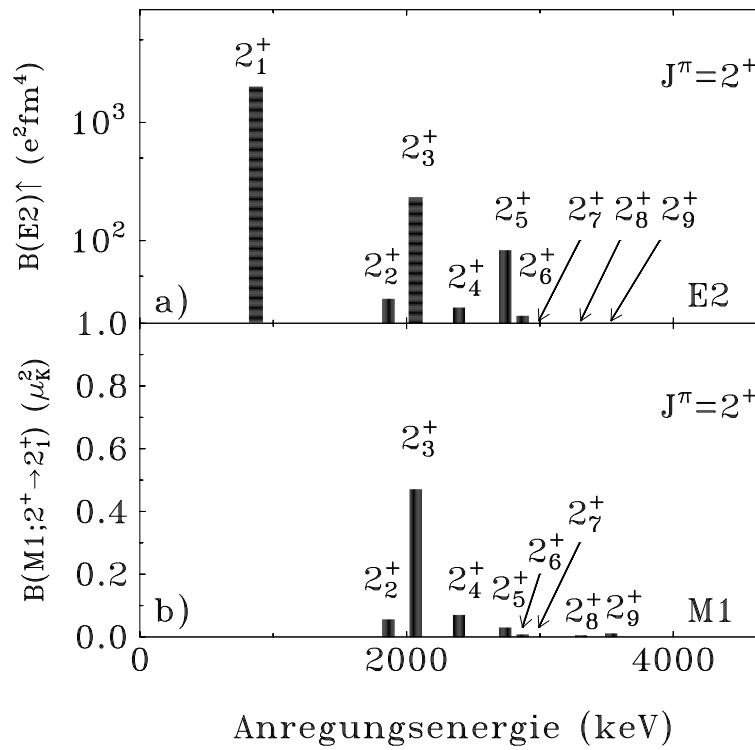


Abbildung 4.2: Übergangsstärken der tiefsten 2^+ Zustände von ^{94}Mo : Der obere Teil a) zeigt die E2-Anregungsstärken der beobachteten 2^+ Zustände (man beachte die logarithmische Skala), und der untere Teil b) enthält die M1-Übergangsstärken der Zerfälle der beobachteten 2^+ Zustände zum 2_1^+ Zustand.

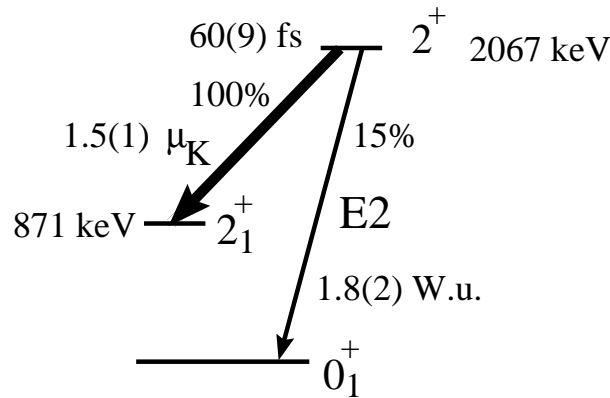


Abbildung 4.3: Zerfallsverhalten der 2_3^+ Zustandes. Dieser Zustand zerfällt zum Grundzustand mit einem schwach kollektiven E2-Übergang mit einer Stärke von $B(E2, 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) = 1.8(2)$ W.u. und mit einem starken M1-Übergang mit einem Übergangsmatrixelement von $\langle 2_1^+ | M1 | 2_3^+ \rangle = 1.5(1) \mu_K$ zum symmetrischen 2_1^+ Zustand. Zusätzlich sind die relativen Verzweungsverhältnisse angegeben.

4.1.2 Die Scherenmode in ^{94}Mo

Aus der Kopplung des symmetrischen Quadrupol-Phonons Q_s an den 2_{ms}^+ Zustand erwartet man die Existenz eines Multipletts von Zwei- Q -Phononen-Zuständen gemischter Symmetrie. Es soll im folgenden erläutert werden, wie diese Zustände aus der Kombination der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Proben eindeutig identifiziert werden konnten.

Im Photonenstreuexperiment wurde eine starke Dipolanregung, die mit einer Energie von 3128.2(5) keV zum Grundzustand zerfällt, beobachtet. Die positive Parität dieses Zustandes ist aus früheren Experimenten mit inelastischer Protonen- und Deuteronenstreuung bekannt [Pig92], in denen dem Zustand allerdings $J = 2$ zugeordnet wurde. Die Analyse der Winkelverteilung aus dem Photonenstreuexperiment zeigt dagegen klar den Dipolcharakter des Zustandes. Es konnte eine Lebensdauer von $\tau(1_1^+) = 9.5(7)$ fs bestimmt werden. Aus dem β -Zerfalls-Experiment konnten neben dem Grundzustandsübergang bei einer Energie von 3128.5(2) keV Zerfälle zum 2_1^+ , 2_2^+ und 2_3^+ Zustand, dem 2_{ms}^+ Zustand, klar identifiziert werden. Die Zerfallsverzweigungsverhältnisse und $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse sind in Tabelle 3.8 zusammengestellt. Für den Zerfall zum 2_{ms}^+ Zustand konnte wegen mangelnder Statistik kein Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden. Mit Hilfe dieser Größen konnten die Übergangsstärken der einzelnen Zerfallskanäle festgelegt werden: Der Grundzustandsübergang besitzt eine Stärke von $B(M1; 1_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.16(1) \mu_K^2$, daneben gibt es einen starken $M1$ -Übergang zum 2_2^+ Zustand, dem symmetrischen Zwei- Q -Phononen-Zustand, mit einer Stärke von $B(M1; 1_1^+ \rightarrow 2_2^+) = 0.43(5) \mu_K^2$. Ein schwach kollektiver $E2$ -Übergang zum 2_1^+ Zustand von $B(E2; 1_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 30(10) e^2 \text{fm}^4 = 1.2(4)$ W.u. konnte gefunden werden. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß dieser Zerfall eine ähnliche Stärke wie der $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+$ Zerfall mit einer Übergangsstärke von $B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+) = 46(6) e^2 \text{fm}^4 = 1.8(2)$ W.u. besitzt, was darauf hinweist,

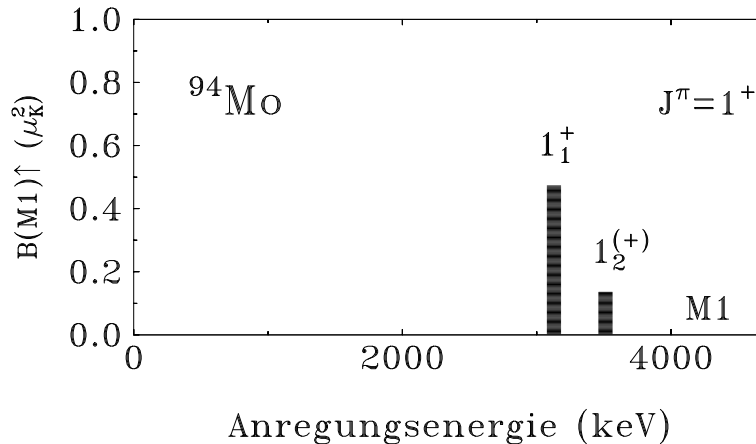


Abbildung 4.4: Anregungsstärken der magnetischen Dipolanregungen in ^{94}Mo .

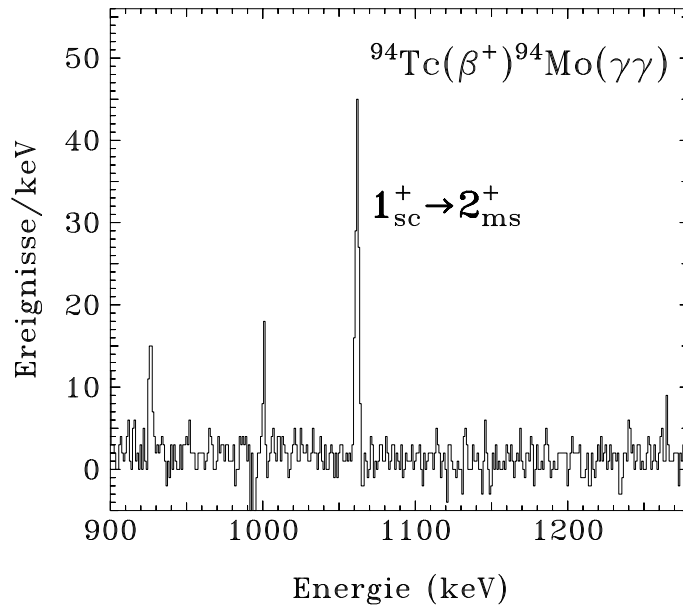


Abbildung 4.5: Teil des $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrums aus dem β -Zerfalls-Experiment in Koinzidenz mit dem Zerfall des 2_{ms}^+ zum 2_1^+ Zustand. Die Beobachtung eines Peaks bei $1061.1(5)$ keV etabliert einen Übergang vom 1_{sc}^+ zum 2_{ms}^+ Zustand.

daß beide Übergänge aus der Vernichtung des antisymmetrischen Q -Phonons Q_{ms} resultieren. Dieses Zerfallsverhalten deutet darauf hin, daß es sich bei dem 1_1^+ Zustand in ^{94}Mo um einen Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie handelt. In Analogie zu Rotorkernen wird dieser Zustand aufgrund des geometrischen Bildes als Scherenmode (1_{sc}^+) bezeichnet. Der Zwei- Q -Phononen Charakter soll später genauer mit Hilfe der d -Paritäts-Auswahlregeln bewiesen werden.

Eine weitere Dipolanregung, die laut [NDS92] wahrscheinlich positive Parität besitzt, wurde bei $3511.7(2)$ keV gefunden. Diese besitzt allerdings eine deutlich geringere Zerfallsstärke als der 1_{sc}^+ Zustand von $B(M1; 1_2^{(+)} \rightarrow 0_1^+) = 0.043(13)\mu_K^2$. Offenbar fragmentiert die $M1$ -Stärke in ^{94}Mo nur gering, was auch Abbildung 4.4 veranschaulicht: Es konnten in dieser Arbeit keine Hinweise auf weitere 1^+ Zustände in ^{94}Mo gefunden werden. Man erhält eine gesamte $M1$ -Anregungsstärke von $\sum B(M1) \uparrow = 0.61(7)\mu_K^2$. Die gewichtete mittlere Anregungsenergie der beiden Dipolanregungen positiver Parität liegt bei 3.2 MeV. Diese Daten passen gut in die Systematik der 1^+ Scherenmode: Aus empirischen Formeln [Pie95b, Pie98a, End99a], die aus Daten der Scherenmode in der Region der Seltenen Erden gewonnen wurden, wird die Scherenmode in ^{94}Mo bei einer Anregungsenergie von 3.2 – 3.5 MeV erwartet mit einer gesamten Anregungsstärke von $B(M1) \uparrow \approx 0.55\mu_K^2$. Das ist ein Argument dafür, daß es sich bei den beiden beobachteten 1^+ Zuständen um Fragmente der Scherenmode handelt, wobei der 1_1^+ Zustand das Hauptfragment der Scherenmode in ^{94}Mo darstellt [Pie99, Fra99a, Pie00b].

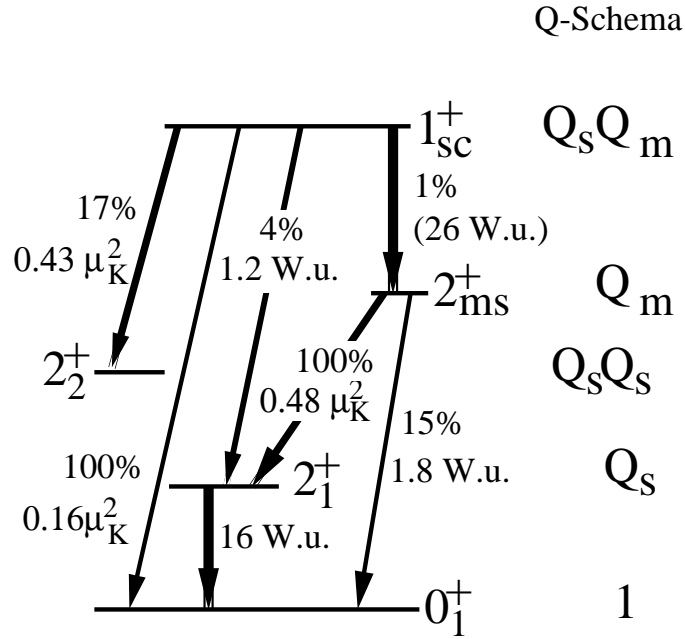


Abbildung 4.6: Zerfallsverhalten des 1_{sc}^+ Zustandes, das die Zwei- Q -Phononen Struktur zeigt. Angegeben sind die $M1$ -Übergangsstärken in μ_K^2 , die $E2$ -Stärken in W.u. sowie die relativen Zerfallsintensitäten in Prozent.

In Koinzidenz zum Zerfall des 2_{ms}^+ zum 2_1^+ Zustand wurde im β -Zerfallsexperiment bei einer Energie von 1061.1(5) keV ein Peak gefunden, der aus dem Zerfall der Scherenmode zum 2_{ms}^+ Zustand stammt. Damit konnte in dieser Messung erstmals ein Übergang zwischen diesen gemischt-symmetrischen Zuständen identifiziert werden. Abbildung 4.5 zeigt einen Ausschnitt aus dem $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum, wobei auf den Übergang des 2_{ms}^+ zum 2_1^+ ein Koinzidenz-Fenster gesetzt wurde. Aufgrund des Q -Phononen Schemas erwartet man für den Übergang $1_{sc}^+ \rightarrow 2_{ms}^+$ eine Übergangsstärke, die genau so groß sein sollte wie die des Zerfalls des 2_1^+ Zustandes zum Grundzustand, da es sich in beiden Fällen um die Vernichtung des symmetrischen Q_s -Phonons Q_s handeln soll. Allerdings reichte die Statistik nicht zur Bestimmung des $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisses dieses Übergangs aus. Unter der Annahme reiner $E2$ -Strahlung erhält man eine Übergangsstärke von $B(E2; 1_{sc}^+ \rightarrow 2_{ms}^+) = 620(70) e^2 \text{fm}^4 = 26.4(28) \text{W.u.}$, was in der gleichen Größenordnung liegt wie die Stärke des Zerfalls des 2_1^+ zum Grundzustand von $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 406(8) e^2 \text{fm}^4 = 16.0(3) \text{W.u.}$

Abbildung 4.6 zeigt das vollständige Zerfallsverhalten des 1_{sc}^+ Zustandes, das die Zwei- Q -Phononen Struktur klar beweist.

Der 1_{sc}^+ und der 2_{ms}^+ Zustand können quantitativ als gemischt-symmetrische Zustände im IBM-2 beschrieben werden. Um die Anzahl der freien Parameter zu reduzieren, werden die gemessenen Übergangsstärken mit den Vorhersagen der dynamischen $O(6)$ -Symmetrie verglichen. Mit der Ginocchio-Summenregel für die

$M1$ -Stärke [Gin91] und der totalen $M1$ -Stärke $\sum B(M1) \uparrow = 0.61(7)\mu_K^2$, die unterhalb von 4 MeV beobachtet wurde, ergab sich ein Anteil von 42(5)% d -Bosonen in der IBM-2 Grundzustands-Wellenfunktion von ^{94}Mo . Dieser große Anteil von d -Bosonen im Grundzustand schließt das dynamische $U(5)$ -Limit für sphärische Kerne aus, da der Grundzustand im $U(5)$ -Limit keine d -Bosonen enthält. Im $O(6)$ -Limit soll der Grundzustand dagegen 33% d -Bosonen enthalten, sodaß diese dynamische Symmetrie zur Beschreibung von ^{94}Mo geeignet sein sollte. Die Vorhersagen [Isa86], mit denen die experimentellen Daten des 2_1^+ Zustandes, der

Tabelle 4.1: Vergleich der gemessenen Übergangsstärken mit den Vorhersagen im $O(6)$ -Limit des IBM-2. Das IBM-2 reproduziert den dominanten $E2$ -Charakter des $1_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergangs. Viele Übergangsstärken und die Übergangsrate $w = \Gamma_f/\hbar$ zwischen den gemischt-symmetrischen Zuständen wurden gut reproduziert, wobei lediglich die effektive Protonen-Bosonen-Ladung e_π als freier Parameter genommen wurde. Es wurde ein Wert von $e_\pi = 9 \text{ efm}^2$ benutzt. Für den $1_1^+ \rightarrow 2_3^+$ Übergang wurde die Übergangsrate angegeben, da das Multipol-Mischungsverhältnis δ experimentell nicht bestimmt werden konnte. Die Anregungsstärken des 2_1^+ , des 2_2^+ Zustandes und die Stärke des $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergangs wurden [Ram87, Bar72] entnommen. Unter der Annahme reines $E2$ -Charakters beträgt die Stärke des $1_1^+ \rightarrow 2_3^+$ Übergangs $620(70) \text{ e}^2\text{fm}^4$.

Observable	Expt.	IBM-2
$B(M1; 1_1^+ \rightarrow 0_1^+) (\mu_K^2)$	0.16(1)	0.16
$B(M1; 1_1^+ \rightarrow 2_1^+) (\mu_K^2)$	0.007_{-2}^{+6}	0
$B(M1; 1_1^+ \rightarrow 2_2^+) (\mu_K^2)$	0.43(5)	0.36
$B(M1; 1_1^+ \rightarrow 2_3^+) (\mu_K^2)$	< 0.05	0
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (\mu_K^2)$	0.06(2)	0
$B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) (\mu_K^2)$	0.48(6)	0.30
$B(M1; 2_4^+ \rightarrow 2_1^+) (\mu_K^2)$	0.07(2)	0
$B(M1; 2_5^+ \rightarrow 2_1^+) (\mu_K^2)$	0.03(1)	0
$w(1_1^+ \rightarrow 2_3^+) (\text{ps}^{-1})$	1.02(12)	0.92
$\frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma}(1_1^+ \rightarrow 2_1^+) (\%)$	60_{-21}^{+12}	100
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2\text{fm}^4)$	2030(40)	2333
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_2^+) (e^2\text{fm}^4)$	32(7)	0
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_3^+) (e^2\text{fm}^4)$	230(30)	151
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_4^+) (e^2\text{fm}^4)$	27(8)	0
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_5^+) (e^2\text{fm}^4)$	83(10)	0
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2\text{fm}^4)$	720(260)	592
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2\text{fm}^4)$	670(100)	592
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2\text{fm}^4)$	< 150	0
$B(E2; 1_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2\text{fm}^4)$	30(10)	49
$B(E2; 1_1^+ \rightarrow 2_3^+) (e^2\text{fm}^4)$	< 690	556

Scherenmode und des 2_{ms}^+ Zustandes verglichen werden sollen, wurden in Abschnitt 2.4.3, Gleichungen (2.61) bis (2.74), eingeführt. Sie sind unabhängig von Parametern des Hamiltonoperators und sind einfache analytische Ausdrücke, in die lediglich die Protonen- und Neutronen-Bosonenzahlen sowie die Parameter der Übergangsooperatoren eingehen. Als Core wird der doppelt magische Kern ^{100}Sn angenommen. Man erhält damit für ^{94}Mo $N_\pi = 4$ Protonen-Bosonen und $N_\nu = 1$ Neutronen-Boson. Die Anzahl der Parameter in den Übergangsooperatoren wird weiter reduziert, indem sie auf den Protonenanteil eingeschränkt werden: Es wird ein verschwindender Neutronen-Bosonen g -Faktor angenommen, das heißt $g_\nu = 0$, und für die effektive Neutronen-Bosonenladung $e_\nu = 0$ gefordert. Damit vereinfachen sich der $M1$ - und der $E2$ -Übergangsooperator (2.43), (2.44) zu

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_\pi \hat{L}_\pi \quad (4.1)$$

$$\hat{T}(E2) = e_\pi \hat{Q}_\pi^{\chi_\pi=0}. \quad (4.2)$$

\hat{L}_π ist der Protonen-Drehimpulsoperator, $\hat{Q}_\pi^{\chi_\pi=0}$ der Protonen-Quadrupoloperator im $O(6)$ -Limit. Weiterhin wird $g_\pi = 1 \mu_K$ für den Protonen-Bosonen g -Faktor angenommen. Damit ist die effektive Protonen-Bosonenladung $e_\pi = 9 \text{efm}^2$ der einzige freie Parameter zur Beschreibung der absoluten $M1$ - und $E2$ -Stärken.

In einer früheren numerischen IBM-2 Rechnung für symmetrische und gemischt-symmetrische Zustände im $N_\pi = 1$ Kern ^{136}Ba hat sich ebenfalls durch Wahl einer verschwindenden effektiven Neutronen-Bosonenladung $e_\nu = 0$ und einer zu ^{94}Mo vergleichbar großen effektiven Protonen-Bosonenladung von $e_\pi = 15.6 \text{efm}^2$ [Pie98b] eine gute Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Daten erreichen lassen.

Tabelle 4.1 zeigt eine Zusammenfassung der relevanten experimentellen Daten im Vergleich mit den Ergebnissen aus der Rechnung mit dem IBM-2 im $O(6)$ -Limit. Die Daten sind in guter Übereinstimmung. Es sei in diesem Zusammenhang besonders auf die gute Beschreibung der neun beobachteten Übergangsstärken des 1_1^+ , also des 1_{sc}^+ und des 2_3^+ Zustandes, der den 2_{ms}^+ Zustand darstellt, mit dem IBM-2 hingewiesen [Pie99].

In den Abbildungen 4.7 und 4.8 sind zur Veranschaulichung die Übergangsstärken in die Zerfallsschemata des 2_{ms}^+ und des 1_{sc}^+ Zustandes eingetragen: Links sind jeweils die experimentellen Daten eingetragen, rechts die Stärken aus dem IBM-2 im $O(6)$ -Limit. Die Zustandsenergien wurden den experimentellen Ergebnissen entnommen. Hier wird nochmals die gute Übereinstimmung der Daten deutlich. Bei der Darstellung der experimentellen $M1$ -Stärken in Abbildung 4.7 wurde nach im Rahmen des IBM-2 erlaubten und verbotenen Übergängen unterschieden. Dies soll im folgenden mit Hilfe von $M1$ -Auswahlregeln genauer erläutert werden.

Für γ -weiche Kerne erfüllen $M1$ -Übergänge Auswahlregeln [Pie98d] bezüglich der d -Paritätsquantenzahl $\pi_d = (-1)^{n_Q}$. Das bedeutet, die Anzahl der Q -Phono-

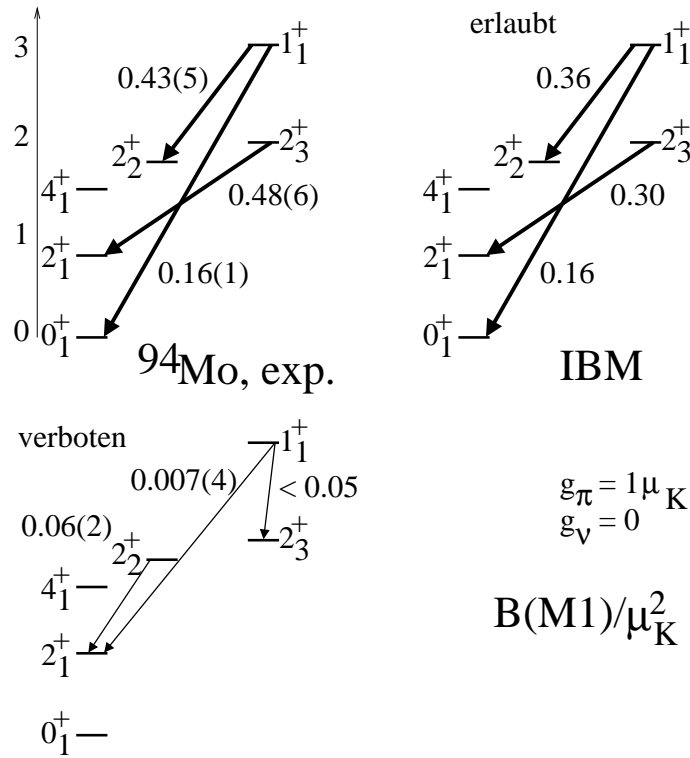


Abbildung 4.7: Vergleich der $M1$ -Übergangsstärken für den Ein- Q -Phononen 2_{ms}^+ und den Zwei- Q -Phononen 1_{sc}^+ Zustand: Links sind die experimentellen Ergebnisse dargestellt, rechts die Ergebnisse der im Text beschriebenen theoretischen Rechnung im dynamischen $O(6)$ -Limit des IBM-2. Die experimentellen Ergebnisse wurden getrennt nach im Rahmen des IBM-2 erlaubten und verbotenen $M1$ -Übergängen gezeigt. Dies kann mit Hilfe der d -Paritäts-Auswahlregeln plausibel gemacht werden. Die Zustandsenergien sind die experimentell bestimmten Energien.

nen n_Q modulo 2 verändert sich bei $M1$ -Übergängen nicht. Dementsprechend ist der $M1$ -Übergang vom 1_{sc}^+ Zustand zum 2_1^+ d -paritätsverboten: Der 1_{sc}^+ besitzt die Q -Phononen-Struktur

$$|1_{sc}^+\rangle \propto (Q_s Q_{ms})^{(1)} |0_1^+\rangle, \quad (4.3)$$

während der 2_1^+ Zustand die Struktur

$$|2_1^+\rangle \propto Q_s |0_1^+\rangle \quad (4.4)$$

besitzt. Dagegen soll der $M1$ -Übergang vom 1_{sc}^+ zum Zwei- Q -Phononen 2_2^+ Zustand mit der Q -Phononen-Struktur

$$|2_2^+\rangle \propto (Q_s Q_s)^{(2)} |0_1^+\rangle \quad (4.5)$$

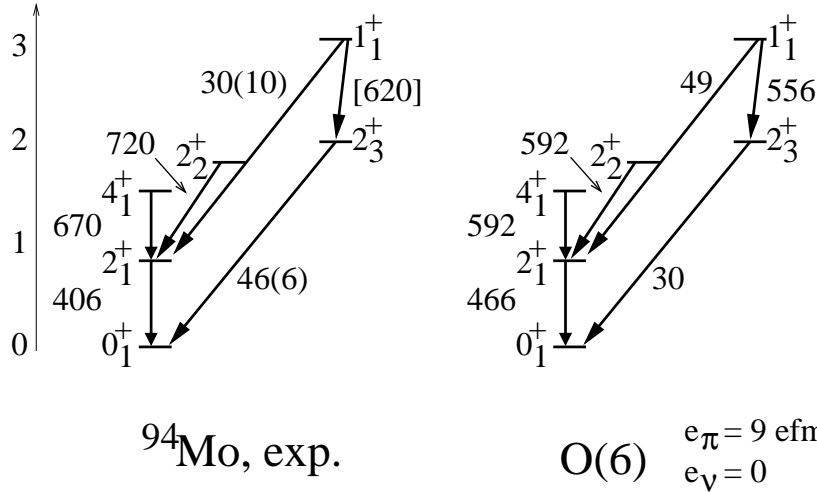
$B(E2) / e^2 \text{fm}^4$


Abbildung 4.8: Vergleich der $E2$ -Übergangsstärken für den 2_{ms}^+ , 1_{sc}^+ und die tiefsten symmetrischen Zustände: Links die experimentellen Ergebnisse, rechts die der theoretischen Rechnung mit dem IBM-2 im $O(6)$ -Limit. Die Stärke des Zerfalls $1_1^+ \rightarrow 2_3^+$ ist unter der Voraussetzung reiner $E2$ -Strahlung angegeben.

d -paritätserlaubt sein. Das experimentell bestimmte Verhältnis der beiden entsprechenden $M1$ -Stärken ist

$$\frac{B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_2^+)} = 0.02, \quad (4.6)$$

was die d -Paritäts-Auswahlregel klar bestätigt. Die Q -Phononen-Struktur legt vielmehr einen dominanten $E2$ -Charakter des $1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergangs durch die Vernichtung von Q_{ms} nahe, was hier klar bestätigt werden konnte.

Von besonderem Interesse ist nun ein Vergleich der $E2$ -Übergangsstärken, die im Q -Phononen-Bild als die Vernichtung des gemischt-symmetrischen Q -Phonons, Q_{ms} interpretiert werden. Dieses Phonon wird in den beiden schwach kollektiven Übergängen $1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+$ vernichtet, deshalb sollten die entsprechenden Zerfallsstärken gleich groß sein. Das Verhältnis der gemessenen $E2$ -Stärken beträgt

$$\frac{B(E2, 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2, 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+)} = 0.7(3). \quad (4.7)$$

Das Verhältnis ist eins innerhalb des Meßfehlers. Es kann also zusammengefaßt werden: Der 1_1^+ Zustand ist eine Zwei- Q -Phononen-Anregung des Grundzustandes, der durch die Kopplung des symmetrischen (Q_s) und des gemischt-symmetrischen (Q_{ms}) Q -Phononen-Operators entsteht.

In völliger Analogie erwartet man, daß sich auch die Zerfälle $1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ und $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ähnlich verhalten, indem sie kollektive $E2$ -Übergänge darstellen. Da

allerdings das Multipol-Mischungsverhältnis des $1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ Übergangs nicht bestimmt werden konnte, aber vom Q -Phononen-Bild dominanter $E2$ -Charakter erwartet wird, wird ein verschwindender $M1$ -Beitrag angenommen. Man erhält dann ein Verhältnis der energiereduzierten Übergangsraten $w = \Gamma_f/\hbar$ von

$$\frac{w_{1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+} / E_{\gamma}^5(1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)}{w_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+} / E_{\gamma}^5(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 1.5(2), \quad (4.8)$$

das für den Fall reiner $E2$ -Strahlung gleich dem Verhältnis der $E2$ -Stärken ist. Der Zerfall $1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ ist also in der Tat kollektiv und ist vergleichbar zum $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang. Diese Tatsache unterstützt ebenfalls die Interpretation des 1_{sc}^+ als Zwei- Q -Phononen-Zustand.

Abschließend können die Ergebnisse für den 2_{ms}^+ Zustand und die 1_{sc}^+ Scherenmode in ^{94}Mo mit den Ergebnissen für gemischt-symmetrische Zustände oder deren Fragmenten in Kernen der $A=130$ Massenregion, die aus absoluten Übergangsstärken identifiziert werden konnten, verglichen werden. Tabelle 4.2 zeigt eine Zusammenstellung der charakteristischen Observablen. Man erkennt anhand der Daten, daß die Eigenschaften des 2_{ms}^+ Zustands in dieser Massenregion recht schwach variieren: Die Anregungsenergie liegt in allen Fällen um 2 MeV. Es zeigt sich, daß die Kerne im Bereich des $N=82$ Schalenabschlusses für den 2_{ms}^+ und die 1_{sc}^+ Scherenmode vergleichbare Übergangsstärken wie ^{94}Mo , das zwei Neutronen von $N=50$ Schalenabschluß entfernt liegt, aufweisen.

Tabelle 4.2: Zusammenstellung der relevanten Observablen für Kerne der $A=130$ Massenregion, für die 2_{ms}^+ Zustände oder deren Fragmente aus der Messung absoluter Übergangsstärken identifiziert wurden im Vergleich mit ^{94}Mo : Angegeben sind die Anregungsenergien, Lebensdauern, $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse und die Übergangsstärken. Falls mehrere Fragmente gefunden wurden, ist die Summenstärke angegeben. Für die entsprechenden Zustände in ^{126}Xe und ^{128}Xe konnten nur effektive Lebensdauern bestimmt werden. Diese Werte sind mit „*“ gekennzeichnet. Daher können nur untere Grenzen für die $M1$ -Übergangsstärken der $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfälle angegeben werden. Die Tabelle enthält zusätzlich die $M1$ -Übergangsstärken der Scherenmode. Diese Daten stammen aus Messungen im Rahmen der Kollaboration der Stuttgarter und der Kölner Photonenstreuerguppen.

Kern Reaktion	^{94}Mo (γ, γ') β^+ (α, n)	^{112}Cd ($n, n'\gamma$)	^{126}Xe (α, n)	^{128}Xe (α, n)
E (keV)	2067	2156	2064	2127
τ (fs)	60(9)	2231 310(35)	(2359) 351(74) *	170(70) *
$\delta(2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.15(4)	220(20) -0.02(3)	74(30) * 0.8(8)	0.05(5)
$B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	1.8(2)	0.14(2)		
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	16	32	41	39
$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ (μ_K^2)	0.48(6)	0.10(1)	$\geq 0.06(3)$	$\geq 0.07(2)$
$B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 0_1^+)$ (μ_K^2)	0.16(1)			
Ref.		[Gar96]	[Gad00]	[Wie97]
Kern Reaktion	^{134}Ba ($n, n'\gamma$)	^{136}Ba (γ, γ')	^{142}Ce Coulex ($n, n'\gamma$)	^{144}Nd (γ, γ')
E (keV)	2029	2129	2004	2072
τ (fs)	2088 230(23)	67(7)	2365 65(7)	66(20)
$\delta(2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	85(7) -0.31(5)	0.005(9)	23_{-3}^{+4} -0.26(14)	0.08(6)
$B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	0.02(5)		-0.03(10)	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	2.0(2)	2.1(2)	5.1(4)	2.2(8)
$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ (μ_K^2)	33	19	20	25
$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ (μ_K^2)	0.22(4)	0.26(3)	0.59(10)	0.23(9)
$B(M1; 1_{\text{sc}}^+ \rightarrow 0_1^+)$ (μ_K^2)	0.19(3)	0.10(3)		0.17(1)
Ref.	[Mol88] [Faz92]	[Pie98b]	[Ver88] [Van95]	[Ham84] [Eck97]

4.1.3 Identifikation des gemischt-symmetrischen $J^\pi = 3^+$ Zustandes

Nach der eindeutigen Identifizierung des Ein- Q -Phononen 2_{ms}^+ Zustandes und der Zwei- Q -Phononen 1_{sc}^+ Scherenmode ist eine Suche nach dem vollständigen Multiplett der Zwei- Q -Phononen Zustände gemischter Symmetrie von besonderem Interesse. Im β -Zerfalls-Experiment wurde bei einer Energie von $E_{\text{Level}} = 2965.3(2)$ keV aufgrund des Zerfallsverhaltens ein Kandidat für einen solchen Zustand mit $J^\pi = 3^+$ gefunden. Eine eindeutige Identifikation des Zustandes als gemischt-symmetrischer Zustand lieferte die Kombination der Ergebnisse des β -Zerfalls-Experimentes mit den Ergebnissen der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung mit der Kernreaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$.

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich der Schnittspektren aus dem β -Zerfalls-Experiment und der Kernreaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$, wobei auf die Zerfälle $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ geschnitten wurde. Man erkennt jeweils deutlich einen Peak aus dem Zerfall des 3^+ Zustandes bei 2965.3 keV zu den jeweiligen tieferen Zuständen.

Zunächst soll die Spinzuordnung diskutiert werden. Wegen starker Zerfälle zu 2^+ und 4^+ Zuständen muß das Niveau bei 2965.3 keV Spin und Paritätsquantenzahl 2^+ , 3^+ , 4^+ oder 3^- haben, wenn nur $E1$ -, $M1$ - und $E2$ -Übergänge angenommen werden. $J^\pi = 3^+$ ist favorisiert aus der β -Zerfalls-Messung: Es wurde für den Zerfall vom $(2)^+$ Niedrigspin-Isomer von $^{94\text{m}}\text{Tc}$ zu diesem Zustand $\log ft = 7.28(16)$ [NDS92, Bar69] bestimmt, was $J^\pi = 4^+$ ausschließt. Aufgrund zu schwacher Polarisation der γ -Quanten der Zerfälle des Zustandes bei 2965.3 keV war eine Bestimmung der Parität aus der Messung des Strahlungscharakters der emittierten Strahlung mit dem CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter nicht möglich, wie in Abschnitt 3.4.2 erläutert wurde. Eine Paritätsinformation war allerdings aus einer $^{95}\text{Mo}(\text{d}, \text{t})^{94}\text{Mo}$ Neutron-Einfang-Reaktion [Hol73] gegeben: In dieser Reaktion wurde ein $l = 0$ Transfer zu einem Zustand bei 2972 keV gemessen, was nur $J^\pi = 2^+, 3^+$ als einzige Möglichkeiten für Spin und Parität zuläßt, wobei $J^\pi = 3^+$ favorisiert wird. Es ist noch anzumerken, daß die Energien der Zustände um 2.9 MeV in [Hol73] systematisch um 6 keV zu hoch angegeben werden. Daher wird der dort angegebene Zustand bei 2972 keV mit dem hier untersuchten Zustand identifiziert. Mit Hilfe der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen aus der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ kann dem Zustand bei 2965.3 keV nun eindeutig Spin $J^\pi = 3^+$ zugeordnet werden. Abbildung 4.10 zeigt dazu die Fits mit dem Programm CORLEONE [Cor95] für die Spinthesen $J = 2, 3$. Man erkennt deutlich, daß die Hypothese $J = 2$ für die $J_{2965\text{keV}}^\pi \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Kaskade keinen Fit liefert, der die experimentell gemessenen Koinzidenz-Intensitäten beschreibt, unabhängig davon, wie das $M3/E2$ Multipol-Mischungsverhältnis des $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Überganges variiert wird. Für die Hypothese $J = 3$ erhält man dagegen eine gute Beschreibung der Daten, wenn für den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang reine $E2$ -Strahlung angenommen wird. Die beste Übereinstimmung erhält man für

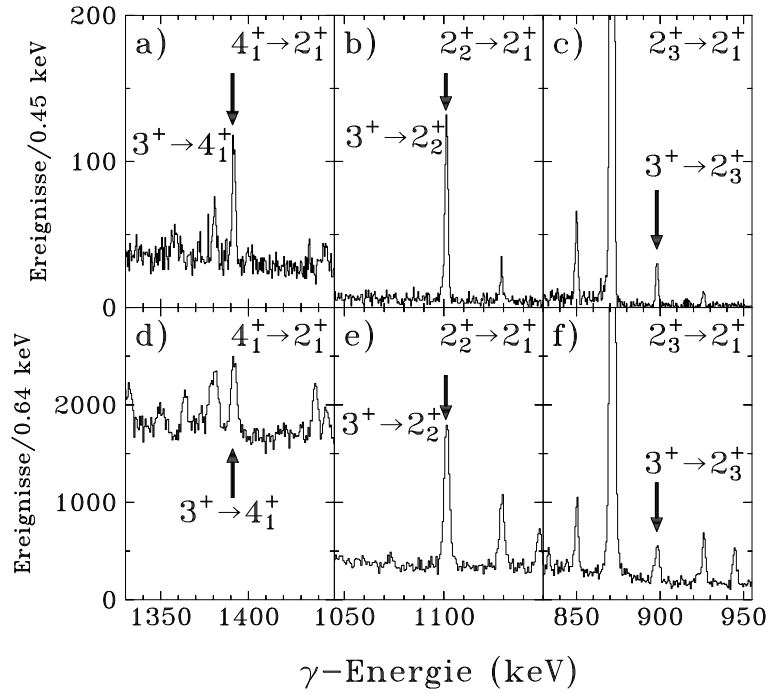


Abbildung 4.9: Relevante Ausschnitte aus den $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-Spektren von ^{94}Mo nach dem β -Zerfall von ^{94m}Tc (oben, a-c) und der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ Reaktion (unten, d-f). Geschnitten wurde auf den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 703 keV Übergang (links, a,d), den $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 993 keV Übergang (mitte, b,e), und den $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ 1196 keV Übergang (rechts, c,f). Die Pfeile markieren den Peak aus dem Zerfall des 3^+ Zustandes bei 2965.3 keV.

ein kleines $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis des $3^+ \rightarrow 4_1^+$ Übergangs von $\delta(3^+ \rightarrow 4_1^+) = -0.08(6)$. Damit ist der Zustand bei 2965.3 keV eindeutig als $J^\pi = 3^+$ Zustand identifiziert und stellt den 3_2^+ Zustand in ^{94}Mo dar.

Über die Winkelkorrelationen konnten auch die $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse der übrigen Zerfallskanäle dieses Zustandes bestimmt werden: Neben dem Zerfall zum 4_1^+ Zustand ist der Zerfall zum 2_2^+ ebenfalls ein nahezu reiner $M1$ -Übergang mit einem Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(3_2^+ \rightarrow 2_2^+) = -0.09(6)$. Der Zerfall zum 2_1^+ hat einen deutlichen $E2$ -Anteil; es ergab sich für diesen Übergang $\delta(3_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.5_{-0.3}^{+0.5}$. Für den Zerfall zum 2_{ms}^+ konnte kein eindeutiges $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Zusätzlich enthält Tabelle 4.3 einen Vergleich der Ergebnisse des β -Zerfalls-Experimentes und der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$: Innerhalb der Fehler findet man in allen Fällen eine gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse. Die Zustandsenergien konnten aus den Singlesspektren des β -Zerfalls-Experimentes mit höherer Genauigkeit bestimmt werden aufgrund der nahezu untergrundfreien Spektren aus dieser Messung. Auch für die relativen Intensitäten wurden wesentlich genauere Werte aus dem β -Zerfalls-Experiment erhalten, da sie aus

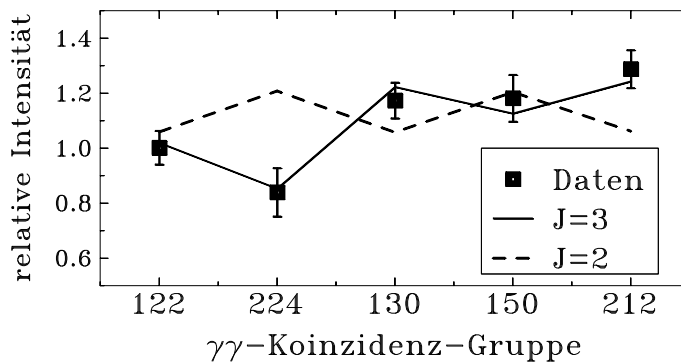


Abbildung 4.10: Bestimmung der Spinquantenzahl $J = 3$ für den Zustand bei 2965 keV. Die Datenpunkte zeigen die gemessenen relativen Intensitäten der 703 keV – 1391 keV Koinzidenz der $J_{2965\text{keV}}^\pi \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ $\gamma\gamma$ -Kaskade für fünf geometrisch unabhängige Koinzidenz-Gruppen des OSIRIS-Würfelspektrometers. Die Koinzidenz-Gruppen sind durch drei Ziffern bezeichnet, die in Einheiten von $\pi/4$ die Winkel der beiden an der Koinzidenz beteiligten Detektoren zur Strahlachse angeben und den Winkel zwischen den Ebenen, die von der Strahlachse und jeweils einer Detektorachse aufgespannt werden. Die Linien zeigen die Fits für die Spinypothesen $J = 2$ und $J = 3$ mit dem Programm CORLEONE. Die gaußsche Breite σ der Verteilung der μ Unterzustände und das Multipol-Mischungsverhältnis δ des Übergangs $J^\pi \rightarrow 4_1^+$ wurden als freie Parameter genommen.

den Singlesspektren mit sehr guter Statistik bestimmt wurden. In der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ war eine Bestimmung der Intensitäten aus den Singlesspektren wegen der hohen Liniendichte nicht möglich, daher wurden diese hier aus dem Schnittspektrum eines den 3_2^+ Zustand fütternden Übergangs mit einer Energie von $E_\gamma = 400.8(10)$ keV von einem Zustand bei einer Energie von 3366.1(10) keV bestimmt. Bei diesem Zustand, der den 3_2^+ füttert, könnte es sich um den in Tabelle 3.8 aufgeführten $J = 3^+, 4$ Zustand bei 3366.4(7) keV handeln. Da jedoch die Winkelkorrelationen des 400.8 keV Zerfalls wegen geringer Statistik keine Spinbestimmung erlauben, kann nicht entschieden werden, ob es sich um den gleichen Zustand handelt. Für die Zerfallsintensitäten des 3_2^+ Zustandes, die aus dem $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment bestimmt wurden, wurde ein Fehler von 20% angenommen, da Winkelverteilungseffekte unberücksichtigt blieben. Ein solcher Effekt braucht im β -Zerfalls-Experiment nicht berücksichtigt zu werden, da die emittierte Strahlung isotrop ist.

In Abschnitt 3.4.4 wurde diskutiert, wie die Lebensdauer des 3_2^+ Zustandes bei 2965.3 keV mit der DSA Methode aus der Analyse der Linienformen der Zerfälle $3_2^+ \rightarrow 4_1^+$ und $3_2^+ \rightarrow 2_2^+$ bestimmt wurde. Dieses Verfahren lieferte eine kurze effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(3_2^+) = 200(30)$ fs. Mit Hilfe der in Abschnitt 3.4.4 eingeführten Fütterungszeit für verzögerte, nicht beobachtete Seitenfütterung von

Tabelle 4.3: γ -Zerfälle des 3^+ Zustandes bei 2965.3 keV. Es sind die Zustände J_f^π angegeben, zu denen der Zustand zerfällt, die Übergangsenergien und relativen γ -Intensitäten. Es sind dabei sowohl die Ergebnisse, die aus den γ -Singlesspektren nach dem β -Zerfall zu ^{94}Mo bestimmt wurden, wie die aus den $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ angegeben. Die $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse sind die aus beiden Experimenten gemittelten Werte. Innerhalb der Fehler stimmen die Ergebnisse beider Messungen gut überein, was zusätzlich beweist, daß die vier beobachteten Übergänge tatsächlich vom gleichen Zustand stammen. Für den Zerfall zum 2_{ms}^+ konnte kein eindeutiges $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden.

J_f^π	E_γ (keV)		I_γ (%)		δ
	β -Zerfall	(α, n)	β -Zerfall	(α, n)	
2_1^+	2094.25(10)	2093.5(10)	36.9(14)	32(6)	$0.5_{-0.3}^{+0.5}$
4_1^+	1391.58(10)	1391.2(3)	63.0(24)	59(12)	-0.08(6)
2_2^+	1101.08(10)	1101.0(3)	100.0(23)	100(20)	-0.09(6)
2_{ms}^+	898.10(10)	897.8(5)	23.0(12)	25(5)	$\left\{ \begin{array}{l} 0.39(25) \\ 2.0_{-0.6}^{+1.2} \end{array} \right.$
0_1^+	(2965.3)		< 0.5		

$\tau_{\text{SF}} = 80(20)$ fs ergab sich für den 3_2^+ Zustand eine Lebensdauer von

$$\tau(3_2^+) = 80(30) \text{ fs.} \quad (4.9)$$

Mit dieser Lebensdauer erhält man mit den in Tabelle 4.3 dargestellten Verzweigungsverhältnissen und $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnissen die in der Spalte „ $\tau_{\text{SF}} = 80$ fs“ von Tabelle 4.4 zusammengestellten Übergangsstärken der Zerfälle des 3_2^+ Zustandes. Dies sind die Werte, die im folgenden verwendet werden und mit den Ergebnissen einer theoretischen Rechnung mit dem IBM-2 verglichen werden.

Aufgrund der Tatsache, daß die Ergebnisse der DSAM-Messung nicht ausreichen, um die Fütterungszeit τ_{SF} mit Sicherheit festzulegen (siehe Abschnitt 3.4.4), werden in der rechten Spalte zusätzlich die Stärken angegeben, die aus der effektiven Lebensdauer berechnet wurden. Diese Ergebnisse stellen also untere Grenzen der Stärken dar.

Die Matrixelemente der $3^+ \rightarrow 4_1^+, 2_2^+$ Zerfälle sind in der Größenordnung eines Kernmagnetonen, wie es nach dem IBM-2 für gemischt-symmetrische Zustände erwartet wird

$$\left| \langle 4_1^+ \parallel M1 \parallel 3_2^+ \rangle \right| = 0.72_{-0.10}^{+0.19} \mu_K \quad (4.10)$$

$$\left| \langle 2_2^+ \parallel M1 \parallel 3_2^+ \rangle \right| = 1.30_{-0.21}^{+0.33} \mu_K. \quad (4.11)$$

Tabelle 4.4: Gemessene Zerfallstärken des 3_2^+ Zustandes bei einer Energie $2965.3(2)$ keV. Da für den Zerfall $3_2^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ kein eindeutiges Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden konnte, sind die Ergebnisse für $\delta(3_2^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+) = 0.39(25)$ (oben) und $\delta(3_2^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+) = 2.0_{-0.6}^{+1.2}$ (unten) angegeben. Die Spalte „ $\tau_{SF} = 80$ fs“ zeigt die Stärken, die aus der Lebensdauer von $\tau(3_2^+) = 80(30)$ fs unter Verwendung der Seitenfütterungszeit bestimmt wurden (vgl. Abschnitt 3.4.4), die rechte Spalte die Stärken, die aus der effektiven Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(3_2^+) = 200(30)$ fs berechnet wurden.

Observable	Einheit	$\tau_{SF} = 80$ fs	$\tau_{SF} = 0$ fs
$B(M1; 3_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_K^2)	$0.010_{-0.006}^{+0.012}$	$0.004_{-0.002}^{+0.005}$
$B(M1; 3_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	(μ_K^2)	$0.074_{-0.019}^{+0.044}$	$0.030_{-0.008}^{+0.018}$
$B(M1; 3_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	(μ_K^2)	$0.24_{-0.07}^{+0.14}$	$0.096_{-0.028}^{+0.056}$
$B(M1; 3_2^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)$	(μ_K^2)	$\begin{cases} 0.09_{-0.03}^{+0.07} \\ 0.021_{-0.014}^{+0.035} \end{cases}$	$\begin{cases} 0.036_{-0.012}^{+0.028} \\ 0.0008_{-0.006}^{+0.014} \end{cases}$
$B(E2; 3_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	< 1.4	< 0.56
$B(E2; 3_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	(W.u.)	< 0.7	< 0.3
$B(E2; 3_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	(W.u.)	$< 4.$	< 1.6
$B(E2; 3_2^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)$	(W.u.)	$\begin{cases} 10_{-8}^{+12} \\ 60_{-22}^{+47} \end{cases}$	$\begin{cases} 4.0_{-3.2}^{+4.8} \\ 24_{-9}^{+19} \end{cases}$
$B(M3; 3_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	$(\mu_K^2 \text{b}^2)$	< 330	< 130

Der $E2$ -Zerfall zum 2_1^+ Zustand soll für einen gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustand schwach kollektiv sein mit einer Stärke von etwa einer Weisskopf-Einheit. Hier besteht das Problem, daß das Multipol-Mischungsverhältnis wegen mangelnder Statistik mit einem großen Fehler behaftet ist. Daher kann nur eine obere Grenze der $E2$ -Stärke von $B(E2; 3_2^+ \rightarrow 2_1^+) < 1.4$ W.u. angegeben werden.

Der Zerfall zum 2_{ms}^+ Zustand ist kollektiv mit einer Stärke von mehreren Weisskopf-Einheiten. Da mehrere mögliche Multipol-Mischungsverhältnisse für diesen Zerfall berechnet wurden, kann kein eindeutiger Wert angegeben werden. Die große $E2$ -Stärke dieses Zerfalls deutet jedoch darauf hin, daß dieser Zustand aus der Vernichtung des symmetrischen Q -Phonons Q_s stammt.

Die Zerfallseigenschaften des 3_2^+ Zustandes sind also konsistent mit der Interpretation dieses Zustandes als Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie [Pie00a, Pie00b], analog zum 1_{sc}^+ Zustand. Im folgenden wird dieser Zustand daher als 3_{ms}^+ bezeichnet. Es handelt sich um die erstmalige eindeutige Identifikation eines solchen Zustandes aus der Messung absoluter Übergangsstärken.

In früheren Messungen mit der Methode der inelastischen Neutronenstreuung ($n, n'\gamma$) an den $N=84$ Kernen ^{142}Ce und ^{144}Nd [Van95, Hic98], die ebenfalls ein Neutronen-Boson besitzen und daher ähnliche Eigenschaften wie das hier untersuchte ^{94}Mo haben sollten, wurden ebenfalls 3^+ Zustände im Energiebereich

Tabelle 4.5: Vergleich der IBM-2 Vorhersagen im U(5)- und O(6)-Limit für die M1-Stärken (in μ_K^2) von gemischt-symmetrischen Zuständen mit den experimentellen Daten von ^{94}Mo . Als Bosonen-g-Faktoren wurden die orbitalen Werte $g_\pi = 1 \mu_K$ und $g_\nu = 0 \mu_K$ verwendet. Zwei verschiedene Cores wurden benutzt: ^{90}Zr mit Protonen-Bosonenzahl $N_\pi = 1$ und ^{100}Sn mit $N_\pi = 4$.

IBM-Core:	^{90}Zr		^{100}Sn		Expt.
	U(5)	O(6)	U(5)	O(6)	
Observable					
$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.36	0.36	0.23	0.30	0.48(6)
$B(M1; 1_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+)$	0	0.08	0	0.16	0.16(1)
$B(M1; 1_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.84	0.84	0.33	0.36	0.43(5)
$B(M1; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.41	0.41	0.16	0.18	$0.24^{+0.14}_{-0.07}$
$B(M1; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.31	0.31	0.12	0.13	$0.074^{+0.044}_{-0.019}$

um 3 MeV identifiziert. Jedoch konnte für keinen dieser Zustände der gemischt-symmetrische Charakter eindeutig geklärt werden, da der gemischt-symmetrische 3^+ Zustand möglicherweise in beiden Kernen fragmentiert.

In Tabelle 4.5 werden die gemessenen erhöhten M1-Stärken der Zerfälle der Zustände gemischter Symmetrie mit den analytischen Vorhersagen des IBM-2 aus [Cos95, Isa86] verglichen. Zum Fit der Übergangsstärken wurde der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \epsilon_\pi \hat{n}_{d_\pi} + \epsilon_\nu \hat{n}_{d_\nu} + \kappa \left(\hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} + \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu} \right)^2 \quad (4.12)$$

verwendet. Für die Rechnung im O(6)-Limit muß $\chi_\pi = \chi_\nu = 0$ gesetzt werden und es gilt $\epsilon_\pi = \epsilon_\nu = 0$. Im U(5)-Limit gilt $\kappa = 0$. Die Vorhersagen des IBM-2 für den 3_{ms}^+ Zustand stimmen gut mit den experimentellen Daten des 3_2^+ Zustandes bei 2965.3 keV überein. Die Annahme, daß dieser Zustand gemischte Symmetrie besitzt, wird unabhängig vom gewählten Core ^{90}Zr oder ^{100}Sn im O(6)-Limit bestätigt [Pie00a]. Für den Core ^{90}Zr besitzt ^{94}Mo $N_\pi = 1$ Protonen-Boson, für den Core ^{100}Sn $N_\pi = 4$ Protonen-Bosonen. Obwohl das U(5)-Limit offenbar aufgrund des in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Anteils von 42(5)% d -Bosonen im Grundzustand von ^{94}Mo nicht geeignet sein sollte, wurden die Rechnungen zu Vergleichszwecken sowohl im U(5)- als auch im O(6)-Limit durchgeführt: Die Tatsache, daß für den 3_{ms}^+ Zustand die experimentell beobachteten Stärken auch im U(5)-Limit gut reproduziert werden können, deutet darauf hin, daß ^{94}Mo einen Übergangskern zwischen diesen beiden dynamischen Symmetrien darstellt.

Abbildung 4.11 zeigt exemplarisch dazu den Vergleich der experimentellen M1-Übergangsstärken des 3_{ms}^+ Zustandes mit den Ergebnissen der Rechnung im O(6)-Limit mit dem Core ^{100}Sn . Man erkennt deutlich die gute Übereinstimmung der im Rahmen des IBM-2 erlaubten M1-Übergänge von den gemischt-symmetrischen Zuständen zu den entsprechenden symmetrischen Zuständen glei-

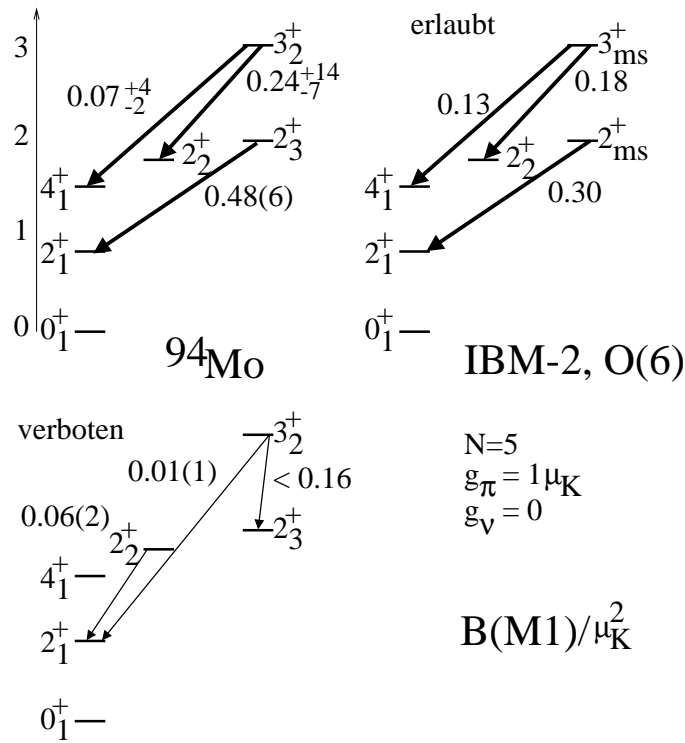


Abbildung 4.11: Vergleich der experimentellen Ergebnisse für die $M1$ -Übergangsstärken mit den Ergebnissen der theoretischen Rechnung mit dem IBM-2 im $O(6)$ -Limit für den Core ^{100}Sn mit vier Protonenbosonen und einem Neutronenboson.

cher Phononenzahl. Andererseits veranschaulicht Abbildung 4.11, daß die im IBM-2 verbotenen $M1$ -Übergänge im Experiment eine deutlich geringere Stärke aufweisen: Beispielsweise soll der $3_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall, der aus der Vernichtung des antisymmetrischen Q -Phonons stammt, nach dem IBM-2 reinen $E2$ -Charakter besitzen. Experimentell wurde tatsächlich nur eine geringe $M1$ -Beimischung von $B(M1, 3_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.01(1)\mu_K^2$ gefunden, was ebenfalls den gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Charakter des 3_2^+ Zustandes beweist.

In Abbildung 4.12 ist das Zerfallsverhalten des 3_{ms}^+ Zustandes zusammenfassend dargestellt: Man erkennt deutlich die relativ starken $M1$ -Übergänge zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen-Zuständen, den unter der Voraussetzung reiner $E2$ -Strahlung schwach kollektiven Zerfall zum 2_1^+ Zustand mit einer oberen Grenze für die $E2$ -Stärke von 1.4 W.u. und den starken Zerfall zum Ein- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie, dem 2_{ms}^+ Zustand.

Es muß noch überprüft werden, ob es weitere Zustände mit $J^\pi = 3^+$ in ^{94}Mo um 3 MeV gibt, die möglicherweise mit dem 3_{ms}^+ Zustand mischen. Bei 2805.8(7) keV ist ein Zustand mit $J^\pi = 2^+, 3^+$ bekannt [NDS92]. Dieser Zustand konnte hier bei einer Energie von 2805.0(3) keV gefunden werden. Über eine Messung der Winkelkorrelationen in der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ konnte

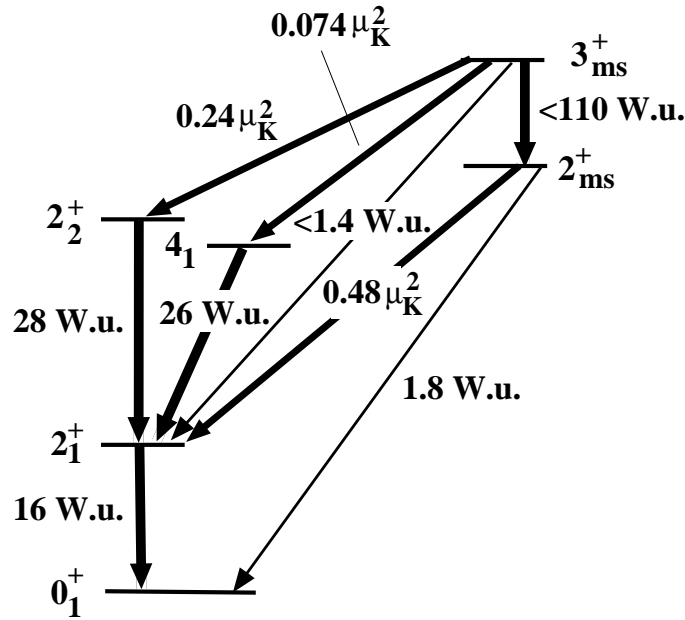


Abbildung 4.12: Zerfallsverhalten des 3_{ms}^+ Zustandes mit den experimentell bestimmten Übergangsstärken: Die $M1$ -Übergangsstärken sind in μ_K^2 angegeben, die $E2$ -Stärken in Weisskopf-Einheiten (W.u.). Das Zerfallsverhalten zeigt klar den gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Charakter.

diesem aus allen drei Zerfallskanälen zum 2_1^+ , 4_1^+ und 2_2^+ Zustand eindeutig Spin $J = 3$ zugeordnet werden. Einen Hinweis auf die positive Parität liefern die Multipol-Mischungsverhältnisse der Zerfälle zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen von $\delta(3_1^+ \rightarrow 2_2^+) = 2.2_{-0.5}^{+0.7}$ beziehungsweise $\delta(3_1^+ \rightarrow 4_1^+) = 7.6_{-2.1}^{+4.7}$. Hätte der Zustand negative Parität, so würden diese Multipol-Mischungsverhältnisse auf eine große $M2$ -Komponente bei $M2/E1$ gemischten Übergängen hindeuten, was relativ unwahrscheinlich ist. Es handelt sich damit um den 3_1^+ Zustand. Allerdings findet sich keine Doppler-Verschiebung der Zerfälle. Da kein starker fütternder Übergang vorhanden ist, besitzt der 3_1^+ Zustand eine wesentlich längere Lebensdauer als der 3_{ms}^+ Zustand und zerfällt daher praktisch ausschließlich erst nachdem der Kern im Target abgestoppt wurde. Eine Auswertung mit DSAM lieferte eine untere Grenze der Lebensdauer von $\tau(3_1^+) > 1000$ fs. Dies spricht dagegen, daß die Wellenfunktion dieses Zustandes gemischt-symmetrische Anteile besitzt, da sonst ein kollektives Verhalten und damit eine kürzere Lebensdauer erwartet wird.

Wie die $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse zeigen, besitzen die Zerfälle $3_1^+ \rightarrow 2_2^+, 4_1^+$ überwiegenden $E2$ -Charakter. Aus den experimentellen Daten für den 3_1^+ Zustand können obere Grenzen für die $M1$ -Übergangsstärken zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen, dem 2_2^+ und dem 4_1^+ , bestimmt

werden von

$$B(M1; 3_1^+ \rightarrow 4_1^+) < 0.00062 \mu_K^2, \quad (4.13)$$

$$B(M1; 3_1^+ \rightarrow 2_2^+) < 0.0050 \mu_K^2. \quad (4.14)$$

Diese Ergebnisse sprechen klar dagegen, daß der 3_1^+ Zustand deutlich mit dem 3_{ms}^+ Zustand mischt.

Über Zerfallskanäle zum 2_1^+ und zum 2_2^+ Zustand wurde in der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ bei 3082.5(6) keV ein weiterer Zustand identifiziert. Nach [NDS92] ist bei 3083.6(20) keV ein Zustand mit Spin $J^\pi = (2^+)$ bekannt, der einen Zerfall zum 2_1^+ zeigt. Die Tatsache, daß in der hier vorgestellten Arbeit der stärkste Zerfallskanal der zum 2_1^+ ist, deutet darauf hin, daß es sich um den gleichen Zustand handelt. Die Winkelkorrelationen der Zerfälle deuten jedoch hier auf einen Zustand mit Spin $J^\pi = (3^+)$ hin, wobei mangelnde Statistik eine eindeutige Festlegung verhindert. Mit DSAM wurde die effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}=1200(300)$ fs bestimmt, das bedeutet, daß der Zustand eine deutlich geringere Kollektivität besitzt als die Zustände gemischter Symmetrie im Energiebereich um 3 MeV. Unter der Annahme der Fütterungszeit von $\tau_{SF}=80$ fs in Analogie zum 2_{ms}^+ Zustand erhält man eine Lebensdauer von

$$\tau(3_3^+) = 750(200) \text{ fs}. \quad (4.15)$$

Der Zerfall zum 2_2^+ besitzt 19.1(52)% der Stärke des Zerfalls zum 2_1^+ Zustand. Es konnte ein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta((3_3^+) \rightarrow 2_2^+) = 0.09(5)$ bestimmt werden, das bedeutet, daß der Zerfall praktisch ausschließlichen $M1$ -Charakter besitzt. Aufgrund der relativ langen Lebensdauer erhält man jedoch nur eine geringe $M1$ -Übergangsstärke zum 2_2^+ Zustand von

$$B(M1; (3_3^+) \rightarrow 2_2^+) = 0.0066(30) \mu_K^2, \quad (4.16)$$

was gegen eine Interpretation als gemischt-symmetrischen Zustand spricht, oder für eine nur sehr geringe Beimischung gemischt-symmetrischer Anteile in der Wellenfunktion, zumal kein Zerfallskanal zum 4_1^+ Zustand beobachtet werden konnte. Auch das Multipol-Mischungsverhältnis des Zerfalls zum 2_1^+ Zustand von $\delta((3_3^+) \rightarrow 2_1^+) = -0.01(6)$ widerspricht einem gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustand.

Bei 3162.9(7) keV konnte ein Zustand gefunden werden, der auch in [NDS92] bei einer Energie von 3163.3(3) keV aufgeführt ist, wobei kein Spin angegeben ist. Die Winkelkorrelationsauswertung der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Messung für den Zerfall zum 2_1^+ deutet auf einen $J^\pi = (3^+)$ Zustand hin, sodaß der Zustand einen Kandidaten für den 3_4^+ Zustand darstellt. Die positive Parität wurde angenommen, da der einzige beobachtete Zerfallskanal zum 2_1^+ Zustand ein Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta((3_4^+) \rightarrow 2_1^+) = 0.17(4)$ besitzt. Für einen $3^- \rightarrow 2^+$ Übergang würde man unter der Voraussetzung, daß $E1$ -, $M1$ - und $E2$ -Strahlung

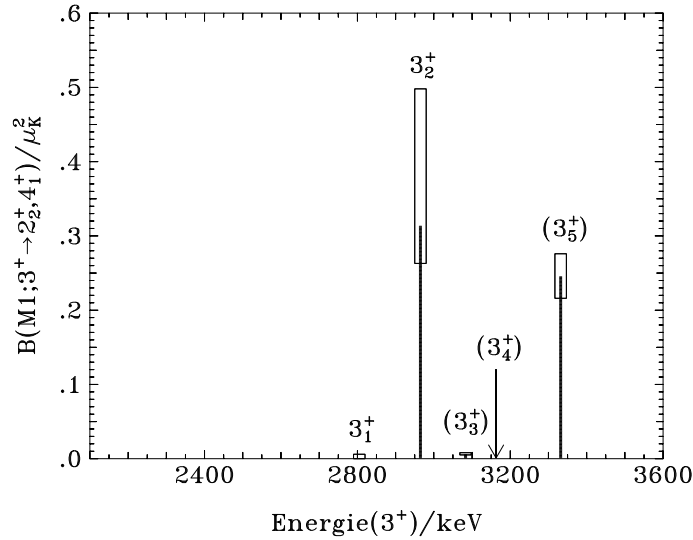


Abbildung 4.13: $M1$ -Übergangsstärken der beobachteten 3^+ Zustände in ^{94}Mo zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen. Für den 3_1^+ und den 3_2^+ Zustand ist die aufsummierte Stärke der $3^+ \rightarrow 4_1^+$, $3^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfälle dargestellt, da diese beide Zerfallskanäle aufweisen. Der (3_4^+) Zustand besitzt keine beobachtbaren Zerfallskanäle zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen.

dominiert, $\delta(3^- \rightarrow 2^+) = 0$ erwarten, da die kurze Lebensdauer einer $M2$ -Beimischung widerspricht: Es ergibt sich eine effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}} = 178(30)$ fs, die auf eine kollektive Anregung hinweist. Allerdings handelt es sich bei dem (3_4^+) Zustand offenbar nicht um ein Fragment eines Zwei- Q -Phononen Zustandes gemischter Symmetrie, da der Zerfall zum 2_1^+ einen großen $M1$ -Anteil besitzt. Zudem konnten keine Zerfälle zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen beobachtet werden.

Ein Kandidat für den 3_5^+ Zustand wurde bei 3332.2(7) keV identifiziert, wobei der Spin nicht mit Sicherheit angegeben werden kann. Bei dieser Energie war bisher kein Zustand bekannt. Der Zustand besitzt eine kurze effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(3_5^+) = 137(20)$ fs. Mit der Fütterungszeit von $\tau_{SF} = 80$ fs erhält man eine Lebensdauer von

$$\tau(3_5^+) = 42(10) \text{ fs.} \quad (4.17)$$

Der (3_5^+) Zustand zerfällt ausschließlich zum 4_1^+ Zustand, wobei der betreffende Übergang offenbar überwiegenden $M1$ -Charakter hat: Es ergibt sich ein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisses von $\delta((3_5^+) \rightarrow 4_1^+) = -0.10(3)$. Dieser von Null verschiedene Wert liefert zusammen mit der kurzen Lebensdauer einen Hinweis auf die positive Parität. Es kann eine $M1$ -Stärke für den Zerfall zum 4_1^+ von

$$B(M1; (3_5^+) \rightarrow 4_1^+) = 0.246(60) \mu_K^2 \quad (4.18)$$

berechnet werden, die damit in der gleichen Größenordnung liegt wie die $M1$ -Stärke des $3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls. Es ist daher möglich, daß die Wellenfunktion des

(3_5^+) Zustandes gemischt-symmetrische Komponenten enthält. Da jedoch weder ein Zerfall zum 2_2^+ noch der für einen gemischt-symmetrischen Zustand charakteristische schwach kollektive $E2$ -Übergang zum 2_1^+ Zustand beobachtet werden konnten, kann aus den vorliegenden Daten nicht geklärt werden, inwieweit dieser Zustand tatsächlich ein Fragment des gemischt-symmetrischen 3^+ Zwei- Q -Phononen Zustandes darstellt, zumal der Spin und die Parität nicht eindeutig festgelegt werden konnten.

Abbildung 4.13 zeigt zur Veranschaulichung des Zerfallsverhaltens der tiefliegenden 3^+ Zustände die $M1$ -Übergangsstärken zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononenzuständen, dem 4_1^+ und dem 2_2^+ Zustand. Der 3_1^+ und der 3_2^+ Zustand zerfallen zu beiden symmetrischen Zuständen, deshalb ist in diesen Fällen die aufsummierte Stärke aus den Zerfällen dargestellt. Hier wird nochmals deutlich, daß der 3_2^+ Zustand der einzige der tiefliegenden 3^+ Zustände um 3 MeV ist, der, abgesehen vom nicht eindeutig auswertbaren (3_5^+), einen starken $M1$ -Übergang zu beiden symmetrischen Zwei- Q -Phononen-Zuständen besitzt.

4.1.4 Der Zwei- Q -Phononen 2^+ Zustand gemischter Symmetrie

Ein Kandidat für das $J^\pi = 2^+$ Mitglied des Multipletts von Zwei- Q -Phononen-Zuständen gemischter Symmetrie ist der 2_6^+ Zustand, der im β -Zerfalls-Experiment bei einer Energie von 2870.0(2) keV gefunden wurde, in der Fusions-Verdampfungs-Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ bei 2870.2(5) keV. In früheren (p,p')- und (α, α')-Messungen [NDS92] wurde bei 2868(5) keV ein $J^\pi = 2^+$ Zustand identifiziert, zu dem allerdings keine γ -Übergänge beobachtet wurden. In weiteren Experimenten ([NDS92] und enthaltene Referenzen) wurde bei 2870.2(3) keV ein Zustand beobachtet, dem $J^\pi = (2^+)$ zugeordnet wurde und der einen Zerfall zum 2_2^+ zeigt. Offenbar handelt es sich hierbei um denselben Zustand: Sowohl im β -Zerfalls-Experiment als auch in der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ konnten γ -Übergänge zum Grundzustand, zum 2_1^+ , zum 2_2^+ und zum 2_{ms}^+ identifiziert werden, wobei der Zerfall zum 2_2^+ Zustand die größte Intensität besitzt. Eine mögliche Linie aus dem Zerfall zum 4_1^+ Zustand ist im (α, n)-Experiment kontaminiert mit einem Zerfall zum (4_1^-) Zustand, sodaß nur eine obere Grenze für das entsprechende Zerfallsverzweungsverhältnis bestimmt werden kann. Dieser Übergang konnte auch im β -Zerfalls-Experiment nicht eindeutig identifiziert werden, da in den Singlespektren bei der entsprechenden Energie ein Multiplett von Linien liegt. In den Schnittspektren ist die Statistik zu gering, um eine Linie festlegen zu können. Abbildung 4.14 zeigt Ausschnitte aus den Schnittspektren auf den $2_2 \rightarrow 2_1^+$ Übergang (links) und den $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang (rechts), in denen die Linien aus den Zerfällen des 2_6^+ Zustandes deutlich zu erkennen sind.

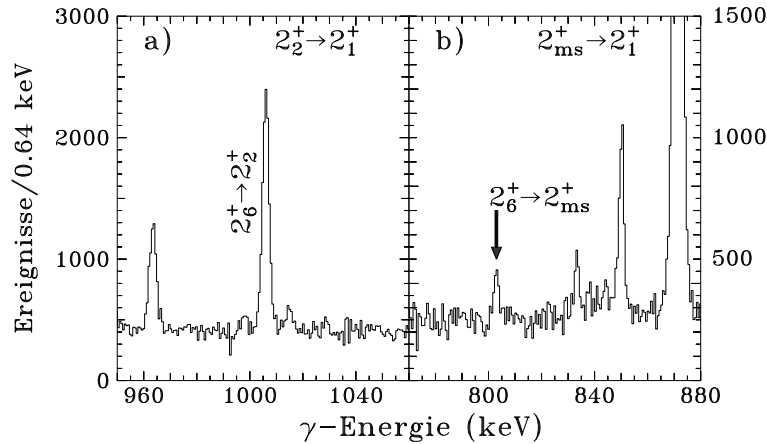


Abbildung 4.14: Ausschnitte aus den Schnittspektren auf den $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang (links) und den $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang (rechts) aus dem $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment. Die Linie aus dem $2_6^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfall bei 1005.5 keV beziehungsweise dem $2_6^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ Zerfall bei 802.6 keV sind markiert.

Tabelle 4.6: *Relative Zerfallsverzweigungsverhältnisse des 2_6^+ Zustandes. Die mittlere Spalte zeigt die Ergebnisse aus den Singlesspektren des β -Zerfalls-Experiments, die rechte Spalte die Ergebnisse des (α,n) -Experiments aus dem Schnitt-Spektrum auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 871 keV Zerfall. Für die Ergebnisse des (α,n) -Experiments wurde aufgrund von nicht berücksichtigten Winkelkorrelationseffekten ein Fehler von 20% angenommen. Der Zerfall zum 4_1^+ konnte im β -Zerfalls-Experiment aufgrund eines Multipletts von Linien bei dieser Energie nicht eindeutig beobachtet werden. Im (α,n) -Experiment ist eine mögliche Linie aus dem $2_6^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfall kontaminiert, es kann daher für diesen Zerfall nur eine obere Grenze angegeben werden.*

	I_γ (%) β -Zerfall	I_γ (%) $^{91}\text{Zr}(\alpha,n)^{94}\text{Mo}$
$2_6^+ \rightarrow 0_1^+$	17.3(5)	–
$2_6^+ \rightarrow 2_1^+$	13.1(6)	<13
$2_6^+ \rightarrow 4_1^+$	<3.0	–
$2_6^+ \rightarrow 2_2^+$	100.0(36)	100(20)
$2_6^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$	26.2(15)	35.3(71)

Tabelle 4.6 enthält einen Vergleich der Zerfallsverzweigungsverhältnisse, die aus den hier durchgeführten Messungen bestimmt wurden. Die gute Übereinstimmung der aus den verschiedenen Experimenten bestimmten Anregungsenergie sowie die Übereinstimmung der Zerfallsverzweigungsverhältnisse innerhalb der Meßfehler für den Zustand bei 2870 keV beweist, daß in den Experimenten derselbe Zustand beobachtet wurde.

Aufgrund des Zerfallsverhaltens kann der Spin und die Parität $J^\pi = 2^+$ des Zustandes bestätigt werden: Spin $J = 3, 4$ sind wegen des Grundzustandsübergangs ausgeschlossen, wenn davon ausgegangen wird, daß hier nur $E1$ -, $M1$ - und $E2$ -Übergänge beobachtet werden. Die relativ starken Zerfälle zum 0_1^+ Grundzustand, 2_1^+ und 2_2^+ Zustand sprechen für die positive Parität.

Über eine Analyse der Winkelkorrelationen der Zerfälle zum 2_2^+ und zum 2_{ms}^+ konnte der Spin $J = 2$ zusätzlich bestätigt werden. Abbildung 4.15 zeigt den Fit mit der Hypothese $J = 2$ an die experimentell bestimmten relativen Intensitäten der einzelnen Winkelkorrelationsgruppen mit dem Programm CORLEONE [Cor95]. Die gaußsche Breite σ der Verteilung der μ Unterzustände und das Multipol-Mischungsverhältnis δ des Übergangs $J^\pi \rightarrow 2_2^+$ wurden als freie Parameter genommen. Tabelle 4.7 enthält die für die Zerfälle des 2_6^+ Zustandes bei 2870.0 keV bestimmten $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse. Für den Zerfall zum 2_1^+ Zustand konnte wegen zu geringer Statistik kein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden. Der Zerfall zum 2_2^+ Zustand ist offensichtlich ein nahezu reiner $M1$ -Übergang, wie es für den Zerfall eines gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustandes zum symmetrischen Zwei-

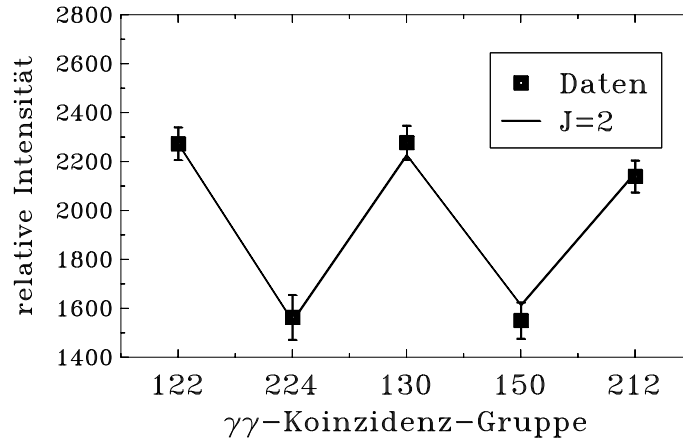


Abbildung 4.15: Bestimmung der Spinquantenzahl $J = 2$ für den Zustand bei 2870 keV. Die Datenpunkte zeigen die gemessenen relativen Intensitäten der 993 keV – 1005 keV Koinzidenz der $J_{2870\text{keV}}^\pi \rightarrow 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ $\gamma\gamma$ -Kaskade für fünf geometrisch unabhängige Koinzidenz-Gruppen des OSIRIS-Würfelspektrometers. Die Koinzidenz-Gruppen sind wie in Abbildung 4.10 durch drei Ziffern bezeichnet, die in Einheiten von $\pi/4$ die Winkel der beiden an der Koinzidenz beteiligten Detektoren zur Strahlachse angeben und den Winkel zwischen den Ebenen, die von der Strahlachse und den Detektorenachsen aufgespannt werden. Die Linie zeigt den Fit für die Spinhypothese $J = 2$ an.

Q -Phononen Zustand erwartet wird.

Die Lebensdauer des 2_6^+ Zustandes wurde mit der DSA Methode bestimmt. Der Zerfall zum 2_2^+ Zustand war nahezu vollständig doppler-verschoben und wurde für die DSAM-Auswertung verwendet. Abbildung 4.16 zeigt dazu die Schnittspektren auf den $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang für alle Koinzidenzen mit den beiden Detektoren unter einem Vorwärtswinkel von 45 Grad zur Strahlachse, unter einem Rückwärtswinkel von 135 Grad und zum Vergleich das Spektrum aller Koinzidenzen unter 90 Grad ohne Doppler-Verschiebung des $2_6^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfalls. Analog zur Lebensdauerbestimmung des 3_{ms}^+ Zustandes wurde die Annahme einer Fütterungszeit von $\tau_{\text{SF}} = 80$ fs für verzögerte, unbeobachtete Fütterung gemacht. Es ergab sich auf diese Weise eine Lebensdauer von

$$\tau(2_6^+) = 100(20) \text{ fs.} \quad (4.19)$$

Zum Vergleich wurde die Lebensdauer zusätzlich unter der Annahme prompter Fütterung berechnet. Es ergab sich damit eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(2_6^+) = 220(30) \text{ fs} \quad (4.20)$$

als eine obere Grenze. Da kein den 2_6^+ Zustand bevölkernder Übergang beobachtet wurde, konnte keine direkte Bestimmung der Lebensdauer aus dem Schnitt auf einen bevölkernden Zerfall durchgeführt werden.

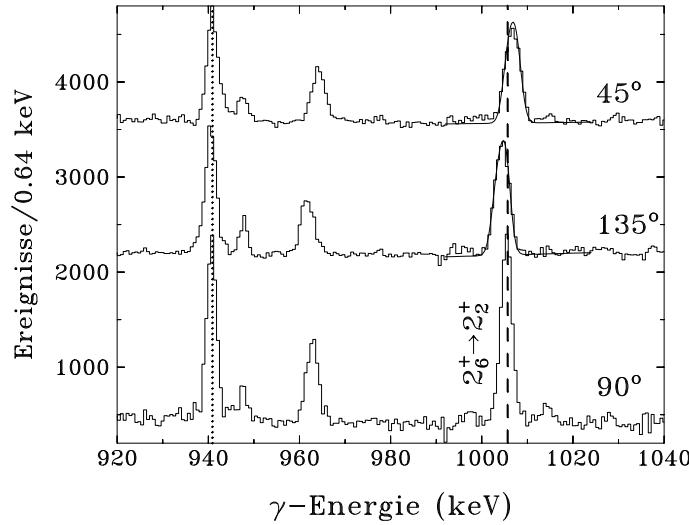


Abbildung 4.16: Doppler-Verschiebung des $2_6^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls bei 1005.5 keV, in Koinzidenz mit der unverschobenen Linie aus dem Zerfall des 2_2^+ Zustandes zum 2_1^+ Zustand unter Winkeln von 45 Grad und 135 Grad. Das untere Spektrum zeigt zum Vergleich die unverschobene Linie, beobachtet unter 90 Grad zur Strahlachse. Die eingezeichneten Kurven zeigen die gerechneten Linienformen unter Verwendung einer Fütterungszeit von $\tau_{SF} = 80$ fs und einer Lebensdauer des Zustandes von $\tau(2_6^+) = 100$ fs.

Tabelle 4.7: $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnisse und Übergangsstärken der Zerfälle des 2_6^+ Zustandes bei 2870 keV. Da für den Zerfall zum 2_1^+ Zustand kein Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden konnte, sind jeweils die oberen Grenzen unter der Annahme reiner $M1$ - beziehungsweise reiner $E2$ -Strahlung angegeben. Die angegebene obere Grenze für die $E2$ -Stärke des $2_6^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls wurde für ein maximales δ von $\delta(2_6^+ \rightarrow 2_2^+) = -0.08$ berechnet. Angegeben sind sowohl die Stärken, die aus der Lebensdauer von $\tau(2_6^+) = 100(20)$ fs unter Zuhilfenahme der Fütterungszeit von $\tau_{SF} = 80$ fs berechnet wurden, wie auch als untere Grenzen für die Stärken die aus der effektiven Lebensdauer bestimmten Werte ($\tau_{SF} = 0$).

E_γ (keV)	J_f^π	δ	$B(M1; 2_6^+ \rightarrow J_f^\pi)$ (μ_K^2)		$B(E2; 2_6^+ \rightarrow J_f^\pi)$ ($e^2\text{fm}^4$)	
			$\tau_{SF} = 80$ fs	$\tau_{SF} = 0$ fs	$\tau_{SF} = 80$ fs	$\tau_{SF} = 0$ fs
2870.0(2)	0_1^+	0	0	0	4.5(17)	2.05(77)
1998.9(2)	2_1^+	-	<0.0077	<0.0035	<27.9	<12.7
1295.6(10)	4_1^+	-	0	0	<43	<20
1005.5(1)	2_2^+	-0.03(5)	0.35(11)	0.159(50)	<55.9	<25.4
802.6(2)	2_{ms}^+	$-0.35^{+0.48}_{-0.68}$	$0.16^{+0.08}_{-0.12}$	$0.07^{+0.04}_{-0.05}$	410^{+2230}_{-390}	190^{+1000}_{-180}

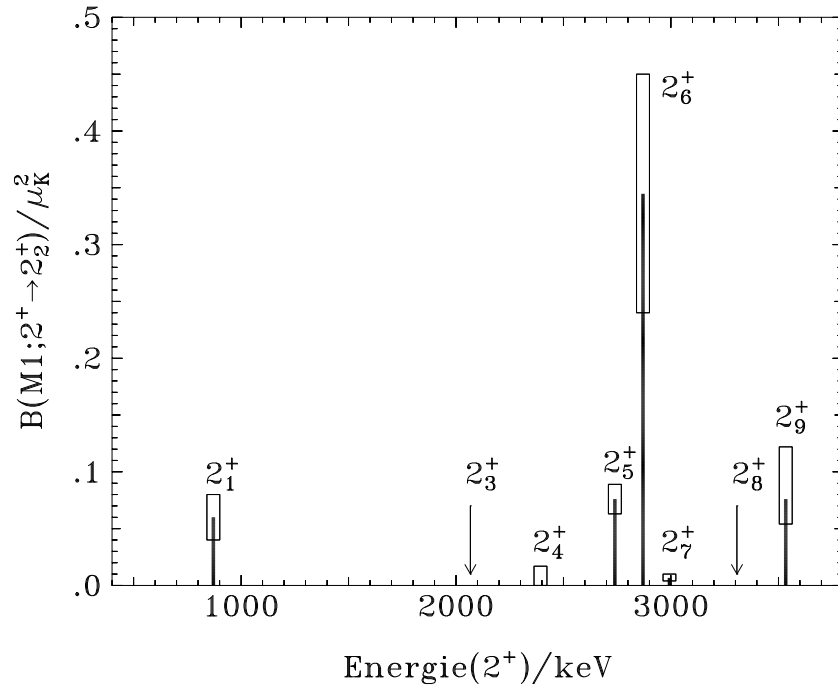


Abbildung 4.17: $M1$ -Übergangsstärken der tiefliegenden 2^+ Zustände zum 2_2^+ Zustand, dem symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustand. Ein deutlicher Hinweis auf die gemischte Symmetrie des 2_6^+ Zustandes ist die Tatsache, daß dieser Zustand den stärksten $M1$ -Übergang zum 2_2^+ aller beobachteten 2^+ Zustände besitzt. Für den 2_3^+ (den 2_{ms}^+) und den 2_8^+ Zustand konnten keine Zerfälle zum 2_2^+ Zustand nachgewiesen werden. Die energetischen Lagen dieser beiden Zustände sind gekennzeichnet.

Mit der Lebensdauer von $\tau(2_6^+) = 100(30)$ fs und den in Tabelle 4.7 aufgeführten $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnissen erhält man die in Tabelle 4.7 in den mit „ $\tau_{SF} = 80$ fs“ gekennzeichneten Spalten zusammengestellten Übergangsstärken der Zerfälle des 2_6^+ Zustandes zu tieferen Zuständen. Analog zur Auswertung des 3_{ms}^+ Zustandes werden diese Werte zu einem Vergleich mit theoretischen Rechnungen mit dem IBM-2 herangezogen. Zusätzlich wurden auch für den 2_6^+ Zustand die Zerfallsstärken aus der effektiven Lebensdauer von $\tau_{eff}(2_6^+) = 220(30)$ fs zu Vergleichszwecken berechnet, da wie im Abschnitt 3.4.4 beschrieben wurde, die Fütterungszeit τ_{SF} nicht mit Sicherheit festgelegt werden konnte. Diese Werte für die Übergangsstärken stellen wie beim 3_{ms}^+ eine untere Grenze dar. Diese Ergebnisse sind in den mit „ $\tau_{SF} = 0$ fs“ bezeichneten Spalten von Tabelle 4.7 zusammengestellt.

Es fällt auf, daß der Zerfall zum 2_2^+ , dem symmetrischen Zwei-Phononen-Zustand, eine relativ starke $M1$ -Komponente enthält: Es ergibt sich ein Übergangsmatrixelement von $\langle 2_2^+ || M1 || 2_6^+ \rangle = 1.32(20)\mu_K$, was ein Hinweis auf den gemischt symmetrischen Charakter des 2_6^+ Zustandes ist: Wie ein Vergleich der $M1$ -Stärken der Übergänge aller tiefliegenden 2^+ Zustände zum 2_2^+ Zustand zeigt, besitzt der 2_6^+ Zustand den stärksten $M1$ -Übergang zum 2_2^+ aller beobachteten

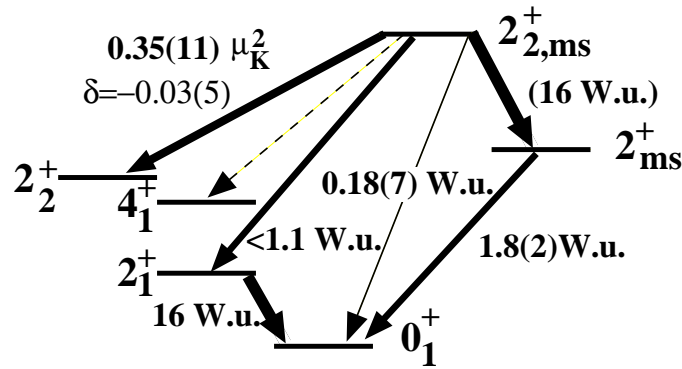


Abbildung 4.18: Zerfallsverhalten des 2_6^+ Zustandes bei 2870.0 keV, das deutlich auf einen Zwei- Q -Phononen-Zustand gemischter Symmetrie hinweist: Es findet sich ein starker $M1$ -Übergang zum 2_2^+ , dem symmetrischen Zwei- Q -Phononen-Zustand, daneben ein möglicherweise schwach kollektiver $E2$ -Übergang zum 2_1^+ Zustand in Analogie zum Zerfall des 2_{ms}^+ zum Grundzustand. Unter der Annahme reiner $E2$ -Strahlung besitzt der $2_6^+ \rightarrow 2_{ms}^+$ Übergang eine zum $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang vergleichbare Stärke.

2^+ Zustände. Abbildung 4.17 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, daß die Wellenfunktionen des 2_5^+ und des 2_9^+ Zustandes ebenfalls gemischt-symmetrische Komponenten besitzen, da auch diese Zustände relativ starke $M1$ -Übergänge zum 2_2^+ Zustand zeigen. Für den 2_3^+ , also den 2_{ms}^+ Zustand, und den 2_8^+ Zustand bei 3307.6 keV konnten keine Zerfallskanäle zum 2_2^+ Zustand beobachtet werden. Der im β -Zerfalls-Experiment beobachtete 2_{10}^+ Zustand bei 3792.8 keV konnte im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment nicht eindeutig identifiziert werden, daher liegt für diesen keine Information über die Lebensdauer vor. Das Zerfallsverhalten des 2_6^+ Zustandes charakterisiert diesen Zustand eindeutig als Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie [Fra00]: Wie in Abbildung 4.18 verdeutlicht wird, besitzt der 2_6^+ einen Zerfallszweig zum 2_1^+ Zustand, für den allerdings kein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden konnte. Es kann daher nur eine obere Grenze der $E2$ -Übergangsstärke von $B(E2, 2_6^+ \rightarrow 2_1) < 1.1 \text{ W.u.}$ angegeben werden. Für den Fall reiner $E2$ -Strahlung handelt es sich bei diesem Zerfall um einen schwach kollektiven $E2$ -Übergang in Analogie zum $2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang, der aus der Vernichtung des antisymmetrischen Q -Phonons resultiert. Zudem wurde ein starker Übergang zum 2_{ms}^+ Zustand gefunden, der unter der Annahme reiner $E2$ -Strahlung einen kollektiven $E2$ -Übergang darstellt. Dies deutet auf einen Zwei- Q -Phononen-Zustand hin. Die gemischte Symmetrie ergibt sich, wie oben gezeigt, aus dem starken $M1$ -Übergang zum 2_2^+ Zustand, dem symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustand.

Auch für den 2^+ Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie, im Folgenden mit $2_{2,ms}^+$ bezeichnet, kann ein Vergleich mit Ergebnissen einer Rechnung mit dem IBM-2 im $O(6)$ -Limit durchgeführt werden. Die rechte Spalte von Tabelle 4.8 zeigt die Vorhersagen des analytisch lösbaren dynamischen $O(6)$ -Limits

Tabelle 4.8: Gemessene $M1$ - und $E2$ -Übergangsstärken des $2_{2,\text{ms}}^+$ Zustandes in ^{94}Mo bei einer Anregungsenergie von 2870 keV. Die rechte Spalte zeigt schematische Vorhersagen des dynamischen $O(6)$ -Limits des IBM-2, wobei der Core ^{100}Sn und die im Text genannten Bosonen- g -Faktoren und effektiven Ladungen benutzt wurden.

Observable	Einheit	Expt.	IBM-2
$B(M1; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_K^2)	< 0.0077	0
$B(M1; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+)$	(μ_K^2)	0.35(11)	0.100
$B(M1; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)$	(μ_K^2)	$0.16^{+0.08}_{-0.12}$	0
$B(E2; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+)$	(W.u.)	0.177(67)	0
$B(E2; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	< 1.1	0.626
$B(E2; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 4_1^+)$	(W.u.)	< 1.7	0
$B(E2; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+)$	(W.u.)	< 2.2	0
$B(E2; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_3^+)$	(W.u.)	16^{+88}_{-15}	16.9

des IBM-2 für den $2_{2,\text{ms}}^+$ Zustand, wobei analog zur Rechnung für den 3_{ms}^+ Zustand der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \kappa \left(\hat{Q}_\pi^{\chi_\pi=0} + \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu=0} \right)^2 \quad (4.21)$$

sowie die effektiven Ladungen $e_\pi = 9 \text{ efm}^2$ und $e_\nu = 0 \text{ efm}^2$ benutzt wurden. Die Vorhersagen der $M1$ -Stärken sind parameterfrei, in dem Sinne, daß die freien orbitalen Werte $g_\pi = 1 \mu_K$ und $g_\nu = 0 \mu_K$ für die Bosonen- g -Faktoren benutzt wurden.

Wie Tabelle 4.8 zeigt, reproduziert das IBM-2 im dynamischen $O(6)$ -Limit die experimentell bestimmten Zerfallsstärken des 2_6^+ Zustandes unter der Annahme eines Zwei- Q -Phononen Zustandes gemischter Symmetrie qualitativ. Die $M1$ -Stärke des $2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls wird jedoch vom IBM-2 deutlich geringer vorhergesagt als beobachtet. Trotzdem werden einige der aufgeführten Zerfallsstärken durch das IBM-2 im $O(6)$ -Limit beschrieben: Mit Ausnahme des $2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfalls wurden nur geringe $M1$ - beziehungsweise $E2$ -Übergangsstärken für die nach den d -Paritäts-Auswahlregeln [Pie98d] verbotenen Übergänge beobachtet: Beispielweise ist der $M1$ -Übergang vom $2_{2,\text{ms}}^+$ zum 2_1^+ Zustand nach den d -Paritäts-Auswahlregeln verboten. Dieser Übergang soll vielmehr einen schwach kollektiven $E2$ -Übergang aus der Vernichtung des antisymmetrischen Quadrupol-Phonons Q_{ms} darstellen, wie von der Rechnung im IBM-2 vorhergesagt wird. Ebenfalls d -paritätsverboten ist der $2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+$ $E2$ -Übergang. Hierfür konnte experimentell eine relativ kleine obere Grenze von $B(E2; 2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+) < 2.2 \text{ W.u.}$ bestimmt werden. Auch der wahrscheinlich kollektive $2_{2,\text{ms}}^+ \rightarrow 2_3^+$ Zerfall aus der Vernichtung des symmetrischen Quadrupol-Phonons Q_s wird theoretisch vorhergesagt. Damit kann der 2_6^+ Zustand als Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie

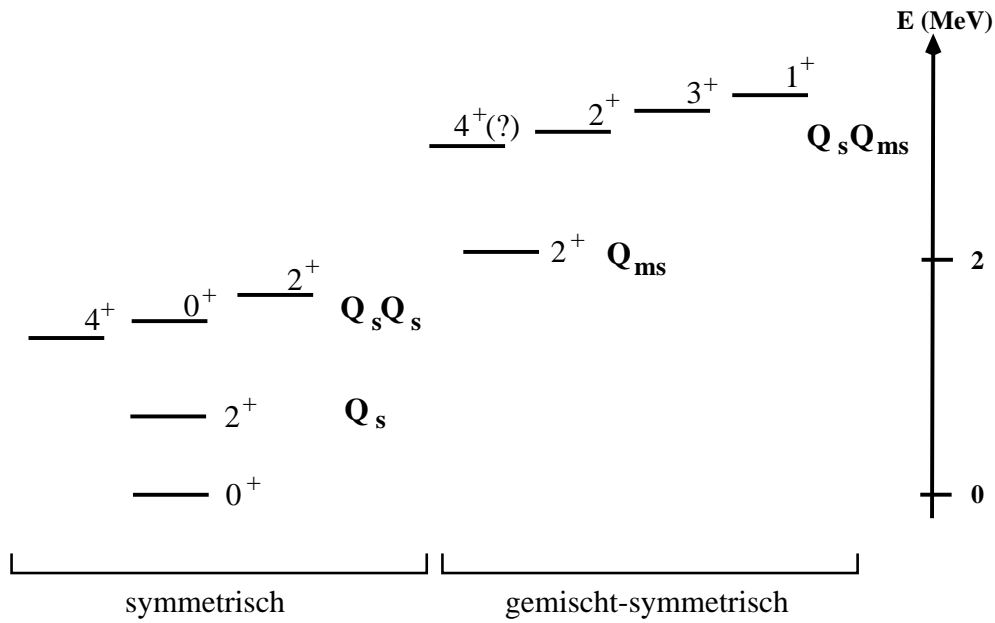


Abbildung 4.19: Zusammenstellung der in dieser Arbeit identifizierten Zustände gemischter Symmetrie im Vergleich mit den symmetrischen Ein- und Zwei- Q -Phononen Zuständen. Die Q -Phononen Struktur der Zustände ist jeweils angegeben.

charakterisiert werden.

Abschließend soll in Abbildung 4.19 eine Zusammenstellung aller in dieser Arbeit identifizierten Zustände gemischter Symmetrie gegeben werden. Es ist eine Gegenüberstellung der symmetrischen Ein- und Zwei- Q -Phononen Zustände mit dem Ein- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie, dem 2_{ms}^+ , und dem Multiplett aus gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen mit der Struktur $Q_s Q_{ms}$ gezeigt. Man erkennt deutlich die gute Analogie der Gruppen von Zuständen. Auf den aus den Ergebnissen dieser Arbeit nicht eindeutig identifizierbaren 4_{ms}^+ soll im nächsten Abschnitt genauer eingegangen werden. In den Experimenten dieser Arbeit konnten keine Hinweise auf den vermuteten Zwei- Q -Phononen 0_{ms}^+ Zustand gefunden werden.

4.2 Weitere angeregte Zustände in ^{94}Mo

Es konnten eine Reihe weiterer Anregungen im Kern ^{94}Mo in den Messungen dieser Arbeit untersucht werden. Zunächst sollen die recht überraschenden Eigenschaften des 4_2^+ Zustandes diskutiert werden, danach weitere in Tabelle 3.8 aufgeführte Zustände behandelt werden.

4.2.1 Der 4_2^+ Zustand

Der 4_2^+ Zustand liegt nach [NDS92] bei einer Energie von 2295.2(5) keV. In den hier durchgeführten Messungen konnte diesem Zustand eine Energie von 2294.7(2) keV zugeordnet werden. Neben dem bereits bekannten starken Zerfall zum 4_1^+ Zustand konnte ein Zerfall zum 2_1^+ Zustand gefunden werden, der 13.3(2)% der Intensität des Zerfalls zum 4_1^+ besitzt. Zur Zuordnung von Spin und Parität dieses Zustandes sei angemerkt, daß die Winkelkorrelationen des Zerfalls zum 4_1^+ aus dem β -Zerfalls-Experiment wie aus der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion sowohl Spin $J = 4$ als auch $J = 3$ zulassen. Die Winkelkorrelationen des Zerfalls zum 2_1^+ weisen eher auf Spin $J = 4$ hin. Spin und Parität $J^\pi = 4^+$ sind jedoch eindeutig sowohl in einem $^{94}\text{Mo}(n, n'\gamma)$ -Experiment [Sug76] wie in einem (p, p')- und einem (d, d')-Experiment [Pig92] nachgewiesen worden. Die positive Parität konnte aus der Messung der experimentellen Asymmetrie der Compton-gestreuten Strahlung des $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfalls bestätigt werden. Einen weiteren klaren Hinweis auf die positive Parität für die Spinhypothese $J = 4$ liefert hier der relativ starke, doppler-verschobene Zerfall zum 2_1^+ , der einen $M2$ -Übergang und damit die negative Parität ausschließt. Für den $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfall konnte ein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+) = 0.03(4)$ bestimmt werden, das bedeutet, daß dieser Übergang praktisch reinen $M1$ -Charakter besitzt.

Aus der Doppler-Verschiebung des $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Übergangs (siehe Abbildung 3.22) konnte aus dem Schnitt auf den fütternden Zerfall von einem $J = (4)$ Zustand bei 3201.0(7) keV eine Lebensdauer von

$$\tau(4_2^+) = 170(30) \text{ fs} \quad (4.22)$$

berechnet werden, wie in Abschnitt 3.4.4 gezeigt wurde.

Aus der Lebensdauer und dem Multipol-Mischungsverhältnis können die absoluten $M1$ - und $E2$ -Übergangsstärken berechnet werden: Man erhält folgende Werte:

$$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 96(17) e^2 \text{fm}^4 = 3.78(67) \text{ W.u.} \quad (4.23)$$

$$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) = 0.79(14) \mu_K^2 \quad (4.24)$$

$$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) < 125 e^2 \text{fm}^4 = 4.92 \text{ W.u.} \quad (4.25)$$

Überraschend ist die große $M1$ -Stärke des Zerfalls zum 4_1^+ Zustand: Es handelt sich hierbei um den stärksten $M1$ -Übergang, der in dieser Arbeit in ^{94}Mo gefunden wurde. Große $M1$ -Stärken sollen nach dem IBM-2 ein Kennzeichen für

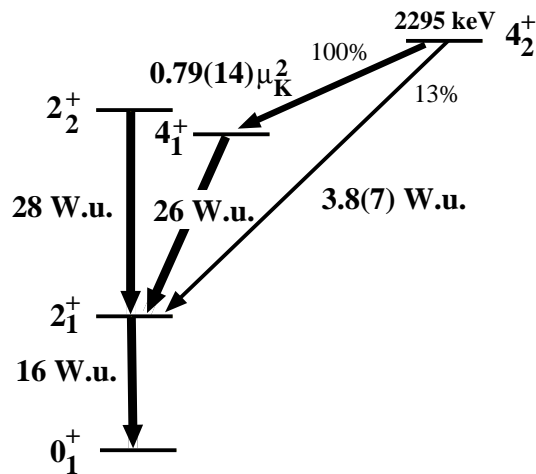


Abbildung 4.20: Zerfallsverhalten des 4_2^+ Zustandes bei 2294.7 keV . Es findet sich ein starker $M1$ -Übergang zum 4_1^+ , dem symmetrischen Zwei- Q -Phononen-Zustand, daneben ein (schwach) kollektiver $E2$ -Übergang zum 2_1^+ .

einen gemischt-symmetrischen Zustand sein. Der Zwei- Q -Phononen 4^+ Zustand gemischter Symmetrie wird allerdings im Energiebereich der übrigen gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustände erwartet, also um 3 MeV . Damit liegt der 4_2^+ Zustand mit einer Energie von 2294.7 keV zu tief, um als ein Mitglied dieses Multipletts gemischt-symmetrischer Zustände interpretiert zu werden. Zudem konnte in keinem der durchgeführten Experimente der für einen 4_{ms}^+ Zustand erwartete kollektive $E2$ -Übergang zum 2_{ms}^+ Zustand nachgewiesen werden.

Das Zerfallsverhalten des 4_2^+ Zustandes spricht auch gegen die Interpretation als Drei- Q -Phononen Zustand mit der Struktur $(2_1^+ \otimes 2_1^+ \otimes 2_1^+)^{(4^+)}$: Ein solcher Zustand sollte mit kollektiven $E2$ -Übergängen zum 2_2^+ und 4_1^+ Zustand, den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen, zerfallen. Die Beobachtung eines starken $M1$ -Überganges für den $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfall spricht gegen einen Drei- Q -Phononen Zustand, zumal kein Hinweis auf den Zerfall zum 2_2^+ gefunden wurde.

Der $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ Übergang fällt daher aus dem sd -IBM-2 Schema. Der 4_2^+ Zustand könnte aber möglicherweise als ein g -Bosonen Ein-Phononen Zustand im Rahmen des erweiterten IBM-2 erklärt werden. Die experimentell beobachtete Übergangsstärke ist allerdings in relativ guter Übereinstimmung mit Ergebnissen einer Schalenmodellrechnung [Lis00]: Hier wurde eine $M1$ -Stärke von

$$B_{SM}(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) = 1.79 \mu_K^2 \quad (4.26)$$

berechnet. Der 4_2^+ Zustand kann also möglicherweise im Schalenmodell erklärt werden.

Abbildung 4.20 zeigt das Zerfallsverhalten des 4_2^+ Zustandes zu den tief liegenden symmetrischen Zuständen.

4.2.2 Weitere experimentelle Ergebnisse

Nach [NDS92] liegt der 4_3^+ Zustand in ^{94}Mo bei 2566.8(8) keV. Der einzige bekannte Zerfallskanal dieses Zustandes ist der zum 4_1^+ mit einer Energie von 993.1(8) keV, und er liegt damit bei der gleichen Energie wie der $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall. Im Schnitt-Spektrum der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Messung dieser Arbeit auf den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang wurde bei 991.2(2) keV ein deutlicher Peak gefunden. Da umgekehrt im Schnitt-Spektrum auf diese Energie, das heißt, auf die Flanke der 993 keV Linie aus dem $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall die Linien aus den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ und dem $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Zerfall die stärksten Linien sind, stammt der 991.2 keV Übergang möglicherweise aus dem $4_3^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfall. Der 4_3^+ Zustand würde damit bei einer Energie von 2564.9(3) keV liegen. Da keine weiteren Zerfälle dieses Zustandes gefunden wurden, liegt keine weitere experimentelle Information über diesen Zustand vor.

Bei einer Energie von 2768.1(10) keV ist laut [NDS92] der 4_4^+ Zustand bekannt. Über den Zerfallskanal zum 2_1^+ Zustand konnte diesem Zustand in der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Messung dieser Arbeit eine Energie von 2767.3(10) keV zugeordnet werden. Über die Winkelkorrelationen aus dem Zerfall zum 2_1^+ Zustand konnte der Spin dieses Zustandes eindeutig bestätigt werden. Dieser Zerfall zeigte zudem einen deutlichen Doppler-Verschiebung, sodaß mit DSAM eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(4_4^+) = 280(30) \text{ fs} \quad (4.27)$$

bestimmt werden konnte. In Analogie zur Lebensdauerbestimmung des 3_{ms}^+ Zustandes wurde auch für den 4_4^+ die Lebensdauer zusätzlich unter der konservativen Annahme einer Fütterungszeit von $\tau_{SF}=80$ fs für unbeobachtete, verzögerte Fütterung berechnet. Es ergab sich auf diese Weise eine Lebensdauer von $\tau(4_4^+)=150(30)$ fs. Diese relativ kurze Lebensdauer des 4_4^+ Zustandes deutet daher auf ein kollektives Verhalten hin: Es kann mit dieser Lebensdauer für den Zerfall zum 2_1^+ Zustand eine $E2$ -Übergangsstärke von

$$B(E2; 4_4^+ \rightarrow 2_1^+) = 97_{-31}^{+51} e^2 \text{fm}^4 = 3.8_{-1.2}^{+2.0} \text{ W.u.} \quad (4.28)$$

berechnet werden, was auf einen relativ schwach kollektiven $E2$ -Übergang hinweist. Dieser Zerfall könnte daher aus der Vernichtung des antisymmetrischen Q -Phonons Q_{ms} stammen. Einen klaren Hinweis, daß der 4_4^+ Zustand einen Kandidaten für einen Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie darstellt, würde erst eine Betrachtung der Zerfälle zum 2_{ms}^+ sowie den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen, dem 4_1^+ und dem 2_2^+ liefern. Hier besteht allerdings das Problem, daß die Linien aus letzteren Zerfällen Dubletts darstellen, sodaß weder Zerfallsverzweignungsverhältnisse noch Multipol-Mischungsverhältnisse bestimmt werden konnten: Der $4_4^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ Zerfall wird bei einer Energie von 699.9 keV erwartet, liegt damit in der Flanke der starken Linie aus dem $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall bei 702.6 keV. Andererseits erwartet man den $4_4^+ \rightarrow 4_1^+$ Zerfall bei 1193.6 keV, dieser

bildet daher ein Dublett mit dem $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall bei 1196.2 keV: Das Schnittspektrum auf den einzigen den 4_4^+ Zustand fütternden Übergang bei einer Energie von 925.2(5) keV zeigt deutlich, daß beide Linien Dubletts darstellen, die nicht getrennt werden können. Es besteht aus diesem Grunde in den Messungen dieser Arbeit keine Möglichkeit, genauere Informationen über das Zerfallsverhalten des 4_4^+ Zustandes zu erhalten und zu klären, ob dieser Zustand gemischte Symmetrie besitzt.

Bei 2835.9(10) keV ist laut [NDS92] ein Zustand mit Spin $J^\pi = (3, 4, 5)^-$ bekannt, der ausschließlich zum 4_1^+ Zustand zerfällt. In den $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experimenten wurde über den Zerfall zum 4_1^+ Zustand ein Zustand bei 2834.8(5) keV identifiziert, wobei die Winkelkorrelation dieses Übergangs auf einen $J = 4$ Zustand hindeutet. Aufgrund des mit Null verträglichen Multipol-Mischungsverhältnisses von $\delta(4 \rightarrow 4_1^+) = 0.06(7)$ kann der Zustand negative Parität besitzen. Eine Doppler-Verschiebung konnte nicht beobachtet werden, sodaß der Zustand eine effektive Lebensdauer von mehr als 1000 fs besitzt.

Bei 2872.2(5) keV wurde ein $J = 6$ Zustand gefunden, der in Übereinstimmung mit [NDS92] offenbar positive Parität besitzt, da auch im β -Zerfalls-Experiment, in dem Zustände negativer Parität nur schwach angeregt wurden, der relativ starke Zerfall zum 6_1^+ Zustand identifiziert werden konnte. Auch für diesen Zerfall konnte keine Doppler-Verschiebung beobachtet werden, sodaß nur eine untere Grenze der effektiven Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(6_2^+) > 1000 \text{ fs} \quad (4.29)$$

bestimmt werden konnte.

Ein Kandidat für den 8_1^+ Zustand war aus früheren Messungen [NDS92] bei einer Energie von 2955.6(3) keV bekannt, wobei Spin und Parität bisher nicht mit Sicherheit festgelegt werden konnten. Sowohl im β -Zerfalls-Experiment als auch in der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion konnte dieser Zustand bei einer Energie von 2955.5(3) keV über den Zerfall zum 6_1^+ Zustand in guter Übereinstimmung mit den früheren Ergebnissen gefunden werden. Die Winkelkorrelationen deuten auf einen Zustand mit Spin $J = 8$ hin, einen Hinweis auf die positive Parität liefert das kleine Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta((8^+) \rightarrow 6_1^+) = -0.03(5)$. Allerdings kann auch aus den Ergebnissen der hier vorgestellten Experimente der Spin nicht eindeutig festgelegt werden; die Winkelkorrelationen sind sowohl im β -Zerfalls-Experiment als auch in der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ mit der Interpretation als Zustand mit Spin $J = 7$ verträglich.

Bei 2992.9(6) keV wurde ein Zustand gefunden, dem über die Winkelkorrelationen der Zerfälle zum 2_1^+ und 2_2^+ Zustand eindeutig Spin $J = 2$ zugeordnet werden konnte. Hierbei dürfte es sich um den nach [NDS92] bekannten $J =$

$2^+, 3^+$ Zustand bei 2996(5) keV handeln, sodaß der Zustand offenbar positive Parität besitzt. In früheren Experimenten wurden allerdings keine γ -Übergänge beobachtet. Für die Zerfälle dieses 2^+ Zustandes, des 2_7^+ , konnten Multipol-Mischungsverhältnisse von $\delta(2_7^+ \rightarrow 2_1^+) = -2.6_{-0.7}^{+0.6}$ beziehungsweise $\delta(2_7^+ \rightarrow 2_2^+) = -3.4_{-0.9}^{+0.7}$ bestimmt werden, das bedeutet, beide Zerfälle besitzen überwiegenden $E2$ -Charakter. Aus der Doppler-Verschiebung des $2_7^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls ergab sich eine effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(2_7^+) = 450(50)$ fs, unter der Annahme einer Fütterungszeit von $\tau_{SF} = 80$ fs eine Lebensdauer von $\tau(2_7^+) = 270(30)$ fs. Diese Beobachtungen sprechen gegen eine Interpretation des 2_7^+ als Zustand gemischter Symmetrie: Es kann die $M1$ -Übergangsstärke des Zerfalls zum 2_2^+ Zustand berechnet werden, man erhält einen Wert von

$$B(M1; 2_7^+ \rightarrow 2_2^+) = 0.0072(18) \mu_K^2. \quad (4.30)$$

Diese Übergangsstärke ist damit um etwa einen Faktor 44 geringer als die des $2_6^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls (vgl. Abbildung 4.17). Der 2_7^+ Zustand mischt daher offensichtlich nicht, oder nur schwach, mit dem 2_6^+ Zustand, der als der Zwei- Q -Phononen Zustand gemischter Symmetrie interpretiert wird.

Der 3_2^- Zustand wurde in sehr guter Übereinstimmung mit Daten aus [NDS92] bei 3011.5(5) keV nachgewiesen. Zusätzlich zum bereits bekannten Zerfall zum 2_1^+ Zustand wurden weitere Übergänge zum 4_1^+ , 2_2^+ und 3_1^- Zustand identifiziert. Aus der Doppler-Verschiebung des stärksten Zerfallskanals konnte eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(3_2^-) = 870(100) \text{ fs} \quad (4.31)$$

bestimmt werden.

In [NDS92] wird ein $J^\pi = (6^+)$ Zustand bei 3165.79(18) keV genannt. Sowohl im β -Zerfalls-Experiment als auch im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment konnte dieser Zustand bei 3165.8(2) keV über Zerfallskanäle zum 4_1^+ , zum 6_1^+ und zum 6_2^+ Zustand bestätigt werden. Über die Winkelkorrelationen konnte der Spin 6^+ jetzt eindeutig festgelegt werden; es handelt sich damit um den 6_3^+ Zustand in ^{94}Mo . Die Doppler-Verschiebung des Zerfalls zum 4_1^+ Zustand lieferte eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(6_3^+) = 465(50) \text{ fs}. \quad (4.32)$$

Bei 3204(5) keV ist laut [NDS92] ein $J^\pi = 4^+$ Zustand bekannt, zu dem aber bisher keine γ -Übergänge beobachtet wurden. Nur in den $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experimenten wurde ein relativ deutlicher Zerfall bei einer Energie von 906.2(5) keV gesehen, der offensichtlich aus dem Zerfall eines Zustandes bei 3201.0(7) keV zum 4_2^+ Zustand stammt. Problematisch ist, daß sich die Identifikation des Zustandes auf nur einen γ -Übergang stützt. Eine Auswertung der Winkelkorrelationen deutet auf einen Zustand mit Spin $J = 4$ hin. Der Übergang bei 906.2(5) keV

weist ein Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta((4) \rightarrow 4_1^+) = 0.00(6)$ auf, daher kann keine Aussage über die Parität getroffen werden. Da sich im β -Zerfalls-Experiment kein Hinweis auf den Zustand zeigt, könnte das ein Hinweis auf negative Parität sein. Es ergab sich eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(4) = 147(30) \text{ fs.} \quad (4.33)$$

In der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion wurde ein Übergang bei einer Energie von 1669.4(5) keV gefunden. Im Schnitt-Spektrum auf den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall ist dieser Übergang enthalten, umgekehrt enthält das Schnitt-Spektrum auf den 1669.4 keV Übergang die Linien aus den Zerfällen $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ als mit weitem Abstand stärkste Linien. Daher wird dieser Übergang als direkter Fütterer des 4_1^+ Zustandes interpretiert, der von einem Zustand bei 3243.1(5) keV stammt. Aus den Winkelkorrelationen ergibt sich Spin $J = 5$. Einen Hinweis auf positive Parität liefert das relativ große Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(5^{(+)} \rightarrow 4_1^+) = 0.71(14)$ zusammen mit der relativ kurzen effektiven Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(5^{(+)}) = 360(40) \text{ fs.} \quad (4.34)$$

Diese Ergebnisse stimmen jedoch nicht mit denen aus dem β -Zerfalls-Experiment überein: Hier wurde eine Linie bei einer Energie von 1670.0(1) keV identifiziert, die offenbar nicht koinzident mit dem $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall ist. Vielmehr zeigen sich im Schnitt-Spektrum auf diese Linie ausschließlich die Zerfälle des 2_2^+ Zustandes, was bedeutet, daß der zugehörige Zustand einen direkten Fütterer des 2_2^+ Zustandes darstellt. Damit stammt die Linie aus dem Zerfall eines Zustandes bei 3534.3(2) keV, der weitere im β -Zerfall beobachtete Zerfälle zum Grundzustand und zum 2_1^+ Zustand besitzt. Aus dem Zerfall zum 2_1^+ Zustand ergibt sich eindeutig der Spin $J = 2$. Aufgrund der Tatsache, daß der Zustand zum Grundzustand zerfällt und der Zerfall zum 2_1^+ ein Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(2 \rightarrow 2_1^+) = 0.30_{-0.21}^{+0.18}$ posittzt, folgt offensichtlich positive Parität. Bei diesem Zustand handelt es sich daher möglicherweise um den 2^+ Zustand, der laut [NDS92] bei einer Energie von 3534(10) keV in der Reaktion $^{92}\text{Mo}(t, p)^{94}\text{Mo}$ [Fly81] nachgewiesen wurde, wobei keine γ -Übergänge bekannt waren. Der Zustand bei 3534.3 keV stellt damit den 2_9^+ Zustand dar. Der $2_9^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall konnte auch in der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion nachgewiesen werden. Aus der deutlichen Doppler-Verschiebung dieser Linie ergibt sich eine effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(2_9^+) = 150(40)$ fs. Mit der Fütterungszeit von $\tau_{SF} = 80$ fs erhält man eine Lebensdauer von

$$\tau(2_9^+) = 56(20) \text{ fs.} \quad (4.35)$$

Mit dieser Lebensdauer kann die $M1$ -Übergangsstärke des Zerfalls des 2_9^+ Zustandes zum symmetrischen Zwei- Q -Phononen 2^+ Zustand berechnet werden: Da für den $2_9^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfall ein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(2_9^+ \rightarrow 2_2^+) =$

0.15(19) bestimmt wurde, wird die $M1$ -Stärke dieses Zerfalls unter der Voraussetzung reiner $M1$ -Strahlung als eine obere Grenze berechnet. Es ergibt sich somit ein Wert von

$$B(M1; 2_9^+ \rightarrow 2_2^+) = 0.076_{-0.022}^{+0.046} \mu_K^2. \quad (4.36)$$

Dieser Wert ist damit um etwa einen Faktor vier kleiner als die $M1$ -Stärke des $2_6^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls (siehe Abbildung 4.17). Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß die Wellenfunktion des 2_9^+ Zustandes gemischt-symmetrische Anteile enthält.

Einen weiteren Hinweis darauf, daß der 2_9^+ Zustand auch im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment bevölkert wird, zeigt, daß im Schnitt auf den 1669.4 keV-Übergang schwach eine Linie bei der Energie des $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergangs zu sehen ist. In Tabelle 3.8 ist wegen dieser unklaren Beimischung zum $(5^+) \rightarrow 4_1^+$ Zerfall der Spin des Zustandes bei 3243.1 keV nur geklammert angegeben.

Nur im Photonenstreuexperiment wurde eine Dipolanregung bei 3260.8(5) keV identifiziert, wobei lediglich der Zerfallskanal zum Grundzustand beobachtet wurde. Hierbei handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um den 1_1^- Zustand, der allerdings nach [NDS92] bei 3263.8(17) keV bekannt ist: Dafür, daß es sich bei diesem Zustand trotz der relativ großen Abweichung der Energie um den gleichen Zustand handelt, spricht, daß die Anregung im β -Zerfalls-Experiment nicht gesehen wurde, während die beiden Dipol-Anregungen positiver Parität dort deutlich beobachtet wurden: Zustände negativer Parität wurden, wie vor allem die bekannten 3^- Zustände zeigen, im β -Zerfall nur schwach bevölkert. Aus dem Photonenstreuexperiment wurde mit Hilfe des nach [NDS92] bekannten Verzweigungsverhältnisses, das hier aufgrund mangelnder Statistik nicht bestimmt werden konnte, eine Lebensdauer von

$$\tau(1_1^-) = 33_{-12}^{+20} \text{ fs} \quad (4.37)$$

bestimmt. Es handelt sich bei dem 1_1^- mit großer Wahrscheinlichkeit um den Zwei-Phononen-Zustand mit der Struktur $(2_1^+ \otimes 3_1^-)^{(1_1^-)}$: Der 1_1^- Zustand liegt, wie schon in vielen Kernen vor allem im Bereich der $N=82-126$ Neutronenhauptschale beobachtet wurde [Fra98], im allgemeinen leicht unterhalb der Summenenergie des 2_1^+ und des 3_1^- Zustandes, im Falle von ^{94}Mo 3405 keV. Es läßt sich aus der Lebensdauer eine $E1$ -Anregungsstärke von

$$B(E1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^-) = 0.98(45) \cdot 10^{-3} e^2 \text{ fm}^2 \quad (4.38)$$

berechnen.

Der 2_8^+ Zustand wurde bei 3307.6(7) keV gefunden. Dieser Zustand wurde in Übereinstimmung mit [NDS92] über nur einen einzigen Zerfallskanal zum 2_1^+ Zustand identifiziert. Für die positive Parität spricht, daß der Zerfall zum 2_1^+

Zustand auch im β -Zerfalls-Experiment gefunden wurde, allerdings mit geringer Intensität. Mit DSAM ergab sich eine effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(2_8^+) = 1100(200)$ fs, was gegen ein kollektives Verhalten vergleichbar zu dem der gemischt-symmetrischen Zustände spricht. Das $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis konnte nicht eindeutig bestimmt werden, es ergaben sich zwei Ergebnisse von $\delta(2_8^+ \rightarrow 2_1^+) = -4.0_{-2.4}^{+1.1}$ und $\delta(2_8^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.03(8)$.

Im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment konnte ein Zustand bei 3320.7(5) keV identifiziert werden, der in Übereinstimmung mit [NDS92] nur einen Zerfallskanal zum (8_1^+) Zustand zeigt, wobei bisher kein Spin bekannt war. Die Winkelkorrelationen aus der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Messung deuten auf Spin $J^\pi = (9)$ hin. Es ergibt sich ein Multipol-Mischungsverhältnis des Zerfalls zum (8_1^+) Zustand von $\delta((9) \rightarrow (8_1^+)) = 2.2(3)$.

Ein bereits in [NDS92] bei 3339.56(17) keV aufgeführter 6^+ Zustand konnte in den Kölner $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimenten bei 3339.6(2) keV bestätigt werden. Der Spin ergab sich hier eindeutig aus dem einzigen beobachteten Zerfall zum 6_1^+ Zustand. Es konnte zudem eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(6_4^+) = 182(30) \text{ fs} \quad (4.39)$$

bestimmt werden.

Bei 3366.4(7) keV wurde in der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion ein Zustand gefunden, der ausschließlich zum 4_2^+ Zustand zerfällt. Der Spin konnte nicht eindeutig bestimmt werden, der Zustand besitzt entweder $J = 3$ oder $J = 4$. Für die Spinhypothese $J = 3$ ergab sich ein Multipol-Mischungsverhältnis für den Zerfall zum 4_2^+ Zustand von $\delta((3) \rightarrow 4_2^+) = -0.42(5)$, was in diesem Fall auf positive Parität hindeuten könnte. Für die Spinhypothese $J = 4$ ergibt sich $\delta((4) \rightarrow 4_2^+) = 0.08(9)$, sodaß in diesem Fall keine Aussage über die Parität getroffen werden kann. Aus der relativ schwachen Doppler-Verschiebung dieses Zerfalls ergab sich eine Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}} = 880(100) \text{ fs}. \quad (4.40)$$

Ein Problem besteht nun darin, daß laut [NDS92] bei 3367.4(12) keV ein Zustand mit $J^\pi = (7^-)$ liegt, der nur einen Zerfall zum 5_1^- Zustand bei 2611.5 keV zeigt. Hier konnte in der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ ebenfalls dieser Zerfall bei einer Energie von 756.5(5) keV beobachtet werden, sodaß der betreffende Zustand bei 3366.9(10) keV liegt. Die Winkelkorrelationen des Zerfalls zum 5_1^- läßt die Interpretation des Zustandes bei 3366.9(10) keV sowohl als $J = 5$ wie als $J = 7$ Zustand zu. Es kann ein Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(5 \rightarrow 5_1^-) = 0.31(15)$ für die Hypothese $J = 5$ beziehungsweise $\delta(7 \rightarrow 5_1^-) = -0.05(8)$ für $J = 7$ bestimmt werden. Da diese Ergebnisse nicht verträglich sind mit den Ergebnissen des Zerfalls zum 4_2^+ Zustand, muß davon ausgegangen werden, daß es sich um zwei

verschiedene Zustände handelt. Einen weiteren Hinweis darauf liefern Schnitte auf die jeweiligen Zerfälle: Sowohl im Schnitt-Spektrum auf den 1071.6(5) keV Zerfall zum 4_2^+ als auch im Schnitt-Spektrum auf den 756.5(5) keV Zerfall zum 5_1^- Zustand konnten Kandidaten für fütternde Übergänge identifiziert werden. Jedoch wurde keine einzige Linie gefunden, die in beiden Schnitt-Spektren übereinstimmend auftrat. Problem dabei ist jedoch, daß geringe Statistik keine eindeutige Identifikation fütternder Übergänge ermöglicht sowie keine Informationen über die entsprechenden Zustände erhalten werden können.

Bei 3389.5(7) keV wurde über den Zerfall zum 4_2^+ Niveau ein Zustand identifiziert, wobei die Winkelkorrelationen dieses Zerfalls auf einen $J = 5$ Zustand hindeuten. Das Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta(5 \rightarrow 4_2^+) = -0.01(3)$ könnte auf negative Parität hindeuten. Bei diesem Zustand könnte es sich um einen aus früheren Experimenten [NDS92] bekannten Zustand bei einer Energie von 3396(5) keV handeln, dem Spin und Parität $J^\pi = (5^-)$ zugeordnet wurde, wobei bisher keine γ -Übergänge bekannt waren.

Ein Zustand mit Spin und Parität $J^\pi = (2^+)$ liegt nach [NDS92] bei 3448.7(14) keV, wobei nur ein Zerfallskanal zum 2_1^+ Zustand bekannt ist. Sowohl im β -Zerfalls-Experiment als auch in der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ wurde dieser Zerfall beobachtet. Zusätzlich konnte in den Singles-Spektren des β -Zerfalls-Experimentes der Grundzustandsübergang identifiziert werden. Dem Zustand wurde eine Energie von 3447.6(5) keV zugeordnet. Geringe Statistik beider Zerfälle ließ keine Bestimmung von Spins und Multipol-Mischungsverhältnissen zu, der relativ starke Zerfall zum Grundzustand deutet auf Spin $J = (1, 2)$ hin.

Im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment konnten zusätzlich Übergänge zum 4_1^+ und 6_2^+ Zustand gefunden werden, die von einem Zustand bei 3448.2 keV stammen. Wegen dieses Zerfallsverhaltens muß es sich dabei um einen weiteren Zustand handeln. Einen weiteren klaren Hinweis, daß es sich bei dem Zustand bei 3448.2 keV nicht um den oben gefundenen $J = (1, 2)$ Zustand handeln kann, ist die Tatsache, daß die beiden Zerfälle zum 4_1^+ und 6_2^+ Zustand nicht im β -Zerfalls-Experiment beobachtet werden konnten. Die Winkelkorrelationen ergaben Spin $J^\pi = (5)$; auf möglicherweise positive Parität deutet das Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta((5) \rightarrow 4_1^+) = -0.75(25)$ hin. Aus der Doppler-Verschiebung des $(5^+) \rightarrow 4_1^+$ Zerfall ergab sich eine effektive Lebensdauer von

$$\tau_{\text{eff}}(5_2^{(+)}) = 650(200) \text{ fs.} \quad (4.41)$$

Ein Zustand bei 3792.8(3) keV, der laut [NDS92] $J^\pi = 2^+$ besitzt, konnte nur im β -Zerfalls-Experiment beobachtet werden. Zusätzlich zu den bereits bekannten Zerfallskanälen zum Grundzustand und zum 2_2^+ wurde ein Zerfall zum 2_4^+ Zustand identifiziert. Aufgrund geringer Statistik konnten keine Multipol-Mischungsverhältnisse berechnet werden. Da sich im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment

keine eindeutigen Hinweise auf diesen Zustand zeigten, liegt keine Information über die Lebensdauer vor.

In Übereinstimmung mit [NDS92] wurde bei 3805.1(6) keV ein Zustand über den einzigen Zerfallskanal zum $J = (9)$ Zustand bei 3320.7 keV identifiziert. Der Zustand besitzt wahrscheinlich Spin $J = (8, 10)$.

Ein bislang [NDS92] nicht mit Sicherheit festgelegter Zustand bei 3867.2(3) keV kann in der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Messung über einen Zerfall zum (8_1^+) Zustand bei einer Energie von 3866.8(4) keV bestätigt werden. Für den Spin ergibt sich $J = (9)$. Eine positive Parität ergibt sich möglicherweise aus dem relativ großen Multipol-Mischungsverhältnis von $\delta((9) \rightarrow (8_1^+)) = 6.6_{-1.6}^{+3.3}$. Da keine Dopplerverschiebung des Zerfalls beobachtet wurde, kann nur eine untere Grenze der effektive Lebensdauer von $\tau_{\text{eff}}(9_{3867\text{keV}}) > 1000$ fs angegeben werden.

Ein Zustand bei einer Energie von 3892.2(2) keV wurde nur im β -Zerfalls-Experiment aus insgesamt fünf Zerfallskanälen zum Grundzustand und den tiefsten 2^+ Zuständen identifiziert. Wegen des Grundzustandsüberganges besitzt der Zustand offenbar Spin $J = 1$ oder $J = 2$. Die Winkelkorrelationen lassen keine eindeutige Spinzuordnung zu, deuten eher auf Spin $J = 2$ hin. Laut [NDS92] wurde dieser Zustand schon in früheren β -Zerfalls-Experimenten bei 3892.8(10) keV gefunden, wobei allerdings nur der Grundzustandsübergang und der Zerfall zum 2_1^+ Zustand beobachtet wurden. Dem Zustand wurde Spin und Parität $J^\pi = (1, 2^+)$ zugeordnet, was in Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit ist. Im $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiment konnte kein eindeutiger Hinweis auf den Zustand gefunden werden.

Auf weitere in Tabelle 3.8 aufgeführte Zustände bei höheren Energien soll hier nicht weiter eingegangen werden, da für diese aufgrund geringer Statistik nur recht lückenhafte Daten vorliegen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Der Kern ^{94}Mo wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der Kombination aus Photonenstreuexperimenten, einer off-beam $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach dem β -Zerfall von ^{94m}Tc zu ^{94}Mo und der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ bei zwei verschiedenen Energien des α -Strahls von 12 MeV und 15 MeV detailliert untersucht. Diese neue Kombination von verschiedenen experimentellen Techniken ermöglichte es, sehr ausführliche Daten über Niedrigspinzustände in ^{94}Mo zu erhalten. In den Photonenstreuexperimenten wurden integrierte Streuquerschnitte von einigen Dipol- und Quadrupolanregungen bestimmt. Das β -Zerfalls-Experiment lieferte genaue Werte für Verzweigungsverhältnisse und Multipol-Mischungsverhältnisse von Zerfällen und erlaubte die Zuordnung von Spins angeregter Zustände. In Kombination mit den Ergebnissen der Photonenstreuexperimente wurden einige Lebensdauern bestimmt.

Aus den Ergebnissen der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experimente konnten weitere Spins von Zuständen und Multipolaritäten von Übergängen bestimmt werden. Es wurden einige neue Zustände identifiziert und eine Anzahl neuer Übergänge ausgewertet, sodaß in Kombination mit den Ergebnissen des β -Zerfalls-Experimentes das Niedrigspin-Termschema von ^{94}Mo erweitert werden konnte. Weiterhin konnten einige Paritäten angeregter Zustände bestimmt werden, indem in einem der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experimente der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter eingesetzt wurde.

Ein wesentlicher Punkt des $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Experiments mit einer Strahlenergie von 15 MeV war die Bestimmung von Lebensdauern angeregter Zustände mit der Doppler-Shift-Attenuation Methode (DSAM). Aus den Lebensdauern wurden absolute Übergangsstärken berechnet. Hierbei bestand jedoch das Problem, daß mit dieser Methode für die meisten Zustände aufgrund einer unbekanntenen Bevölkerung von höherliegenden Zuständen nur effektive Lebensdauern gemessen werden konnten. Es wurde daher eine Fütterungszeit für unbeobachtete, verzögerte Bevölkerung von Zuständen eingeführt. Die experimentellen Daten erlaubten es jedoch nicht, eine Spin- oder Energieabhängigkeit dieser Fütterungszeit festzulegen, da nur für wenige Zustände dopplerverschobene bevölkernde Übergänge

beobachtet wurden, die Informationen über die Fütterungszeit liefern. Um ein systematisches Verhalten der Fütterungszeit zu untersuchen, sind weitere Experimente mit einer höheren Sensitivität erforderlich, damit über die Auswertung weiterer dopplerverschobener bevölkernder Übergänge Aufschlüsse über diese Größe erhalten werden können.

Ein zentraler Punkt dieser Arbeit war der eindeutige Nachweis von gemischt-symmetrischen Zuständen durch die Messung absoluter Übergangsstärken: Klar identifiziert wurde der Ein- Q -Phononen-Zustand gemischter Symmetrie, der 2_{ms}^+ Zustand bei einer Energie von 2067.4(1) keV, der in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des IBM-2 über einen starken $M1$ -Übergang zum 2_1^+ Zustand mit einer Stärke von $B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.48(6)\mu_K^2$ und einen schwach kollektiven Grundzustandsübergang mit einer Stärke von $B(E2, 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+) = 46(6) e^2\text{fm}^4 = 1.8(2)$ W.u. gefunden wurde.

Es konnten Mitglieder des erwarteten Multipletts von Zwei- Q -Phononen-Zuständen, resultierend aus der Kopplung des symmetrischen Phonons Q_s , das den 2_1^+ Zustand bildet, und des antisymmetrischen Quadrupolphonons Q_{ms} , erstmals identifiziert werden: Das Hauptfragment der 1^+ Scherenmode wurde in der Kombination des Photonenstreuexperimentes mit dem β -Zerfalls-Experiment bei einer Energie von 3128.6(2) keV, ein schwächeres Fragment bei 3511.7(2) keV gefunden. Die Ergebnisse für die 1^+ Scherenmode sind in guter Übereinstimmung mit der bisher bekannten Systematik der Scherenmode in der $A = 130 - 200$ Massenregion. Im β -Zerfalls-Experiment konnte erstmals ein Übergang von der Scherenmode zum 2_{ms}^+ Zustand, das heißt, ein Zerfall zwischen gemischt-symmetrischen Zuständen, nachgewiesen werden. Über das Zerfallsverhalten konnte eindeutig die Zwei- Q -Phononen Struktur der Scherenmode in ^{94}Mo bewiesen werden.

Ein erster Nachweis des 3_{ms}^+ Zustandes des Multipletts gemischt-symmetrischer Zwei- Q -Phononen Zustände gelang in der Kombination des β -Zerfalls-Experiments mit den Ergebnissen der Fusions-Verdampfungs-Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ durch die Messung von insgesamt sechs absoluten $M1$ - und $E2$ -Übergangsstärken. Einen Beweis für die Zwei- Q -Phononen Struktur lieferte das Zerfallsverhalten sowie ein Vergleich der Übergangsstärken mit den theoretischen Vorhersagen des IBM-2.

Eindeutige Indizien für die Existenz des gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen 2^+ Zustandes mit der Struktur $|2_{2, \text{ms}}^+\rangle \propto (Q_s Q_{\text{ms}})^{(2)} |0_1^+\rangle$ konnten erbracht werden: Der 2_6^+ Zustand bei einer Energie von 2870.0(2) keV besitzt den stärksten $M1$ -Übergang aller tiefliegenden 2^+ Zustände zum symmetrischen 2_2^+ Zustand als ein Indiz für die gemischte Symmetrie dieses Zustandes. Zudem ergaben sich klare Hinweise auf die Zwei- Q -Phononen Struktur: Es konnte der Zerfall zum 2_1^+ Zustand beobachtet werden, wobei allerdings kein $E2/M1$ Multipol-Mischungsverhältnis bestimmt werden konnte. Unter der Annahme reiner $E2$ -Strahlung stellt der $2_6^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall einen schwach kollektiven $E2$ -Zerfall mit einer Stärke von etwa einer Weisskopf-Einheit dar, wie es für einen Übergang

resultierend aus der Vernichtung von Q_{ms} erwartet wird, analog zum $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+$ Zerfall. Bei dem $2_6^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+$ Zerfall handelt es sich offenbar um einen kollektiven $E2$ -Übergang, was darauf hinweist, daß dieser Übergang aus der Vernichtung von Q_s stammt. Damit liefert das Zerfallsverhalten des 2_6^+ Zustandes eindeutige Hinweise darauf, daß es sich hierbei um den gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen 2^+ Zustand, den $2_{2,\text{ms}}^+$, handelt. Die Übergangsstärken der Zerfälle des $2_{2,\text{ms}}^+$ Zustandes konnten qualitativ im IBM-2 beschrieben werden.

Der 4_4^+ Zustand bei einer Energie von 2767.3(10) keV ist möglicherweise ein Kandidat für den Zwei- Q -Phononen 4_{ms}^+ , da aus der Dopplerverschiebung des Zerfalls zum 2_1^+ eine kurze Lebensdauer von $\tau(4_4^+) = 150(30)$ fs bestimmt werden konnte. Der $4_4^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfall hat damit eine Stärke von $B(E2, 4_4^+ \rightarrow 2_1^+) = 97_{-31}^{+51} e^2\text{fm}^4 = 3.8_{-1.2}^{+2.0}$ W.u. Es handelt sich also offenbar um einen relativ schwach kollektiven $E2$ -Übergang, der aus der Vernichtung von Q_{ms} stammen könnte. Da die einen gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zustand charakterisierenden Zerfälle zum 2_{ms}^+ und zum 4_1^+ Zustand Dubletts mit den $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ beziehungsweise $2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfällen sind und nicht ausgewertet werden können, ist es zur eindeutigen Interpretation der Struktur dieses Zustandes erforderlich, weitere Experimente durchzuführen, bei denen Dreifach-Koinzidenzen aufgenommen werden, um die hier beobachteten Dubletts zu trennen.

Für den vermuteten Zwei- Q -Phononen 0^+ Zustand gemischter Symmetrie konnten keinerlei experimentelle Hinweise gefunden werden. Der Grund ist vermutlich, daß offenbar sowohl im β -Zerfall als auch in der $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ -Reaktion keine 0^+ Zustände direkt bevölkert wurden. Eine Bevölkering wäre daher nur über höherliegende Zustände möglich. Fütternde Übergänge für Zustände im Energiebereich um 3 MeV wurden allerdings meist nicht oder nur schwach beobachtet. Ein weiteres Problem besteht darin, daß aus Drehimpulsgründen keine einen 0_{ms}^+ Zustand charakterisierenden $M1$ -Übergänge zu den symmetrischen Zwei- Q -Phononen Zuständen existieren können. Ein 0_{ms}^+ Zustand könnte daher nur über seine kurze Lebensdauer, einen schwach kollektiven $E2$ -Übergang zum 2_1^+ Zustand aus der Vernichtung von Q_{ms} und einen kollektiven $E2$ -Übergang zum 2_{ms}^+ aus der Vernichtung von Q_s identifiziert werden.

In den vorgestellten Messungen wurden eine Reihe weiterer Zustände beobachtet, die ein interessantes Verhalten zeigen. Hier sei vor allem der 4_2^+ Zustand genannt, der mit dem stärksten $M1$ -Übergang, der in den durchgeführten Messungen in ^{94}Mo bestimmt wurde, zum 4_1^+ Zustand zerfällt. Zudem fand sich ein relativ starker $E2$ -Übergang zum 2_1^+ Zustand. Im Rahmen des sd -IBM-2 kann keine Erklärung für den 4_2^+ Zustand gegeben werden. Es könnte sich um einen Ein-Phononen Zustand handeln, der ein g -Boson enthält. In Schalenmodellrechnungen [Lis00] können allerdings einige Eigenschaften des 4_2^+ Zustandes, wie die $M1$ -Zerfallsstärke zum 4_1^+ , zufriedenstellend reproduziert werden. Dieser Zustand bedarf daher einer weiteren theoretischen Untersuchung. Für den 4_2^+ Zustand ist zudem eine detailliertere γ -spektroskopische Untersuchung erforderlich, als es in den vorgestellten Experimenten möglich war, damit beispielweise über die Fütte-

rung von höherliegenden Zuständen, die aufgrund mangelnder Statistik teilweise nicht mehr eindeutig ausgewertet werden konnten, weitere Informationen zur Verfügung stehen.

Die genannte Verbesserung der experimentellen Sensitivität könnte beispielsweise eine Messung an einem Spektrometer wie EUROBALL liefern: Neben einer wesentlich höheren Nachweiswahrscheinlichkeit steht hier eine erheblich größere Zahl an Winkelkorrelationsgruppen zur Verfügung, sodaß erwartet werden kann, daß bisher unklare Spinzuordnungen und Multipol-Mischungsverhältnisse eindeutig festgelegt werden können. Auch bestünde die Möglichkeit, durch die Aufnahme von Dreifach-Koinzidenzen einige Dubletts, die in den am Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer aufgenommenen Zweifach-Koinzidenzen nicht aufgelöst werden können, zu trennen. Hier seien beispielsweise die Zerfallskanäle des 4_4^+ Zustandes als Kandidaten für einen gemischt-symmetrischen Zwei- Q -Phononen 4^+ Zustand genannt.

Von besonderem Interesse sind Messungen an weiteren Kernen im $A=100$ Massenbereich, um für die in dieser Arbeit identifizierten Zustände gemischter Symmetrie eine systematische Analyse durchführen zu können: Einige Photonenstreuexperimente an den Kernen ^{82}Se , ^{96}Mo [Wer00] und ^{86}Sr [Fra99c] wurden bereits im Rahmen der Kollaboration der Stuttgarter und Kölner Photonenstreuexperimente durchgeführt. In ^{86}Sr wurden Hinweise auf die Existenz des Ein- Q -Phononen 2_{ms}^+ Zustandes und der 1^+ Scherenmode gefunden, wobei weitere experimentelle Informationen zu einer eindeutigen Identifikation erforderlich sind, da beispielsweise keine Multipol-Mischungsverhältnisse der Zerfälle bestimmt werden konnten. In ^{82}Se und ^{96}Mo besteht das Problem, daß die Photonenstreuexperimente keine eindeutigen Hinweise auf den 2_{ms}^+ Zustand gezeigt haben. Das würde bedeuten, daß der 2_{ms}^+ Zustand in diesen Kernen nur eine geringe oder sogar verschwindende Anregungsstärke aus dem Grundzustand besitzt. Ein solches Verhalten kann im IBM-2 nur dann erklärt werden, wenn Proton- und Neutron-Bosonenladung gleich groß sind, das heißt, $e_\pi = e_\nu$. Dies steht aber im Widerspruch zu neuesten theoretischen Rechnungen mit dem IBM-2 von T. Otsuka [Ots00], in denen sich die Anregungsstärken der tiefliegenden gemischt-symmetrischen Zustände durch ein Verhältnis der effektiven Ladungen von $e_\pi/e_\nu = 3$ reproduzieren lassen, oder der in dieser Arbeit angenommenen Vereinfachung durch die Annahme einer verschwindenden Neutron-Bosonenladung. Es sind daher weitere in-beam Messungen am Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer erforderlich. In Auswertung befindet sich eine im Juli 2000 durchgeführte Messung zur Untersuchung des Kerns ^{96}Mo mit der Reaktion $^{96}\text{Zr}(^3\text{He},3\text{n})^{96}\text{Mo}$. Ein weiteres Experiment am Kern ^{96}Ru , der ein ähnliches Verhalten wie ^{94}Mo zeigen sollte, da er ebenfalls zwei Neutronen oberhalb des $N=50$ Schalenabschlusses liegt, wird zur Zeit ausgewertet. Zustände im Kern ^{96}Ru wurden hierbei sowohl in-beam in inelastischer Protonenstreuung als auch off-beam im β^+ Zerfall von ^{96}Rh bevölkert. Ein jüngst durchgeführtes Photonenstreuexperiment an ^{142}Ce , das sich ebenfalls zur Zeit in Auswertung befindet, dient zur Vervollständigung

der Systematik gemischt-symmetrischer Zustände im Bereich des $N=82$ Schalenabschlusses.

Abschließend kann gesagt werden, daß die vorliegende Arbeit durch eine neue Kombination klassischer γ -spektroskopischer Methoden wesentliche neue Erkenntnisse über gemischt-symmetrische Zustände und damit über den Proton-Neutron-Freiheitsgrad als ein aktuelles Forschungsgebiet der Kernstrukturphysik erbrachte.

Literaturverzeichnis

- [Ada81] E. Adamides, L.D. Skouras, A.C. Xenoulis, Phys. Rev. C **23**, 2016 (1981).
- [Ale78] T.K. Alexander, J.S. Forster, in *Advances in Nuclear Physics*, Band 10, herausgegeben von M. Baranger und E. Vogt, Seite 197 (Plenum, 1987).
- [All75] K.W. Allen, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, herausgegeben von W.D. Hamilton, Seite 311 (North-Holland, 1975).
- [ArI75] A. Arima und F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **35**, 1069 (1975).
- [Ari77] A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello und I. Talmi, Phys. Lett. **66B**, 205 (1977).
- [Bar69] J. Barrette, A. Boutard und S. Monaro, Can. J. Phys. **47**, 995 (1969).
- [Bar72] J. Barrette, M. Barrette, A. Boutard, R. Haroutunian, G. Lamoureaux, S. Monaro, Phys. Rev. C **6**, 1339 (1972).
- [Bau93] I. Bauske, J.M. Arias, P. von Brentano, A. Frank, H. Friedrichs, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, F. Hoyler, P. van Isacker, U. Kneissl, J. Margraf, H.H. Pitz, C. Wesselborg und A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **71**, 975 (1993).
- [BeP37] H.A. Bethe und G. Placzek, Phys. Rev. **51**, 450 (1937).
- [Ber85] U.E.P. Berg, *Systematische Untersuchung magnetischer und elektrischer Übergänge im Atomkern mit Hilfe der Kernresonanzfluoreszenz*, (Habilitationsschrift, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1985).
- [BoM69] A. Bohr und B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1, Benjamin, New York (1969).
- [BoM75] A. Bohr und B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2, Benjamin, New York (1975).

- [Boh84] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo und O. Scholten, *Phys. Lett.* **B137**, 27 (1984).
- [Bre96] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Eßer, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter und A. Zilges, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2029 (1996).
- [Bre99] P. von Brentano, N. Pietralla, C. Fransen, C. Frießner, A. Gade, A. Gelberg, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Meise, T. Otsuka, H.H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver, in *Proc. International Conference on Nuclear Structure*, Gatlinburg, Tennessee 1998, herausgegeben von C. Baktash, Seite 449 (American Institute of Physics, Melville, New York 1999).
- [BrW36] G. Breit und H. Wigner, *Phys. Rev.* **49**, 519 (1936).
- [Cas77] Programm CASCADE, F. Pühlhofer, *Nucl. Phys.* **A270**, 267 (1977).
- [Cas81] R.F. Casten, D.D. Warner, D.S. Brenner und R.L. Gill, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1433 (1981).
- [Cor95] Programm CORLEONE, in: I. Wiedenhöver, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 1995.
- [Cos95] C. De Coster, K. Heyde, S. Rombouts und A. Richter, *Phys. Rev. C* **51**, 3510 (1995).
- [DeF74] A. de Shalit und H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics*, Vol. I: *Nuclear Structure*, (Wiley, New York 1974).
- [Eck97] T. Eckert, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, S.W. Yates und A. Zilges, *Phys. Rev. C* **56**, 1256 (1997), **57**, 1007 (1998).
- [Ebe92] J. Eberth, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **28**, 495 (1992).
- [End99a] J. Enders, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu und A. Richter, *Phys. Rev. C* **59**, R1851 (1999).
- [End99b] J. Enders, Dissertation, Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt 1999.
- [Fae66] A. Faessler, *Nucl. Phys.* **85**, 653 (1966).

- [Faz92] B. Fazekas, T. Belgya, G. Molnar, A. Veres, R.A. Gatenby, S.W. Yates und T. Otsuka, *Nucl. Phys.* **A548**, 249 (1992).
- [Fer65] A.J. Ferguson, *Angular Correlation Methods in Gamma-Ray Spectroscopy*, (North Holland 1965).
- [Fis95] R. Fischer, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 1995.
- [Fli95] T. Fließbach, *Quantenmechanik*, (Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin, Oxford, 2. Auflage 1995).
- [Fly81] E.R. Flynn, F. Ajzenberg-Selove, R.E. Brown, J.A. Cizewski, J.W. Sunier, *Phys. Rev. C* **25**, 2850 (1981).
- [Fra90] W. Frank, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 1990.
- [Fra98] C. Fransen, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz und A. Zilges, *Phys. Rev. C* **57**, 129 (1998).
- [Fra99a] C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano und U. Kneissl, in *Experimental Nuclear Physics in Europe*, Sevilla, Juni 1999, herausgegeben von B. Rubio, M. Lozano und W. Gelletly, Seite 209 (American Institute of Physics Conference Proceedings 495, Melville, New York 1999).
- [Fra99b] C. Fransen, B. Krischok, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz und A. Zilges, *Phys. Rev. C* **59**, 2264 (1999).
- [Fra99c] C. Fransen, P. von Brentano, A. Linnemann, P. Matschinsky, N. Pietralla, V. Werner, D. Belic, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Nord, H.H. Pitz, M. Scheck und F. Stedile, *Jahresbericht des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart 1999*, Seite 20, herausgegeben von W. Bolse, R. Kunz und H.H. Pitz.
- [Fra00] C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, A. Lisetskiy und V. Werner, in Vorbereitung.
- [Fos74] D.B. Fossan, E.K. Warburton, in *Nuclear Spectroscopy and Reactions*, herausgegeben von E. Cerny, Seite 307 (Academic Press, New York and London, 1974).
- [Gab96] J. Gableske, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 1996.

- [Gab00] J. Gableske, private Mitteilung.
- [Gad00] A. Gade, I. Wiedenhöver, J. Gableske, A. Gelberg, H. Meise, N. Pietralla, P. von Brentano, Nucl. Phys. **A665**, 268 (2000).
- [Gar96] P.E. Garrett, H. Lehmann, C.A. Mc Grath, M. Yeh, S.W. Yates, Phys. Rev. C **54**, 2259 (1996).
- [Gia96] A. Giannatiempo, A. Nannini, A. Perego, P. Sona und D. Cutoiu, Phys. Rev. C **53**, 2770 (1996).
- [Gin91] J.N. Ginocchio, Phys. Lett. B **265**, 6 (1991).
- [Ham75] W.D. Hamilton, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, (North Holland, 1975).
- [Ham84] W.D. Hamilton, A. Irbäck und J.P. Elliot, Phys. Rev. Lett. **53**, 2469 (1984).
- [HaB87] U. Hartmann, D. Bohle, T. Guhr, K.-D. Hummel, G. Kilgus, U. Milkau und A. Richter, Nucl. Phys. **A465**, 25 (1987).
- [Har87] H.J. Harter, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 1987.
- [Hic98] S.F. Hicks, C.M. Davoren, W.M. Faulkner und J.R. Vanhoy, Phys. Rev. C **57**, 2264 (1998).
- [Hol73] J.E. Holden und W.W. Daehnick, Phys. Rev. C **8**, 2286 (1973).
- [Hux99] N. Huxel, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R.-D. Herzberg, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, C. Rangacharyulu, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter und A. Zilges, Nucl. Phys. **A645**, 239 (1999).
- [Iac81] F. Iachello, Nucl. Phys. **A358**, 89c (1981); Phys. Rev. Lett. **53**, 1427 (1984).
- [Iac87] F. Iachello und A. Arima, *The Interacting Boson Model*, (Cambridge University Press, Cambridge 1987).
- [IaS79] F. Iachello und O. Scholten, Phys. Rev. Lett. **43**, 679 (1979).
- [Isa86] P. van Isacker, K. Heyde, J. Jolie und A. Sevrin, Ann. Phys. **171**, 253 (1986).

- [Kne96] U. Kneissl, H.H. Pitz und A. Zilges, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37**, 349 (1996).
- [Kne99] U. Kneissl, D. Belic, C. Kohstall, A. Nord, H.H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, P. von Brentano, C. Fransen, A. Linnemann, P. Matschinsky, N. Pietralla, V. Werner, J. Enders, P. von Neumann-Cosel und A. Richter, *Jahresbericht des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart 1999*, Seite 24, herausgegeben von W. Bolse, R. Kunz und H.H. Pitz.
- [Kra70] K.S. Krane und R.M. Steffen, *Phys. Rev. C* **2**, 724 (1970).
- [Kra73] K.S. Krane, R.M. Steffen und R.M. Wheeler, *Nucl. Data Tab.* **11**, 351 (1973).
- [Led96] *Table of Isotopes*, herausgegeben von C.M. Lederer und V.S. Shirley, (John Wiley & Sons, Inc., New York-Chichester-Brisbane-Tokyo, 8. Auflage, 1996).
- [Leo96] R. De Leo, H. Akimune, N. Blasi, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara, S.I. Hayakawa, S. Hatori, K. Hosono, H. Ikegami, T. Inomata, I. Katayama, K. Katori, L. Lagamba, S. Micheletti, S. Morinobu, T. Nakagawa, S. Nakayama, A. Narita, T. Noro, R. Perrino, M. Pignanelli, H. Sakaguchi, J. Takamatsu, A. Tamii, K. Tamura, M. Tanaka, A. Terakawa, T. Tohei, M. Tosaki, T. Yamagata, A. Yamagoshi, M. Yoshimura und M. Yosoi, *Phys. Rev. C* **53**, 2718 (1996).
- [Lev90] A. Leviatan, J.N. Ginocchio und M.W. Kirson, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2853 (1990).
- [Lev00] A. Leviatan und J.N. Ginocchio, *Phys. Rev. C* **61**, 024305 (2000).
- [Lis00] A. Lisetskiy, N. Pietralla, C. Fransen, R.V. Jolos und P. von Brentano, *Nucl. Phys.* **A677**, 100 (2000).
- [LoP78] N. Lo Iudice und F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1532 (1978).
- [Lop79] N. Lo Iudice und F. Palumbo, *Nucl. Phys.* **A326**, 193 (1979).
- [Mar95] J. Margraf, T. Eckert, M. Rittner, I. Bauske, O. Beck, U. Kneissl, H. Maser, H.H. Pitz, A. Schiller, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, N. Pietralla, A. Zilges und H. Friedrichs, *Phys. Rev. C* **52**, 2429 (1995).
- [Mas96] H. Maser, S. Lindenstruth, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, H. Friedrichs, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, A. Jung, U. Kneissl, J. Margraf, N. Pietralla, H.H. Pitz, C. Wesselborg und A. Zilges, *Phys. Rev. C* **53**, 2749 (1996).

- [Met59] F. Metzger, Prog. in Nucl. Phys. **7**, 54 (1959).
- [Mol88] G. Molnár, R.A. Gatenby und S.W. Yates, Phys. Rev. C **37**, 898 (1988).
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, (North Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1976).
- [NDS92] J.K. Tuli, Nucl. Data Sheets **66**, 1 (1992) (Nuclear Data Sheets für den Kern ^{94}Mo , National Nuclear Data Center, Brookhaven, USA).
- [Ots78a] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello und I. Talmi, Phys. Lett. **76B**, 139 (1978).
- [Ots78b] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, Nucl. Phys. **A309**, 1 (1978).
- [Ots94] T. Otsuka und K.H. Kim, Phys. Rev. C **50**, R1768 (1994).
- [Ots00] T. Otsuka, private Mitteilung.
- [Pet95] P. Petkov, Programm DSAM, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Pet96] P. Petkov, Programm DSTOP96, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Pet98] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D.R. Napoli, W. Andrejtscheff und R.V. Jolos, Nucl. Phys. **A640**, 293 (1998).
- [Pie95a] N. Pietralla, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, W. Geiger, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H.H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. C **51**, 1021 (1995).
- [Pie95b] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H.H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. C **52**, R2317 (1995).
- [Pie96] N. Pietralla, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 1996.
- [Pie98a] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, N. Lo Iudice, H. Maser, H.H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. C **58**, 184 (1998).
- [Pie98b] N. Pietralla, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, T. Otsuka, H.H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver, Phys. Rev. C **58**, 796 (1998).

- [Pie98c] N. Pietralla, T. Mitsusaki, P. von Brentano, R.V. Jolos, T. Otsuka und V. Werner, *Phys. Rev. C* **57**, 150 (1998).
- [Pie98d] N. Pietralla, P. von Brentano, A. Gelberg, T. Otsuka, A. Richter, N. Smirnova und I. Wiedenhöver, *Phys. Rev. C* **58**, 191 (1998).
- [Pie99] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Frießner, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, H.H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner und I. Wiedenhöver, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1303 (1999).
- [Pie00a] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, A. Dewald, A. Fitzler, C. Frießner und J. Gableske, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3775 (2000).
- [Pie00b] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, U. Kneissl und H.H. Pitz, in *10th International Conference on Capture Gamma Rays and Related Topics*, Santa Fe, August 1999 (American Institute of Physics Conference Proceedings, 2000), im Druck.
- [Pig92] M. Pignanelli, N. Blasi, S. Micheletti, R. De Leo, L. La Gamba, R. Perrino, J.A. Bordewijk, M.A. Hofstee, J.M. Schippers, S.Y. van der Werf, J. Wesseling und M.N. Harakeh, *Nucl. Phys.* **A540**, 27 (1992).
- [Pit89] H.H. Pitz, U.E.P. Berg, R.D. Heil, U. Kneissl, R. Stock, C. Wesselborg und P. von Brentano, *Nucl. Phys.* **A492**, 411 (1989).
- [Ram87] S. Raman et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **36**, 1 (1987).
- [Ric83] A. Richter, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*, Florenz, 1983, herausgegeben von P. Blasi und R.A. Ricci, Vol.2, Seite 189 (Tipografica Compositori Bologna).
- [Ric95] A. Richter, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **34**, 261 (1995).
- [Sie94] G. Siems, U. Neuneyer, I. Wiedenhöver, S. Albers, M. Eschenauer, R. Wirowski, A. Gelberg, P. von Brentano und T. Otsuka, *Phys. Lett.* **B320**, 1 (1994).
- [Sch51] L.I. Schiff, *Phys. Rev.* **83**, 252 (1951).
- [Sch94] B. Schlitt, U. Maier, H. Friedrichs, S. Albers, I. Bauske, P. von Brentano, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H.H. Pitz, C. Wesselborg und A. Zilges, *Nucl. Instr. Meth. A* **337**, 416 (1994).
- [Sch96] C. Schlegel, P. von Neumann-Cosel, A. Richter und P. van Isacker, *Phys. Lett.* **B375**, 21 (1996).
- [Sch00] I. Schneider, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 2000.

- [Sch00a] I. Schneider, private Mitteilung.
- [Sug76] Y. Sugiyama, S. Kikuchi, Nucl. Phys. **A264**, 179 (1976).
- [Tal62] I. Talmi, Rev. Mod. Phys. **34**, 259 (1962).
- [Van95] J.R. Vanhoy, J.M. Anthony, B.M. Haas, B.H. Benedict, B.T. Meehan, S.F. Hicks, C.M. Davoren und C.L. Lundstedt, Phys. Rev. C **52**, 2387 (1995).
- [Ver88] W.J. Vermeer, C.S. Lim und R.H. Spear, Phys. Rev. C **38**, 2982 (1988).
- [Wap59] A.H. Wapstra, G.J. Nijgh und R. van Lieshout, *Nuclear Spectroscopy Tables* (North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1959).
- [Wei96] D. Weisshaar, Diplomarbeit, Universität zu Köln 1996.
- [Wer95] A. von der Werth, F. Becker, J. Eberth, S. Freund, U. Hermkens, T. Mylaeus, S. Skoda, H.G. Thomas und W. Teichert, Nucl. Instr. Meth. A **357**, 458 (1995).
- [Wer00] V. Werner, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln 2000.
- [Wie95] I. Wiedenhöver, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1995).
- [Wie97] I. Wiedenhöver, A. Gelberg, T. Otsuka, N. Pietralla, J. Gableske, A. Dewald und P. von Brentano, Phys. Rev. C **56**, R2354 (1997).
- [WiJ56] J. Wilets und M. Jean, Phys. Rev. **102**, 788 (1956).
- [Wil96] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges und P. von Brentano, Phys. Rev. C **54**, R449 (1996).
- [Wir93] R.M. Wirowski, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1993).
- [Wir95] R.M. Wirowski, M. Schimmer, L. Eßer, S. Albers, K.O. Zell und P. von Brentano, Nucl. Phys. **A586**, 427 (1995).
- [Yos97] N. Yoshida, A. Gelberg, T. Otsuka, I. Wiedenhöver, H. Sagawa und P. von Brentano, Nucl. Phys. **A619**, 65 (1997).
- [Zil90] A. Zilges, P. von Brentano, C. Wesselborg, R.D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, H.H. Pitz, U. Seemann und R. Stock, Nucl. Phys. **A507**, 399 (1990), Nucl. Phys. **A519**, 848 (1990).

Eigene Veröffentlichungen

Während meiner Tätigkeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind die folgenden Veröffentlichungen entstanden, größtenteils in enger Zusammenarbeit mit der Photonenstreuerguppe von U. Kneissl am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart, teilweise auch in Kollaboration mit den Arbeitsgruppen von A. Richter in Darmstadt und von H. Prade in Rossendorf.

- [Fra98] C. Fransen, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, A. Zilges, *Systematics of Low-Lying Electric Dipole Excitations in the $A = 130-200$ Mass Region*, Phys. Rev. C **57**, 129 (1998).
- [Fra99a] C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, U. Kneissl, H.H. Pitz, *Investigation of mixed-symmetry states in ^{94}Mo* , in *Experimental Nuclear Physics in Europe*, Sevilla, Juni 1999, herausgegeben von B. Rubio, M. Lozano und W. Gelletly, Seite 209 (American Institute of Physics Conference Proceedings 495, Melville, New York 1999).
- [Fra99b] C. Fransen, B. Krischok, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, A. Zilges, *Low-Lying Dipole Excitations in the Transitional Nuclei $^{190,192}\text{Os}$* , Phys. Rev. C **59**, 2264 (1999).
- [Fra99c] C. Fransen, P. von Brentano, A. Linnemann, P. Matschinsky, N. Pietralla, V. Werner, D. Belic, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Nord, H.H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, *Photon Scattering off ^{86}Sr* , in *Jahresbericht des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart 1999*, Seite 20, herausgegeben von W. Bolse, R. Kunz und H.H. Pitz.
- [Fra00] C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, A. Lisetskiy, V. Werner, *First Observation of a Mixed-Symmetry Two-Q-Phonon 2^+ State in ^{94}Mo* , in Vorbereitung.
- [Pie99] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Frießner, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, H.H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver, *Transition Rates between Mixed Symmetry States: First Measurement in ^{94}Mo* , Phys. Rev. Lett. **83**, 1303 (1999).
- [Pie00a] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, A. Dewald, A. Fitzler, C. Frießner, J. Gableske, *Proton-Neutron Mixed-Symmetry 3^+_{ms} State in ^{94}Mo* , Phys. Rev. Lett. **84**, 3775 (2000).

- [Pie97b] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, A. Zilges, O. Beck, J. Besserer, T. Eckert, D. Jäger, U. Kneissl, B. Krischok, H. Maser, J. Margraf, A. Nord, H.H. Pitz, *Low-Lying Collective Dipole Excitations in Stabular Even-A Nuclei and Their Relation to Phase Transition of Nuclear Deformation*, in *Proc. 9th Internat. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, Budapest, Ungarn, Oktober 1996, herausgegeben von G.L. Molnar, T. Belgya, Zs. Revay, Vol.1, Seite 63 (1997).
- [Pie98f] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, C. Frießner, A. Gade, A. Linnemann, P. Matschinsky, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver, D. Belic, U. Kneissl, A. Nord, H.H. Pitz, *Investigation of Low-Spin Mixed-Symmetry States with Different Probes*, in *Proc. International Conference on Nuclear Models 1998*, 12.–14. Oktober 1998, Camerino, Italien, herausgegeben von G. Lo Bianco, Seite 25 (1999).
- [Pie00b] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, U. Kneissl, H.H. Pitz, *Identification of Mixed-Symmetry One- and Two-Phonon States in ^{94}Mo* , in *10th International Conference on Capture Gamma Rays and Related Topics*, Santa Fe, August 1999 (American Institute of Physics, 2000), im Druck.
- [Pie00c] N. Pietralla, C. Fransen, A. Lisetskiy, P. von Brentano, *Multiphonon Mixed-Symmetry States accessible to the Shell Model*, Nucl. Phys. **A** (2000) (im Druck).
- [Her97a] R.-D. Herzberg, C. Fransen, R. Fischer, O. Beck, D. Belic, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, U. Kneissl, B. Krischok, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, A. Wolpert, A. Zilges, *Observation of an Octupole \otimes Quasiparticle Band in ^{175}Lu using Photon Scattering Experiments*, Phys. Rev. C **56**, 2484 (1997).
- [Her99] R.-D. Herzberg, C. Fransen, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, L. Käubler, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Resolved Dipole Strength Below the E1 Giant Resonance in ^{138}Ba* , Phys. Rev. C **60**, 051307 (1999).
- [Lis00] A. Lisetskiy, N. Pietralla, C. Fransen, R.V. Jolos, P. von Brentano, *Shell Model Description of “Mixed-Symmetry” States in ^{94}Mo* , Nucl. Phys. **A677**, 100 (2000).
- [Bre99] P. von Brentano, N. Pietralla, C. Fransen, C. Frießner, A. Gade, A. Gelberg, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Meise, T. Otsuka, H.H. Pitz,

- V. Werner, I. Wiedenhöver, *Low Energy Q-Phonon Excitations in Nuclei*, in *Proc. International Conference on Nuclear Structure*, Gatlinburg, Tennessee 1998, herausgegeben von C. Baktash, Seite 449 (American Institute of Physics, Melville, New York 1999).
- [Bry97] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, V.Yu. Ponomarev, *Systematics of 1^- Two-Phonon States in $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$* , in *Proc. International Conference on Nuclear Structure and Related Topics*, Dubna, Rußland, 9. – 13. September 1997, herausgegeben von S.N. Ershov, R.V. Jolos, V.V. Voronov, Seite 262 (1997).
- [Bry99] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, V.Yu. Ponomarev, V. Werner, *Uniform Properties of $J^\pi = 1^-$ Two-Phonon States in the Semimagic Even-Even Tin Isotopes $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$* , *Phys. Rev. C* **59**, 1930 (1999).
- [Bry00] J. Bryssinck, L. Govor, V.Yu. Ponomarev, F. Bauwens, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, V. Werner, *Systematic Study of Electric Quadrupole Excitations in the Stabular Even Mass Sn Nuclei*, *Phys. Rev. C* **61**, 024309 (2000).
- [Her97b] R.-D. Herzberg, P. von Brentano, C. Fransen, N. Pietralla, M. Wilhelm, O. Beck, J. Besserer, T. Eckert, D. Jäger, U. Kneissl, B. Krischok, A. Nord, J. Margraf, H. Maser, H.H. Pitz, A. Zilges, *Multi Phonon Excitations in Medium Heavy Nuclei*, in *Proc. 9th Internat. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, Budapest, Ungarn, Oktober 1996, herausgegeben von G.L. Molnar, T. Belgya, *Zs. Revay*, Vol.1, Seite 68 (1997).
- [Kai99] H. Kaiser, P. von Brentano, E. Caurier, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, A. Poves, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Dipole Excitations in the Semi-Magic Nucleus ^{51}V Studied with the (γ, γ') Reaction*, *Nucl. Phys.* **A660**, 41 (1999); Erratum *Nucl. Phys.* **A669**, 368 (2000).

- [Käu00] L. Käubler, H. Schnare, R. Schwengner, P. von Brentano, F. Dönau, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, M. Grinberg, E. Grosse, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, S. Skoda, Ch. Stoyanov, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Is the 4.742 MeV State in ^{88}Sr the 1 $^-$ Two-Phonon State?*, Eur. Phys. J. **A7**, 15 (2000).
- [Nor98] A. Nord, S.W. Yates, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, T. Eckert, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, N. Pietralla, H.H. Pitz, V. Werner, *Low-Lying Dipole Strength in ^{207}Pb* , Phys. Rev. C **57**, 3459 (1998).
- [Pie97a] N. Pietralla, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer, C. Fransen, R.-D. Herzberg, D. Jäger, R.V. Jolos, U. Kneissl, B. Krischok, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, H.H. Pitz, M. Rittner, A. Schiller, A. Zilges, *The Scissors Mode and Other Magnetic and Electric Dipole Excitations in the Transitional Nuclei $^{178,180}\text{Hf}$* , Nucl. Phys. **A618**, 141 (1997).
- [Pie97c] N. Pietralla, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, O. Beck, D. Belic, T. Eckert, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, H.H. Pitz, A. Zilges, *Systematics of Low-Lying Dipole Excitations in Heavy Nuclei*, in *Proc. International Conference on Nuclear Structure and Related Topics*, Dubna, Rußland, 9. – 13. September 1997, herausgegeben von S.N. Ershov, R.V. Jolos, V.V. Voronov, Seite 49 (1997).
- [Pie98b] N. Pietralla, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, T. Otsuka, H.H. Pitz, V. Werner, I. Wiedenhöver, *Isovector Quadrupole Excitations in the Valence Shell of the Vibrator Nucleus ^{136}Ba : Evidence from Photon Scattering Experiments*, Phys. Rev. C **58**, 796 (1998).
- [Pit97] H.H. Pitz, O. Beck, D. Belic, T. Eckert, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, N. Pietralla, *Systematic Study of Dipole Transitions in Deformed Odd-Mass Nuclei Using the Photon Scattering Technique*, in *Proc. International Conference on Nuclear Structure and Related Topics*, Dubna, Rußland, 9. – 13. September 1997, herausgegeben von S.N. Ershov, R.V. Jolos, V.V. Voronov, Seite 57 (1997).
- [Pon99] V.Yu. Ponomarev, J. Bryssinck, L. Govor, F. Bauwens, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, V. Werner, *Strong Fragmentation of Low-Energy Electromagnetic Excitation Strength in ^{117}Sn* , Phys. Rev. Lett. **83**, 4029 (1999).

- [Wol98] A. Wolpert, O. Beck, D. Belic, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, *Low-Lying Dipole Excitations in the Heavy, Odd-Mass Nucleus ^{181}Ta* , Phys. Rev. C **58**, 765 (1998).

Abstract: Proton-Neutron Oscillations in ^{94}Mo

In the present work excited states in the nucleus ^{94}Mo were investigated with special respect to mixed-symmetry (MS) states, i.e., states which are not fully symmetric in the proton-neutron degree of freedom. These states are predicted in the proton-neutron version of the interacting boson model (IBM-2).

The nucleus ^{94}Mo was studied using a combination of different γ -spectroscopic techniques: From photon scattering experiments integrated scattering cross sections of several dipole and quadrupole excitations were determined. A β -decay experiment yielded exact values for branching ratios and multipolarities of transitions and allowed the determination of spin quantum numbers. In a combination of these results with the photon scattering data several lifetimes could be measured. From the fusion-evaporation reaction $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ performed with two different beam energies of $E_\alpha = 12\text{ MeV}$ and 15 MeV further spin quantum numbers of excited states and multipolarities of transitions were determined. Several new excited states were identified and new transitions were observed. In a combination with the results of the β -decay experiment the low-spin level scheme could be expanded. In one of the $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ experiments the CLUSTER-detector was used as a Compton polarimeter which allowed the parity assignment of some excited states. A central point of the $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ experiment was the determination of lifetimes using the doppler shift attenuation method. Absolute transition strengths were deduced from the measured lifetimes of excited states, branching ratios, and multipole mixing ratios of transitions.

The most important point of the present work was the clear identification of the one-phonon 2^+ MS state and three two-phonon MS states with spin and parity quantum numbers 1^+ , 2^+ , and 3^+ from absolute transition strengths. The 2^+ and 3^+ members of this multiplet were identified for the first time. The experimental data are in good agreement with theoretical IBM-2 calculations.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben. Stellvertretend für viele seien einige namentlich genannt:

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano danke ich für die Vergabe des Themas, seine intensive Unterstützung und sein hohes Interesse an der Arbeit und der Diskussion der Ergebnisse, die den erfolgreichen Abschluß der Arbeit ermöglichten. Besonders zu erwähnen sind die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen in seiner Gruppe.

Ich danke Herrn Dr. N. Pietralla für die intensive Betreuung, die stete Diskussionsbereitschaft und die Hilfe bei manchen theoretischen Problemen, die entscheidend zum Gelingen der Arbeit beitrugen und für die Durchsicht des Manuskripts.

Besonderer Dank gilt meinen KRF-Gruppenkollegen A. Gade, V. Werner und A. Linnemann für die exzellente Zusammenarbeit und viele interessante Diskussionen. A. Gade und V. Werner danke ich zusätzlich für die kritische Durchsicht des Manuskripts dieser Arbeit und ihre Hilfe bei den IBM-Rechnungen.

Prof. Dr. U. Kneißl und den Mitgliedern der Stuttgarter Photonenstreuerguppe, insbesondere Dr. H.H. Pitz, D. Belic, C. Kohstall, Dr. H. Maser, Dr. A. Nord, M. Scheck und F. Stedile danke ich für die langjährige und enge Zusammenarbeit, ihre Unterstützung bei den Experimenten am DYNAMITRON-Beschleuniger, die gute Atmosphäre in der Kollaboration und die Gastfreundschaft während der Strahlzeiten.

Dr. J. Gableske und Dr. A. Dewald sei gedankt für ihre Hilfe bei der Lebensdauerbewertung.

Dr. C. Frißner, Dr. T. Klemme, A. Schmidt und I. Schneider danke ich für eine gute Zusammenarbeit während unseres gesamten gemeinsamen Studiums innerhalb und außerhalb der Universität. Dr. C. Frißner und I. Schneider danke ich zusätzlich für die tatkräftige Hilfe beim Aufbau der Experimente.

Prof. Dr. A. Gelberg und A. Lisetskiy sei gedankt für interessante Diskussionen.

A. Fitzler und Dr. H. Tiesler danke ich für einen immer gut geöhlten Analysator.

S. Kasemann danke ich für die Versorgung mit Targets und einigen raucherzeugenden chemischen Reaktionen.

Für die gute Arbeitsatmosphäre am Institut für Kernphysik, ihre Hilfe und manche Schichten, vor allem viele Nacht- und Wochenendschichten am TANDEM-Beschleuniger möchte ich mich bei vielen Institutsmitgliedern bedanken, stellvertretend genannt seien neben den bereits erwähnten die Systemmanager Dr. T. Klemme, H. Klein und Dr. R. Peusquens.

Den Operateuren Dipl.-Ing. L. Steinert, W. Schröder, U. Werner und P. Jahncke am TANDEM-Beschleuniger sei gedankt für einen immer gut fokussierten Strahl.

Dr. G. Pascovici danke ich für seine Hilfe bei manchem elektronischen Problem.

Meinen Eltern möchte ich für ihre weit über das Finanzielle hinausgehende Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung ganz herzlich danken.

Schließlich danke ich meiner Schwester Anne für ihre moralische Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Lebenslauf

Name: Christoph Hermann Fransen
Geburtsdatum, Ort: 31.10.1970, Köln
Staatsangehörigkeit: deutsch
Mutter: Ingeborg Fransen, geb. Müller
Vater: Franz-Eugen Fransen
Familienstand: ledig

Schulbildung:

August 1977 - Juli 1981 Grundschole Hürth, Am Clementinenhof
August 1981 - Juni 1990 Gymnasium Bonnstraße, Hürth
Mai 1990 Abitur

April 1990 - April 1998 Ersatzdienst im Katastrophenschutz beim
2. Fernmeldezug des Erftkreises in Hürth

Hochschulstudium:

August 1990 Immatrikulation an der Universität zu Köln
für das Studienfach Physik/Diplom
Juni 1993 Diplom-Vorprüfung
Dezember 1995 Diplom-Hauptprüfung
Februar 1997 Diplom im Fach Physik mit dem Thema:
„Inelastische Photonenstreuung
an den Kernen ^{176}Yb und ^{190}Os “
Seit März 1997 Promotionsstudium

Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln:

Juni 1995 - Februar 1997 Studentische Hilfskraft
März 1997 - September 1998 Wissenschaftliche Hilfskraft
Seit September 1998 Wissenschaftlicher Mitarbeiter

Adresse: Kreuzstraße 34, 50354 Hürth

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. P. von Brentano betreut worden.

Bereits publiziert sind Teile aus den Kapiteln 3 und 4 in [Fra99a, Pie98f, Pie99, Pie00a, Pie00b, Pie00c].