

# Dynamische Symmetrien von Atomkernen an Unterschalenabschlüssen

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

vorgelegt von  
Dennis Mücher  
aus Norden

Köln 2009

Berichterstatter:

Prof. Dr. Jan Jolie  
Prof. Dr. Andreas Zilges  
Prof. Dr. Norbert Pietralla

Tag der mündlichen Prüfung: 28.04.2009

## Abstract

Within this thesis the influence of subshell closures at neutron numbers  $N=40$  and  $N=56$  upon nuclear structure was examined. The work was focussed on the nucleus  $^{70}\text{Zn}$  that has been studied by a series of experiments. Firstly a photon-scattering experiment was performed at the University of Stuttgart in order to revise the lifetime of the  $2_2^+$  state in  $^{70}\text{Zn}$ . Furthermore  $^{70}\text{Zn}$  was measured using monoenergetic neutrons at the University of Kentucky yielding many decisive corrections to the low-energy level scheme. In addition, magnetic moments of short-lived states were investigated with the method of transient magnetic fields.

As a consequence of these results it was shown that the nucleus  $^{70}\text{Zn}$  can be described within the  $F$  spin symmetric dynamical symmetry  $U(5)$  of the IBM-2. A new interpretation was given for the inconvenient behavior of the  $0_2^+$  and  $2_3^+$  level. The  $2_3^+$  state was proposed as the mixed-symmetry state  $2_{1,ms}^+$ . Furthermore candidates for the mixed-symmetry states of higher phonon order were presented. It was shown that strong mixing of the involved states occurs. The exceptional behavior of the  $2_{1,ms}^+$  states in the even-even zinc isotopes was interpreted as a breaking of the  $F$  spin symmetry at the transition to an isospin symmetric system.

Experiments with radioactive beams of the nuclei  $^{88}\text{Kr}$  and  $^{92}\text{Kr}$  were presented as well. This was done to show how far mixed symmetry states can be studied using radioactive ion beam experiments in the future.



# Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Einflüsse der Unterschalenabschlüsse bei Neutronenzahlen  $N=40$  und  $N=56$  auf die Kernstruktur der umliegenden Atomkerne untersucht. Der Schwerpunkt war hierbei der Kern  $^{70}\text{Zn}$ , der im Rahmen dieser Arbeit durch eine ganze Reihe von Experimenten untersucht wurde. Es wurde zunächst ein Photonenstreu-Experiment an der Universität Stuttgart durchgeführt, um die Lebensdauer des  $2_2^+$ -Zustandes in  $^{70}\text{Zn}$  zu überprüfen. Des Weiteren wurde  $^{70}\text{Zn}$  mit monoenergetischen Neutronen an der University of Kentucky untersucht. Diese Messung konnte viele entscheidende Korrekturen im tieferenergetischen Termschema von  $^{70}\text{Zn}$  anbringen und zeigt generelle Probleme bei den bekannten experimentellen Daten der Zink-Isotope auf. Weiterhin wurden an der Yale University mit der Methode transientser Magnetfelder magnetische Momente kurzlebiger Zustände in  $^{70}\text{Zn}$  vermessen.

Als Konsequenz dieser Resultate wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass der Kern  $^{70}\text{Zn}$  durch einen  $F$ -Spin-symmetrischen IBM-2 -Hamiltonian in der dynamischen Symmetrie  $U(5)$  beschrieben werden kann. Es wurde eine neue Deutung für das ungewöhnliche energetische Verhalten der Zustände  $0_2^+$  und  $2_3^+$  gegeben. Für den Zustand  $2_3^+$  wurde dabei das Zerfallsverhalten als Signatur der Proton-Neutron gemischt-symmetrischen Anregung  $2_{1,ms}^+$  gedeutet. Weiterhin wurden Kandidaten für gemischt-symmetrische Zustände höherer Phononenordnung vorgestellt. Hier konnten Effekte von starken Zustandsmischungen nachgewiesen werden. Das ungewöhnliche Verhalten der  $2_{1,ms}^+$ -Zustände in den gerade-gerade Zink-Isotopen wurde als Brechung der  $F$ -Spin-Symmetrie beim Übergang in ein Isospin-symmetrisches System gedeutet.

Es wurden ebenfalls Experimente mit radioaktiven Ionen-Strahlen der Kerne  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$  vorgestellt um den aktuellen Stand der Entwicklung dieser Technik aufzuzeigen. Es wurde gezeigt, welche Aufgaben angegangen werden müssen, um in Zukunft die Spektroskopie gemischt-symmetrischer Anregungen mit radioaktiven Ionen-Strahlen möglich zu machen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Das sphärische Schalenmodell . . . . .	12
2.2	Das Interacting Boson Modell . . . . .	16
2.3	Magnetische Momente . . . . .	22
2.4	Kernstruktur bei N=40, N=56 . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimente am Kern <math>^{70}\text{Zn}</math></b>	<b>35</b>
3.1	Inelastische Photonentreuung . . . . .	36
3.2	Neutronenstreuung an der University of Kentucky . . . . .	41
3.3	Coulomb-Anregung . . . . .	49
3.4	Messung der magnetischen Momente in $^{70}\text{Zn}$ . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse zum Kern <math>^{70}\text{Zn}</math></b>	<b>57</b>
4.1	Das symmetrische 2-Phononen-Triplett . . . . .	57
4.2	Der Ein-Q-Phonon-Zustand gemischter Symmetrie . . . . .	60
4.3	Das symmetrische 3-Phononen-Multiplett . . . . .	61
4.4	2-Phononen gemischt-symmetrische Anregungen . . . . .	70
4.5	Deutung der Kernstruktur von $^{70}\text{Zn}$ . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Ausblick: Experimente mit Radioaktiven Strahlen</b>	<b>87</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>99</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>101</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

Die experimentelle Kernstrukturphysik wurde in den letzten Jahren stark durch die Physik der radioaktiven Strahlen (Radioactive Ion Beam=RIB) geprägt. Experimente mit radioaktivem Strahl machen Gebiete auf der Nuklidkarte zugänglich, die mit herkömmlichen Methoden nicht zu erreichen waren. Das Gebiet der Kernstrukturphysik erlebte hierdurch eine regelrechte Renaissance; und zwar sowohl bezüglich der eingesetzten Reaktionsmechanismen, als auch des (öffentlichen) Interesses an diesem Arbeitsgebiet. Die Community kann inzwischen auf eine große Anzahl an neuen Informationen über exotische Atomkerne zurückblicken, die man ohne Verwendung radioaktiver Strahlen nicht erhalten hätte können.

Die Experimente mit radioaktiven Strahlen sind naturgemäß technisch sehr aufwändig und kostspielig, entsprechend gering ist die Anzahl an Institutionen weltweit (sowie die zur Verfügung stehende Strahlzeit) um solche Experimente durchzuführen. Der Experimentator hat damit die schwierige Aufgabe, ein genehmigtes Experiment an solch einer Großanlage möglichst auf Anhieb erfolgreich durchzuführen. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zu Experimenten an kleineren Beschleunigerlaboren, wo man kontinuierlich vor Ort den experimentellen Aufbau verstehen und optimieren kann, wie es am Tandem-Beschleuniger der Universität zu Köln der Fall ist. Damit kommt den kleineren (universitätsgebundenen) Beschleunigerlaboren die wichtige Aufgabe zuteil, das entsprechende Wissen zu vermitteln und Testexperimente durchzuführen, um einen reibungslosen Ablauf der RIB-Experimente zu gewährleisten. Ein Betrieb von Großbeschleunigeranlagen ohne diese „Zuarbeit“ ist auf Dauer nur schwer vorstellbar.

Ein weiterer Unterschied zwischen RIB-Experimenten und herkömmlichen Experimenten besteht in der Ausbeute an experimentellen Informationen. Trotz größter technischer Anstrengungen ist die Strahlintensität von RIB noch nicht hoch genug um solch eine Fülle an Informationen zu erhalten, wie es mit herkömmlichen Methoden möglich ist. Dies macht eine tiefgehende Deutung der gewonnenen Ergebnisse im Falle von RIB-Experimenten in der Regel sehr schwierig. Auch hier zeigt sich wieder die Bedeutung von kleinen Forschungseinrichtungen, in denen eine detaillierte Spektroskopie eines Kerns unter Verwendung verschiedener experimenteller Methoden möglich ist.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Analyse von Daten, die mit stabilem Strahl gewonnen wurden. Es soll aber gezeigt werden, wie man die Arbeit an klassischen Beschleunigerarbeiten in Projekte an RIB-Einrichtungen überleiten lassen kann.

Beide Projekte untersuchen dabei Regionen in der unmittelbaren Nähe einer speziellen Klasse von Atomkernen, bei denen Protonen und Neutronen eine Haupt- oder Unterschale abschließen. Obwohl solche Kerne auf den ersten Blick die Charakteristik eines doppelt-magischen Kerns haben können, ist ihre Eigenschaft als „Core“ nur sehr lokal gültig. Durch Hinzufügen weniger Valenzteilchen kommt es schnell zur Ausbildung von Kollektivität. Solche Spezialfälle geben die

Möglichkeit, die Ausbildung von kollektiven Eigenschaften vom mikroskopischen Standpunkt aus zu verstehen. Die Beschreibung kollektiver Phänomene im mikroskopischen Bild ist einer der Hauptaspekte der Kernstrukturphysik überhaupt und lässt generelle Schlüsse über die Eigenschaften der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung des stabilen Kerns  $^{70}\text{Zn}$ . Dieser Kern ist direkter Nachbar des Kerns  $^{68}\text{Ni}$ , der mit  $Z=28$  und  $N=40$  einen lokalen Core bildet. Diese Region ist durch Schalenmodellrechnungen nur sehr schwer beschreibbar. Neue Untersuchungen haben ergeben, dass für eine akkurate Beschreibung der  $^{56}\text{Ni}$ -Core gebrochen werden muss. Weiterhin ist die Berücksichtigung der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale erforderlich. Dies ergibt einen Modellraum, dessen Behandlung an die Grenzen der heutigen Computerkapazitäten stößt. Bis heute sind daher eine Vielzahl fundamentaler Kenngrößen von Atomkernen in dieser Region schwer in Schalenmodellrechnungen beschreibbar, z.B. die Anregungsenergien der  $J^\pi = 0^+$  Zustände sowie die magnetischen Momente der  $J^\pi = 2^+$ -Zustände.

Unter Verwendung unterschiedlicher, klassischer Messmethoden an den traditionellen Beschleunigerlaboren in Stuttgart, Yale (CT, USA) und Lexington (Kentucky, USA) konnte eine Fülle neuer Informationen über den Kern  $^{70}\text{Zn}$  gewonnen werden. Als überraschendes Resultat konnte in diesem Kern vibratorähnliches Verhalten entdeckt werden. Die frühere Deutung eines deformierten Kernes mit tief liegender Intruderbande scheint dahingegen ausgeschlossen. In den Anregungsenergien der  $0^+$ -Zustände zeigt sich eine Abweichung zum Verhalten eines Vibrationskernes, die sich unmittelbar aus der zugrunde liegenden Schalenstruktur verstehen lässt. Gestützt wird das vibratorähnliche Verhalten durch eindeutig identifizierte Zustände von Proton-Neutron gemischt-symmetrischer Natur. Neben dem Zustand  $2_{1,ms}^+$  konnten Kandidaten für gemischt-symmetrische Zustände mit höherer Multipolarität gefunden werden. Insgesamt lässt sich der Kern  $^{70}\text{Zn}$  durch einen F-Spin symmetrischen U(5)-Hamiltonian im IBA-2 Modell beschreiben. Es wird dann ein Überblick über Experimente mit radioaktiven Strahlen gegeben. Es werden kurz Daten zu den Kernen  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$  besprochen, in denen nur der erste angeregte Zustand spektroskopiert wurde. In Zukunft sollen mit der gleichen Methode, der Coulomb-Anregung in inverser Kinematik, auch Anregungen gemischter Symmetrie unter Verwendung radioaktiver Ionenstrahlen gefunden werden.

## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen und Motivation der Experimente

In der Kernstrukturphysik wird der Atomkern als ein aus Protonen und Neutronen zusammengesetztes quantenmechanisches Vielteilchensystem behandelt. Die Struktur der Atomkerne wird dabei durch die Eigenschaften der Starken Kraft bestimmt. Die fundamentale feldtheoretische Theorie dieser Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD), die die farbladungstragenden Quarks und Gluonen als Freiheitsgrade hat. Im Rahmen der Kernstrukturphysik wird diese komplexe Theorie aber meist durch die Mesonenaustauschtheorie ersetzt, die eine gute Näherung der QCD bis zu Energien  $E \lesssim 1$  GeV liefert. Bereits 1935 wurde von H. Yukawa das Pion als Austauscheteilchen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung vorgeschlagen. Inzwischen sind weitere Mesonen als Austauscheteilchen identifiziert worden.

Ausgehend von der Mesonenaustauschtheorie wurden in den letzten Jahren realistische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen erarbeitet, deren Parameter an die zur Verfügung stehenden Daten der Zwei-Nukleonen Systeme angefitzt werden. Solche effektiven Nukleon-Nukleon Potenziale, wie z.B. das „Argonne V18“ oder das „Bonn CD“ Potenzial, sind die Basis für moderne Kernstruktur-Studien leichter Atomkerne. Mittels Monte-Carlo-Simulationen lassen sich so Kerne bis etwa  $^{11}\text{B}$  „ab initio“ gut beschreiben. Für schwerere Kerne wird die Zahl der Freiheitsgrade schnell zu groß und die Rechnungen sind auf heutigen Computern nicht mehr durchführbar. Man ist dann auf weitere Näherungen angewiesen.

Die Kernstrukturphysik hat zahlreiche Modelle entwickelt, mit denen sich auch schwerere Atomkerne näherungsweise beschreiben lassen. Das Schalenmodell ist hierbei nach wie vor die mikroskopische Basis und jedes Modell muss sich mit den Resultaten des Schalenmodells vergleichen. Für schwerere Kerne bleibt dabei von der realistischen Nukleon-Nukleon Wechselwirkung nicht mehr viel übrig und man ist auf effektive Wechselwirkungen angewiesen, die jeweils auf bestimmte Bereiche der Nuklidkarte beschränkt sind und sich auf vorhandene experimentelle Daten stützen. Trotz der zur Verfügung stehenden modernen Computer stößt das Schalenmodell mit effektiver Wechselwirkung recht schnell an seine Grenzen, wie in dieser Arbeit klar werden wird. Dies bedeutet, dass im Schalenmodell die Anzahl wichtiger Freiheitsgrade zu groß ist, um die Rechnungen in adäquater Zeit durchzuführen.

Neben dem Schalenmodell gibt es sogenannte kollektive Modelle, die die Anzahl der Freiheitsgrade drastisch reduzieren. Neben den Modellen von Bohr und Mottelson [1] ist hier das „Interacting Boson Model“ (IBM) zu nennen [2]. Insbesondere für Kerne mit gerader Anzahl von Protonen und Neutronen liefert das IBM mit wenigen Parametern oft eine gute Beschreibung der tiefliegenden Zustände. Trotz der enormen Reduzierung der Freiheitsgrade lässt es Rück-

schlüsse auf die fundamentale effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu. In dieser Arbeit werden das Schalenmodell sowie das IBM häufig benutzt. Es soll daher zunächst eine kurze Einführung in die Grundlagen dieser Theorien gegeben werden.

## 2.1 Das sphärische Schalenmodell

Beim Schalenmodell geht man davon aus, dass die Nukleonen ein mittleres Feld (mean field) der Kernkräfte bilden. Dieses mittlere Feld kann durch ein selbstkonsistentes Verfahren (Hartree-Fock-Methode) ermittelt werden. Das Ziel ist also, im Hamilton-Operator eines Atomkerns aus  $A$  Nukleonen

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j} V_{ij} \quad (2.1)$$

das Nukleon-Nukleon-Potenzial  $V_{ij}(r_{ij})$  durch ein abstandsabhängiges Zentralpotenzial  $V(r_i)$  anzunähern:

$$H = \sum_i [T_i + V(r_i)] + \left[ \sum_{i<j} V(r_{ij}) - \sum_i V(r_i) \right]. \quad (2.2)$$

Die Hoffnung ist dann, dass die Restwechselwirkung

$$V_R = \sum_{i<j} V(r_{ij}) - \sum_i V(r_i) \quad (2.3)$$

als kleine Störung behandelt werden kann.

Dieser Ansatz kann überhaupt nur gelingen, weil die Starke Kraft im Wesentlichen nicht zwischen Protonen und Neutronen unterscheidet. Man kann also Protonen und Neutronen als zwei Zustände eines identischen Teilchens, dem Nukleon, ansehen. Dies wird im Isospinformalismus ausgedrückt, indem man eine neue Variable  $z$  mit  $t_z = \pm 1/2$  einführt. Der Isospinoperator  $t$  ist also analog zum Spinoperator  $s$  konstruiert und hat ebenfalls drei Komponenten

$$t = \frac{1}{2}\tau = \frac{1}{2}(\tau_1, \tau_2, \tau_3), \quad (2.4)$$

welche sich (analog zum Spin) durch Paulimatrizen ausdrücken lassen. Es ist nun nützlich, sich einen allgemeinen Ansatz für das Nukleon-Nukleon-Potenzial  $V(r_{ij})$  zu überlegen. Die Starke Kraft ist hierbei eine Tensor-Kraft, die aus den Operatoren für Ort und Impuls ( $r_i, p_i$ ) und den Operatoren für den Spin ( $s_i = \sigma_i/2$ ) und Isospin ( $t_i = \tau_i/2$ ) konstruiert werden soll. Das Nukleon-Nukleon-Potenzial soll unabhängig unter räumlichen Translationen, räumlichen Drehungen, räumlichen und zeitlichen Spiegelungen und Galilei-Transformationen sein. Die Ladungsunabhängigkeit bedeutet, dass die Isospinoperatoren nur als Skalarprodukt  $\tau_1\tau_2$  vorkommen. Man kann dann zeigen [3], dass ein allgemeiner Ansatz für das Nukleon-Nukleon-Potenzial die folgende Form hat:

$$\begin{aligned} V_{12} &= V_W(r) + V_B(\sigma_1\sigma_2) + V_H(\tau_1\tau_2) + V_M(\tau_1\tau_2)(\sigma_1\sigma_2) \\ &+ (V_T(r) + W_T(r)(\tau_1\tau_2))S_{12} \\ &+ (V_{LS}(r) + W_{LS}(r)(\tau_1\tau_2))(LS). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die erste Zeile enthält eine reine Zentralkraft  $V_W(r)$  (Wigner-Kraft) sowie Zentralkräfte mit Austauschcharakter für Spin, Isospin und Ort.  $S_{12}$  ist eine nicht-zentrale statistische Tensorkraft. Die letzte Zeile enthält die wichtige Spin-Bahn-Kopplung, die 1949 von Maria Goeppert-Mayer sowie O. Haxel, J. H. D. Jensen und H. S. Suess in die Kernphysik eingeführt wurde (Nobelpreis Goeppert-Mayer und Jensen 1963).

Aus 2.5 kann man die allgemeine Form des mittleren Potentials  $V(r_i)$  ablesen. Explizit liefert z.B. ein Woods-Saxon-Potenzial zuzüglich Spin-Bahn-Wechselwirkung

$$V(r_i) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} + V_{LS}(r_i)(L \cdot S) \quad (2.6)$$

bereits gute Ergebnisse für die Energieeigenwerte der Kernschalen. Man kann so bereits die experimentell gefundenen großen Energielücken der Schalen (Schalenabschlüsse) bei  $N=Z=2, 8, 20, 28, 50, 82$  („magische Zahlen“) reproduzieren. Die Schalen werden hierbei mit Quantenzahlen  $N$  (Hauptquantenzahl),  $n$  (Radialquantenzahl),  $l$  (Bahndrehimpuls) und  $j$  (Gesamtdrehimpuls) bezeichnet. Wegen  $N = 2(n-1) + l$  genügen  $n$  ( $n=1,2,\dots$ ),  $l$  ( $l=0,1,2,\dots=s,p,d,f,g,\dots$ ) und  $j$  ( $j=l \pm 1/2$ ) als Bezeichnung aus. Kerne, für die  $N$  und  $Z$  einer magischen Zahl entsprechen, werden oft als Ausgangspunkt für eine Schalenmodellrechnung genommen. Es werden dann nur noch die Nukleonen außerhalb dieses „Cores“ als aktive Teilchen behandelt. Dies führt zu einer enormen Reduzierung der Anzahl an Freiheitsgraden, was für praktisch durchführbare Rechnungen von nicht zu leichten Kernen unumgänglich ist.

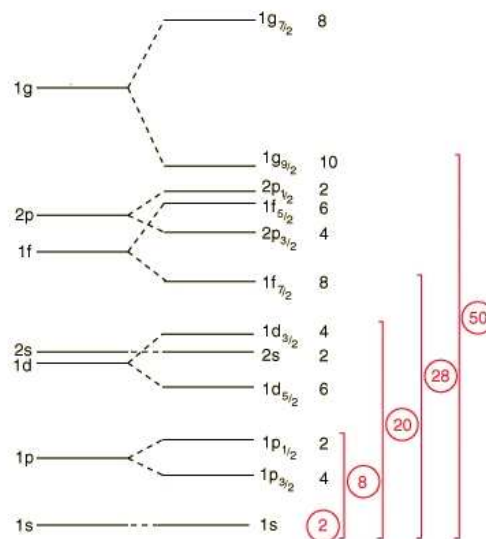


Abbildung 2.1: Schematische Illustration [4] der niedrigsten Einteilchen-Orbitale im Schalenmodell. In dieser Arbeit sind insbesondere die  $1f$  und  $2p$  Orbitale sowie das  $1g_{9/2}$  Orbital von Bedeutung.

Betrachtet man nur ein Nukleon außerhalb eines Hauptschalenabschlusses (Ein-Teilchen-Schalenmodell), haben wir mit dem Potenzial 2.6 bereits eine akkurate Beschreibung für das Anregungsspektrum eines Atomkerns.

Für alles weitere ist es nötig, auch die Restwechselwirkung  $V_R$  zu berücksichtigen. Obwohl die Restwechselwirkung nur als Störung des mittleren Potentials eingeführt wurde, bestimmt sie ganz wesentlich die innere Anregungsstruktur eines Atomkerns mit mehr als einem Valenzteilchen. Das Studium der Restwechselwirkung ist damit ein wesentlicher Forschungsgegenstand der Kernstrukturphysik.

Betrachtet man zwei Nukleonen in Orbitalen  $j_1$  und  $j_2$ , die zu einem Gesamtdrehimpuls  $J$  koppeln, so ist ohne Restwechselwirkung die Energie des Endzustandes  $|j_1 j_2 J\rangle$  entartet in  $J$ . Man sieht bereits an der Tatsache, dass alle Kerne mit gerader Anzahl von Protonen und

Neutronen (gg-Kerne) einen Grundzustandsspin  $J^\pi = 0^+$  haben, dass die Restwechselwirkung nicht vernachlässigt werden kann.

Als einfachsten Ansatz für  $V_R$  nimmt man die  $\delta$ -Wechselwirkung

$$V_{12} = -V_0\delta(r_1 - r_2). \quad (2.7)$$

Sie stellt den Extremfall einer kurzreichweitigen Kraft dar und wirkt nur dann, wenn sich zwei Nukleonen am gleichen Ort befinden. Der Fall der  $\delta$ -Wechselwirkung ist analytisch lösbar und liefert für zwei Nukleonen in identischen Orbitalen mit Spin  $j$  einen Energieshift von

$$\Delta E(jjJ) \sim -V_0 \frac{(2j+1)^2}{2} \begin{pmatrix} j & j & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2, \quad J \text{ gerade.} \quad (2.8)$$

Die Relation 2.8 bricht die Entartung in  $J$  auf und liefert als energetisch tiefsten Zustand den Zustand mit Spin  $J=0$ . Die weiteren Spins folgen in aufsteigender Reihenfolge mit parabolischem Verhalten. Dies erklärt, warum in gg-Kernen der Grundzustand stets Spin  $0^+$  hat.

Die  $\delta$ -Wechselwirkung gehört zur Klasse der schematischen effektiven Wechselwirkungen. Diese Wechselwirkungen erlauben aufgrund ihrer meist einfachen Struktur einen guten Einblick über die prinzipiell ablaufenden Prozesse. Sie sind gut geeignet, um Kerne in der unmittelbaren Umgebung eines Cores zu beschreiben, die Qualität ihrer Resultate nimmt aber schnell ab, wenn mehr Valenznukleonen zum Core hinzugefügt werden.

Eine andere Klasse von Restwechselwirkungen sind mikroskopische effektive Wechselwirkungen. Sie basieren auf der G-Matrix-Theorie von Brueckner und einer realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Die Zwei-Körper-Matrixelemente der Restwechselwirkung werden an experimentelle Daten des jeweiligen Modellraumes angefitet. Sie liefern im Allgemeinen bessere Resultate als die schematischen Wechselwirkungen, haben aber den Nachteil, dass sie nur für den jeweils interessierenden Modellraum gültig sind.

Eine solche effektive Wechselwirkung wurde auch in dieser Arbeit zur Beschreibung des Kerns  $^{70}\text{Zn}$  ( $Z=30$ ,  $N=40$ ) verwendet. Bei einer solchen Anzahl von Nukleonen kann man nicht mehr alle Nukleonen als aktive Teilchen behandeln. Man berücksichtigt statt dessen nur eine Auswahl von aktiven Valenznukleonen außerhalb eines Cores. Für die Region der Zink-Isotope ist  $^{56}\text{Ni}$  ( $N=Z=28$ ) eine mögliche Wahl. Es bleiben dann noch zwei Valenzprotonen und zwölf Valenzneutronen zur Beschreibung von  $^{70}\text{Zn}$  übrig. Die niedrigstliegenden Orbitale in diesem speziellen Modellraum sind dann  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  und  $2p_{1/2}$ , und zwar sowohl für Protonen als auch für Neutronen. Wir werden aber in Abschnitt 2.4 zeigen, dass für wachsende Anzahl an Valenzneutronen das Neutronen-Intruderorbital  $\nu(1g_{9/2})$  eine immer wichtigere Rolle spielt. Ab einer Neutronenzahl  $N=40$  sind alle anderen oben genannten Orbitale voll besetzt. Für die Region um  $^{70}\text{Zn}$  ist es also unabdingbar, auch das  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital zu berücksichtigen. Damit hat man bereits einen recht großen Modellraum erzeugt, der aber im Schalenmodell ohne Einschränkung behandelt werden kann.

Eine wichtige Frage ist nun, in wie weit die  $Z=28$ -Protonenschale einen guten Schalenabschluss um  $N=40$  darstellt. Dieses ist für  $Z=30$  noch nicht vollständig geklärt. Man bekommt aber eine Vorstellung der energetischen Verhältnisse, wenn man sich den Kern  $^{69}\text{Cu}$  ( $Z=29$ ) anschaut. Dieser Kern hat nur noch ein Proton in den Orbitalen  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{1/2}$ . Der Grundzustand hat Spin  $J^\pi = 3/2^-$ , was einem Proton in der  $2p_{3/2}$  Schale entspricht. In [5] wurde in diesem Kern eine Bande negativer Parität mit Spins  $7/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$ ,  $13/2^-$  entdeckt (s. Abbildung 2.2). Der Bandenkopf mit Spin  $7/2^-$  hat hierbei eine Energie von 1.711 MeV. Diese Bande wurde als Core-Aufbruch des  $^{56}\text{Ni}$ -Cores interpretiert. Die nächste Protonenschale unterhalb  $Z=28$  ist das  $1f_{7/2}^{-1}$  Orbital. Die Zustände haben dann die Proton-Konfiguration  $\pi(p_{3/2}^2, p_{3/2}f_{5/2}, f_{5/2}^2)\pi(f_{7/2}^{-1})$ . Formal können die Zustände dieser negativen Paritätsbande also

als  $\pi(f_{7/2}^{-1}) \times {}^{70}\text{Zn}$  geschrieben werden. In der Tat stimmen die relativen Energieabstände dieser Bande mit den Energien der Grundzustandsbande in  ${}^{70}\text{Zn}$  gut überein. Aus diesen Überlegungen folgt, dass ab Anregungsenergien von etwa 1.7 MeV Core-Aufbrüche unterhalb  $Z=28$  auftreten können. Es ist aber unklar, wie sich diese Verhältnisse ändern, wenn ein weiteres Proton für den Kern  ${}^{70}\text{Zn}$  hinzugefügt wird. Leider sind zur Zeit keine Schalenmodellrechnungen verfügbar, die diese  $\pi(1f_{7/2})$ -Schale zusätzlich beinhalten, da der entsprechende Modellraum die zur Verfügung stehende Computerkapazität übersteigt. Erste Versuche unter Benutzung von Monte-Carlo-Schalenmodellrechnungen wurden in [6] als vielversprechend angedeutet und in [7] bereits für den Bereich der Nickel-Isotope erfolgreich durchgeführt.

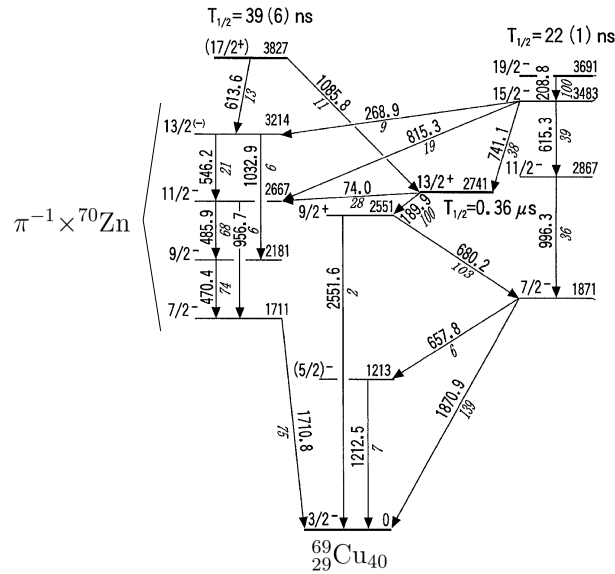


Abbildung 2.2: Levelscheema des Kerns  ${}^{69}\text{Cu}$ . Die Bande mit Spins  $7/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$ ,  $13/2^-$  wird als 2-Teilchen-1-Loch-Anregung unterhalb des  ${}^{56}\text{Ni}$  Cores interpretiert. Dies lässt Rückschlüsse auf die Güte des  $Z=28$ -Protonenabschlusses um  $N=40$  zu. [aus [5]]

Nachdem der zu benutzende Modellraum abgesteckt ist, benötigt man die Potentiale aus Gleichung 2.2. Der Einfluss des Zentralpotenzials wird beschrieben durch die effektiven Einteilchenenergien bezüglich des  ${}^{56}\text{Ni}$ -Cores. Diese Einteilchenenergien sind aus den experimentellen Daten der Kerne  ${}^{57}\text{Ni}$  sowie  ${}^{57}\text{Cu}$  gut bekannt. Alles weitere muss durch die Restwechselwirkung der Valenzteilchen beschrieben werden. In dieser Arbeit wurde eine von A. F. Lisetskiy konstruierte effektive Wechselwirkung verwendet [8]. Die in dieser Arbeit gezeigten Rechnungen wurden freundlicherweise von A. F. Lisetskiy selbst vorgenommen. Diese Wechselwirkung geht vom  ${}^{56}\text{Ni}$ -Core aus und ist speziell für den Bereich der Neutronenreichen  $Z=28$  Kerne bis hin zu  $N=50$  optimiert. In dieser Wechselwirkung ist insbesondere der Einfluss der  $\nu(g_{9/2})$  Schale sorgfältig berücksichtigt. Ausgangspunkt für die Wechselwirkung war ein realistisches Bonn-C Nukleon-Nukleon-Potenzial. Einflüsse der Core-Polarisation wurden ebenfalls berücksichtigt. Die effektive Wechselwirkung besteht aus 65 Zwei-Teilchen Matrix-Elementen, die an 15 experimentelle Bindungsenergien ( ${}^{58-78}\text{Ni}$ ) sowie 91 Levelenergien ( ${}^{60-72}\text{Ni}$ ) angefitet wurden. Der Vorteil einer solchen effektiven Wechselwirkung ist, dass z.B. Einflüsse von Protonen-Anregungen unterhalb  $Z=28$  implizit in den angefiteten Matrix-Elementen enthalten sind. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in Abschnitt 4.5 gezeigt.

## 2.2 Das Interacting Boson Modell

Das Interacting Boson Model (IBM) wurde von A. Arima und F. Iachello 1974 in die Kernphysik eingeführt [2]. Wie im Schalenmodell betrachtet man nur Beiträge von Valenzteilchen außerhalb eines abgeschlossenen Cores. Die Grundidee des IBM ist es nun, jeweils zwei Nukleonen zu einem Drehimpuls<sup>1</sup>  $L=0$  oder  $L=2$  zu koppeln (sd-IBM-1) und diese Paare von Protonen oder Neutronen formal als Bosonen zu behandeln. Damit ist das IBM zunächst auf Kerne mit gerader Anzahl Protonen und Neutronen begrenzt. Wir haben bereits oben bemerkt, dass aufgrund der kurzreichweitigen Natur der Restwechselwirkung, Paare von Nukleonen in gleichen Orbitalen favorisiert zu Drehimpulsen  $L=0$  und  $L=2$  koppeln. Dies ergab sich schon aus der Betrachtung der  $\delta$ -Wechselwirkung (Gleichung 2.8). Das ist also die physikalische Motivation des IBM.

Wir unterscheiden zunächst nicht zwischen Protonen und Neutronen. Das IBM wird nun in zweiter Quantisierung beschrieben und man definiert daher zunächst Bosonen-Erzeuger und -Vernichter:

$$\begin{aligned} s^\dagger, d_\mu^\dagger & \quad (\mu = 0, \pm 1, \pm 2) \\ s, d_\mu & \quad (\mu = 0, \pm 1, \pm 2) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die s-Bosonen tragen einen Drehimpuls  $L=0$ , die d-Bosonen  $L=2$ . Damit hat ein s-Boson nur einen magnetischen Unterzustand  $\mu = 0$  (wird in der Notation weggelassen), die d-Bosonen haben fünf magnetische Unterzustände. Eine kürzere Schreibweise für s- und d-Bosonen ist  $b_{l,m}$ , wobei  $l$  der Drehimpuls und  $m$  der magnetische Unterzustand. Man kann dann die bosonischen Vertauschungsrelationen schreiben als:

$$\begin{aligned} [b_{l,m}, b_{l',m'}^\dagger] &= \delta_{l,l'} \delta_{m,m'} \\ [b_{l,m}, b_{l',m'}] &= [b_{l,m}^\dagger, b_{l',m'}^\dagger] = 0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Später soll alles zu gutem Drehimpuls gekoppelt werden und die Operatoren sollen sich daher wie sphärische Tensoren transformieren. Man muss hierfür

$$\tilde{b}_{l,m} = (-1)^{l+m} b_{l,-m} \quad (2.11)$$

setzen. Solche sphärischen Tensoren kann man nun durch das Tensorprodukt zu einem Gesamtdrehimpuls  $l,m$  koppeln:

$$\left[ b_{l_1}^\dagger \times \tilde{b}_{l_2} \right]_m^l = \sum_{m_1, m_2} (m_1 l_1 m_2 l_2 | l m) b_{l_1 m_1}^\dagger \tilde{b}_{l_2 m_2}, \quad (2.12)$$

wobei  $(m_1 l_1 m_2 l_2 | l m)$  ein Clebsch-Gordon-Koeffizient ist. Betrachtet man nun die Produkte

$$G_\kappa^{(k)}(l, l') = \left[ b_l^\dagger \times \tilde{b}_{l'} \right]_\kappa^{(k)}, \quad l, l' = 0, 2. \quad (2.13)$$

so kann man zeigen, dass diese 36 Operatoren eine Lie-Algebra bilden. Fasst man der Übersichtlichkeit halber alle Indizes zusammen, so kann der Kommutator  $[G_a, G_b]$  durch eine Linearkombination der 36 Operatoren ausgedrückt werden:

$$[G_a, G_b] = \sum_c C_{ab}^c G_c. \quad (2.14)$$

<sup>1</sup>In der Literatur des Interacting Boson Model hat es sich eingebürgert, den Drehimpuls mit  $L$  anstatt  $J$  zu bezeichnen



Weiterhin ist die Jacobi-Identität erfüllt:

$$[[G_a, G_b], G_c] + [[G_b, G_c], G_a] + [[G_c, G_a], G_b] = 0. \quad (2.15)$$

Die 36 Operatoren 2.13 sind die Generatoren der 6-dimensionalen unitären Lie-Algebra  $u(6)$ . Ihr ist die Lie-Gruppe  $U(6)$  (speziellen unitären Gruppe) zugeordnet. Die Symmetrien, die sich aus dieser Gruppenstruktur ergeben, erlauben es, die Energieeigenwerte des IBM-Hamiltonians in bestimmten Fällen analytisch zu bestimmen, was nun grob skizziert werden soll.

Zur Lie-Algebra  $U(6)$ <sup>2</sup> können Unteralgebren angegeben werden. Solch eine Unteralgebra muss wieder unter Kommutation abgeschlossen sein, d.h. falls  $X$  eine Unteralgebra von  $U(6)$ , so soll 2.14 für alle  $G_{a,b,c} \in X$  erfüllt sein. Ein Beispiel für eine solche Unteralgebra ist  $U(5)$ , die von den Generatoren  $G_{\kappa}^{(k)}$  ( $l = 2, l' = 2$ ) aufgespannt wird, d.h. man reduziert die Dimension der Algebra um eins durch Weglassen der  $s$ -Bosonen. Solch eine Unteralgebra kann dann weiter zerlegt werden, was zu Gruppenketten führt.

Alle physikalisch relevanten Zerlegungen sollten die Gruppe  $O(3)$  der Drehungen im dreidimensionalen Raum enthalten, denn diese repräsentiert den Drehimpuls als gute Quantenzahl. Man erhält dann nur noch folgende drei mögliche Ketten von  $U(6)$  Untergruppen:

$$U(6) \begin{cases} \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \\ \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2) \\ \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2). \end{cases} \quad (2.16)$$

$U(5)$ ,  $SU(3)$  und  $O(6)$  werden als die dynamischen Symmetrien des IBM-1 Modells bezeichnet. In diesen dynamischen Symmetrien kann jeweils eine Basis angegeben werden, in der der Hamiltonian bereits diagonal und das Eigenwertproblem damit gelöst ist. Seit der Einführung des IBM wurden für alle drei Fälle eine Vielzahl von Atomkernen gefunden, die sich gut in der jeweiligen dynamischen Symmetrie beschreiben lassen.

In dieser Arbeit spielt die  $U(5)$ -Symmetrie eine entscheidende Rolle, denn wir werden zeigen, dass der Kern  $^{70}\text{Zn}$  (mit gewissen Einschränkungen) als ein Beispiel dieser Symmetrie angesehen werden kann. Für die spätere Diskussion wird die Lösung des Eigenwertproblems benötigt und wir skizzieren deswegen das weitere Vorgehen im Rahmen des IBM.

Zunächst benötigen wir eine Darstellung der Basiszustände. Sie werden durch iterative Anwendung der Bosonenerzeuger  $b^\dagger$  auf das Bosonen-Vakuum  $|0\rangle$  erzeugt:

$$\mathbb{B} : \left[ b_l^\dagger \times b_{l'}^\dagger \times \dots \right]_M^{(L)} |0\rangle. \quad (2.17)$$

Die Quantenzahl  $L$  reicht im Allgemeinen nicht aus, um sämtliche Zustände zu klassifizieren, da viele verschiedene Zustände mit Drehimpuls  $L$  für eine gegebene Anzahl Bosonen  $N$  existieren können. Hier kommt nun die Zerlegung der Gruppe  $U(6)$  in ihre Untergruppen ins Spiel. Man kann nun eine Basis wählen, so dass die Zustände gemäß ihrem Transformationsverhalten unter den Gruppen 2.16 durch einen jeweiligen Satz von Quantenzahlen charakterisiert werden. Im Falle der dynamischen Symmetrie  $U(5)$  werden diese Quantenzahlen wie folgt bezeichnet:

$$\left. \begin{array}{cccccc} U(6) & \supset & U(5) & \supset & O(5) & \supset & O(3) & \supset & O(2) \\ \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\ [N], & & n_d, & & \nu, \tilde{n}_\Delta, & & L, & & M_L \end{array} \right\}. \quad (2.18)$$

Man kann diesen Quantenzahlen jeweils eine physikalische Bedeutung zuordnen, was für das Verständnis der Vorgänge oftmals hilfreich ist.  $N$  entspricht der Anzahl der Bosonen. In der

<sup>2</sup>Für das folgende werden sowohl die Algebra als auch die zugehörige Gruppe mit Großbuchstaben bezeichnet.

Praxis geht man hier analog zum Schalenmodell vom nächstgelegenen doppelt-magischen Kern aus und zählt die Anzahl von Valenz-Protonen  $n_\pi$  und -Neutronen  $n_\nu$ . Damit erhält man die Anzahl an Bosonen zu  $N = (n_\pi + n_\nu)/2$ . Die Gruppe  $U(5)$  wird durch die Anzahl der Bosonen mit Drehimpuls  $L=2$  ( $n_d$ ) repräsentiert. Diese Quantenzahl nimmt ganzzahlige Werte zwischen 0 und  $N$  an. Die nächste Gruppe  $O(5)$  wird durch die Anzahl d-Bosonen  $\nu$  charakterisiert, die nicht zu einem zu Drehimpuls  $L=0$  gekoppelten Paar gehören (d-Bosonen Seniorität). Damit kann  $\nu$  die Werte

$$\nu = n_d, \quad n_d - 2, \dots, 1 \text{ oder } 0 \quad (n_d \text{ ungerade oder gerade}) \quad (2.19)$$

annehmen. Die Gruppe  $O(3)$  wird eindeutig durch den Gesamtdrehimpuls  $L$  repräsentiert, und die Gruppe  $O(2)$  durch die magnetischen Unterzustände  $-L \leq M_L \leq +L$ .

Beim Übergang  $O(5)$  nach  $O(3)$  ergibt sich das Problem, dass für gegebenes  $\nu$  verschiedene Zustände mit gleichem Drehimpuls  $L$  auftreten können. Man benötigt also zur eindeutigen Klassifizierung noch eine weitere Quantenzahl, die z.B. mit  $\tilde{n}_\Delta$  bezeichnet wird. Diese Zahl kann als Anzahl von Bosonen-Triplets gedeutet werden, die zu Drehimpuls  $L=0$  koppeln.

Um nun das Eigenwertproblem analytisch zu lösen, wird der IBM Hamiltonian innerhalb einer dynamischen Symmetrie als Kombination sogenannter Casimir -Operatoren  $C$  geschrieben. Diese Operatoren vertauschen mit allen Generatoren einer Gruppe:

$$\left[ C, G_\kappa^{(k)}(l, l') \right] = 0, \quad \text{für alle } k, \kappa, l, l'. \quad (2.20)$$

Ein Casimir-Operator kann linear, quadratisch, kubisch, usw. in den Generatoren  $G$  sein. Man ordnet jedem Casimir-Operator entsprechend einen Rang  $p$  zu und schreibt dann  $C_p$  für den Operator. Ein vertrautes Beispiel ist der Casimir-Operator der Gruppe  $O(3)$ , welche durch die Generatoren  $L_x, L_y, L_z$  aufgespannt wird: es gilt bekanntlich  $[L^2, L_i] = 0$ , also ist  $L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$  ein (quadratischer) Casimir-Operator von  $O(3)$ . In der hier benutzten Schreibweise sind die drei Generatoren der Gruppe  $O(3)$  durch  $G_\mu^{(1)}(d, d) = \left[ d^\dagger \times \tilde{d} \right]_\mu^{(1)}$  gegeben. Wir haben damit auch gleich eine Darstellung für den Drehimpulsoperator gefunden, den man für gewöhnlich so schreibt:

$$\hat{L} = \sqrt{10} \left[ d^\dagger \times \tilde{d} \right]^{(1)}. \quad (2.21)$$

Die übrigen Casimir-Operatoren lassen sich mit den Methoden der Gruppentheorie bestimmen. Wir zeigen hier nur das Ergebnis für den Spezialfall der dynamischen Symmetrie  $U(5)$ , wo der Hamiltonian wie folgt geschrieben werden kann:

$$H = e_0 + e_1 C_1(U6) + e_2 C_2(U6) + e C_1(U5) + \alpha C_2(U5) + \beta C_2(O5) + \gamma C_2(O3). \quad (2.22)$$

Der Hamiltonian ist in dieser Form bereits diagonal bezüglich der Basis 2.18 und die Lösung für das Eigenwertproblem kann direkt angegeben werden<sup>3</sup>:

$$E(n_d, \nu, \tilde{n}_\Delta, L, M) = E_0 + \epsilon n_d + \alpha n_d(n_d + 4) + \beta 2\nu(\nu + 3) + \gamma 2L(L + 1). \quad (2.23)$$

Wir haben hier die Abhängigkeit von der Gesamtzahl der Bosonen  $N$  unterdrückt. Diese Gleichung für die Energieeigenwerte liefert dann ein Spektrum, das dem eines klassischen vibratorischen Kerns sehr ähnelt. Ein Beispiel für ein solches Spektrum wird später im Rahmen des IBM-2-Modells gezeigt (s. Abb. 2.3).

<sup>3</sup>Die hierzu benötigten expliziten Ausdrücke für die Casimir-Operatoren finden sich z.B. in [2]

Neben Anregungsenergien ist das Zerfallsverhalten der Zustände eine wichtige Größe, die mit den experimentellen Daten verglichen werden sollte. Im IBM-1 werden auch die Übergangsoperatoren durch Bosonen-Erzeuger und -Vernichter geschrieben, wobei man in der Regel nur Ein-Körper-Anteile berücksichtigt:

$$T_\mu^{(L)} = t_0^{(0)} \delta_{L0} + \sum_{l'l''} t_{l'l''}^{(L)} \left[ b_l^\dagger \times \tilde{b}_{l''} \right]_\mu^{(L)} + \dots \quad (2.24)$$

Wir werden hauptsächlich Übergänge der Multipolarität M1 und E2 benutzen, die sich explizit schreiben lassen als

$$T_\mu^{(M1)} = \beta_1 \left[ d^\dagger \times \tilde{d} \right]_\mu^{(1)} \quad (2.25)$$

$$T_\mu^{(E2)} = \alpha_2 \left[ d^\dagger \times \tilde{s} + s^\dagger \times \tilde{d} \right]_\mu^{(2)} + \beta_2 \left[ d^\dagger \times \tilde{d} \right]_\mu^{(2)}. \quad (2.26)$$

Der E2-Übergangsoperator ist hierbei (bis auf die Wahl der Parameter) identisch zum wichtigen Quadrupoloperator  $\hat{Q}$ :

$$\hat{Q}^\chi = \left[ d^\dagger \times \tilde{s} + s^\dagger \times \tilde{d} \right]^{(2)} + \chi \left[ d^\dagger \times \tilde{d} \right]^{(2)}, \quad (2.27)$$

der später im Q-Phononen Schema eine entscheidende Rolle spielen wird. Aus 2.21 sieht man weiterhin, dass der M1-Operator proportional zu  $\hat{L}$  ist:

$$T_\mu^{(M1)} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_B \hat{L}. \quad (2.28)$$

Der Drehimpulsoperator ist diagonal in jeder Basis und damit ist es auch der IBM-1 M1-Operator. Daher können im IBM-1 keine M1-Übergänge auftreten. Dies gilt zwar nur, wenn man sich beim Übergangsoperator auf Ein-Körper Anteile beschränkt, und die sich ergebenden Korrekturen wurden auch untersucht [9]. Trotzdem können im Rahmen des IBM-1 experimentell beobachtete starke M1-Übergänge zwischen tief liegenden Zuständen nicht korrekt beschrieben werden. Dieses wird erst durch Berücksichtigung des Proton-Neutron-Freiheitsgrades im IBM-2 möglich, welches nun kurz beschrieben werden soll.

Bisher wurde nicht zwischen Proton- und Neutronbosonen unterschieden. Dieses wird durch den in Abschnitt 2.1 eingeführten Isospin-Formalismus motiviert. Beim Übergang in das bosonische System kommt es aber durch die Unterscheidung von Proton- und Neutronbosonen (IBM-2) zu einer neuen Klasse von Zuständen, deren Untersuchung ein Schwerpunkt dieser Arbeit darstellt. Analog zum IBM-1 werden zunächst Erzeugeroperatoren  $b_{\rho,l,m}^\dagger$  und Vernichteroperatoren  $b_{\rho,l,m}$  eingeführt, wobei nun der zusätzliche Index  $\rho = \pi, \nu$  zwischen Protonen und Neutronen unterscheidet. Die Vertauschungsrelationen lauten dann

$$\begin{aligned} \left[ b_{\rho,l,m}, b_{\rho',l',m'}^\dagger \right] &= \delta_{\rho,\rho'} \delta_{l,l'} \delta_{m,m'} \\ \left[ b_{\rho,l,m}, b_{\rho',l',m'} \right] &= \left[ b_{\rho,l,m}^\dagger, b_{\rho',l',m'}^\dagger \right] = 0. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Die Konstruktion der Basiszustände geschieht in natürlicher Weise analog zum IBM-1. Das Ziel ist es nun wieder, die zu Grunde liegende Algebra in Unter-algebren zu zerlegen, um so analytische Lösungen für die auftretenden dynamischen Symmetrien zu finden.

Durch die Unterscheidung zwischen Protonen und Neutronen müssen wir nun von der Algebra  $U(12) \supset U_\pi(6) \otimes U_\nu(6)$  ausgehen. Man kann nun prinzipiell die Gruppenzerlegung analog zu

2.16 durchführen, indem man die Untergruppen für  $\rho = \pi, \nu$  getrennt weiterführt. Man erhält dann zwei getrennte Systeme für Protonen und Neutronen, die jeweils völlig analog zum IBM-1 sind. Wir wollen stattdessen die folgende mögliche Zusammenführung betrachten:

$$\begin{array}{ccccc}
 U_\pi(6) & & & U_{\pi+\nu}(5) \supset O_{\pi+\nu}(5) & & \\
 & \searrow & & \nearrow & & \\
 & & U_{\pi+\nu}(6) & \rightarrow & SU_{\pi+\nu}(3) & \rightarrow & O_{\pi+\nu}(3) \supset O_{\pi+\nu}(2). \quad (2.30) \\
 & \nearrow & & \searrow & & \nearrow \\
 U_\nu(6) & & & O_{\pi+\nu}(6) \supset O_{\pi+\nu}(5) & & 
 \end{array}$$

Die Generatoren der Gruppe  $U_{\pi+\nu}(6)$  sind die Summe der Generatoren von  $U_\pi(6)$  und  $U_\nu(6)$ . Für diese Gruppe werden zwei neue Quantenzahlen zur Klassifizierung der Zustände benötigt. Wir bezeichnen diese mit  $[N_1, N_2]$ , wobei

$$N_1 = N_\pi + N_\nu - k \quad (2.31)$$

$$N_2 = k, \quad k = 0, 1, \dots, \min\{N_\pi, N_\nu\}. \quad (2.32)$$

Diese Quantenzahlen repräsentieren den neu eingeführten Proton-Neutron-Freiheitsgrad im bosonischen System. In Anlehnung an den Begriff des Isospins im fermionischen System bezeichnet man diesen als F-Spin, wobei mit

$$F = \frac{N_1 - N_2}{2} \quad (2.33)$$

die F-Spin Quantenzahl bezeichnet wird. Aus 2.32 und 2.33 sieht man, dass der F-Spin folgende Werte annehmen kann:

$$F_{max} = \frac{N_\pi + N_\nu}{2} \geq F \geq \frac{|N_\pi - N_\nu|}{2}. \quad (2.34)$$

Die Zustände mit maximalen F-Spin sind symmetrisch bezüglich des Austausches von Proton- und Neutronbosonen und haben Analogzustände im IBM-1. Dahingegen stellen Zustände mit nicht-maximalen F-Spin eine neue Klasse von Zuständen dar, die als Proton-Neutron gemischt-symmetrische Anregungen bezeichnet werden. Diese Zustände können nicht im IBM-1 beschrieben werden und zeichnen sich insbesondere durch ein anderes Zerfallsverhalten aus. Im geometrischen Bild kann man sich solche Anregungen als gegenphasige Schwingungen von Protonen und Neutronen vorstellen.

Von speziellem Interesse ist für diese Arbeit nun wieder die dynamische Symmetrie, die  $U(5)$  enthält, also jetzt  $U_{\pi+\nu}(5)$ . Die Quantenzahlen ergeben sich nach Einführung des F-Spins analog zum Fall im IBM-1:

$$\left. \begin{array}{ccccccccc}
 U_\pi(6) \otimes U_\nu(6) & \supset & U_{\pi+\nu}(6) & \supset & U_{\pi+\nu}(5) & \supset & O_{\pi+\nu}(5) & \supset & O_{\pi+\nu}(3) & \supset & O_{\pi+\nu}(2) \\
 \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\
 [N_\pi], [N_\nu], & & [N_1, N_2], & & (n_1, n_2), & & (\nu_1, \nu_2), & & \tilde{n}_{1\Delta}, \tilde{n}_{2\Delta}, & & L, & & M_L
 \end{array} \right\}. \quad (2.35)$$

Man kann nun wieder den Hamiltonian als Kombination von Casimir-Operatoren schreiben und das Eigenwertproblem analytisch lösen. Man erhält dann als Lösung

$$\begin{aligned}
 E = E_0 &+ a(N_1 + N_2) + a'[N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)] + \epsilon(n_1 + n_2) + \\
 &+ \alpha[n_1(n_1 + 4) + n_2(n_2 + 2)] + \beta 2[(\nu_1(\nu_1 + 3) + \nu_2(\nu_2 + 1))] + \gamma 2L(L + 1). \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

Ein Beispiel für ein solches Spektrum ist in Abb. 2.3 gezeigt. Links sieht man die Proton-Neutron symmetrischen Zustände mit maximalem F-Spin, rechts die gemischt-symmetrischen Zustände mit  $F = F_{max} - 1$ . Die energetisch tieflieste Anregung gemischter Symmetrie hat Spin  $2^+$  und wird mit  $2_{1,ms}^+$  bezeichnet.

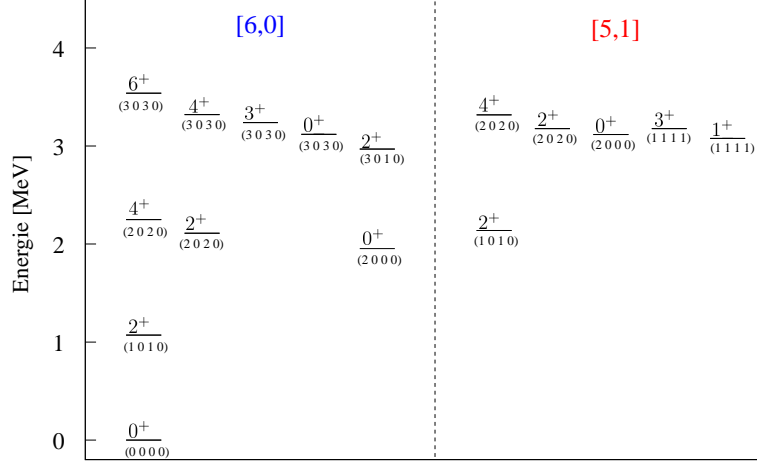


Abbildung 2.3: Typisches Spektrum für die dynamische Symmetrie  $U_{\pi+\nu}(6) \supset U_{\pi+\nu}(5)$ . Es wurde  $N_\pi=1$  und  $N_\nu=5$  benutzt. Links gezeigt sind Proton-Neutron symmetrische Zustände mit maximalem F-Spin  $F = F_{max} = 3$ , rechts gemischt-symmetrische Zustände mit  $F = F_{max} - 1 = 2$ . Gezeigt ist jeweils der Spin des Zustandes sowie die Quantenzahlen  $(n_1, n_2, \nu_1, \nu_2)$  aus 2.35. Die Quantenzahlen  $\tilde{n}_{1\Delta}, \tilde{n}_{2\Delta}$  werden hier nicht gebraucht.

Im IBM-2 sind nun auch in linearer Ordnung M1-Übergänge erlaubt:

$$T^{(M1)} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}(g_\nu \hat{L}_\nu + g_\pi \hat{L}_\pi) \quad (2.37)$$

$$T^{(E2)} = e_\nu \hat{Q}_\nu + e_\pi \hat{Q}_\pi, \quad (2.38)$$

$$\hat{Q}_\rho = [d^\dagger \times \tilde{s} + s^\dagger \times \tilde{d}]^{(2)} + \chi_\rho [d^\dagger \times \tilde{d}]^{(2)}. \quad (2.39)$$

Man kann innerhalb einer dynamischen Symmetrie die Übergangsstärken explizit (analytisch) berechnen. Beschränkt man sich hierbei auf Zustände mit  $F = F_{max}$  und  $F = F_{max} - 1$ , so erhält man starke M1-Übergänge zwischen gemischt-symmetrischen Zuständen zu symmetrischen Analogzuständen mit gleicher d-Bosonen Quantenzahl. Dies lässt sich sehr anschaulich im sogenannten Q-Phononen Schema darstellen, welches ein qualitativ ähnliches Zerfallsverhalten voraussagt. Wir werden das Q-Phononen-Schema in dieser Arbeit nur für anschauliche Zwecke benutzt und daher hier nur die Grundidee beschreiben.

In vibrationären Kernen ist der erste angeregte Zustand fast immer ein Zustand  $J^\pi = 2^+$ . Im IBM ist dies der 1d-Bosonen Zustand mit maximalem F-Spin. Er zerfällt durch Anwendung des Quadrupolübergangsoperators in den Grundzustand. Damit ist die Quadrupol-Wechselwirkung die dominierende Wechselwirkung zur Bildung des  $2_1^+$  Zustandes in solchen Kernen. Im Q-Phononen-Schema [10, 11] setzt man daher an, dass

$$|2_1^+\rangle_Q = N_s \hat{Q}_s |0_1^+\rangle, \quad (2.40)$$

d.h. der 1-Phononen  $2_1^+$  Zustand wird durch Anwendung des Quadrupoloperators  $\hat{Q}_s = \hat{Q}_\pi + \hat{Q}_\nu$  (versehen mit einer Normalisierungskonstanten  $N_Q$ ) auf den Grundzustand erzeugt. Höherliegende Zustände erklärt man als Kopplung des Quadrupol-Operators, wie z.B. die 2-Phononen Zustände mit Spin  $J=0, 2, 4$ :

$$|J^+\rangle_{Q_s Q_s} = N_{Q_s Q_s}^{(J)} (\hat{Q}_s \hat{Q}_s)^{(J)} |0_1^+\rangle, \quad J = 0, 2, 4. \quad (2.41)$$

In [12] wurde im Rahmen des IBM-1 gezeigt, dass dieser Ansatz für die Zustände  $2_1^+$  und  $4_1^+$  in Kernen mit  $Z=30$  bis  $Z=100$  sehr gut ( $< 7\%$  Abweichung) erfüllt ist.

Neben der symmetrischen Kopplung von  $Q_\pi$  und  $Q_\nu$  existiert auch folgende Kopplung:

$$Q_m = Q_\pi - aQ_\nu, \quad (2.42)$$

wobei  $a$  benutzt wird, um  $Q_s$  und  $Q_m$  orthogonal auszurichten. Wendet man diesen Operator auf den Grundzustand an, erhält man die gemischt-symmetrische Anregung mit Spin  $2^+$ :

$$|2_{1,ms}^+\rangle = N_m Q_m |0_1^+\rangle. \quad (2.43)$$

Diese kann mit der  $(F_{max} - 1)$ -Komponente  $2_{1,ms}^+$  des IBM-2 identifiziert werden. Weitere gemischt-symmetrische Anregungen erhält man aus der Kopplung

$$|J_m^+\rangle \sim (\hat{Q}_s \hat{Q}_m)^{(J)} |0_1^+\rangle, \quad J = 0, 1, 2, 3, 4. \quad (2.44)$$

Im Gegensatz zur symmetrischen Kopplung  $Q_s Q_s$  sind hier auch wieder ungerade Spins zugelassen.

In Abbildung 2.4 sind das resultierende Levelschema und die Übergänge skizziert. Wird ein Übergang durch Vernichten eines  $Q_s$ -Operators vermittelt, resultiert dies in einem kollektiven E2-Übergang. Hierbei bleibt der F-Spin erhalten. Dagegen liefert die Vernichtung eines  $Q_m$ -Phonons einen vergleichsweise schwach kollektiven E2-Übergang, wie z.B. für den Übergang  $2_{1,ms}^+ \rightarrow 0_1^+$ . Die Umwandlung eines  $Q_m$ -Phonons in ein  $Q_s$ -Phonon (z.B.  $2_{1,ms}^+ \rightarrow 2_1^+$ ) resultiert in einem starken M1-Übergang, der die Hauptsignatur für Zustände gemischter Symmetrie ist. Da M1-Übergänge im IBM-1-Modell nicht vorhergesagt werden können, deuten starke M1-Übergänge zwischen tiefliegenden kollektiven Anregungen auf einen direkten Einfluss des Proton-Neutron-Freiheitsgrades hin.

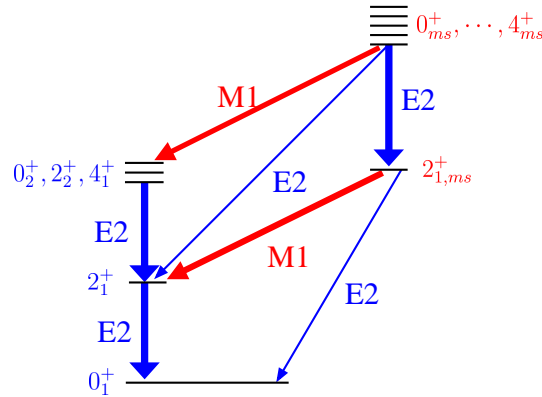


Abbildung 2.4: Skizze des Levelschemas und des Zerfallsverhaltens im Q-Phononen-Schema. Charakteristisch sind die kollektiven E2-Übergänge zwischen Zuständen mit gleichem F-Spin sowie starke M1-Übergänge von Zuständen gemischter Symmetrie in symmetrische Analogzustände gleicher Phononenzahl.

## 2.3 Magnetische Momente

Wir haben gesehen, dass starke M1-Übergänge zwischen tiefliegenden kollektiven Anregungen ein direktes Anzeichen für den Einfluss des Proton-Neutron-Freiheitsgrades sein können. Das

Studium gemischt-symmetrischer Anregungen ist damit eine sensitive Methode um die Eigenschaften der effektiven Proton-Neutron-Wechselwirkung zu quantifizieren. Ähnliches vermag auch die Untersuchung der magnetischen Kernmomente zu leisten, auf die wir nun kurz eingehen wollen. Hierbei können wir uns auf magnetische Dipolmomente beschränken, da alle geraden magnetischen Momente verschwinden und das Oktupolmoment bereits klein ist.

Das magnetische Dipolmoment ist definiert als

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m_p c} \cdot g \cdot \vec{J} = \mu_K \cdot g \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot \vec{J}. \quad (2.45)$$

$\mu_K$  ist dabei das Kernmagneton und  $g$  der Kern-g-Faktor. In der Regel betrachtet man nur Beträge und schreibt dann kurz

$$\mu = g \cdot J, \quad (2.46)$$

wobei  $J = \frac{\max(J_z)}{\hbar}$  und  $\mu = \frac{\max(\mu_z)}{\mu_K}$ . Betrachten wir nur ein einzelnes Nukleon mit Spin  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ , kann man  $g$  in einen Bahnanteil und einen Spinanteil zerlegen:

$$\mu_{op}^{\vec{j}} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s} \quad (2.47)$$

mit den „freien“ Werten für die Proton- und Neutron-g-Faktoren

$$g_s^{\pi} = +5.5858, \quad g_l^{\pi} = 1 \quad (2.48)$$

$$g_s^{\nu} = -3.8261, \quad g_l^{\nu} = 0. \quad (2.49)$$

Wichtig ist, dass  $\mu_{op}^{\vec{j}}$  nicht in Richtung von  $\vec{j}$  zeigt. Um  $\vec{\mu}$  zu erhalten, werden wir die Projektion von  $\mu_{op}^{\vec{j}}$  auf  $\vec{j}$  betrachten.

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Werte der freien g-Faktoren für Protonen und Neutronen sowie der Spin-Abhängigkeiten bietet die experimentelle Messung von g-Faktoren eine sehr sensitive Methode, um die Konfigurationen der Kernwellenfunktionen zu messen, und um insbesondere über die Anteile von Protonen und Neutronen in den Wellenfunktionen Aussagen zu treffen.

Meist benutzt man das Schalenmodell, um die experimentellen Werte für magnetische Momente zu reproduzieren. Die magnetischen Momente sind aber prinzipiell auch im IBM zugänglich, denn das magnetische Moment ist im Wesentlichen durch das Diagonalmatrixelement des M1-Übergangsopters 2.28 gegeben, in dem der effektive g-Faktor der Bosonen ( $g_B$ ) enthalten ist. Im IBM-1 erhält man für den g-Faktor  $g$  das triviale Resultat  $g = g_B$ , und zwar für alle Zustände und unabhängig von der dynamischen Symmetrie. Im IBM-2 liefert die Berechnung der Diagonal-Matrixelemente schon detailliertere Aussagen, so z.B. für den  $2_1^+$ -Zustand

$$g(2_1^+) = g_{\pi} \left( \frac{N_{\pi}}{N} \right) + g_{\nu} \left( \frac{N_{\nu}}{N} \right) \quad (2.50)$$

mit  $g_{\pi}, g_{\nu}$  aus Gleichung 2.39. In mikroskopischen Rechnungen findet man  $g_{\pi} \approx 1$  und  $g_{\nu} \approx 0$ . Das Resultat 2.50 liefert also im Wesentlichen nur noch eine Aussage über die Abhängigkeit der g-Faktoren von der Anzahl der Valenzbosonen, also eine kollektive Beschreibung des g-Faktors. Sie stimmt qualitativ mit der Vorhersage aus dem kollektiven Modell von Bohr und Mottelson überein. Hier wird gezeigt, dass für einen starren Kern der g-Faktor gegeben ist durch

$$g(2_1^+) = Z/A \quad (2.51)$$

mit  $Z$  der Anzahl Protonen und  $A$  der Anzahl an Nukleonen. Auch wenn all diese Aussagen nicht mehr den Detailreichtum haben, den man durch Vergleich mit dem Schalenmodell gewinnen kann, sind die kollektiven Vorhersagen nützlich, denn jede gemessene Abweichung deutet auf eine Störung des kollektiven Verhaltens hin. Wir werden dies am Beispiel der gg Zink-Isotope später genauer diskutieren.

## 2.4 Kernstruktur bei den Unterschalenabschlüssen $N=40$ und $N=56$

In diesem Abschnitt soll zunächst der Begriff des Unterschalenabschlusses erläutert werden. Am ersten Beispiel bei Neutronenzahl  $N=40$  sollen die auftretenden Effekte kurz erläutert werden. Wir motivieren dann, dass das Studium der Proton-Neutron-Wechselwirkung im Bereich um  $N=40$  ein wesentliches Ziel ist. Hierzu liefert die Untersuchung magnetischer Momente und Proton-Neutron gemischt-symmetrischer Zustände sensitive Methoden. Dies ist die Hauptmotivation für die experimentellen und theoretischen Untersuchungen zum Kern  $^{70}\text{Zn}$  (Kapitel 3,4). Das zweite Beispiel findet sich bei Neutronenzahl  $N=56$ . Die allgemeinen Zusammenhänge sind hier sehr ähnlich, jedoch konzentrieren sich die Studien hier auf den Bereich der neutronenreichen, exotischen  $Z=36$  Krypton-Isotope, was andere experimentelle Methoden verlangt. Hierzu wird in Kapitel 5 kurz eingegangen.

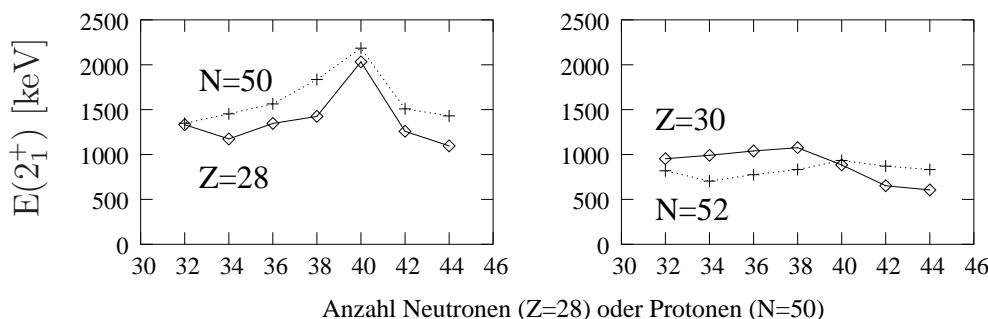


Abbildung 2.5: Energie-Systematik für Nickel- ( $Z=28$ ) und Zink-Isotope ( $Z=30$ ). Das Maximum in  $E(2_1^+)$  bei  $N=40$  tritt deutlich in den Nickel-Isotopen hervor, das Verhalten in den Zink-Isotopen ist gegenläufig. Ebenfalls gezeigt ist die Systematik für  $N=50$  und  $N=52$ , wo nun die Protonen eine fast identische Schalenstruktur durchlaufen.

Ein Schalenorbital mit Quantenzahl  $j$  kann insgesamt  $(2 \cdot j + 1)$  Nukleonen aufnehmen. Bei Kernen, in denen die Valenz-Protonen oder -Neutronen in ihrer Grundzustandskonfiguration gerade das letzte besetzte Orbital vollständig auffüllen, kann es zu besonderen Einflüssen auf die Kernstruktur kommen. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die nächste freie Schale einen großen Energieabstand zum voll besetzten Orbital aufweist. Dies ist natürlich insbesondere bei den magischen Zahlen erfüllt, ähnliche Effekte treten aber auch in anderen Fällen auf. Man spricht dann von sogenannten Unterschalenabschlüssen. In solchen Fällen können die entsprechenden Valenznukleonen in der Grundzustandskonfiguration nur noch zum Drehimpuls  $J=0$  koppeln. Für alle anderen Kopplungen müssen die Valenzteilchen zunächst den großen Energieabstand zur nächsten freien Schale überwinden. Man sieht diesen Effekt z.B. gut bei der Neutronenzahl  $N=40$  in den  $Z=28$  Nickel-Isotopen. Bei dieser Neutronenzahl ist die  $\nu(p_{1/2})$  Schale gefüllt, die nächste freie Schale ist das  $\nu(g_{9/2})$  Intruderorbital. Der Effekt tritt deutlich in  $^{68}\text{Ni}$  ( $N=40$ ) zum Vorschein, wo die Anregungsenergie des  $2_1^+$ -Zustandes mit 2034 keV ein deutliches lokales Maximum zeigt (s. Abbildung 2.5). Es wurde deshalb in [13, 14] vorgeschlagen, dass  $^{68}\text{Ni}$  die Eigenschaften eines doppelt-magischen Kerns aufweist. Weiterhin wurden für  $^{68}\text{Ni}$  auffallend kleine Werte  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  gemessen [15, 16], der  $B(E2)$ -Wert für  $^{68}\text{Ni}$  liegt sogar unter dem Wert für den doppelt-magischen Kern  $^{56}\text{Ni}$  (s. Abbildung 2.8, rechts unten). Diese deutliche Abnahme der Quadrupol-Kollektivität wurde ebenfalls als Effekt des  $N=40$ -Schalenabschlusses gedeutet. Dazu widersprüchlich scheint der Verlauf der Zwei-Neutronen-Separationsenergien  $S_{2n}$ . Diese Messgröße zeigt bei ausgeprägten Hauptschalenabschlüssen deutliche Maxima, wie



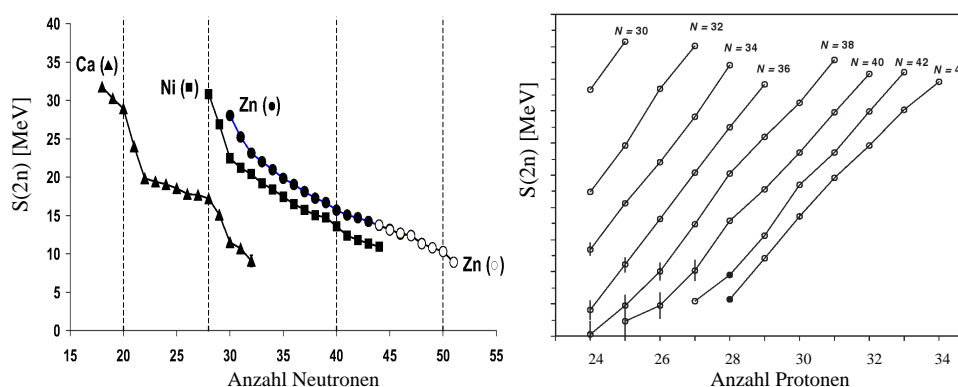


Abbildung 2.6: Links: Zwei-Neutronen Separationsenergie als Funktion der Anzahl Neutronen für Calcium, Nickel und Zink-Isotope. Man erkennt deutliche Effekte für Calcium bei  $N=20$ ,  $N=28$  sowie für Nickel bei  $N=28$ . Dagegen gibt es fast keine Effekte rund um  $N=40$ . Rechts: Zwei-Neutronen-Separationsenergien, diesmal aufgetragen gegen die Anzahl Protonen. Damit geben die horizontalen Abstände zur Linie bei  $N=40$  die Stärke des vermuteten Schalenabschlusses wieder. Man erkennt nun einen kleinen Effekt für  $^{68}\text{Ni}$ , der allerdings nicht die Interpretation eines ausgeprägten Schalenabschlusses stützt.

man in Abbildung ((2.6), links) gut am Beispiel der Ca-Isotope bei  $N=20$ ,  $N=28$  sowie der Nickel-Isotope bei  $N=28$  sieht. Rund um  $N=40$  zeigt sich dagegen nur ein kleiner Effekt für Nickel-Isotope, für die Zink-Isotope sieht schon alles glatt aus. Das Vorliegen eines prägnanten Schalenabschlusses wurde in [17] daher wieder verworfen. In [18] wurden weitere Messungen vorgenommen und  $S_{2n}$  als Funktion der Anzahl Protonen betrachtet (Abbildung (2.6), rechts). Der horizontale Abstand der einzelnen Linien ist dann ein Maß für die Stärke des Schalenabschlusses. In der Tat zeigt sich bei dieser Art der Auftragung ein kleiner Effekt bei  $Z=28$ ,  $N=40$ , was in [18] als schwacher Unterschalenabschluss gedeutet wurde. Unverstanden blieb trotzdem, warum sich ein solch deutlicher Effekt in den Anregungsenergien und Zerfallsstärken bei  $^{68}\text{Ni}$  zeigt.

Der Einfluss des  $N=40$ -Schalenabschlusses wird durch die Größe der effektiven Energielücke der  $\nu(p_{1/2})$  und  $\nu(g_{9/2})$ -Orbitale verursacht. Die effektiven Einteilchenenergien kann man näherungsweise aus der Betrachtung der ungerade-gerade Nickel-Isotope gewinnen. Die relativen Abstände der niedrigsten  $1/2^-$ - und  $9/2^+$ -Zustände sollte dann dieser effektiven Energielücke entsprechen. Für Neutronenzahlen um  $N=40$  tritt allerdings das Problem auf, dass die entsprechenden Daten für Nickel-Isotope unvollständig sein können, da diese Isotope bereits sehr exotisch und damit experimentell sehr schwer zugänglich sind. Die experimentelle Situation ist hier wesentlich besser für die  $Z=30$  Zink-Isotope, allerdings verzerren die zusätzlichen zwei Protonen das Bild. Das Resultat ist in Abbildung 2.7 (links) gezeigt, und zwar sowohl für Nickel- als auch für Zink-Isotope. Man erkennt deutlich, dass durch Hinzufügen der Neutronen die  $\nu(g_{9/2})$ -Schale mehr und mehr abgesenkt wird. Dies ist ein Resultat der Proton-Neutron-Wechselwirkung zwischen den Protonen-(fp)-Orbitalen mit der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale. Interessant ist das erneute Ansteigen in den Nickel-Isotopen bei  $N=39$ , hier ist aber wie gesagt unklar, inwieweit unvollständige experimentelle Daten vorliegen. Es ist aber offensichtlich, dass sich die effektive Einteilchen-Energie der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale hin zu  $N=40$  stark verkleinert, was wiederum gegen einen prägnanten Schalenabschluss bei  $N=40$  spricht.

Ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der kleinen  $B(E2)$ -Werte für  $^{68}\text{Ni}$  wurde in [7] gebracht. Die Autoren argumentieren zunächst, dass der  $2_1^+$ -Zustand im doppelt-magischen  $^{56}\text{Ni}$  aus ei-

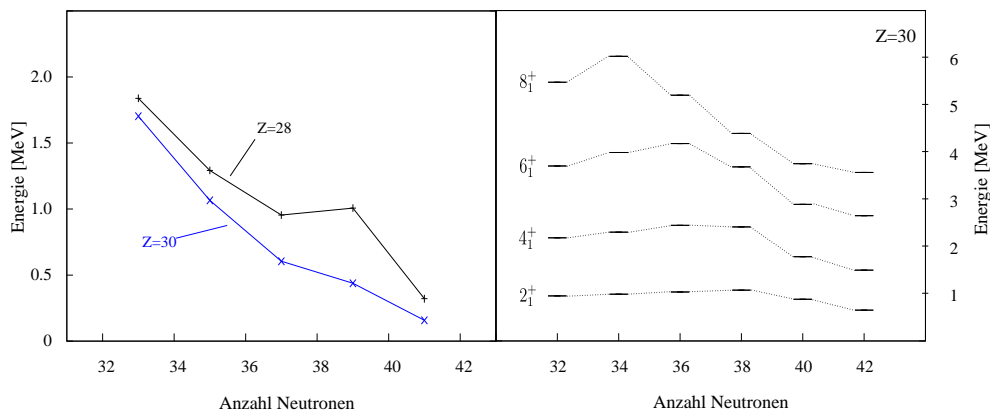


Abbildung 2.7: Links: Abstände der niedrigst liegenden  $1/2^-$ - und  $9/2^+$ -Zustände in den ungerade-gerade Nickel- und Zink-Isotopen. Diese sollen die effektiven Abstände zur  $\nu(g_{9/2})$ -Schale andeuten. Rechts: Systematik der Yrast-Zustände in gg Zink-Isotopen. Der Abwärtstrend von Zuständen mit hohen Spins kann ein Einfluss der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale sein.

ner Superposition identischer Proton- und Neutron- Teilchen-Loch (p-h) Anregungen gebildet wird und dadurch 1p-1h-Charakter hat. Für  $^{68}\text{Ni}$  kann im  $2_1^+$ -Zustand keine 1p-1h Neutronen-Komponente vorliegen, denn die  $g_{9/2}$ -Schale hat eine andere Parität als die (fp)-Schalen. Die Autoren argumentieren weiter, dass durch die tief liegende  $\nu(g_{9/2})$ -Schale 2p-2h-Anregungen für Neutronen bei  $^{68}\text{Ni}$  favorisiert werden und dadurch die Neutronenamplitude im  $2_1^+$ -Zustand wächst. Da der  $B(E2)$ -Wert die Protonen-Anteile in der Wellenfunktion reflektiert, ist damit ein Absinken der  $B(E2)$ -Stärke als Konsequenz hoher Neutronen-Amplituden (in Form von 2p-2h Anregungen) im  $2_1^+$ -Zustand zu sehen. Der größte Teil der  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2^+)$  Stärken sollte sich dagegen bei höheren Energien finden, wo 1p-1h Protonenanregungen energetisch wieder möglich werden und signifikante Beiträge zur E2-Summenstärke liefern. Diese Vermutung wurde in [7] mittels large-scale (sowie Monte-Carlo) Schalenmodellrechnungen und Rechnungen in der Quasiparticle Random-Phase Approximation (QRPA) erfolgreich überprüft. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.8 gezeigt. Links ist die gerechnete Verteilung (aus dem Schalenmodell) der  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  Stärken in  $^{68}\text{Ni}$  gezeigt. In der Tat ist der größte Teil der E2-Summenstärke nicht im  $2_1^+$ -Zustand zu finden, sondern in fragmentierten  $2^+$ -Zuständen um 5 MeV Anregungsenergie. Rechts sind zunächst die experimentellen und theoretischen (aus QRPA)  $2_1^+$ -Energien der Nickel-Isotope gezeigt. Der Anstieg von  $E(2_1^+)$  bei  $N=40$  wird gut wiedergegeben. Ebenfalls gezeigt sind die experimentellen und theoretischen  $B(E2)$ -Stärken der  $2_1^+$  Zustände. Qualitativ wird die Abnahme der E2-Stärke der  $2_1^+$  Zustände um  $N=40$  gut wiedergegeben. Ebenfalls gezeigt ist die gerechnete Summenstärke aller ( $0^+ \rightarrow 2^+$ )-Zerfälle. Wie vermutet, übersteigt die Summenstärke die normalerweise dominierende Stärke des  $2_1^+$ -Zustandes bei weitem. Die Hauptaussage ist also, dass die Abnahme der E2-Stärke als Effekt einer kleinen Energielücke zur  $\nu(g_{9/2})$ -Schale gedeutet werden kann, was also deutlich gegen das Vorliegen eines Unterschalenabschlusses bei  $N=40$  spricht.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung kollektiver Anregungsmoden im  $N=40$ -Kern  $^{70}\text{Zn}$ , der nur zwei Protonen über dem  $^{68}\text{Ni}$ -Kern liegt. Der Kern  $^{70}\text{Zn}$  ist das letzte stabile Zink-Isotop und ist damit experimentell leichter zugänglich als die exotischen Nickel-Isotope bei  $N=40$ . Die Untersuchung dieses Kerns ist damit gut geeignet, um weitere Informationen über das komplizierte Wechselspiel der Neutronen-Orbitale um  $N=40$  zu erhalten. Wir wollen bereits hier in die Diskussion der bereits vorhandenen experimentellen Daten einsteigen, um

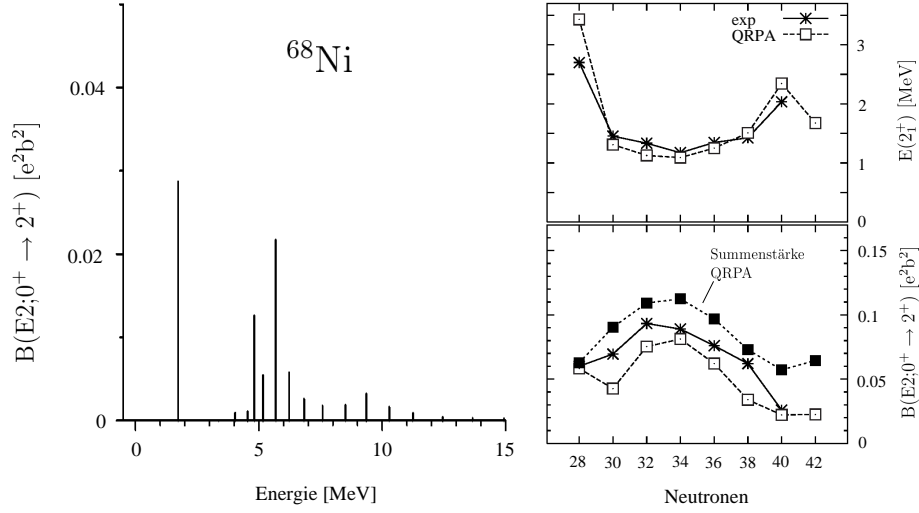


Abbildung 2.8: Links: Theoretische  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ -Stärken für  $^{68}\text{Ni}$  aus large-scale Schalenmodell-Rechnungen. Die E2-Stärke ist offensichtlich nicht (wie üblich) im  $2^+_{1^+}$ -Zustand konzentriert. Rechts oben: Ergebnisse aus QRPA-Rechnungen für die Anregungsenergien  $E(2^+_{1^+})$  der Nickel-Isotope. Das lokale Maximum bei  $N=40$  wird gut wiedergegeben. Rechts unten: Übergangsstärken  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+_{1^+})$  sowie die Summenstärke  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ . Auch hier zeigt sich die Verschiebung der E2-Stärke hin zu höheren Energien. (alle Diagramme aus [7])

die Experimente aus Kapitel 3 und 4 zu motivieren.

Interessant ist zunächst, dass sich das Verhalten der  $2^+_{1^+}$  Anregungsenergien durch Hinzufügen der zwei Valenzprotonen gegenüber den Nickel-Isotopen deutlich ändert (Abbildung 2.5). Das Verhalten der Anregungsenergien ist hierbei gegenläufig und zeigt ein Abfallen der Energien ab  $^{68}\text{Zn}$  ( $N=38$ ) an, was im Allgemeinen als ein Ansteigen der Deformation gedeutet wird. Die Effekte, die in den Nickel-Isotopen um  $N=40$  auftreten scheinen hier also schon deutlich geschwächt zu sein, was wiederum zeigt, dass ein  $N=40$  Unterschalenabschluss (wenn überhaupt) lokal nur sehr begrenzte Auswirkungen hat.

Im Gegensatz zum Verlauf der  $2^+_{1^+}$ -Zustände zeigt sich im Verlauf der  $B(E2; 2^+_{1^+} \rightarrow 0^+_{1^+})$  Werte ein ganz ähnliches Verhalten wie in den Nickel-Isotopen (2.9). Es tritt ein lokales Minimum auf, allerdings nun schon bei Neutronenzahl  $N=38$ . Insgesamt gleicht das Verhalten einer Beschreibung im Senioritätsschema

$$B(E2)_{sen} \sim (\nu_{particle} \times \nu_{hole}) + (\pi_{particle} \times \pi_{hole}). \quad (2.52)$$

Hier bezeichnet z.B.  $\nu_{particle}$  ( $\nu_{hole}$ ) die Anzahl Valenzteilchen (Valenzlöcher) bezüglich des nächstgelegenen Cores. Dies würde einen (Unterschalen-)Abschluss in der Region um  $N=40$  bedeuten. Überträgt man allerdings die Argumente von [7] auf die Region der Zink-Isotope, sollte das Minimum der  $B(E2)$ -Werte nur wieder die tiefliegende  $\nu(g_{9/2})$ -Schale reflektieren. Hier ist aber nicht klar, inwieweit sich ohne weiteres die Ergebnisse aus [7] aufgrund der zwei zusätzlichen Valenzprotonen übertragen lassen. Es bleibt weiterhin unklar, warum der  $B(E2)$ -Wert bei  $^{70}\text{Zn}$  bereits wieder leicht ansteigt.

In Abbildung 2.7 (rechts) sind die Yrast-Zustände in den gg Zink-Isotopen bis zum Spin  $J=8\hbar$  gezeigt. Man erkennt bei den Orbitalen mit höherem Drehimpuls ein deutliches Abfallen der Anregungsenergien hin zu  $N=40$ . Dieses dürfte ein Effekt der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale sein, denn ihr Anteil in der Wellenfunktion der Zustände sollte mit wachsendem Spin größer werden. Die Energie

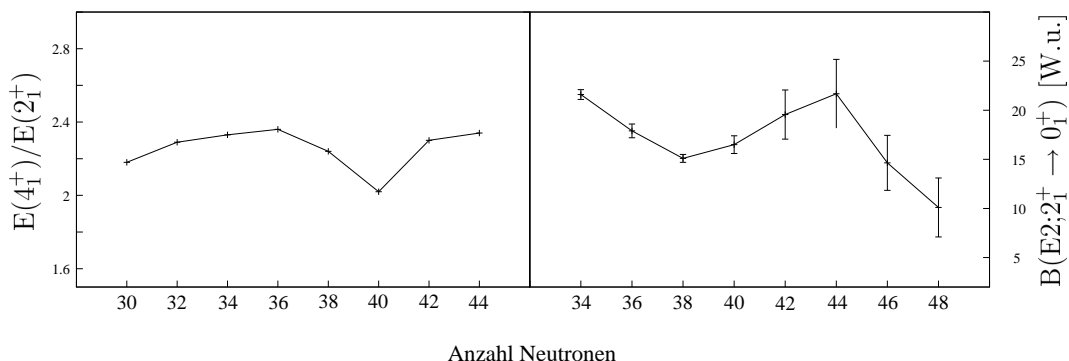


Abbildung 2.9: Links: Systematik der  $R_{4/2}$ -Werte für die Z=30-Isotope. Man erkennt deutlich ein lokales Minimum bei N=40. Ein Vergleich mit den Nickel-Isotopen ist aufgrund der ungenauen Daten nicht sinnvoll, außerdem herrschen auf der Z=28-Hauptschale ohnehin spezielle Verhältnisse. Rechts: Systematik der  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  Werte. Auch hier zeigt sich ein Minimum der Deformation, allerdings bei N=38. Die Verhältnisse gleichen einer Beschreibung im Senioritätsschema mit Abschlüssen bei N=28, N=38 und N=50.

des  $2_1^+$ -Zustandes ist dagegen vergleichsweise konstant. Ab Neutronenzahl N=40 dominiert die  $\nu(g_{9/2})$ -Schale die Kernstruktur und man erkennt entsprechend kaum noch Änderungen hin zu N=42. Relative Änderungen zur  $\nu(p_{1/2})$ -Schale fallen hier nicht mehr sehr stark ins Gewicht. Eine gute Möglichkeit, die Anteile der  $\nu(g_{9/2})$  Schale experimentell zu bestimmen, ist die Messung magnetischer Momente. Große Amplituden in Konfigurationen mit  $\nu(g_{9/2})$  sollten aufgrund 2.49 zu negativen Beiträgen im g-Faktor führen. Der Einfluss der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale sollte dabei mit wachsendem Spin größer werden, wie es auch Abbildung 2.7 andeutet. Experimentell können die magnetischen Momente gut unter Verwendung von Coulomb-Anregung und der Methode transienter Magnetfelder vermessen werden, die in Kapitel 3 vorgestellt wird. Für die gg Zink-Isotope  $^{62-70}\text{Zn}$  sind Daten für  $g(2_1^+)$  bereits bekannt [19] (siehe Abbildung 2.10). Interessanter ist hier aber schon  $g(4_1^+)$ , was für  $^{64-68}\text{Zn}$  vermessen wurde [20]. Magnetische Momente höherer Yrast-Zustände konnten aufgrund der schwachen Coulomb-Anregung dieser Zustände nur schwer gemessen werden. Während die Ergebnisse in  $^{64,66}\text{Zn}$  den Vorhersagen des kollektiven Modells ( $g=Z/A$ ) entsprechen, wurde von der Gruppe um Prof. K.H. Speidel (Universität Bonn) in [6] ein negativer g-Faktor für  $^{68}\text{Zn}$  gemessen (in Abbildung 2.10 blau), was als deutliches Anzeichen der tief liegenden  $\nu(g_{9/2})$ -Schale gedeutet wurde. Diese drastische Änderung konnte allerdings nicht vollständig im Schalenmodell beschrieben werden. Die Richtigkeit des Ergebnisses wurde von der Gruppe um N. Benczer-Koller (Rutgers University) angezweifelt und auf die Verwendung von Szintillations-Detektoren mit zu geringer Energieauflösung zurückgeführt. Die Ergebnisse aus [21] unter Verwendung von HPGe-Detektoren lieferte in der Tat einen positiven  $g(4_1^+)$ -Wert für  $^{68}\text{Zn}$  (in Abbildung 2.10 rot, oberer Wert). Die Gruppe um K.H. Speidel wiederholte ihre Messung [22], diesmal auch unter Verwendung von HPGe Detektoren und bestätigte den vorher publizierten negativen Wert für  $g(4_1^+)$  (in Abbildung 2.10 rot, unterer Wert). Die Ergebnisse stimmen offensichtlich nicht innerhalb der Fehlergrenzen überein und die Situation blieb daher unklar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deswegen  $g(4_1^+)$  für den Kern  $^{70}\text{Zn}$  erstmals vermessen. Aus der obigen Diskussion deutet sich an, dass das  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital bei N=40 zumindest ähnlich tief liegen sollte wie in  $^{68}\text{Zn}$ . Falls der negative Wert für  $g(4_1^+)$  in  $^{68}\text{Zn}$  tatsächlich richtig ist, so sollte sich ein ähnlich negativer Wert auch für  $^{70}\text{Zn}$  ergeben. Das Experiment wurde in Kollaboration beider Gruppen um K.H. Speidel und N. Benczer-Koller an der Yale University durchgeführt und gemeinsam ausgewertet. Experiment und Ergebnisse

werden in Kapitel 3 vorgestellt.

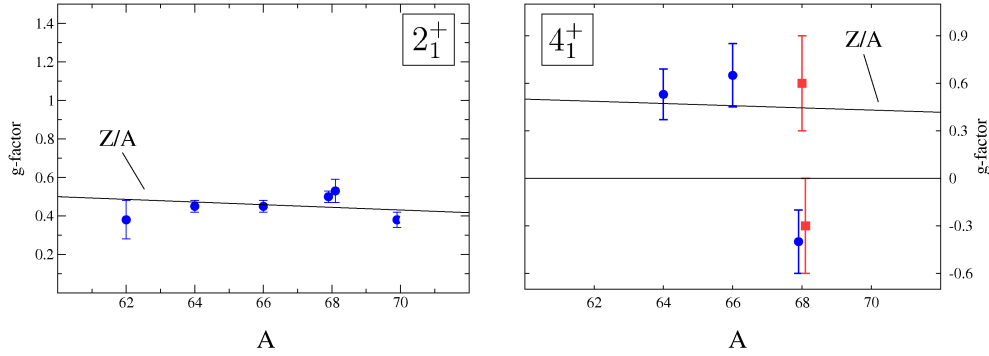


Abbildung 2.10: Experimentelle Ergebnisse für g-Faktoren  $g(2_1^+)$  (links) und  $g(4_1^+)$  (rechts) in den gg-Zink-Isotopen. Für den g-Faktor des  $4_1^+$ -Zustandes in  $^{68}\text{Zn}$  gibt es kein einheitliches Resultat (siehe Text). Auch gezeigt ist die  $Z/A$  Vorhersage des kollektiven Modells (siehe z.B. [1]).

Unabhängig von diesen Effekten deuten die absoluten  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  Werte von 15-20 W.u. der gg Zink-Isotope darauf hin, dass hier im niederenergetischem Bereich kollektives Verhalten erwartet werden kann. Bis auf die unklare Situation bei  $^{68}\text{Zn}$  zeigen auch die magnetischen Momente kollektives Verhalten gemäß  $g=Z/A$ . Dies ermöglicht es also, das Verhalten von kollektiven Anregungen in der Nähe der prägnanten Schalenstruktur zu untersuchen. Damit stellt der Bereich der gg Zink Isotope um  $N=40$  ein ideales Gebiet dar, um das komplizierte Zusammenspiel von Schalenstruktur und kollektivem Verhalten zu untersuchen, welches hierbei ganz wesentlich durch die Eigenschaften der Proton-Neutron-Wechselwirkung beeinflusst werden dürfte.

Für eine generelle Einordnung der kollektiven Eigenschaften sind in Abbildung 2.11 neben den Yrast-Zuständen auch weitere Anregungen der gg Zink-Isotope gezeigt. In der älteren Literatur wurden die gg Zink-Isotope als vibrationäre Kerne diskutiert. Das genauere Studium der Zerfallsstärken in  $^{64-68}\text{Zn}$  deutet aber auf nicht unerhebliche Störungen hin und es wurden diverse Ansätze benutzt, um das allgemeine Verhalten zu charakterisieren. Insbesondere wurden für  $^{62,64,66}\text{Zn}$  die tiefliegenden Zustände als quasi-Rotationsbanden diskutiert [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. Bewegt man sich in Richtung  $N=40$ , sind besonders die drastischen Änderungen der Anregungsenergien für die Zustände  $0_2^+$  und  $2_3^+$  auffallend. In [30] hat man für  $^{68}\text{Zn}$  die  $0_2^+$  und  $2_3^+$ -Zustände als Kopf einer Intruderbande der  $\nu(g_{9/2})$  interpretiert. Die Einflüsse der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale in den übrigen Zuständen soll dagegen klein sein. Dies wurde durch Vergleich mit Schalenmodellrechnungen motiviert, die nicht das  $\nu(g_{9/2})$  Orbital beinhalten. Die auftretenden Abweichungen für die Zustände  $0_2^+$  sowie  $2_3^+$  wurden dann als Effekt der fehlenden  $\nu(g_{9/2})$  Schale interpretiert. Nach unserer Auffassung ist dies kein sinnvoller theoretischer Ansatz, was anhand der Diskussion in Kapitel 4 klar werden wird. Auch die oben angesprochenen Ergebnisse von [7] widersprechen der These aus [30] und wir werden zeigen, dass die Deutung einer  $0_2^+ - 2_3^+$  Intruderbande so nicht haltbar ist.

Für eine Einordnung der allgemeinen kollektiven Verhältnisse ist es nützlich, die Größe

$$R_{4/2} = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)} \quad (2.53)$$

zu betrachten. Im einfachsten Fall des geometrischen Vibrationskerns ist  $R_{4/2} = 2.0$ . Dieser Fall

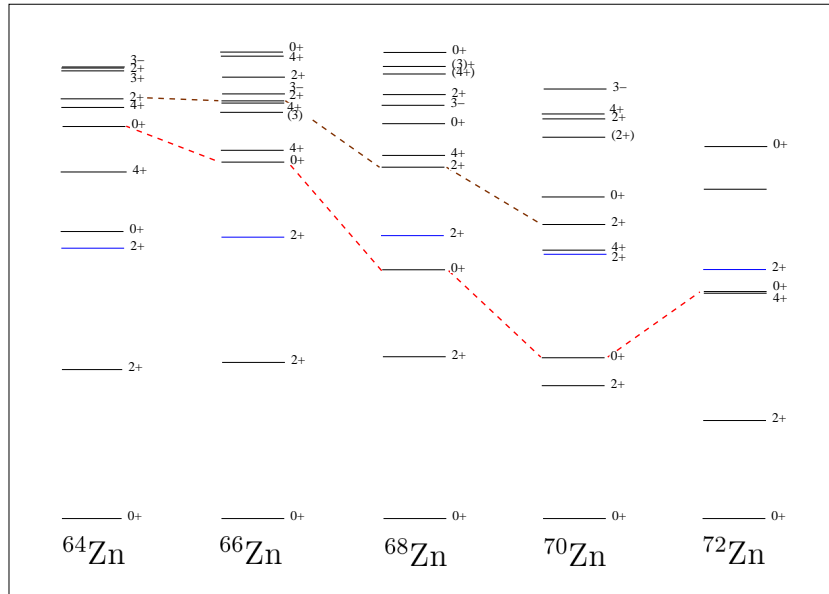


Abbildung 2.11: Levelschemata der gg Zink-Isotope  $^{64-72}\text{Zn}$ . Insbesondere die Zustände  $0_2^+$  und  $2_3^+$  fallen energetisch stark ab, wenn sich die Neutronenzahl  $N=40$  nähert. Die experimentellen Daten für das instabile  $^{72}\text{Zn}$  sind noch nicht ausreichend, um die Systematik vollständig weiterzuführen, insbesondere ist hier der  $2_3^+$ -Zustand noch nicht bekannt.

entspricht dem  $U(5)$ -Limit des IBM. Auf dem Weg zur dynamischen  $O(6)$ -Symmetrie verändert sich dieser Wert hin zu  $R_{4/2} = 2.5$ . Allgemein entsprechen größere Werte für  $R_{4/2}$  stärker deformierten Kernen. Die Werte für die  $Z=30$ -Kette sind in 2.9 (links) gezeigt. Bei  $N=40$  zeigt sich ein auffallend scharfes Minimum mit  $R_{4/2} = 2.0$  für  $^{70}\text{Zn}$ . Dies ist im Widerspruch zur Annahme, dass das Absinken von  $E(2_1^+)$  auf eine wachsende Deformation hindeutet. Der Verlauf der  $B(E2)$ -Werte entspricht dem Verlauf des  $R_{4/2}$  Verhältnisses schon eher, obwohl wie oben besprochen das Minimum hier bei  $N=38$  auftritt. Der  $R_{4/2}$ -Wert für  $^{70}\text{Zn}$  entspricht exakt der theoretischen Erwartung für das  $U(5)$ -Limit, also dem klassischen harmonischem Vibrator. Ohne weitere Studien ist aber nicht klar, inwieweit dies nur ein Artefakt der speziellen Schalenstruktur ist und sich die Kerne überhaupt vernünftig in einem kollektiven Modell beschreiben lassen.

Wichtige Informationen über das kollektive Verhalten liefern nun die gemischt-symmetrischen Zustände, denn diese sind tiefliegende Anregungen, die in guten Vibrationskernen vorliegen sollten. Störungen der vibrationären Struktur haben dann drastische Auswirkungen auf das Verhalten der gemischt-symmetrischen Zustände, wie z.B. in [33] gezeigt wurde. Diese Zustände sind auch deshalb so interessant, weil wir hier sehr sensitiv auf die Proton-Neutron-Wechselwirkung sind, die ja wesentlich das Verhalten der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale bestimmt. Wir fassen deshalb den bisherigen Kenntnisstand kurz zusammen.

Im Kern  $^{66}\text{Zn}$  wurde der  $2_{1,ms}^+$  bei einer Anregungsenergie von etwa 3 MeV gefunden [31]. Es ist die höchste jemals gemessene Anregungsenergie eines  $2_{1,ms}^+$ -Zustandes. Sowohl in den leichteren  $N=30$ -Isotonen [34] als auch in der  $N=52$ -Region [35] liegen diese Zustände zwischen 2.0 und 2.5 MeV Anregungsenergie. Es war unverständlich, warum die Energie im Fall  $^{66}\text{Zn}$  so ungewöhnlich hoch liegt. Aus den bekannten experimentellen Daten der Nachbarkerne  $^{64}\text{Zn}$  und  $^{68}\text{Zn}$  lassen sich ebenfalls gute Kandidaten extrahieren. Während sich für den Kern  $^{64}\text{Zn}$  die hohe Anregungsenergie bestätigt, scheint diese zu  $^{68}\text{Zn}$  hin abzufallen [32]. Es liegt nahe, hierbei

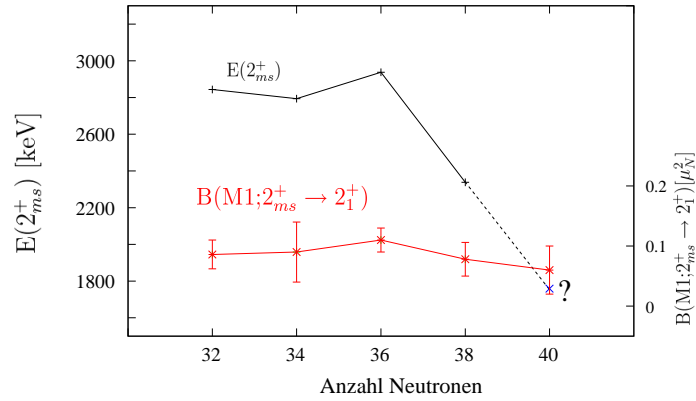


Abbildung 2.12: Anregungsenergien und  $B(M1; 2_{1,ms}^+ \rightarrow 2_1^+) [\mu_N^2]$  der gemischt-symmetrischen Zustände  $2_{1,ms}^+$  in gg-Zink-Isotopen. Die Ergebnisse für  $N=34-38$  sind aus [31, 32]. Für  $^{70}\text{Zn}$  ist der  $2_2^+$ -Zustand mit den bisher bekannten Zerfallsstärken eingezeichnet.

Einflüsse der abfallenden  $\nu(g_{9/2})$ -Schale zu vermuten. Für den Kern  $^{68}\text{Zn}$  ist die experimentelle Lage durch die Arbeit von [30] unklar geworden. Hier wurde durch Coulomb-Anregung von  $^{68}\text{Zn}$  ein Wert von  $B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.47(4) \mu_N^2$  gemessen. Dieser Wert scheint völlig aus der Systematik der übrigen gg-Zink-Isotope herauszufallen. Wir werden bei der Diskussion der neuen Ergebnisse dieser Arbeit wieder an diesen Punkt zurückkommen.

Die Schlüsselrolle übernimmt nun der Kern  $^{70}\text{Zn}$ . Aus der obigen Diskussion ist klar, dass sich der Abstand zur  $\nu(g_{9/2})$ -Schale weiter verringern sollte. Falls dieses Orbital tatsächlich entscheidende Anteile an der Wellenfunktion der gemischt-symmetrischen Zustände hat, sollte sich der Abwärtstrend des  $2_{1,ms}^+$  für  $^{70}\text{Zn}$  bestätigen. Der Kern  $^{70}\text{Zn}$  ist aber als letztes stabiles Zink-Isotop experimentell schon recht schwierig zugänglich. Laut den bekannten Daten hat der  $2_2^+$  Zustand eine überraschend kurze Lebensdauer von  $\tau = 0.35_{-0.17}^{+0.35}$  ps. Das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.75(15)$  deutet dabei an, dass in  $^{70}\text{Zn}$  der  $2_2^+$ -Zustand zumindest Anteile einer gemischt-symmetrischen Wellenfunktion besitzt. Dies würde zwar den Abwärtstrend des  $2_{1,ms}^+$ -Zustandes bestätigen, aber auch eine erhebliche Störung des klassischen vibrationären Verhaltens bedeuten. Die Gesamtsituation ist in Abbildung 2.12 gezeigt. Hierbei wurde für  $^{70}\text{Zn}$  der  $2_2^+$ -Zustand als gemischt-symmetrische Anregung gewählt. Es ist eines der Hauptanliegen dieser Arbeit, die ungewöhnlichen Effekte der  $2_{1,ms}^+$  Zustände in den gg-Zink-Isotopen besser zu verstehen und alles auf eine mikroskopische Basis zu stellen.

Auch in anderen Regionen der Nuklidkarte kommt es zu ähnlichen Effekten bei Unterschalenabschlüssen. Als Beispiel sei die Region um  $Z=38, 40$  genannt, die wir kurz besprechen wollen. Wir befinden uns damit in der viel diskutierten  $A=100$  Massenregion, die einen fast unübertroffenen Reichtum an Phänomenen der Kernstrukturphysik zu bieten hat. Wir können das schon aus Abbildung 2.13 erkennen, in der die Anregungsenergien der  $2_1^+$ -Zustände in dieser Region gezeigt sind. Man erkennt deutlich den  $N=50$  Hauptschalenabschluss. Auffallend ist das scharfe Maximum bei  $^{96}\text{Zr}$  ( $Z=40, N=56$ ). Bei  $N=60$  kommt es dann für die Strontium- und Zirkonium-Isotope zu einem scharfen Phasenübergang hin zu deformierten Kernen, was man schon am abrupten Absinken der Energien sieht. Diese Phasenübergänge von sphärischen Kernen zu deformierten Kernen sind eine der prägnantesten Beispiele für solche Phänomene auf der Nuklidkarte.

Bezüglich der Schalenstruktur ist aus unserer Diskussion rund um  $N=40$  nun schon klar, dass bei  $Z=38$  ein Orbital  $p_{1/2}$  und bei  $Z=40$  dann wieder ein  $g_{9/2}$  Orbital auftritt, nun aber für

Protonen. Sehr analog (und interessant) zum Fall der Nickel-Isotope mit der magischen  $Z=28$  Schale wäre nun das Studium der Isotone auf der magischen  $N=50$  Schale. In der Tat finden sich ganz ähnliche Effekte wie bei  $^{68}\text{Ni}$  rund um  $Z=40$ , im Detail finden sich dann aber doch wichtige Unterschiede, wie z.B. in [8] dargelegt. Alles dies wurde gut untersucht, so z.B. in Hinblick auf die Proton-Neutron-Struktur von  $^{92}\text{Zr}$  ( $Z=40, N=52$ ) [33] und soll bei der Diskussion der gemischt-symmetrischen Zustände auch in dieser Arbeit nochmal kurz angeschnitten werden. Wir gehen nun aber durch Hinzufügen von Neutronen in eine etwas stärker deformierte Region um  $N=56$ . Nach der abgeschlossenen  $N=50$  Konfiguration sind hierbei die niedrigsten Schalen  $\nu(1d_{5/2})$  und  $\nu(2s_{1/2})$  [36]. Der Kern  $^{96}\text{Zr}$  ( $Z=40, N=56$ ) zeigt wie  $^{68}\text{Ni}$  ein deutliches Maximum in seiner Anregungsenergie, und es ist bemerkenswert, dass in diesem Zusammenhang wieder ein  $j=1/2$  Orbital auftritt. Die phänomenologische Deutung der hohen Anregungsenergie ist damit, dass die abgeschlossenen Schalen bei  $Z=40$  ( $\pi(p_{1/2})$ ) und  $N=56$  ( $\nu(d_{5/2})$ ) die Anregungsenergie eines Zustandes  $J^\pi = 2^+$  erheblich vergrößert. Interessant ist nun aber, dass dieser Effekt nicht bei  $^{94}\text{Sr}$  ( $Z=38$ ) auftritt. In den Strontium-Isotopen ist die Anregungsenergie des  $2_1^+$ -Zustandes nahezu konstant bis  $N=58$ . Naiv betrachtet sollten hier aufgrund der  $\pi(p_{1/2})$ -Schale aber ganz ähnliche Effekte auftreten. In [36] wurde der Versuch unternommen, dieses Phänomen im Rahmen von Schalenmodellrechnungen zu beschreiben. Als Core wurde hier  $^{88}\text{Sr}$ , also  $Z=38, N=50$  gewählt, d.h. für die Beschreibung der Sr-Isotope stehen keine aktiven Protonen zur Verfügung. Die deutlichen experimentellen Unterschiede zwischen den Strontium- und Zirkonium-Isotopen konnte entsprechend nicht ganz herausgearbeitet werden. Dies ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die in diesem Zusammenhang nicht ausreichende Güte des  $^{88}\text{Sr}$ -Cores zurückzuführen. Eine Rechnung mit  $^{78}\text{Ni}$ - oder  $^{100}\text{Sn}$ -Core ist aber zur Zeit nicht durchführbar.

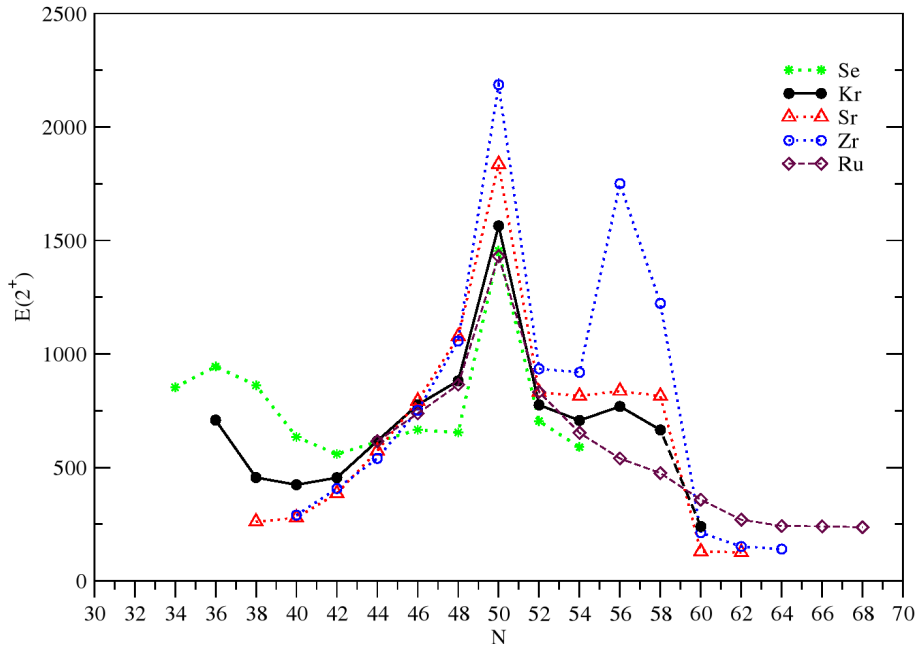


Abbildung 2.13: Energie-Systematik in der  $A=100$  Massenregion. Der Wert für  $^{96}\text{Kr}$  stammt von [37].

In den Krypton-Isotopen ( $Z=36$ ) sieht man nun in Abbildung 2.13, dass die Anregungsenergie bei  $N=56$  wieder ein (wenn auch viel schwächeres) lokales Maximum zeigt. Wie schon in [38] hervorgehoben wurde, ist dies um so bemerkenswerter, wenn man das Verhalten mit den



Kernen ( $Z=40\pm 2$ ) und ( $Z=40+4$ ) vergleicht. Es wurde deshalb diskutiert, ob der  $N=56$ - Unterschalenabschluss noch für  $Z=36$  Wirkung zeigt. Erste Schritte zu ihrer Beantwortung konnten durch unsere Messung der  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Werte für die Krypton-Isotope  $^{88}\text{Kr}$  ( $N=52$ ) und  $^{92}\text{Kr}$  ( $N=56$ ) getan werden. Wir werden diese Ergebnisse im Rahmen eines Ausblicks auf Experimente mit radioaktiven Strahlen kurz in Kapitel 5 besprechen, sie stehen aber nicht im Fokus dieser Arbeit und ihre theoretische Deutung ist noch nicht abgeschlossen.



## Kapitel 3

# Experimente am Kern $^{70}\text{Zn}$

Der Kern  $^{70}\text{Zn}$  ist das letzte stabile Zink-Isotop und besitzt nur eine Anreicherung von 0.6 % in natürlichem Zink. Fusions-Verdampfungsreaktionen mit stabilem Strahl und stabilem Target sind für diesen neutronenreichen Kern bereits nicht mehr durchführbar. Auch  $\beta$ -Zerfalls Experimente sind nur möglich unter Verwendung von radioaktivem Strahl, wobei man dann die relativ geringe Strahlintensität in Kauf nehmen muss [39]. Die meisten bisher bekannten Informationen zum Tiefenergie-Schema dieses Kernes stammen aus Neutronenstreu-Experimenten mit schnellen Reaktor-Neutronen [40]. Nachteilig wirkt sich hierbei aus, dass Reaktor-Neutronen einer exponentiell abnehmenden Energieverteilung gehorchen, die einfallenden Neutronen sind also nicht monoenergetisch und höher liegende Zustände werden nur schwach bevölkert. Eine Zuordnung der beobachteten  $\gamma$ -Übergänge ist bei solchen Experimenten schwierig, zumal aufgrund der zu geringen Wirkungsquerschnitte keine  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen aufgenommen wurden. Daraus resultierten fehlerhafte Zuordnungen im Levelschema, wie später gezeigt werden soll.

Es zeigte sich weiterhin, dass viele der publizierten Daten aus Neutronenstreuung mit Reaktor-Neutronen, insbesondere Lebensdauern und Multipolmischungsverhältnisse, nicht mit unseren Messungen übereinstimmen. Neben den allgemeinen Problemen bei der Verwendung von schnellen Reaktor-Neutronen wurden in den alten Messungen nur schwach angereicherte  $^{70}\text{Zn}$ -Targets verwendet. Weiterhin war die Auflösung des Detektormaterials in der damaligen Zeit wesentlich schlechter als es heutzutage der Fall ist.

Am Anfang unserer Messungen stand ein Photonenstreu-Experiment am Institut für Kernphysik der Universität Stuttgart. Hier konnte die Lebensdauer des  $2_2^+$ -Zustandes neu vermessen werden. Weiterhin wurde eine kurzlebige Dipolanregung bei höheren Energien gefunden. Die mit Abstand meisten neuen Informationen wurden dann durch Neutronenstreu-Experimente mit monoenergetischen Neutronen an der University of Kentucky gemessen, wobei das Levelschema in zahlreichen Punkten korrigiert und durch neue Daten ergänzt wurde. Abschließend wurden magnetische Momente mittels der Methode der transienten Felder gemessen. Hierbei wurde eine inverse Coulomb-Anregung als Reaktion gewählt, wodurch auch die Lebensdauer des  $4_1^+$ -Zustandes erstmals vermessen werden konnte. Insgesamt liegen damit alle notwendigen Informationen vor, um für die wichtigsten tiefliegenden Anregungen absolute Übergangsstärken angeben zu können.

Im Folgenden sollen die experimentellen Methoden kurz vorgestellt und die Ergebnisse tabellarisch erfasst werden. Die Deutung der neuen Daten findet sich im nachfolgenden Kapitel 4.

### 3.1 Inelastische Photonentreuung

Das Hauptziel dieses Experimentes war die neue Vermessung der Lebensdauer des  $2_2^+$  Zustandes in  $^{70}\text{Zn}$ . Der Spin dieser fundamentalen Anregungsmode war nur unsicher bekannt und sollte ebenfalls überprüft werden. In den evaluierten Daten [41] war eine relativ kurze Lebensdauer von nur  $0.35_{-0.17}^{+0.35}$  ps angegeben. Das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.75(15)$  wies dabei auf einen recht starken M1-Anteil hin, was diesen Zustand zu einem Kandidaten für eine gemischt-symmetrische Anregung machte. In allen anderen stabilen gg Zink-Isotopen trägt der  $2_2^+$ -Zustand dagegen den Charakter einer symmetrischen 2-Phononen Anregung mit längerer Lebensdauer und verschwindendem M1 Anteil. Zum Verständnis der Kernstruktur des Kerns  $^{70}\text{Zn}$  war also eine Überprüfung dieser Daten unbedingt notwendig. Auch wenn das Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  der Methode der Photonenstreuung nicht zugänglich ist, ist diese Methode eine gute Wahl zur Bestimmung der Lebensdauer  $\tau(2_2^+)$ .

Das Experiment wurde am Dynamitron Beschleuniger des damaligen Instituts für Kernphysik der Universität Stuttgart durchgeführt. Aufgrund einer starken Ausrichtung zum Bereich der Festkörperphysik wurde der Dynamitron-Beschleuniger inzwischen abgeschaltet und demontiert. Das Experiment am Kern  $^{70}\text{Zn}$  war das letzte durchgeführte Experiment an dieser Maschine.

Der Dynamitron Beschleuniger lieferte für das Experiment einen intensiven Elektronen-Strahl mit einer Energie von 3.9 MeV. Der Strahlstrom erreichte dabei ca. 230  $\mu\text{A}$ , was eine effiziente Messung möglich machte. Der Elektronenstrahl wurde auf ein wassergekühltes Gold-Bremstarget gelenkt. Durch die Abbremsung der Elektronen entsteht intensive Bremsstrahlung, die kollimiert auf das zu untersuchende Material gegeben wird. Die maximale Energie der Bremsstrahlung entspricht dabei der einfallenden Energie der Elektronen. Das seltene und wertvolle angereicherte Targetmaterial in Form von Zinkoxid wurde von der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt zur Verfügung gestellt. Es stand eine ausreichende Menge von 2.43 g ZnO in einer Anreicherung von 88.5 % in  $^{70}\text{Zn}$  zur Verfügung.

Zur Bestimmung der Lebensdauern ist eine Normalisierung des Photonenflusses notwendig. Hierzu wurde dem ZnO 0.51 g  $^{27}\text{Al}$  sowie 0.043 g  $^{13}\text{C}$  beigegeben und daraus ein pillenförmiges Target gepresst. Aus den genau bekannten Streuquerschnitten von  $^{27}\text{Al}$  und  $^{13}\text{C}$  erhält man später die gesuchten Streuquerschnitte für  $^{70}\text{Zn}$ .

Durch Bestrahlung des Targetmaterials mit Bremsstrahlungs-Photonen werden die  $^{70}\text{Zn}$ -Kerne angeregt, die dann durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung in den Grundzustand zurück zerfallen. Die  $\gamma$ -Strahlung wurde mit insgesamt drei hochauflösenden HPGe-Detektoren unter 90, 127 und 150 Grad am Winkelverteilungsmessplatz nachgewiesen. Im Falle von elastischer Photonenstreuung gehorchen die Photonen für einen gg Kern (d.h. Grundzustand  $J^\pi = 0^+$ ) den Winkelverteilungen

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

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

Diese Winkelverteilungen unterscheiden sich maximal bei den Winkeln  $90^\circ$  und  $127^\circ$ . Durch die Betrachtung der Peak-Intensitäten der Grundzustandübergänge unter diesen Winkeln ist damit eine Bestimmung der Spins angeregter Zustände möglich. Bei dem dritten Detektor unter  $150^\circ$  wird ausgenutzt, dass unter einem solchem Rückwärtswinkel der nichtresonante Streuuntergrund deutlich reduziert ist. In den gewonnenen Spektren konnten insgesamt nur vier  $\gamma$ -Übergänge aus dem Kern  $^{70}\text{Zn}$  identifiziert werden. Neben den beiden ersten angeregten  $J^\pi = 2^+$ -Zuständen wurden zwei Zerfälle einer starken Dipolanregung bei 3224 keV beobachtet. Es ist nicht verwunderlich, dass keine weiteren  $2^+$ -Zustände spektroskopiert wurden, da höhere

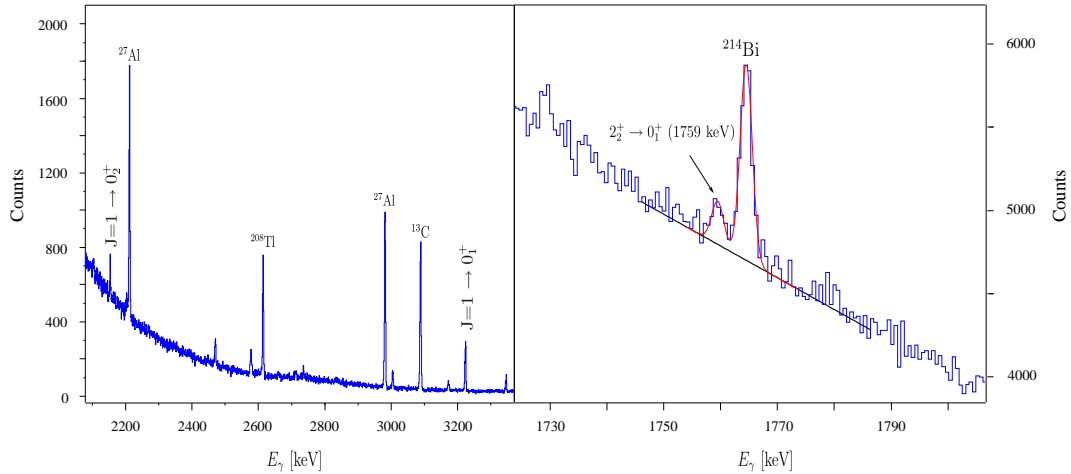


Abbildung 3.1: Links: Spektrum nach Photonenstreuung an  $^{70}\text{Zn}$ . Die stärksten Linien gehören zu den Eichstandards zur Photonenfluss Eichung. Insgesamt gehören nur 4 Linien zum Kern  $^{70}\text{Zn}$ . rechts: der  $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$  Übergang, dessen Lebensdauer bedeutend kürzer ist als bisher angenommen. Die stärkere Linie bei höherer Energie gehört zum Untergrund.

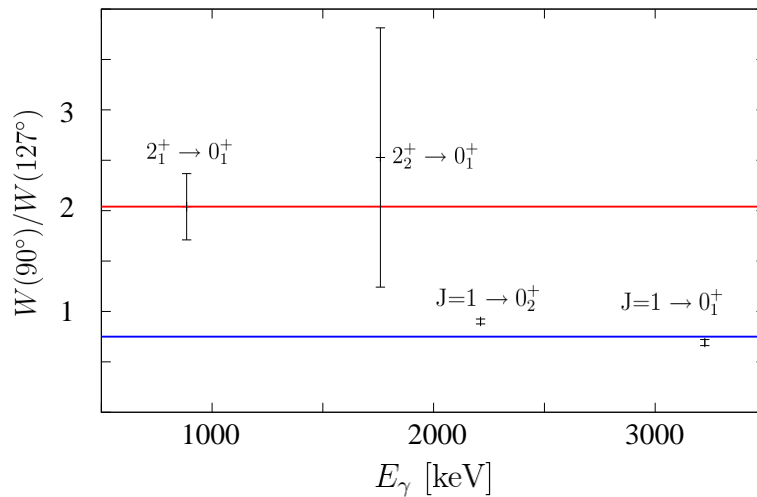


Abbildung 3.2: Spinbestimmung nach Photonenstreuung aus den Intensitätsverhältnissen unter 90 Grad und 127 Grad. Die theoretischen Erwartungen aus Gleichung 3.2 sind für  $J=1$  (blau) und  $J=2$  (rot) gezeigt. Für die Anregung bei 3224 keV konnte der Spin  $J=1$  eindeutig bestätigt werden. Wichtig ist die Beobachtung des Grundzustandüberganges des  $2_2^+$ -Kandidaten bei 1759 keV, womit der Spin dieses Zustandes bereits auf  $J=1$  oder  $J=2$  eingeschränkt ist.

$2^+$ -Zustände im Kern  $^{70}\text{Zn}$  nur sehr schwache Grundzustandsübergänge haben. Auch im Falle der ( $J=1$ )-Anregungen waren unterhalb der Endpunktsenergien keine weiteren Kandidaten außer der 3224 keV-Anregung bekannt. Das Hauptziel der Messung, nämlich die Lebensdauerbestimmung des  $2_2^+$ -Zustandes, ist durch die Beobachtung des ( $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ )-Überganges erreichbar. In Fig. 3.1 ist links das Spektrum für  $\gamma$ -Energien  $>2$  MeV gezeigt. Man erkennt den typischen exponentiell abfallenden Photonenfluss der Bremsstrahlung. Im rechten Teil von Fig. 3.1 ist der Grundzustandsübergang des  $2_2^+$ -Zustandes zu sehen. Der Zerfall ( $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ) konnte aufgrund des erhöhten Bremsstrahlungsuntergrundes bei tieferen Energien nicht beobachtet werden, was aber aufgrund des gut bekannten Verzweungsverhältnisses für die Analyse der Lebensdauer keine Rolle spielt.

Zunächst müssen die Spins der angeregten Zustände bestimmt werden. In Fig. 3.2 sind die Intensitätsverhältnisse der  $\gamma$ -Übergänge unter  $90^\circ$  und  $127^\circ$  gezeigt, zusammen mit den theoretischen Erwartungswerten für Kaskaden ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ) sowie ( $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ ). Der Spin der Anregung bei 3224 keV kann eindeutig zu  $J=1$  bestätigt werden. Der inelastische Übergang zum  $0_2^+$ -Zustand ist wie erwartet leicht zu einer isotropen Winkelverteilung verschoben.

Ganz wesentlich für die Diskussion der Kernstruktur im Kern  $^{70}\text{Zn}$  ist die Spinbestimmung des Zustandes bei 1758 keV. Dieser war als ( $2^+$ ) in der Literatur angegeben [41]. Aus der Beobachtung in diesem Photonenstreuexperiment folgt die wichtige Aussage, dass dieser Zustand Spin  $J=1$  oder  $J=2$  besitzen muss. Damit lassen sich die ebenfalls bei tiefen Energien häufigen Spins  $J=0$  und  $J=4$  ausschließen. Aufgrund der geringen Statistik ist eine eindeutige Spinbestimmung für den Übergang bei 1758 keV nicht möglich, eine Zuordnung  $J=2$  scheint aber deutlich favorisiert. Da bei solch tiefen Anregungsenergien Zustände mit Spin  $J=1$  praktisch ausgeschlossen sind, kann dem Zustand bei 1758 keV der Spin  $J^\pi = 2^+$  zugeordnet werden.

Die Lebensdauerbestimmung der angeregten Zustände erfolgt durch Messung der energieintegrierten Wirkungsquerschnitte

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_f(\theta) = g \left( \frac{\pi\hbar c}{E_r} \right)^2 \Gamma_0 \frac{\Gamma_f W(\theta)}{\Gamma 4\pi} \equiv I_{s,f} \frac{W(\theta)}{4\pi}. \quad (3.3)$$

Hierbei ist  $E_r$  die Resonanzenergie des Zustandes,  $g = (2J+1)/(2J_0+1)$  ein geometrischer Faktor und

$$\Gamma = \sum_{f \geq 0} \Gamma_f = \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \cdot \left( 1 + \sum_{f >} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} \right)^2 \quad (3.4)$$

die Zerfallsbreite.  $I_{s,f}$  ist der totale Wirkungsquerschnitt, der proportional zu den (efficiency-korrigierten) Peakflächen ist:

$$I_{s,f} \sim \frac{A(E_\gamma)}{N_\gamma(E_r)W(\theta)\epsilon_\theta(E_\gamma)}. \quad (3.5)$$

Hierbei ist  $W(\theta)$  die Winkelverteilung aus Gleichung 3.2 und  $N_\gamma(E_r)$  der Photonenfluss bei der jeweiligen Resonanzenergie. Für eine absolute Messung von  $I_{s,f}$  ist dieser Photonenfluss zu normieren. Dieses wurde im Experiment erreicht, in dem  $^{27}\text{Al}$  sowie  $^{13}\text{C}$  zum ZnO-Target beigegeben wurde. Diese beiden Eichstandards haben gut bekannte Wirkungsquerschnitte. Der normierte Photonenfluss kann dann durch Verwendung der Schiff-Formel [42] extrapoliert werden, was in Abbildung 3.3 gezeigt ist.

Aus  $I_{s,f}$  erhält man nun wegen

$$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} = \frac{2J_0+1}{2J+1} \cdot \left( \frac{E_\gamma}{\pi\hbar c} \right)^2 \cdot I_{s,0} \quad (3.6)$$

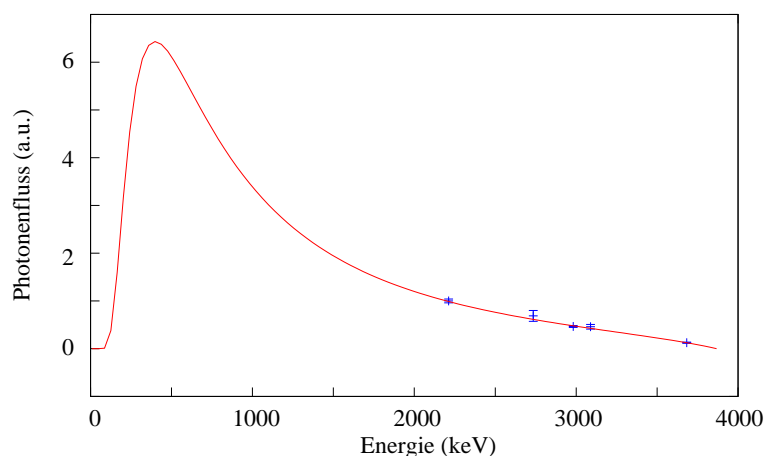


Abbildung 3.3: Die Photonenflusseichung aus dem  $^{70}\text{Zn}$  Experiment. Es wurden die bekannten Wirkungsquerschnitte für die Isotope  $^{13}\text{C}$  sowie  $^{27}\text{Al}$  verwendet um den normierten Photonfluss an fünf Punkten zu bestimmen. Für die Extrapolation wird die Schiff-Formel verwendet. Hierbei kommen nur 2 Parameter zum Einsatz. Diese Beschreibung des Photonflusses gilt für hinreichend dünne Targets, in denen Selbstabsorptionseffekte vernachlässigt werden können.

und

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} = \frac{I_{s,f}}{I_{s,0}} \quad (3.7)$$

die Zerfallsbreite  $\Gamma$ . Die Lebensdauer des angeregten Zustandes folgt dann aus

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (3.8)$$

Die Resultate dieses Experiments sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Wie bereits gesagt, konnten insgesamt Zerfälle von drei Zuständen aus dem Kern  $^{70}\text{Zn}$  gemessen werden. Für die ( $J=1$ )-Anregung bei 3224 keV ergibt sich eine kurze Lebensdauer von nur 28(2) fs. Dies ist die erste Lebensdauerinformation über ( $J=1$ )-Zustände in diesem Kern. Die Parität dieses Zustandes kann mit dem vorliegendem Aufbau nicht bestimmt werden.

Weiterhin wurden die Zerfälle ( $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ) sowie ( $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ ) spektroskopiert. Die Lebensdauer des  $2_1^+$ -Zustandes war aus einer Dopplershift-Analyse nach Coulomb-Anregung gut bekannt. Die hier vorgestellte Methode der inelastischen Photonenstreuung ist nicht gut geeignet zur Messung der Lebensdauer dieses Zustandes, da bei solch tiefen Energien (884 keV) der resonant gestreute Untergrund von Photonen bereits groß ist. Da jedoch die Lebensdauer des  $2_1^+$ -Zustandes die einzig verlässliche Literaturangabe für dieses Experiment darstellt, liefert eine Lebensdauerbestimmung eine grobe Überprüfung zur Richtigkeit der Analyse. Hierbei ist für die gemessene Peakfläche des ( $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ) Überganges eine Feeding-Korrektur vorzunehmen, und zwar für die Kaskaden ( $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ) sowie ( $3224 \rightarrow 0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ). Man erhält damit eine gute Übereinstimmung von  $\tau(2_1^+)$  mit dem Literaturwert. Dieses ist auch darin begründet, dass die Zustands-Dichte im Spektrum sehr gering ist und damit nicht-beobachtetes Feeding kaum eine Rolle spielen dürfte.

Das eigentliche Ziel dieser Messung war die Bestimmung von  $\tau(2_2^+)$ . Da aufgrund des hohen Untergrundes von resonant gestreuten Photonen der 874 keV-Übergang ( $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ) nicht beobachtet werden konnte, wurde das bekannte Verzweungsverhältnis von  $\Gamma_1/\Gamma_0=1.47(20)$  benutzt.

Der  $2_2^+$ -Grundzustandsübergang bei 1758 keV ist in Fig. 3.1 zu sehen. Hier ist das Summenspektrum aller drei Detektoren gezeigt. Aufgrund der schwachen Statistik war eine Analyse mit nur jeweils einem Detektor nicht möglich. Daher musste die Efficiency sowie der Photonenfluss für das Gesamtspektrometer bestimmt werden, gleiches gilt für die sich ergebenden effektiven Winkelverteilungen aller Übergänge. Direkt benachbart zum 1758 keV Übergang ist eine Untergrundlinie aus dem Kern  $^{214}\text{Bi}$  zu erkennen. Dieser glückliche Umstand erleichtert die Analyse des Volumenintegrals erheblich. Da die Peakbreite für einen kleinen Energiebereich eine konstante Größe ist, konnte dieses gut trennbare Dublett mit fester Breite der  $^{214}\text{Bi}$  Linie gefittet werden. Als größte Fehlerquelle bleibt damit die richtige Beschreibung des (linearen) Untergrundes. Dieser ist in Abbildung 3.1 sehr tief angesetzt, um eine untere Grenze für die Lebensdauer zu erhalten. Das richtige Untergrundniveau dürfte erheblich höher liegen. Dieser Umstand ist in dem unten angegebenen Messfehler berücksichtigt.

Für die Bestimmung der Winkelverteilung muss das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$  bekannt sein. Dieses wird zwar in der Literatur mit  $\delta = 0.75(15)$  angegeben, jedoch wird sich im Verlauf dieser Arbeit zeigen, dass dieser Wert nicht verlässlich ist und der tatsächliche Wert wesentlich größer ist. Im Vorgriff auf die weiteren Ergebnisse an diesem Kern wurde der  $(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergang als reiner E2-Übergang gerechnet. Hier kommt ein weiterer Vorteil der Analyse des Gesamtspektrums zum Tragen, da sich in der effektiven Winkelverteilung des Gesamtspektrometers der Effekt des Multipolmischungsverhältnisses in sehr guter Näherung herausmittelt.

Als Resultat erhalten wir eine Lebensdauer von  $\tau(2_2^+) = 1.7(4)$  ps. Dieses ist wie erwartet im deutlichen Widerspruch zum Literaturwert von  $\tau = 0.35_{-0.17}^{+0.35}$  ps aus Experimenten mit Reaktor-Neutronen. Eine Messung aus inelastischer Elektronenstreuung ergab einen Wert von  $\tau = 1.0(3)$ , dieser Wert ist jedoch eine modellabhängige Größe. Unsere Messung bestätigt die Vermutung einer wesentlich längeren Lebensdauer. Der relativ große Fehler resultiert aus dem bereits hohen Photonenuntergrund bei  $E_\gamma=1759$  keV. Dennoch ist der Literaturwert im klaren Widerspruch zu unserem Experiment. Dieses Resultat wird im Laufe dieser Arbeit durch weitere Messungen bestätigt werden.

Als Konsequenz müssen die experimentellen Resultate aus [40] generell in Frage gestellt werden. In diesen Experimenten wurde die Lebensdauer durch Messung der Doppler-Shifts unter verschiedenen Winkeln bestimmt. Obwohl diese Methode für gewöhnlich sehr verlässlich ist, lieferte sie hier falsche Ergebnisse. Da leider keine Spektren publiziert wurden, kann die genaue Ursache nicht mehr festgestellt werden. Da auch das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_2^+)$  aus diesen Messungen stammt, ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auch dieser Wert falsch, was sich durch unsere Ergebnisse nach Neutronenstreuung mit monoenergetischen Neutronen bestätigen wird.

Durch das neue Resultat zur Lebensdauer des  $2_2^+$ -Zustandes deutet sich bereits an, dass der Kern  $^{70}\text{Zn}$  mehr Eigenschaften eines Vibratorkernes besitzt als angenommen. Da fast alle Lebensdauern im Bereich unterhalb einer Pikosekunde sowie Multipolmischungsverhältnisse aus [40] stammen, war eine Überprüfung und Erweiterung des kompletten tiefenergetischen Termschemas nötig. Insbesondere fällt der  $2_2^+$ -Zustand aufgrund seiner langen Lebensdauer als Kandidat für die gemischt-symmetrische  $2_{1,ms}^+$  Anregung weg. Eine sehr effiziente Methode zur Erfüllung dieser Aufgaben ist die inelastische Neutronenstreuung mit monoenergetischen Reaktor-Neutronen, wie sie seit Jahren in Lexington an der University of Kentucky praktiziert wird. Diese Messung wird im nächsten Abschnitt beschrieben.



$E_{Level}$ [keV]	$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$I_{s,0}$ [eV · b]	$\Gamma_0$ [meV]	$\Gamma_f/\Gamma_0$	$\delta$	$B(\Pi\lambda)$	$\tau$ [ps]	$\tau_{Lit}$ [ps]
884.8(5)	$2_1^+$	$0_1^+$	2.69(29)	0.11(1)	1.0	E2	E2 15.5(16)	5.7(6)	5.3(3)
1759.5(5)	$2_2^+$	$0_1^+$	0.38(8)	0.16(3)	1.0	E2	E2 33(8)	1.7(4)	$0.35^{+0.35}_{-0.17}$
3224(1)	1	$2_1^+$	10.8(6)	15.1(8)	1.47(20)*	M1+E2**	E2 0.7(2)	0.028(2)	—
		$0_1^+$			1.0	M1/E1	E1 0.44(3)		
		$0_2^+$			0.51(2)	M1/E1	E1 0.76(6)		

Tabelle 3.1: Ergebnisse aus Photonenstreuung am Kern  $^{70}\text{Zn}$ . Aufgelistet sind Anregungsenergie des Anfangszustands, Spin und Parität von Anfangs- und Endzustand, der integrierte Streuquerschnitt  $I_{s,0}$ , die Grundzustandszerfallsbreite  $\Gamma_0$ , die Verzweungsverhältnisse  $\Gamma_f/\Gamma_0$ , die Multipolarität des Übergangs  $\delta$  sowie die Lebensdauer des Anfangszustandes. Übergangsstärken sind in W.u. für E2-Strahlung sowie in  $10^{-3}e^2fm^2$  für E1-Strahlung. Literaturwerte beziehen sich auf [41].

## 3.2 Neutronenstreuung an der University of Kentucky

Bei der inelastischen Neutronenstreuung (INS), also der  $(n, n'\gamma)$ -Reaktion, werden die Kernzustände nicht-selektiv angeregt, d.h. es werden alle Zustände, unabhängig von ihrer Struktur, bis zu einem gewissen Spin angeregt. Der große Vorteil der Neutronenstreuung besteht darin, dass die Neutronen als elektrisch neutrale Teilchen keine Coulomb-Abstoßung durch den Kern erfahren. Diesen Vorteil kann man am besten bei Verwendung von monoenergetischen Neutronen mit fester Energie  $E_n$  ausnutzen. Es werden dann nur Kernzustände bis zu dieser Energie angeregt. Durch Variation der Neutronenenergie kann damit das Levelschema iterativ aufgebaut werden, auch ohne Messung von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen. Im Gegensatz zu der hier vorgestellten Methode sind Neutronen aus Kernreaktoren nicht monoenergetisch, sondern gehorchen einer exponentiell abfallenden Verteilung. Damit werden prinzipiell alle Zustände eines Kerns bis zu einer (schwer bestimmbarer) Energie angeregt. Dies macht die Analyse von solchen Singles-Spektren kompliziert. Es kommt zu falschen Zuordnungen im Termschema sowie zu Feeding-Problemen.

Die an der University of Kentucky entwickelte Methode der INS bietet eine nahezu vollständige Spektroskopie des tiefenergetischen Termschemas und liefert sowohl Informationen über Lebensdauern kurzlebiger Zustände sowie Spins und Multipolmischungsverhältnisse der angeregten Zustände. Sie ist damit eine der effizientesten Methoden zum Studium der (kollektiven) Proton-Neutron-Struktur in stabilen Atomkernen. Im folgenden soll der prinzipielle Aufbau kurz vorgestellt werden.

An der University of Kentucky werden monoenergetische Neutronen über eine  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$  Reaktion erzeugt. Der gepulste Protonenstrahl wird mit einer Frequenz von 1.875 MHz von einem elektrostatischen Beschleuniger zur Verfügung gestellt und auf eine Tritium-Gaszelle gelenkt. Die erzeugten Neutronen haben je nach Energie des Primärstrahls eine Energie zwischen 0.5 MeV und 5.5 MeV bei einer Unschärfe von nur 60 keV. Es kann so ein Neutronenfluss von etwa  $4 \cdot 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht werden. Im Vergleich hierzu liegen die Neutronenflüsse der stärksten Forschungsreaktoren (ILL Grenoble, FRM II München) in der Größenordnung von  $10^{10} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , allerdings nimmt der Fluss für den Energiebereich der benötigten schnellen Neutronen schnell ab. Insgesamt überwiegen die Vorteile der monoenergetischen Neutronen aus der  $^3\text{H}(p, n)$  Reaktion für die hier angestrebten Ziele.

Die Neutronen werden nun auf das zu untersuchende Target weitergeleitet, welches in unserem Experiment aus 12 g ZnO bestand. Die Anreicherung in  $^{70}\text{Zn}$  betrug hierbei 90%. Diese große Menge an angereichertem ZnO ist notwendig, um eine ausreichende Statistik in akzeptabler Messzeit zu erhalten. Das Targetmaterial wurde von der Gesellschaft für Schwerionenforschung

(GSI) Darmstadt zur Verfügung gestellt (Kosten: 50 k€/g).

Nach dem Prozess der INS bleibt der Targetkern in einem angeregten Zustand zurück, dessen  $\gamma$ -Zerfälle mit einem HPGe-Detektor im singles-Modus unter variablem Winkel zur Strahlachse gemessen werden. Da schnelle Neutronen Schäden in der Germanium-Kristallstruktur verursachen, wird besonderer Wert auf die Abschirmung dieses Detektors gelegt, die auch für eine Reduzierung des Untergrundes der Spektren sorgt. Zusätzlich wird ein Wismut-Germanat-Szintillationsdetektor als aktives Compton-Shield benutzt. Weitere Untergrundunterdrückung wird durch Anwendung einer Flugzeitmethode (time-of-flight, TOF) erreicht. Der sogenannte „beam pick-off“ startet die Flugzeitmessung. Die Flugzeit, zu der die durch INS erzeugten  $\gamma$ -Strahlen den HPGe-Detektor erreichen definiert das prompte Zeitfenster. Alle Ereignisse außerhalb dieses Fensters werden bis zum nächsten Strahlpuls von der Datenaufnahme unterdrückt. Insbesondere wird der Laufzeitbereich der langsameren Neutronen ausgeblendet. Insgesamt erhält man durch diese Maßnahmen ein sehr gutes peak-to-total Verhältnis in den Spektren, was in Abb. 3.5 demonstriert ist.

Zur späteren Analyse ist noch die Bestimmung des Flusses der gestreuten Neutronen wichtig. Zur Detektion der Neutronen wird ein mit  $^{10}\text{BF}_3$  gefüllter Proportionalzähler („long counter“) eingesetzt, der im  $90^\circ$ -Winkel zur Strahlachse im Abstand von etwa 4 m zum Target positioniert ist. Der verwendete Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.4 gezeigt.

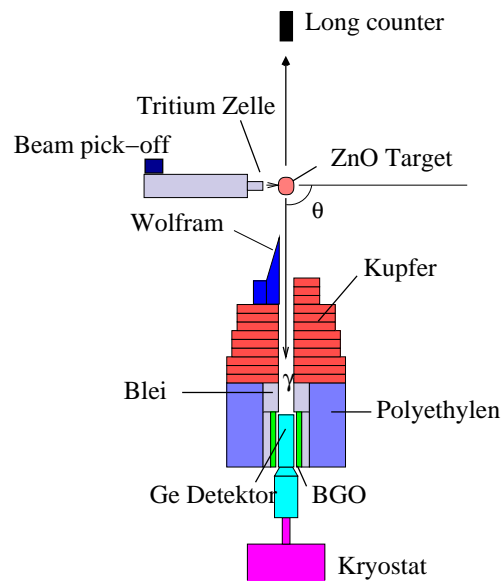


Abbildung 3.4: Skizze des Versuchsaufbaus zur INS an der University of Kentucky.

Es soll nun gezeigt werden, wie man aus den gemessenen Spektren an die gewünschten Observablen gelangen kann.

Im ersten Schritt sollte zunächst das Levelschema des Kernes, d.h. die Zuordnung der  $\gamma$ -Strahlung zu den richtigen Niveaus erfolgen. Hierzu wurde eine Anregungsfunktion gemessen, bei der die Neutronenenergie von 2.3 MeV bis 4.0 MeV in Schritten von 100 keV erhöht wurde. Jedem  $\gamma$ -Übergang kann dann eine Schwellen-Energie (threshold) zugewiesen werden, ab der dieser Übergang im Spektrum sichtbar wird. In vielen Fällen kann dann auch auf die Energie des zugehörigen entvölkernden Zustandes geschlossen werden.

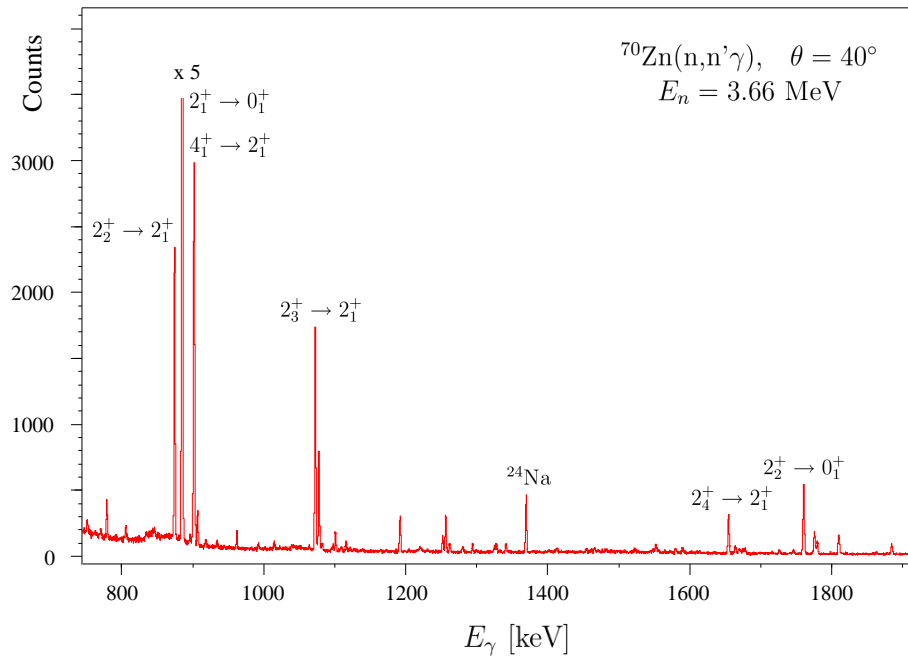


Abbildung 3.5: Spektrum von  $^{70}\text{Zn}$  nach INS mit 3.66 MeV Neutronenenergie. Die  $^{24}\text{Na}$ -Linie wird zur Eichung benutzt.

Die genaue Form der Anregungsfunktion eines Zustandes hängt unter anderem von seinem Spin sowie seiner Fütterung durch höherliegende Zustände ab. Das Programm „CINDY“ ist in der Lage, die Wirkungsquerschnitte der  $(n,n'\gamma)$ -Reaktion für jeden Zustand auszurechnen. Dieses Programm basiert auf der Hauser-Feshbach-Moldauer statistischen Compound Kern-Theorie. Hieraus kann man die erwarteten Yields der  $\gamma$ -Übergänge berechnen, wobei für den gesamten Energiebereich bis 4 MeV die Fütterungen der einzelnen Zustände berücksichtigt werden müssen. Damit ist es im Prinzip möglich, mit nur einem Satz optischer Modellparameter und einer einzigen Normalisierungskonstanten sämtliche Peakflächen im Spektrum theoretisch zu beschreiben. Falls dieses gelingt hat man hierdurch eine konsistente Beschreibung des gesamten Levelschemas vorliegen, wodurch man z.B. falsch zugeordnete  $\gamma$ -Übergänge sofort identifizieren kann. Auch ist es dann möglich, die Spins der Zustände zu bestimmen oder sie zumindest einzugrenzen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diesem Auswerteschritt besonders viel Beachtung geschenkt. Diese Art der Analyse stellte eine der wenigen Möglichkeiten dar, die Fütterung des  $4_1^+$ -Zustandes richtig zu verstehen, was wesentliche Voraussetzung für unsere Messung seines magnetischen Momentes war. Die theoretische Beschreibung aller observierten Zustände setzt allerdings für jeden Spin  $J$  die Kenntnis der Niveaudichte der Zustände mit Spin  $J$  voraus, welche insbesondere für ungerade Spins im Kern  $^{70}\text{Zn}$  experimentell nicht gut bekannt ist.

Bei der obigen Analyse zeigt sich, dass die INS gut im Rahmen des Compound-statistischen Modells beschrieben werden kann, d.h. in guter Näherung bilden das einfallende Neutron und der Targetkern einen Compound-Kern, aus dem das Neutron nach etwa  $10^{-20}$  bis  $10^{-18}$  s wieder abgedampft wird. Hieraus erklärt sich auch der rein statistische Anregungsmechanismus, der alle Zustände bis zu einem Spin von etwa  $J \leq 6$  anregt. Nach der Abdampfung des Neutrons befindet sich der Target-Kern in einem ausgerichtetem Zustand, wodurch eine Bestimmung von Spins und Multipolmischungsverhältnissen der observierten Übergänge durch Betrachten der Winkelverteilungen der emittierten  $\gamma$ -Strahlung möglich wird. Die Ausrichtung der Zustände

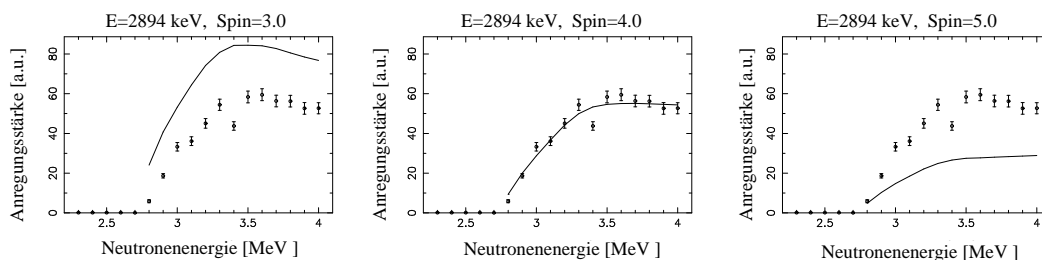


Abbildung 3.6: Anregungsfunktion für den  $4_2^+$ -Zustand bei 2894 keV. Die durchgezogene Linie ist die vom Programm CINDY berechnete Anregungsstärke unter Verwendung einer globalen Normalisierungskonstanten. Mit der gleichen Normalisierungskonstanten können auch alle weiteren Zustände gut reproduziert werden.

beschreibt man i.A. durch einen statistischen Tensor

$$\rho_k(j) = \sqrt{2j+1} \sum_m (-)^{j-m} \langle j m j - m | k 0 \rangle P(m), \quad k = 0, 1, \dots, 2j. \quad (3.9)$$

Hierbei gibt  $P(m)$  an, wie stark der magnetische Unterzustand mit Quantenzahl  $m$  populiert wurde. Die Winkelverteilung der  $\gamma$ -Strahlung lässt sich dann schreiben als

$$W(\theta) = \sum_k A_k(j_i \lambda \lambda' j_f) P_k(\cos\theta) \quad (3.10)$$

mit

$$A_k(j_i \lambda \lambda' j_f) = \rho_k(j_i) \frac{1}{1 + \delta^2} [F_k(j_f \lambda \lambda j_i) + 2\delta F_k(j_f \lambda \lambda' j_i) + \delta^2 F_k(j_f \lambda' \lambda' j_i)]. \quad (3.11)$$

In den Entwicklungskoeffizienten  $A_k$  kommt somit das Multipolmischungsverhältnis

$$\delta = \frac{\langle j_f || \lambda' || j_i \rangle}{\langle j_f || \lambda || j_i \rangle} \quad (3.12)$$

ins Spiel. Die Koeffizienten  $F_k$  hängen wiederum von  $P(m)$  ab, enthalten aber ansonsten nur Racah- und Clebsch-Gordon-Koeffizienten.

Im Falle der INS beobachtet man eine nahezu vollständige Ausrichtung der magnetischen Unterzustände, also gilt (für gg-Kerne)

$$P(m) = \begin{cases} 1 & \text{falls } m=0 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.13)$$

In der Praxis beschränkt man sich auf  $k=0, 2, 4$  und normiert  $A_0$  so, dass man schreiben kann

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta). \quad (3.14)$$

Aus einer gemessenen Winkelverteilung nach INS kann somit aus einer Bestimmung von  $A_2$  und  $A_4$  auf das Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  geschlossen werden.

Im Experiment wurden Winkelverteilungen bei Neutronenenergien von 2.5 MeV sowie 3.66 MeV durchgeführt. Die Messung bei 2.5 MeV hat den Vorteil, dass für die tiefliegenden Zustände kaum Fütterungskorrekturen vorgenommen werden müssen. Die HPGe-Detektoren wurden bei

jeweils konstanter Neutronenenergie unter Winkeln von  $40^\circ$  bis  $150^\circ$  positioniert. Hierbei wurden insgesamt 8 (Niederenergiemessung) bzw. 10 (Hochenergiemessung) verschiedene Winkel vermessen.

Für jeden Winkel ist eine Bestimmung der Anzahl einfallender Neutronen, d.h. eine Normalisierung der Zählraten auf den Neutronenfluss, wichtig. Dies geschieht unter Verwendung eines NE-218 Neutronendetektors (organischer Flüssigszintillator), der unter  $43^\circ$  zur Strahlachse positioniert wurde. Als zusätzlicher Anhaltspunkt für die Normalisierung wurde ausgenutzt, dass Zerfälle von ( $J^\pi = 0^+$ )-Zuständen eine isotrope Winkelverteilung besitzen.

In Abbildung 3.7 ist die Analyse der Winkelverteilung am Beispiel des 779 keV-Überganges  $2538 \rightarrow 2_2^+$  gezeigt (Erklärung siehe Bildunterschrift). In diesem Fall beschreibt nur die Spinhypothese  $J=3$  die gemessene Winkelverteilung zufriedenstellend, alle anderen Hypothesen werden in der Software aufgrund ihrer  $\chi^2$ -Werte direkt verworfen. Das Ergebnis für das Multipolmischungsverhältnis zeigt, dass dieser Übergang ein M1/E2-gemischter Übergang ist, womit die bekannte Parität  $\pi = +$  des Zustandes bestätigt werden kann.

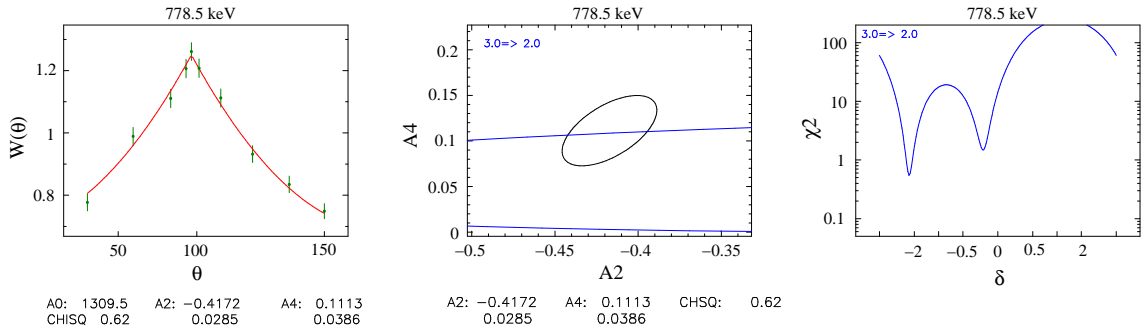


Abbildung 3.7: Analyse der Winkelverteilung am Beispiel des Überganges  $3_1^+ \rightarrow 2_2^+$ . Links ist die experimentelle Winkelverteilung, aus der nach 3.14 die Werte für  $A_2$  und  $A_4$  ermittelt werden. In der Mitte ist die  $A_2 - A_4$  Ebene gezeigt. Die schwarze Ellipse repräsentiert die experimentellen Werte, alle anderen Schnitte ergeben sich aus der jeweiligen Spinhypothese nach Rechnung mit dem Computer-Code Cindy. Rechts ist ein  $\chi^2$ -Plot für das jeweilige Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  gezeigt. Hier ergibt meist der niedrigste Wert für  $\chi^2$  das physikalisch richtige  $\delta$ . In diesem Beispiel wurden alle anderen Spinhypotesen außer  $J=3$  von der Analysesoftware direkt verworfen.

Aus der gemessenen Winkelverteilung erhält man weiterhin die Lebensdauern der angeregten Zustände. Hier kommt die Dopplerverschiebung-Attenuation-Methode (DSAM) zum Einsatz. Durch die INS erhält der gestreute Targetkern eine gewisse Rückstoßenergie (in Form von kinetischer Energie), die er durch Abbremsung im Targetmaterial verliert. Für kurzlebige Zustände wird also die  $\gamma$ -Strahlung mit Energie  $E_{\gamma 0}$  im Flug emittiert, wodurch sie zu einer Energie  $E_{\gamma}$  verschoben wird:

$$E_{\gamma}(\theta) = E_{\gamma 0} \left[ 1 + \frac{v_{cm}}{c} F_{exp}(\tau) \cos(\theta_{\gamma}) \right]. \quad (3.15)$$

Gleichung 3.15 ist zunächst die gewöhnliche Formel für den Dopplerverschiebung einer Strahlungsquelle, die sich mit der Geschwindigkeit  $\frac{v_{cm}}{c}$  bewegt. Zusätzlich muss aber der Abbremsprozess im Targetmaterial berücksichtigt werden, was durch den Faktor  $F_{exp}(\tau)$  geschieht. Für  $\tau \rightarrow 0$  strebt  $F_{exp}(\tau)$  gegen eins, d.h. die  $\gamma$ -Strahlung wird bei der Anfangsgeschwindigkeit  $\frac{v_{cm}}{c}$  emittiert. Für lange Lebensdauern  $\tau \rightarrow \infty$  wird der Rückstoßkern komplett gestoppt und damit  $F_{exp}(\tau) \rightarrow 0$ , d.h. es ist keine Dopplerverschiebung mehr beobachtbar. In der Praxis ist man durch das Auflösungsvermögen des HPGe-Detektors begrenzt und kann Lebensdauern bis zu  $\tau \approx 1$  ps

messen. Der Faktor  $F_{exp}(\tau)$  kann gut im Winterbon-Formalismus [43] beschrieben werden, für das hier vorgestellte Experiment ist die  $F_{exp}(\tau)$ -Kurve in Abbildung 3.8 (links) gezeigt. Trägt man nun wie in Abbildung 3.8 (rechts) gezeigt  $E_\gamma$  gegen  $\cos(\theta)$  auf, so gibt die Geradensteigung den experimentellen Wert  $F_{exp}(\tau)$  an, aus dem nun durch Vergleich mit der gerechneten Kurve die Lebensdauer  $\tau$  bestimmt werden kann.

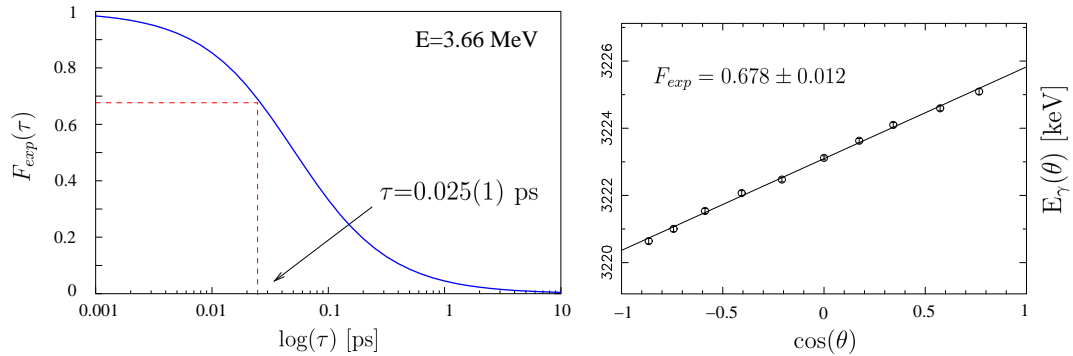


Abbildung 3.8: Links: Theoretische  $F(\tau)$ -Kurve, berechnet mit dem Programm „v1pgn“. Ein-gezeichnet ist der Wert  $F_{exp}=0.678$  der sich für den Grundzustandsübergang des 3224 keV ( $J=1$ )-Niveaus ergibt. Man erhält eine Lebensdauer von  $\tau = 0.025(1)$  ps, was in sehr guter Übereinstimmung mit unserem Ergebnis nach Photonenstreuung von  $\tau = 0.028(2)$  ps ist (siehe Tabelle 3.1). Rechts: Energieshift der 3224 keV-Linie. Die Geradensteigung ergibt den Wert von  $F_{exp}=0.678(12)$ .

Insgesamt konnte durch diese umfangreiche Messung das Levelschema dieses Kerns ganz beträchtlich korrigiert und erweitert werden und erlaubt erstmals die korrekte Interpretation des tieferenergetischen Levelschemas des  $^{70}\text{Zn}$ -Atomkerns. Nachfolgend sind die Gesamtergebnisse aus der inelastischen Neutronenstreuung aufgelistet. Anstatt an dieser Stelle die zahlreichen wichtigen Details der Datenanalyse aufzulisten, soll dies Hand in Hand mit der Interpretation erfolgen, was im folgenden Kapitel 4 geschehen soll.

Tabelle 3.2: Ergebnisse der  $^{70}\text{Zn}$ -Analyse nach inelastischer Neutronenstreuung. Gezeigt sind die Anregungsenergie des Zustandes, die  $\gamma$ -Übergangsenergie in den jeweiligen Endzustand, die Spins der Anfangs- und Endzustände, das Multipolmischungsverhältnis sowie die Lebensdauer des Zustandes.

$E_{Level}[keV]$	$E_{\gamma}[keV]$	$J_i^{\pi}$	$J_f^{\pi}$	I	$\delta$	$\tau_{Level}$ [ps]
885.0	885.0	$2_1^+$	$0_1^+$	100	E2	—
1070.9	185.9	$0_2^+$	$2_1^+$	100	E2	—
1759.3	874.4	$2_2^+$	$2_1^+$	100(2)	$1.59^{+0.10}_{-0.12}$	$>1.0$
	1759.3	$2_2^+$	$0_1^+$	56(2)	E2	
	688.7	$2_2^+$	$0_2^+$	1.0(3)	E2	
1786.8	901.8	$4_1^+$	$2_1^+$	100	E2	$>0.99$
1957.2	1072.2	$2_3^+$	$2_1^+$	100	-0.14(2)	$0.195^{+24}_{-22}$
2140.6	1255.6	$0_3^+$	$2_1^+$	100(1)	E2	$>1.3$
	381.1	$0_3^+$	$2_2^+$	1.3(2)	E2	
	(354.0)	$0_3^+$	$4_1^+$	$< 4$		
2538.4	1653.4	$3_1^+$	$2_1^+$	100(1)	$-1.73^{+0.15}_{-0.16}$	$> 0.9$
	779.1	$3_1^+$	$2_2^+$	40(1)	$-2.39^{+0.18}_{-0.25}$	
	751.7	$3_1^+$	$4_1^+$	11(1)	$-0.89^{+0.32}_{-0.48}$	
	(2538.4)	$3_1^+$	$0_1^+$	$< 1$		
2659.3	702.2	$2_4^+$	$2_3^+$	26(2)	$0.03^{+0.14}_{-0.13}$	0.213(30)
	(872.5)	$2_4^+$	$4_1^+$	$< 5$	$2.23^{+1.02}_{-0.66}$	
	899.9 5	$2_4^+$	$2_2^+$	54(6)	$1.35^{+0.70}_{-1.30}$	
					$0.24^{+1.89}_{-0.19}$	
	1774.3	$2_4^+$	$2_1^+$	100(2)	$1.93^{+0.23}_{-0.29}$ (0.08(7) )	
2693.5	1588.5	$2_4^+$	$0_2^+$	16(1)	E2	$0.64^{+10}_{-8}$
	1808.6	$4_2^+$	$2_1^+$	100(2)	E2	
	934.2	$4_2^+$	$2_2^+$	15(3)	E2	
	906.8	$4_2^+$	$4_1^+$	93(2)	-0.45(6)	
	736.3	$4_2^+$	$2_3^+$	$<6$	E2	
2859.8	1072.2	$3_1^-$	$4_1^+$	100(15)*	E1	$0.287^{+20}_{-18}$
	1100.4	$3_1^-$	$2_2^+$	60.8(10)	E1	
	1974.9	$3_1^-$	$2_1^+$	97.9(9)	E1	
2949.3	992.2	$2^+, 3^+$	$2_3^+$	9(2)		$0.620^{+61}_{-48}$
	(1191.9)	$2^+, 3^+$	$2_2^+$	$<5$		
	2064.3	$2^+, 3^+$	$2_1^+$	100(2)		
2977.9	1191.2	$4_3^+$	$4_1^+$	100	$0.11^{+0.07}_{-0.06}$	$0.238^{+16}_{-15}$
	1021	$4_3^+$	$2_3^+$	6(3)	E2	
	2092.7	$4_3^+$	$2_1^+$		E2	
	1218.9	$4_3^+$	$2_2^+$		E2	
3038.2	1251.4	$5^-*$	$4_1^+$	100	E1	$>1.1$
3038.2	2153.7	2, 3	$2_1^+$	100(20)		$0.025(6)$
	1278.9	2, 3	$2_2^+$	21(5)		
	1081.0	2, 3	$2_3^+$	20(5)		
3083.1	2200	(1)	$2_1^+$		E2	$>1$
3136.9	2251.9	?	$2_1^+$	100	E2	$>0.88$

Tabelle 3.2: Ergebnisse der  $^{70}\text{Zn}$ -Analyse nach inelastischer Neutronenstreuung. Gezeigt sind die Anregungsenergie des Zustandes, die  $\gamma$ -Übergangsenergie in den jeweiligen Endzustand, die Spins der Anfangs- und Endzustände, das Multipolmischungsverhältnis sowie die Lebensdauer des Zustandes.

$E_{Level}[keV]$	$E_{\gamma}[keV]$	$J_i^{\pi}$	$J_f^{\pi}$	I	$\delta$	$\tau_{Level} [ps]$
3224.3	2155.0	1	$0_2^+$	33*	M1,E1	0.027(2)
	3224.3	1	$0_1^+$	100	M1,E1	
3247.0	208.8	$(4^-)$	3038.2	42(2)		>0.65
	387.1	$(4^-)$	$3_1^-$	52(2)		
	553.4	$(4^-)$	$4_2^+$	32(3)		
	708.7	$(4^-)$	$3_1^+$	100(3)		
	1460.4*	$(4^-)$	$4_1^+$	20(4)*		
3281.3	1521.9	$(0_4^+)$	$2_2^+$	74(6)	E2	
	1324.2	$(0_4^+)$	$2_3^+$	100(6)	E2	
3337.7	2452.7	$J \leq 4$	$2_1^+$	100(3)		0.080(10)
	1578.7	$J \leq 4$	$2_2^+$	22(4)		
	1550	$J \leq 4$	$4_1^+$	44(4)		
3341.6	1554.8	$3_2^-$	$4_1^+$	100	E1	$0.40^{+0.28}_{-0.12}$
3357.4	2472.4	1, 2, 3	$2_1^+$	100(3)		0.044(4)
	1400.3	1, 2, 3	$2_3^+$	17(2)		
3422.0	3422.0	$2^+$	$0_1^+$	40(23)	E2	0.180(30)
	2536.8	$2^+$	$2_1^+$	100(6)	$-0.51^{+0.08}_{-0.11}$ $-13.0(60)$ $-0.21^{+0.11}_{-0.12}$ $5.2^{+7.5}_{-2.0}$	
	1662.4	$2^+$	$2_2^+$	52(8)		
	1464	$2^+$	$2_3^+$			
3454.3	2569.3	1, 2, 3	$2_1^+$	100		0.1(1)
3520.7	2635.7	$J \leq 4$	$2_1^+$	100		
3561.0	2676.0	$J \leq 4$	$2_1^+$	100		
3601.8	2716.7	2, 3, 4	$2_1^+$	100(15)		
	1815.2	2, 3, 4	$4_1^+$	76(11)		
3630.4	2559.5	1, 2	$0_2^+$	100		
3634.7	1875.4	$2^+ *$	$2_2^+$	100		
3683.5	3683.5	1, 2	$0_1^+$	100(7)		
	2799.7	1, 2	$2_1^+$	61(7)		
3698.7	2813.7	$J \leq 4$	$2_1^+$	80(5)		
	1911.4	$J \leq 4$	$4_1^+$	100(5)		
3713.4	2828.4	$J \leq 4$	$2_1^+$	100		
3723.9	2838.9	$J \leq 4$	$2_1^+$	100		

\* : aus [41]



### 3.3 Coulomb-Anregung

Für die gleich vorzustellende Messung der magnetischen Momente wird die Methode der Coulomb-Anregung benutzt. Weiterhin werden wir in Kapitel 5 bei der Verwendung radioaktiver Ionen-Strahlen nochmals darauf eingehen. Wir wollen hier deswegen die Grundzüge dieser Methode kurz darlegen.

Die Coulomb-Anregung ist ein inelastischer Streuprozess, bei dem sowohl die Target- als auch die Projektil-Ionen über die elektromagnetische Wechselwirkung angeregt werden. Die Theorie wird z.B. ausführlich in [44, 45] dargestellt. Der Anregungsmechanismus wird dabei durch die gleichen Kern-Matrixelemente beschrieben, die auch den Zerfall der beteiligten Zustände charakterisieren. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist eine sehr gut verstandene Wechselwirkung und damit ist der Anregungsmechanismus bei der Coulomb-Anregung generell gut beschreibbar. Wir können also über die Coulomb-Anregung Matrixelemente von Kernen messen, ohne viel über die komplizierte Kernkraft wissen zu müssen. Dies gilt, solange die Coulomb-Anregung „safe“ ist, worunter man versteht, dass rein die elektromagnetische Wechselwirkung für die Anregung verantwortlich ist. Hierzu darf der Abstand von Target- und Projektil-Kernen

$$b(\theta) = a(1 + 1/\sin(\theta_{CM}/2)) \quad (3.16)$$

einen gewissen Abstand  $\Delta$  nicht unterschreiten. Hierbei ist  $\theta_{CM}$  der Streuwinkel im center-of-mass (CM)-Koordinatensystem. Durch systematische Untersuchungen [46] hat man  $\Delta \approx 5fm$  als Grenzwert festgelegt, und fordert, dass

$$b(\theta) \geq R_1 + R_2 + \Delta, \quad (3.17)$$

mit  $R_i = 1.25A_i^{1/3}$  fm ( $i=1,2$ ). Hierbei haben wir vorausgesetzt, dass sich die streuenden Teilchen auf klassischen Trajektorien bewegen. Dies ist die klassische Theorie der Coulomb-Anregung, und sie gilt hinreichend gut, falls für den Parameter

$$\eta = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v} \quad (3.18)$$

gilt:  $\eta \gg 1$ . Hier bedeuten  $Z_p$  und  $Z_t$  die Ladungszahl von Projektil- bzw. Target-Ionen. Für die hier vorgestellten Experimente ist dies gut erfüllt. In dieser Semi-klassischen Behandlung ist dann der Wirkungsquerschnitt der Coulomb-Anregung gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{P_i \rightarrow f}. \quad (3.19)$$

Zunächst taucht der Rutherford-Wirkungsquerschnitt auf, der durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \left(\frac{a_0}{2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{CM}/2)} \quad (3.20)$$

definiert ist. Hierbei steht  $a_0$  für den kleinsten Abstand von Projektil und Target bei einem frontalen Stoß:

$$a_0 = \frac{Z_t Z_p e^2}{m_0 v^2}, \quad (3.21)$$

mit  $m_0$  der reduzierten Masse. Die Größe  $v$  ist die relative Geschwindigkeit bei großen Abständen, die die kinetische Energie im CM-System angibt:

$$E_{CM} = \frac{A_t}{A_p + A_t} E_{lab} = \frac{1}{2} m_0 v^2. \quad (3.22)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Coulomb-Anregung wird ganz wesentlich durch die Größe von  $a_0$  beeinflusst, denn die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Target und Projektil

$$V(r(t)) = \frac{Z_t Z_p}{r_{tp}(t)} \quad (3.23)$$

wird beim Abstand  $a_0$  maximal. Es ist plausibel, dass dann auch die Coulomb-Anregung am stärksten ist. Dies sind die Streuungen mit  $\theta=180^\circ$ . Damit folgt, dass die Coulomb-Anregung für große Streuwinkel maximal wird.

Dieses muss nun quantifiziert werden, indem man den Ausdruck  $P_{i \rightarrow f}$  auswertet.  $P_{i \rightarrow f} = |a_{i \rightarrow f}|^2$  ist die Wahrscheinlichkeit für die Anregung des Zustandes  $|f\rangle$  aus dem Zustand  $|i\rangle$ , wobei das Projektil in einem Winkel  $d\Omega$  gestreut wird. Die Amplitude  $a_{i \rightarrow f}$  lässt sich aus dem zeitabhängigen elektromagnetischen Wechselwirkungspotenzial  $V(\vec{r}(t))$  bestimmen, wobei man eine Störungstheorie 1. Ordnung ansetzt:

$$a_{i \rightarrow f} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_{fi}t} \langle f | V(\vec{r}(t)) | i \rangle dt. \quad (3.24)$$

Hierbei ist  $\omega_{fi} = (E_f - E_i)/\hbar$  und  $E_i, E_f$  sind die Energien von Anfangs- und Endzustand. Man macht nun eine Multipolentwicklung des elektromagnetischen Feldes und erhält so für den elektrostatischen Teil [45]

$$d\sigma_{E\lambda} = \left( \frac{Z_t e}{\hbar\nu} \right)^2 a_0^{-2\lambda+2} B(E\lambda; I_0 \rightarrow I_f) df_{E\lambda}(\theta, \xi). \quad (3.25)$$

Die Größe  $\xi$  beschreibt den schnell abfallenden Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der im Target deponierten Anregungsenergie  $\Delta E$ :

$$\xi = \frac{\eta \Delta E}{2E_p} \ll \eta. \quad (3.26)$$

Die Funktion  $df_{E\lambda}(\theta, \xi)$  enthält die  $\sin^{-4}(\theta/2)$ -Abhängigkeit des Rutherford- Wirkungsquerschnitts und ein Integral  $R_\lambda^2(\theta, \xi)$  über die Trajektorie des Projektils.

In Gleichung 3.25 taucht nun die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(E\lambda)$  auf:

$$B(E\lambda; I_o \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_o + 1} |\langle I_f | |M(E\lambda)| | I_o \rangle|^2, \quad (3.27)$$

aus der wir die gewünschten Matrixelemente des untersuchten Kerns erhalten. Analog kann man auch die Wirkungsquerschnitte  $d\sigma_{M\lambda}$  erhalten [45], die jedoch in dieser Arbeit nicht entscheidend sind.

### 3.4 Messung der magnetischen Momente in $^{70}\text{Zn}$

Die Messung magnetischer Momente kurzlebiger Zustände in  $^{70}\text{Zn}$  wurde unter Anwendung der Methode transienter Magnetfelder durchgeführt. Ein Übersichtsartikel mit weiteren Referenzen zu allen Details findet man in [47]. Wir wollen hier nur das praktische Vorgehen skizzieren, um den bereits in Gleichung 2.45 eingeführten g-Faktor zu messen.

In einem äußeren Magnetfeld  $B$  präzediert der Kernspin mit der Lamorfrequenz

$$\omega = \frac{\Phi}{t} = g \cdot \frac{\mu_k}{\hbar} \cdot B. \quad (3.28)$$

Hier ist  $t$  die Wechselwirkungszeit des Atomkerns mit dem Magnetfeld. Wir nehmen zunächst an, dass für einen angeregten Kern vollständiges alignment vorliegt, also  $P(m)=0$  (siehe Gleichung 3.13). Dann wird die ungestörte Winkelverteilung  $W(\theta)$  aus Gleichung 3.10 um den Winkel  $\Phi = \omega \cdot t$  gedreht, was wir nun so schreiben:

$$W(\theta \pm \Phi) = \sum_k Q_k \cdot A_k \cdot P_k(\cos(\theta \pm \Phi)), \quad (3.29)$$

wobei wegen Gleichung 3.28 das Vorzeichen von  $\Phi$  sowohl vom Vorzeichen des Magnetfeldes als auch vom Vorzeichen des  $g$ -Faktors abhängt. Die Parameter  $Q_k$  beschreiben eine Abschwächung der Anisotropie, die später noch wichtig wird.

Aus experimenteller Sicht müssen wir zunächst beachten, dass  $\Phi$  zumindest in der Größenordnung einiger Milliradian liegen sollte, um noch gut messbar zu sein. Gleichung 3.28 macht sofort klar, dass wir hier schnell durch die Lebensdauer  $\tau$  des Kernzustandes limitiert sind, denn  $\tau$  bestimmt die maximal mögliche Wechselwirkungszeit im Magnetfeld. Für Zustände im Bereich von Pikosekunden brauchen wir damit Feldstärken von einigen hundert Tesla, die technisch noch nicht herstellbar sind.

Hier können nur noch Hyperfeinfelder weiterhelfen, die beim Durchqueren eines Ions durch einen magnetisierten Ferromagneten entstehen („transientes Magnetfeld“). Der wesentliche Mechanismus ist, dass die durch den externen Magneten polarisierten Elektronen des Ferromagneten das Ion über Spinaustauschstreueung ebenfalls polarisieren. Falls das Sondenion dabei ungepaarte  $ns$ -Hüllenelektronen hat, verschwindet die Wellenfunktion dieser  $ns$ -Elektronen nicht am Kernort und bildet ein sogenanntes Fermi-Kontaktfeld aus. Diese Felder können dann in der Tat die erforderlichen Feldstärken erreichen. Wir wollen dieses komplizierte festkörperphysikalische Problem nicht im Detail darstellen; eine umfangreiche Erklärung findet sich z.B. in [48]. Wir brauchen aber eine Parametrisierung des geschwindigkeitsabhängigen transienten Magnetfeldes. Aus Sicht der Theorie ist es bisher noch nicht zu einer ganzheitlichen Erklärung für die Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit  $v_{Ion}$  gekommen. Man ist damit auf die Ergebnisse der umfangreichen Messungen angewiesen. Es zeigt sich, dass das transiente Magnetfeld in guter Näherung linear von der Geschwindigkeit des Ions  $v_{Ion}$  abhängt [49]:

$$B_{TF} = a \cdot Z_{Ion} \cdot \frac{v_{Ion}}{v_0}. \quad (3.30)$$

Der Parameter  $a$  ist ein Stärkeparameter des Ferromagneten. In unserem Experiment wurde Gadolinium mit  $a = 17(1)T$  verwendet. Die lineare Parametrisierung ist gut verifiziert für  $v_{Ion} \leq 5v_0$  mit  $v_0 = e^2/\hbar$  (s. z.B. [47]). Im Experiment war  $v_{Ion} = 6.4 \cdot v_0$ , wodurch es zu einer Abschwächung des transienten Feldes kommen kann, die im Rahmen der sogenannten Rutgers-Parametrisierung [50] beschrieben wird.

Das Experiment fand am ESTU Tandem-Beschleuniger des Wright Nuclear Structure Laboratory (WNSL) (Yale University) statt. Da wir die niedrigsten Anregungszustände eines Kerns messen wollen, bietet sich die Methode der Coulomb-Anregung an. Bei der Coulomb-Anregung ist die gut verstandene elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Target und Projektil entscheidend und der Anregungsmechanismus gut verstanden. Für Strahlenergien nahe der Coulomb-Barriere werden kaum höher liegende Zustände angeregt, was uns garantiert, dass sich der Kern in einem definierten Zustand befindet, wenn er den Ferromagneten durchquert.

Das Experiment wurde in inverser Kinematik durchgeführt: Ein  $^{70}\text{Zn}$ -Strahl (ca. 1 pA Strahlstrom) wurde auf ein mehrschichtiges Target mit einer  $0.46 \text{ mg/cm}^2$  dicken  $^{12}\text{C}$  Anregungsschicht geschossen. Die Strahlenergie lag mit 200 MeV ca. 20 MeV über der Coulomb-Barriere. Hierdurch erhofft man sich einen etwas erhöhten Wirkungsquerschnitt für den  $4_1^+$ -Zustand. Das Target ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Die erste Schicht ist die leichte Anregungsschicht aus  $^{12}\text{C}$ ,

an der die Coulomb-Anregung stattfindet. Die angeregten  $^{70}\text{Zn}$ -Ionen treten dann in das ferromagnetische Gadolinium mit einer Dicke von  $3.61 \text{ mg/cm}^2$ . Es folgt eine Stopperschicht aus  $4.2 \text{ mg/cm}^2$  Kupfer<sup>1</sup> und ein weiteres Backing aus Tantal. Die inverse Kinematik garantiert eine gute Vorwärtsfokussierung der gestreuten Ionen. Die  $^{12}\text{C}$ -Ionen wurden in einem Teilchendetektor unter  $0^\circ$  zur Strahlachse detektiert. Dies garantiert auch, dass die entsprechenden  $^{70}\text{Zn}$ -Ionen die Bedingung  $P(m) = 0$  gut erfüllen.

Die Curie-Temperatur von Gadolinium liegt bei 293 K. Oberhalb dieser Temperatur geht die Eigenschaft des Ferromagneten also verloren. Daher wurde das Target über die Kupferschicht auf Temperaturen von ca. (70-80) K abgekühlt. Das externe Magnetfeld hatte eine Stärke von 0.09 Tesla. Die Richtung dieses Feld wurde periodisch umgedreht, um gemäß Gleichung 3.29 den doppelten Effekt der Drehung  $\pm\Phi$  auszunutzen. Die Magnetisierung  $M$  des Targets wurde später in einem AC-Magnetometer in einem Temperaturbereich von 25K bis 150K zu  $M=0.1960$  T gemessen. Die Magnetisierung war dabei in guter Näherung konstant im Temperaturbereich von 60K bis 120K.

Die emittierte  $\gamma$ -Strahlung wurde mit 4 HPGe-Clover-Detektoren detektiert. Jeder Clover-

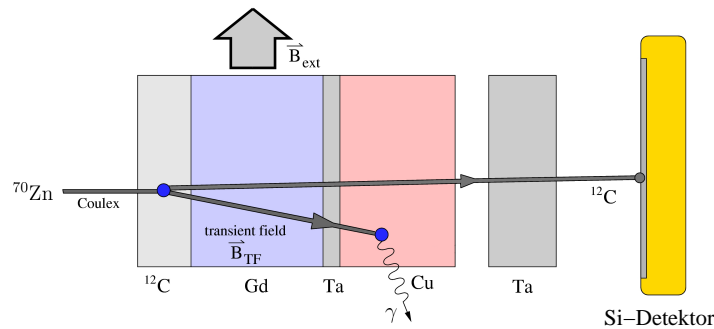


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Projekttil-Anregung in inverser Kinematik und des mehrschichtigen Targets.

Detektor besteht aus 4 unabhängigen Kapseln, so dass insgesamt 16 HPGe-Kapseln zur Verfügung standen. Neben der hohen Effizienz dieses Setups liefert dieser Aufbau bereits eine recht hohe Granularität, was für die Analyse sehr hilfreich war, um die komplizierten Linien-Formen richtig zu interpretieren.

Das Spektrum (in logarithmischer Auftragung) in Koinzidenz zu den gestreuten  $^{12}\text{C}$ -Ionen ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Wie nach Coulomb-Anregung üblich dominiert die  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Linie (885 keV) das Spektrum. Durch die inverse Kinematik treten deutliche Dopplerverschiebungen für kurzlebige Zustände auf. Es kommt zur Ausbildung typischer Linienformen, die durch das Abbremsverhalten der Ionen im Target bestimmt sind. Hier können wir also nicht mehr mit der intrinsischen Auflösung der Germanium-Detektoren arbeiten. Problematisch ist die unmittelbare Nähe des  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ -Peaks bei 902 keV, gleiches gilt für die  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ -Linie bei 874 keV. Durch die Dopplerverbreiterung der Linien überlappen sich die Linienformen (je nach Winkel) erheblich. Die richtige Entfaltung dieser drei Linien war die Hauptproblematik bei der Analyse dieses Experiments.

Man erkennt weiterhin die starke Linie  $3^- \rightarrow 2_1^+$ . Diese kollektive Anregung mit kurzer Lebensdauer zeigt eine ausgeprägte Dopplerverschiebung. Dieser Zustand wird aus dem Grundzustand über ein großes E3-Matrixelement angeregt und zerfällt laut Literatur [41] mit einem 1072 keV

<sup>1</sup>Die dünne zusätzliche Schicht aus Tantal wird bei der Targetpräparation als Substrat zum Aufdampfen des Gadoliniums benötigt

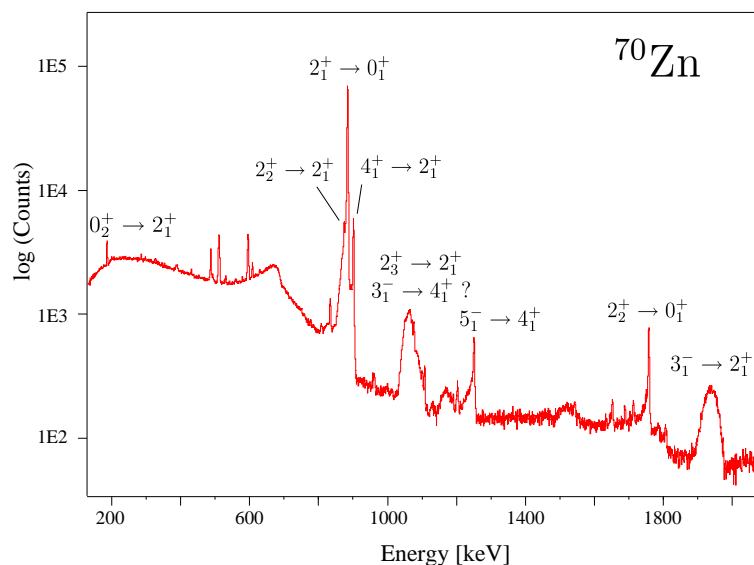


Abbildung 3.10: Spektrum eines Clover-Detektors. Neben dem  $2_1^+$ -Zustand wurden zahlreiche weitere Zustände angeregt. Insbesondere wird der  $3^-$ -Zustand als kollektive Oktupol-Schwingung stark angeregt, die laut Literatur in den  $4_1^+$ -Zustand zerfällt. Dies wäre eine nicht zu vernachlässigende Fütterung des  $4_1^+$ -Zustandes.

$-\gamma$  in den  $4_1^+$ -Zustand. Dieses wäre eine nicht unerhebliche Fütterung der  $4_1^+$ -Linie, welche die Analyse zusätzlich erschweren würde. Diese Übergangsenergie stimmt exakt mit der Übergangsenergie  $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$  überein. Die Gesamtsituation ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Prinzipiell ist diese Anordnung des Termschemas (die in den evaluierten Daten [41] so angegeben ist) durch die bisher durchgeführten Experimente nicht unterscheidbar von der möglichen Kaskade  $3^- \rightarrow 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ , in der in gleicher Weise  $\gamma$ -Quanten mit 1072.7 keV bzw. 902 keV ausgesandt werden würden. In der Literatur wurde bisher in keiner Weise auf diese Problematik eingegangen, die Systematik der gg-Zink-Isotope lässt aber eher vermuten, dass der Zerfall  $3^- \rightarrow 4_1^+$  schwach ist und der Anteil  $3^- \rightarrow 2_3^+$  überwiegt. Es ist also unklar, ob der fütternde Übergang  $3^- \rightarrow 4_1^+$  überhaupt existiert. Für die Analyse von  $g(4_1^+)$  ist es aber ganz entscheidend, die Stärke der Fütterung zu bestimmen. Auch aus den  $(n,n'\gamma)$ -Daten kann diese Situation nicht entfaltet werden.

Eine mögliche Lösung wäre die Analyse von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, aber nur unter der Annahme, dass der hypothetisch mögliche Zerfall  $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$  von 887 keV existiert. Dieser wäre in den bisherigen Daten kaum zu observieren gewesen, da er nur 2.5 keV neben der dominanten  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Linie liegt. Dann könnte man durch Schneiden auf das 186 keV  $\gamma$  ( $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ) eine Entscheidung über die Fütterung des  $2_3^+$ -Zustandes durch den  $3^-$ -Zustand treffen. Im Rahmen der  $(n,n'\gamma)$ -Analyse wird aber gezeigt, dass der Übergang  $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$  (wenn überhaupt) nur sehr schwach ist. Zur generellen Klärung der komplizierten Situation wurde trotzdem ein  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz Experiment an  $^{70}\text{Zn}$  durchgeführt, diesmal durch Coulomb-Anregung in normaler Kinematik unter Verwendung eines hocheffizienten Germanium-Setups an der Universität zu Köln. Es konnten die ersten  $\gamma\gamma$ -Spektren von  $^{70}\text{Zn}$  überhaupt aufgenommen werden. Die Daten wurden von Dipl. Phys. M. Albers im Rahmen seiner Diplomarbeit analysiert. Wie bereits angedeutet, kann aber selbst so keine Entscheidung getroffen werden, welches Szenario der Wahrheit entspricht. Selbst dreifache  $\gamma\gamma\gamma$ -Koinzidenzen würden hier keine Abhilfe schaffen.

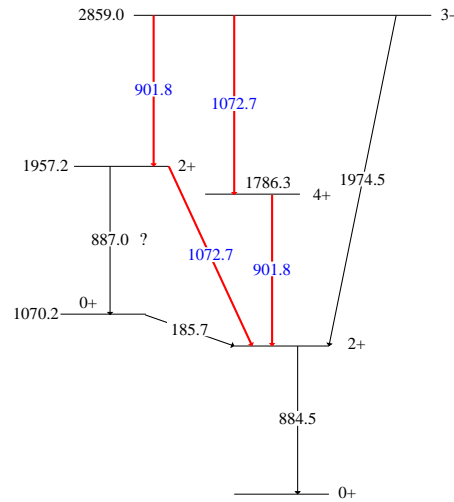


Abbildung 3.11: Ausschnitt des Levelschemas von  $^{70}\text{Zn}$ . Der  $2_3^+$ -Zustand zerfällt über das 1072.7 keV  $\gamma$  in den  $2_1^+$ -Zustand. Ein Zerfall in den  $0_2^+$ -Zustand ist nicht bekannt. Dieser liegt jedoch mit 887 keV direkt neben der immer dominierenden  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Linie und ist damit selbst mit  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-Methoden kaum zu trennen. Der Grundzustandsübergang ist ebenfalls nicht bekannt. Der  $3^-$  Zustand bei 2859 keV zerfällt laut Literatur mit einer Energie von ebenfalls 1072.7 keV in den  $4_1^+$  Zustand. Diese Zuordnung ist aber prinzipiell durch die bisher durchgeführten Experimente nicht unterscheidbar von der möglichen  $3^- \rightarrow 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ -Kaskade. In der Abbildung nicht gezeigt sind der  $2_2^+$  Zustand sowie der Zerfall  $3^- \rightarrow 2_2^+$

Die einzige Möglichkeit, überhaupt sensitiv auf das Problem zu werden, ist die Analyse der Linienformen, die sich je nach Lebensdauern stark unterscheiden. Unglücklicherweise zeigen die Zustände  $2_3^+$  und  $3^-$  sehr ähnliche Lebensdauern. Diese wurden in der  $(n,n'\gamma)$ -Analyse exakt vermessen, wobei die Problematik aus Abbildung 3.11 leicht umgangen werden kann. Damit haben die 1072 keV-Linien in beiden Szenarien die gleiche Linienform. Trotz sorgfältiger Analyse der komplizierten Linienstruktur bei 1072 keV konnte hieraus keine Folgerung gezogen werden. Im Gegensatz dazu sollte die Linienform der beiden 902 keV-Linien unterschiedlich sein, denn der  $4_1^+$ -Zustand sollte eine (bisher nicht bekannte) Lebensdauer im Bereich von mindestens einer Pikosekunde besitzen. Wie bereits oben angesprochen, war die Analyse der  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ -Linienform aufgrund der Nähe zum  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Überganges ohnehin schon anspruchsvoll. Sie wird nun weiter verkompliziert durch das eventuelle Vorliegen einer dopplerverschmierten zweiten Komponente, die je nach Detektorwinkel energetisch links oder rechts um 902 keV schiebt. Tatsächlich konnte diese zweite Komponente unter Vorwärtswinkeln identifiziert werden (s. Abbildung 3.12). Gut zu sehen ist der winkelabhängige Dopplershift dieser Linie. Elementar war hierbei zu zeigen, dass diese Komponente nicht zur natürlichen Linienform der  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ -Linie gehört. Durch die Abbremsprozesse im mehrschichtigen Target kann es nämlich zu einer ganz ähnlichen Ausbildung einer solchen Linienform kommen, ohne eine zusätzliche Komponente anzunehmen. Da der Dopplershift nur vom  $v/c$  des  $^{70}\text{Zn}$ -Strahls abhängt, würde sich auch die in Abbildung 3.12 gezeigte Dopplerverschiebung erklären. Durch Simulationen der Linienformen konnte aber gezeigt werden, dass die markierte zusätzliche Komponente aus Abbildung 3.12 wesentlich zu groß ist, um alleine von der  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ -lineshape zu stammen. Aus den gemessenen Intensitäten konnte dann gezeigt werden, dass der  $3^-$  Zustand tatsächlich hauptsächlich über das  $2_3^+$ -Niveau zerfällt und nicht wie in der Literatur angegeben in das  $4_1^+$  Niveau.

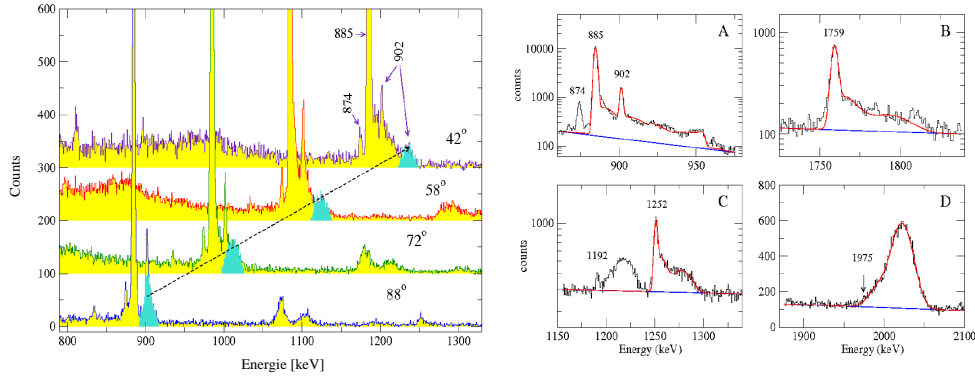


Abbildung 3.12: Links: Identifizierung der Doppler-verschobenen 906 keV-Komponente (von  $3^- \rightarrow 2_3^+$ ). Rechts: Lineshape-Analysen ( $0^\circ$ -Detektor) von Zerfällen der Zustände  $4_1^+$ ,  $2_2^+$ ,  $3_1^-$  und  $5_1^-$ .

Als Ergebnis der aufwendigen Analyse konnte erstmals die Lebensdauer des  $4_1^+$ -Zustandes über die Lineshape-Analyse ermittelt werden. Auch konnte ein Wert für die Lebensdauer des  $2_2^+$ -Zustandes extrahiert werden, der mit dem Wert aus der Photononenstreuunganalyse (s. Tabelle 3.1) gut übereinstimmt, wobei die Lineshape-Analyse ein etwas genaueres Resultat liefert. Es konnten weiterhin die Lebensdauer des  $3_1^-$  und  $5_1^-$ -Zustandes vermessen werden.

Nach der Lebensdaueranalyse kann nun die Präzession bestimmt werden. Hierzu wurden die Detektoren symmetrisch unter Rückwärtswinkeln von  $\Theta = \pm 114^\circ$  (Detektor 1, Detektor 4) und Vorwärtswinkeln von  $\Theta = \pm 66^\circ$  (Detektor 2, Detektor 3) positioniert. Um unabhängig von Schwankungen in den Strahlintensitäten, Detektoreffizienzen und unterschiedlichen Messzeiten für die beiden Magnetfeldrichtungen zu sein, bildet man ein Doppelverhältnis DR (‘‘Double Ratios’’):

$$DR(1/4) = \frac{N_1 \uparrow / N_1 \downarrow}{N_4 \uparrow / N_4 \downarrow}, \quad DR(2/3) = \frac{N_2 \uparrow / N_2 \downarrow}{N_3 \uparrow / N_3 \downarrow}. \quad (3.31)$$

Hierbei ist  $N_i \uparrow \downarrow$  die Zählrate in Detektor  $i$  bei Magnetfeldrichtung ‘‘up’’ bzw. ‘‘down’’. Die Winkelverteilung 3.29 kann aufgrund der kleinen Präzessionswinkel  $\Phi$  gut durch eine Taylorentwicklung erster Ordnung um den Detektorwinkel  $\theta_D$  angenähert werden:

$$W(\theta_D \pm \Phi) = W(\theta_D) \pm \Phi \cdot \left. \frac{dW}{d\theta} \right|_{\theta_D} \quad (3.32)$$

Durch Einsetzen und Umformen erhält man so einen Ausdruck für die Präzession  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{\sqrt{DR} - 1}{\sqrt{DR} + 1} \cdot |S|^{-1} \quad (3.33)$$

mit der logarithmischen Ableitung der Winkelkorrelationsfunktion

$$S = \frac{1}{W(\theta_D)} \cdot \left. \frac{dW}{d\theta} \right|_{\theta_D} \quad (3.34)$$

Dieser ‘‘Slope’’  $S$  könnte prinzipiell direkt aus der Winkelverteilung 3.29 bestimmt werden. Hierzu müssen aber die Abschwächungskoeffizienten  $Q_k$  bekannt sein, die aber von der Geometrie des Aufbaus (insbesondere aus den Detektoröffnungswinkeln) abhängen. In der Regel versucht

Tabelle 3.3: Ergebnisse für die g-Faktor-Messung an  $^{70}\text{Zn}$ . Gezeigt sind Anregungsenergie, Spin und Lebensdauer der Zustände, der Slope S, der gemessene Effekt  $\Phi^{exp}$  sowie die gerechneten Ergebnisse für den g-Faktor aus der Parametrisierung von  $B_{TF}$ . Die hier gezeigte Rutgers-Parametrisierung stimmt innerhalb der Fehler mit den Ergebnissen aus der linearen Parametrisierung überein.

$E_x(I^\pi)$ (MeV)	$I^\pi$	$\theta_D$	$\tau$ [ps]	$ S $ [mrad] $^{-1}$	$\Phi^{exp}$ (mrad)	$\Phi^{Rut}/g$ (mrad)	g
0.884	$2_1^+$	58.3°	–	1.227(11)	-10.9(6)	-28.2	+0.38(2)
		73.7°	–	1.797(35)	-10.7(6)		
		$\langle \ \ \rangle$			-10.8(4)		
1.759	$2_2^+$	58.3°	1.9(3)	1.169(61)	-12.4(86)	-26.1	+0.47(22)
		73.7°		1.617(183)	-12.2(75)		
		$\langle \ \ \rangle$			-12.3(56)		
1.786	$4_1^+$	58.3°	1.9(2)	0.77(7)	-9.7(45)	-26.1	+0.37(14)
		73.7°		0.78(8)	-9.8(68)		
		$\langle \ \ \rangle$			-9.7(37)		

man daher, den Slope aus der gemessenen Winkelverteilung zu extrahieren. Im Falle des  $4_1^+$ -Zustandes war dies aber nicht möglich, denn für die richtige Bestimmung der Winkelverteilung muss (im Gegensatz zur Präzession!) die vollständige Lineshape bekannt sein. Aus unserer Diskussion der Spektren ist klar, dass dies nicht für alle Winkel durchgeführt werden kann und so kein verlässlicher experimenteller Wert für S bestimmt werden kann. Daher wurde der Slope aus der Analyse eines Experiments am gleichen Setup am Kern  $^{68}\text{Zn}$  benutzt.

Aus der Präzession und der Lebensdauer erhält man nun den g-Faktor durch Auswerten des Ausdrucks

$$\Phi = -\frac{g \cdot \mu_N}{\hbar} \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v(t), Z) \cdot e^{-t/\tau} dt. \quad (3.35)$$

Die Resultate dieser Messung sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Das entscheidende Resultat ist hier das magnetische Moment des  $4_1^+$ -Zustandes. Das Vorzeichen ist positiv und der Wert entspricht gut der  $g = Z/A$ -Vorhersage des kollektiven Modells. Damit verhalten sich die magnetischen Momente der  $4_1^+$ -Zustände in den gg Zink-Isotopen gleichmäßig, bis auf die unklare Situation bei  $^{68}\text{Zn}$ .

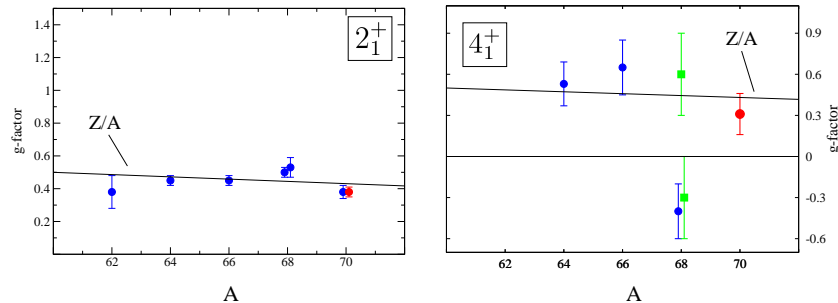


Abbildung 3.13: Wie Abbildung 2.10, nun aber mit den hier neu bestimmten Resultaten (rot).



## Kapitel 4

# Diskussion der Ergebnisse zum Kern $^{70}\text{Zn}$

Im ersten Teil dieses Kapitels soll der Frage nachgegangen werden, ob der Kern  $^{70}\text{Zn}$  im Rahmen der gängigen kollektiven Modelle als vibratorähnlicher Kern gedeutet werden kann. Der  $R_{4/2}$ -Wert aus Abbildung 2.9 entspricht genau der Erwartung an die dynamische  $U(5)$ -Symmetrie, die im Limit unendlich vieler Bosonen tatsächlich den klassischen geometrischen Vibrator beschreibt. Es ist also das Ziel, die experimentellen Niveaus einem Schema gemäß Abbildung 2.3 zuzuordnen. Dies ist insbesondere nötig, um zu entscheiden ob die Zustände  $0_2^+$  und  $2_3^+$  (bzw. die gemischt-symmetrischen Zustände  $2_{1,ms}^+$ ) mit ihrem ungewöhnlichen energetischen Verhalten in ein kollektives Schema eingeordnet werden können oder doch einer anderen (Intruder-) Konfiguration zugeordnet werden müssen.

### 4.1 Das symmetrische 2-Phononen-Triplett

Eines der wichtigsten Signaturen vibrationären Verhaltens ist das Vorliegen eines symmetrischen 2-Phononen-Triplets mit Spin  $0^+, 2^+, 4^+$  und (im Idealfall) entarteten Energien. Hierbei sollen sich die Zerfallsstärken im geometrischen Phononen-Modell gemäß

$$R_{\text{phonon}} = \frac{B(E2; (0_2^+, 2_2^+, 4_1^+) \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 2 \quad (4.1)$$

verhalten. Für die Bestimmung der Übergangsstärken sind Lebensdauern, sowie im Fall des  $2_2^+$ -Zustandes Verzweungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse nötig. Der Wert für  $\tau(0_2^+)$  war gut aus der Literatur bekannt, der Wert für das  $4_1^+$ -Niveau stammt aus der g-Faktor Messung nach Coulomb-Anregung (s. Tabelle 3.3). Die Lebensdauer des  $2_2^+$ -Zustandes ergab sich aus der Photonenstreuung sowie aus der g-Faktor Messung zu  $\tau = 1.9(6)$  ps bzw  $\tau = 1.9(3)$  ps. Das Verzweungsverhältnis dieses Niveaus konnte exakt aus den Daten der INS extrahiert werden und stimmt gut mit dem Literaturwert überein. Der im Phononenbild verbotene Grundzustandsübergang des  $2_2^+$ -Zustandes ist mit  $0.56(9)$  W.u. in der Tat schwach. Für das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$  ergab die Analyse der INS zwei mögliche Werte. Die Situation ist in Abbildung 4.1 für die Hochenergiemessung gezeigt (siehe Abbildung 3.7 für die Erklärung der Graphen). Es ergeben sich zwei Minima mit  $\chi^2=2.0$  ( $\delta=1.62$ ) sowie  $\chi^2=2.8$  ( $\delta=0.154$ ). Aus der Niederenergiemessung ergeben sich ganz ähnliche Verhältnisse, nämlich  $\chi^2=0.54$  ( $\delta=1.59$ ) sowie  $\chi^2=0.89$  ( $\delta=0.155$ ). Erfreulicherweise liefern die Messungen die

gleichen absoluten Werte für beide Minima. In beiden Fällen wird das Minimum mit größerem  $\delta$  etwas besser beschrieben. Dennoch kann die zweite Lösung nicht vollständig ausgeschlossen werden.

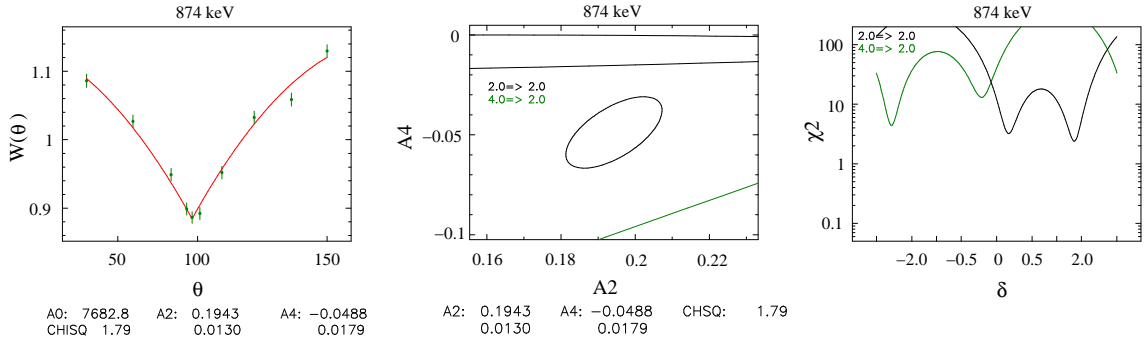


Abbildung 4.1: Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses für den 874 keV-Übergang (Hochenergiemessung). Es ergeben sich zwei Minima, deren  $\chi^2$ -Werte zwar keine eindeutige Zuordnung zulassen, jedoch die Lösung mit größerem  $\delta$  favorisieren.

Nimmt man als Lösung den kleineren Wert für  $\delta$  an, ergibt sich eine Zerfallsstärke von  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.7(1)$  W.u. sowie eine M1-Stärke von nur  $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.028(5) \mu_N^2$ . Solch geringe Zerfallsstärken wären im Widerspruch zu allen verfügbaren Rechnungen im Schalenmodell oder in kollektiven Modellen, wie später noch diskutiert werden soll. Da auch der  $2_3^+$ -Zustand eine geringe E2-Zerfallsstärke in den  $2_1^+$ -Zustand zeigt, würde das Minimum mit  $\delta = 0.155$  eine völlige Abwesenheit von E2-Stärke der  $2^+$ -Zustände in den  $2_1^+$ -Zustand bedeuten. Auch wenn Spielraum für Spekulationen bleibt, wird im folgenden die favorisierte Lösung mit größerem  $\delta$  als richtig angenommen.

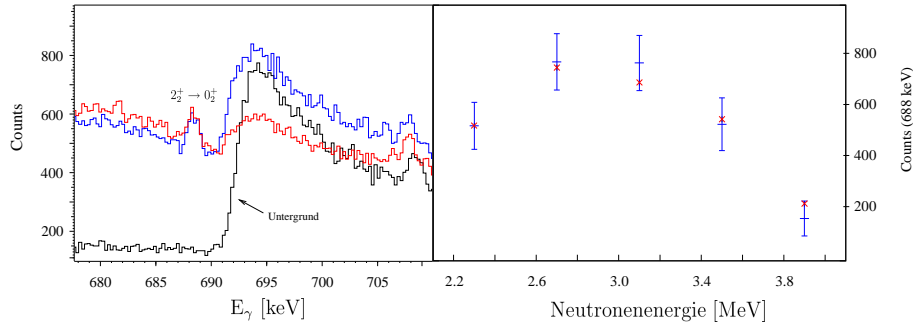


Abbildung 4.2: Links: Summenspektrum der Winkelverteilungs-Messung für Winkel  $\theta < 90^\circ$  (blau) und  $\theta > 90^\circ$  (rot). Auch gezeigt ist das Untergrundspektrum, in dem die Linie nicht auftritt. Rechts: Anregungsfunktion der Übergänge  $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$  und  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ , normalisiert auf den ersten Datenpunkt bei 2.3 MeV Neutronenenergie. Der gute Zusammenhang sichert zusätzlich die Zuordnung des 688 keV- $\gamma$ 's zum  $2_2^+$ -Zustand.

Eine Überraschung ist die erstmalige Beobachtung eines Überganges vom  $2_2^+$ -Zustand in den  $0_2^+$ -Zustand bei 688 keV Übergangsenergie. Dies zeigt eindrucksvoll, wie hochwertig die Qualität der Daten aus INS an der University of Kentucky sind. Die aufwendige Abschirmung des Detektors sowie der Einsatz von Anti-Compton-Shielding und TOF-Methoden liefern das gute Peak-zu-Untergrund Verhältnis in den Spektren, die solche Ergebnisse möglich machen. Der

( $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ )-Peak ist in Abbildung 4.2 (links) gezeigt, und zwar im Summenspektrum für Detektorwinkel  $\theta < 90^\circ$  sowie  $\theta > 90^\circ$  bei 2.5 MeV Anregungsenergie. Damit ist zunächst klar, dass die 688 keV-Linie von einem Zustand mit  $E_i \lesssim 2.5$  MeV abgestrahlt wird, dessen Lebensdauer  $\tau > 1$  ps ist. Weiterhin ist die Linie nicht im Untergrundspektrum sichtbar, d.h. sie ist koinzident zum gepulsten Strahl. Da diese Linie auch keiner bekannten Kontamination (z.B. Streuung am Detektorkristall usw.) entspricht, ist die Zuweisung zum  $2_2^+$ -Zustand gut gesichert. Dies bestätigt sich bei der Analyse der Anregungsfunktion in Abbildung 4.2 (rechts). Falls das 688 keV- $\gamma$  dem Übergang  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$  entspricht, muss das Verzweigungsverhältnis  $\frac{I(2_2^+ \rightarrow 0_2^+)}{I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$  unabhängig von der Neutronenenergie sein. Für die Überprüfung wurden aufgrund der niedrigen Statistik jeweils vier Spektren der Anregungsfunktion zusammengefasst, so dass sich insgesamt 5 Summenspektren ergeben. Aufgetragen sind nun die Counts der 688 keV-Linie in diesen Summenspektren. Auf diese Counts wurde die Intensität der 1759 keV-Linie ( $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ ) normalisiert. Man erkennt (im Rahmen der Messfehler) deutlich den Zusammenhang. Damit ist die Zuweisung des 688 keV- $\gamma$ 's zum  $2_2^+$ -Niveau eindeutig.

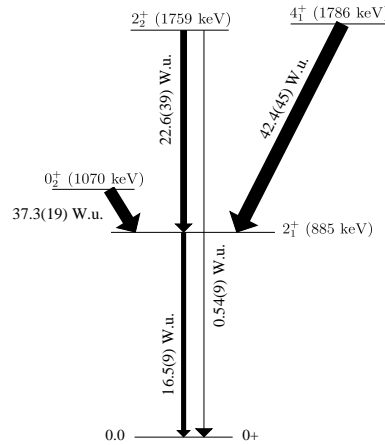


Abbildung 4.3: Kandidaten für das symmetrische 2-Phononen Triplett. Für den  $2_2^+$ -Zustand wurden Multipolmischungsverhältnis und Verzweigungsverhältnis aus Tabelle 3.2 verwendet.

Insgesamt erhält man damit die Zerfallsstärken der 2-Phononen-Kandidaten, die in Abbildung 4.3 gezeigt sind.

In Abbildung 4.3 fällt sofort die bereits angesprochene niedrige Energie des  $0_2^+$ -Zustandes (1071 keV) auf. Für einen geometrischen Vibrator sollte für die Energie der 2-Phononen-Zustände  $E(2\text{-Phonon})=2 \cdot E(1\text{-Phonon})$  gelten, d.h.  $E(2\text{-Phonon})=2 \cdot 885 \text{ keV}=1770 \text{ keV}$  für  $^{70}\text{Zn}$ . Die Energie des  $0_2^+$ -Zustandes weicht um ganze 700 keV von dieser Erwartung ab. Dahingegen ist dies für die Zustände  $2_2^+$  (1759 keV) sowie  $4_1^+$  (1786 keV) erstaunlich gut erfüllt, die Differenz beträgt hier maximal 16 keV und die beiden Zustände sind fast entartet.

Im Gegensatz zu den energetischen Verhältnissen lassen sich die Übergangsstärken (im Rahmen ihrer Ungenauigkeit) gut im Vibratormodell verstehen, sie weisen in etwa die doppelte Stärke des ( $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ) Überganges auf. Hier zeigt nur der Zerfall ( $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ) eine etwas zu geringe Stärke. Dies kann als ein Effekt einer Beimischung magnetischer Dipolstärke verstanden werden. Setzt man nämlich  $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \infty$ , so wird  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 31.6(50) \text{ W.u.}$ , was sehr gut mit den Werten des geometrischen Vibrators übereinstimmt. Dieser Sachverhalt soll später noch genauer untersucht werden.

Aus der Betrachtung des 2-Phononen-Tripletts erhält man insgesamt also eine Beschreibung, die in allen Punkten den Erwartungen eines geometrischen Vibrators entspricht, mit der Ausnahme

der Energie des 2-Phononen  $0^+$ -Zustandes. Eine mögliche Lösung wäre, diesem Zustand eine andere Struktur zuzuordnen (z.B. eine Intruderstruktur) und den 2-Phononen  $0^+$ -Zustand bei höheren Energien zu suchen. Der nächste Zustand mit Spin  $0^+$  liegt allerdings schon bei 2140 keV und hat eine Zerfallsstärke von höchstens  $B(E2;0_3^+ \rightarrow 2_1^+) < 12$  W.u. Diese Lösung kommt daher nicht in Frage.

Für den Moment soll daher festgehalten werden, dass der Kern  $^{70}\text{Zn}$  vibrationäres Verhalten für Spins  $J \neq 0$  zeigt. Dies motiviert zu der Suche weiterer vibrationärer Zustände, z.B. der 1-Phonon-Anregung gemischter Symmetrie mit Spin  $2^+$ . Alle weiteren diskutierten, experimentellen Ergebnisse stammen aus der INS (s. Tabelle 3.2).

## 4.2 Der Ein-Q-Phonon-Zustand gemischter Symmetrie

In Kapitel 2 haben wir dargelegt, dass die herausragende experimentelle Signatur der gemischt-symmetrischen Zustände ihr M1-Zerfall zu den symmetrischen Q-Phononen-Zuständen ist. Die fundamentale Anregung der  $(F_{max} - 1)$ -Zustände ist dabei der 1-Phononen  $2_{1,ms}^+$ -Zustand, der einen starken M1-Zerfall zum  $2_1^+$ -Zustand zeigen soll. Die Zerfallsstärke im Bereich der Zink-Isotope sollte dabei etwa  $0.1 \mu_N^2$  betragen (s. Abbildung 2.12). Nachdem der  $2_2^+$ -Zustand als möglicher Kandidat klar ausscheidet, ist der Zustand  $2_3^+$  bei 1957 keV der nächste mögliche Kandidat.

Zu diesem Zustand lag bisher keine Lebensdauerinformation vor. Die besondere Problematik bezüglich des 1072 keV-Dubletts wurde bereits in Kapitel 3 besprochen (s. Abbildung 3.11). Aus der dort geführten Diskussion ist in jedem Fall klar, dass eine Analyse des  $2_3^+$ -Zustandes nur unterhalb der Anregungsenergie des  $3^-$ -Zustandes stattfinden kann. Unser Experiment mit monoenergetischen Neutronen mit 2.5 MeV Neutronenenergie blendet die obige Problematik vollständig aus.

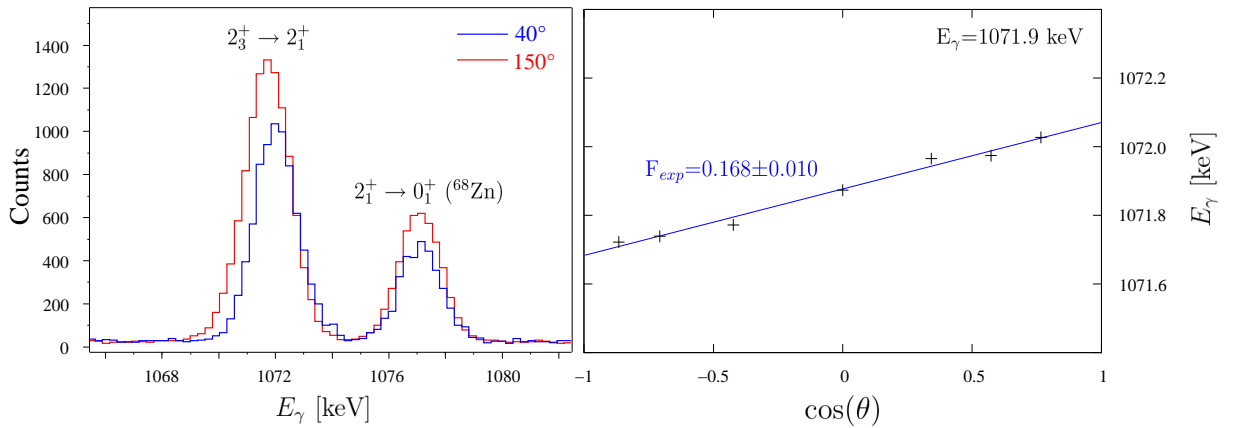


Abbildung 4.4: Links: Die  $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$  Linie bei 1072 keV bei 2.5 MeV Neutronenenergie. Bei 1077 keV ist der  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Übergang aus  $^{68}\text{Zn}$  (10% Anreicherung im Target) zu sehen. Gezeigt sind Spektren für  $40^\circ$  sowie  $150^\circ$  Detektorwinkel. Man erkennt deutlich den Dopplerverschiebungseffekt der 1072 keV-Linie, wohingegen die 1077 keV-Linie aufgrund ihrer langen Lebensdauer nicht verschoben ist. Rechts: Bestimmung der Lebensdauer der 1072 keV-Linie durch Bestimmung von  $F_{exp}$  nach Gleichung 3.15.

Die Lebensdauer des  $2_3^+$ -Zustandes wurde von uns aus den 2.5 MeV-Daten zu  $\tau = 0.195^{+24}_{-22}$  ps bestimmt. Die dazugehörige Auftragung des Dopplerverschiebungseffekts gegen den Detektorwinkel ist in

Abbildung 4.4 gezeigt. Da kein weiterer Zustand bis 2.5 MeV-Anregungsenergie einen messbaren Dopplershift zeigt, kann ein systematischer Fehler für die Lebensdauer des  $2_3^+$ -Zustandes nicht ausgeschlossen werden. Im Gegensatz dazu stehen bei der Hochenergiemessung genügend Fixpunkte zur Verfügung und es wurde keine systematische Abweichung gefunden. Es sollte damit gesichert sein, dass durch Hinzufügen eines systematischen Fehlers von 5% die Lebensdauer des  $2_3^+$ -Zustandes richtig bestimmt wurde.

Die Analyse der Winkelverteilung ergab wie im Falle des  $2_2^+$ -Zustandes zwei etwa gleichwertige Minima (s. Abbildung 4.5), wobei in beiden Messungen das Minimum mit  $\delta=-0.14(2)$  leicht favorisiert ist. Das zweite Minimum mit  $\delta=3.61(36)$  würde eine E2-Stärke von  $B(E2;2_3^+ \rightarrow 2_1^+) \approx 160$  W.u. bedeuten. Da solche Zerfallsstärken in dieser Massenregion nicht vorkommen sollten, kann diese Lösung verworfen werden.

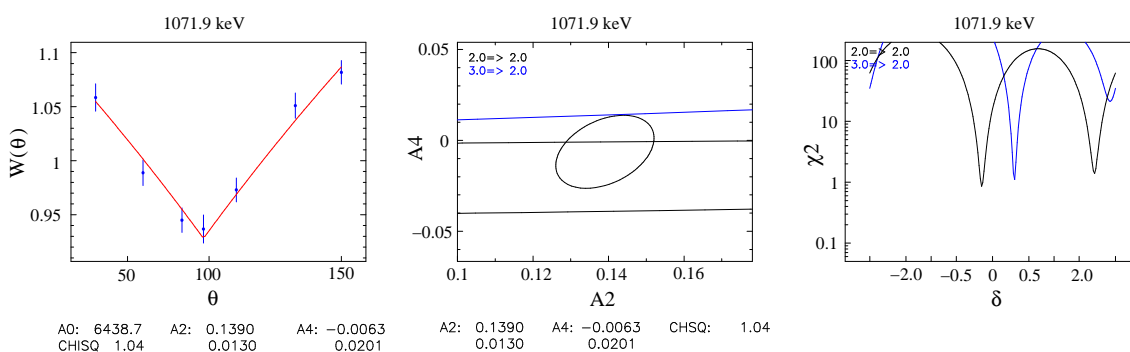


Abbildung 4.5: Winkelverteilung des Überganges  $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$  bei 2.5 MeV Neutronenenergie. Es ergeben sich zwei Minima für das Multipolmischungsverhältnis, wobei der Wert mit kleinerem  $\delta$  favorisiert ist. Der größere Wert kann als unphysikalisch ausgeschlossen werden.

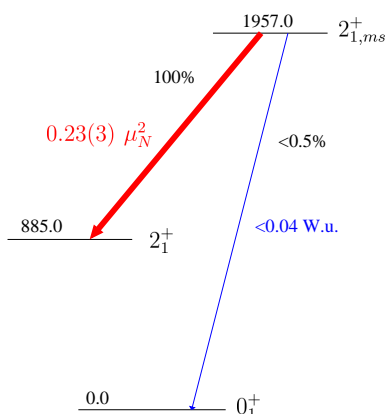
Der Übergang  $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$  ist damit von dominant magnetischer Natur und hat eine Zerfallsstärke von  $B(M1;2_3^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.23(3) \mu_N^2$ . Das Zerfallsverhalten dieses Zustandes ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Der starke M1-Übergang zum  $2_1^+$ -Niveau spricht für die Zuordnung der gemischten Symmetrie. Andererseits beobachtet man für gewöhnlich einen schwach kollektiven Grundzustandsübergang für die  $2_{1,ms}^+$ -Anregung in der Größenordnung von etwa einer Weisskopfheit. Da dieser Übergang in  $^{70}\text{Zn}$  wesentlich kleiner ist, spricht dies zunächst gegen eine solche Zuordnung. Eine genaue Erfassung aller vorhandenen Daten zeigt jedoch, dass dies ein gemeinsames Verhalten aller bisher bekannten  $2_{1,ms}^+$ -Zustände in den gg Zink-Isotopen ist. Wir werden diesen Sachverhalt im Rahmen des IBM-2-Modells später genauer diskutieren. Das  $2_3^+$ -Niveau zeigt damit alle erwarteten Charakteristiken einer  $2_{1,ms}^+$ -Anregung in diesem Kern.

### 4.3 Kandidaten für das symmetrische 3-Phononen-Multiplett

In der nächst-höheren Ordnung erwartet man ein Multiplett von symmetrischen 3-Phononen-Anregungen mit Spin  $0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$ , die im Wesentlichen mit kollektiven E2 Übergängen in die symmetrischen 2-Phononen-Zustände zerfallen. Es sollen nun Kandidaten für diese Zustände vorgestellt werden.

$$J^\pi = 0^+$$

Bei 2140 keV ist in der Literatur ein Zustand  $J^\pi = 0^+$  bekannt, der nur einen Zerfall in den  $2_1^+$ -Zustand zeigt. In der Literatur wurde weiterhin ein Zerfall  $0_3^+ \rightarrow 4_1^+$  angegeben, mit einer Intensität von etwa 50 % relativ zum  $(0_3^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Zerfall. Ein solch starker Zerfall der Multipolarität E4 ist natürlich ausgeschlossen, entsprechend wurde keine 354 keV-Linie in unseren

Abbildung 4.6: Zerfallsverhalten des  $2_{1,ms}^+$ -Zustandes in  $^{70}\text{Zn}$ .

Spektren observiert und es folgt aus unseren Daten  $I(354)/I(1255) < 4\%$ . In Wirklichkeit ist dieses Branching Ratio sicher noch um Größenordnungen kleiner als hier angegeben. Die Zuweisung  $J=0$  für diesen Zustand bestätigt sich in unseren Daten aus der isotropen Winkelverteilung sowie aus der Anregungsfunktion.

In unseren Spektren wurde zu diesem Zustand erstmals ein Zerfall zum  $2_2^+$ -Niveau mit einer Übergangsenergie von 381 keV beobachtet. Diese schwache Linie ist nur gut im Summenspektrum verschiedener Anregungsenergien sichtbar (siehe Abbildung 4.7), für eine Auswertung der Winkelverteilung oder Lebensdauer ist die Statistik aber zu klein. Die  $\gamma$ -Linie ist jedoch bereits ab der niedrigsten Anregungsenergie von 2.3 MeV vorhanden, was für die Zuweisung zum 2140 keV-Niveau spricht. Da diese  $\gamma$ -Linie zu keiner bekannten Untergrundlinie gehört und auch im Untergrundspektrum nicht auftaucht, kann diese Linie eindeutig dem 2140 keV-Niveau zugeordnet werden.

Die Beobachtung dieser Linie ändert vollständig die Deutung dieses Zustandes, der jetzt den Erwartungen an eine 3-Phononen-Anregung gerecht wird. Aus dem Verzweungsverhältnis von  $I(0_3^+ \rightarrow 2_2^+)/I(0_3^+ \rightarrow 2_1^+)=1.3(2)\%$  ergibt sich nämlich eine dominierende E2-Stärke in den  $2_2^+$ -Zustand, mit  $B(E2; 0_3^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2; 0_3^+ \rightarrow 2_1^+)=5.0(8)$ .

Für die Lebensdauer des  $0_3^+$ -Zustandes konnte eine obere Grenze von  $\tau(0_3^+) > 1.3$  ps bestimmt werden. Bisher lagen keine Informationen zu dieser Lebensdauer vor. Unter Annahme einer Lebensdauer von 1.3 ps erhält man eine B(E2)-Stärke von  $B(E2; 0_3^+ \rightarrow 2_2^+)=59(9)$  W.u. Damit ist es durchaus möglich, dass das  $0_3^+$ -Niveau einen kollektiven Zerfall in den 2-Phononen  $2_2^+$ -Zustand zeigt. Für eine abschließende Klärung des Phononencharakters wäre eine Bestimmung der Lebensdauer dieses Zustandes wünschenswert. Lebensdauern im Bereich von wenigen ps sind prinzipiell der Lineshape-Analyse (s. Abschnitt 3.4) nach Coulomb-Anregung zugänglich. Leider ist die Populationswahrscheinlichkeit für den  $0_3^+$ -Zustand in der Coulomb-Anregung recht gering und die 1255 keV-Linie konnte nicht in den Spektren des Yale-Experiments identifiziert werden. Hier kommt erschwerend hinzu, dass das  $5^-$ -Niveau stark populiert wurde, welches eine starke 1250 keV-Linie mit ausgeprägter Lineshape erzeugt. Hier könnte nur noch der Einsatz eines hocheffizienten Germanium-Arrays weiterhelfen.

Wie schon im Fall des  $0_2^+$ -Zustandes entspricht die Anregungsenergie dieses 3-Phononen-Zustandes nicht den Erwartungen. Es gilt aber interessanterweise  $E(0_3^+) \approx 2 \cdot E(0_2^+)$  mit einer Abweichung  $< 1$  keV. Akzeptiert man also die tiefe Energie des  $0_2^+$ -Zustandes, ergibt sich eine sehr harmonische Fortsetzung zur 3-Phononen  $0^+$ -Anregung.

$$J^\pi = 2^+$$

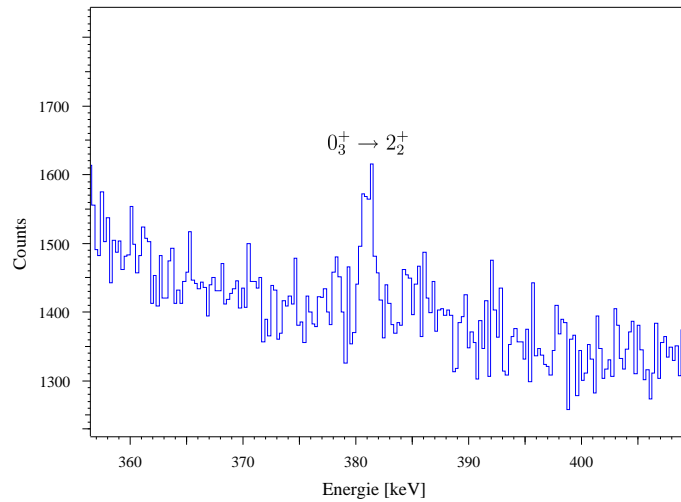


Abbildung 4.7: Übergang  $0_3^+ \rightarrow 2_2^+$  bei 381 keV. Das Spektrum ist ein Summenspektrum bei Neutronenenergien von 2.3 MeV bis 2.7 MeV. Die Linie ist bereits ab 2.3 MeV sichtbar und nicht im Untergrundspektrum vorhanden.

In den bisher bekannten Daten herrschte große Unklarheit über  $2^+$ -Zustände jenseits des  $2_3^+$ -Niveaus. Es waren Kandidaten bei 2375(5), 2537.9 sowie 2665(5) keV bekannt, wobei für ersteren und letzteren keine  $\gamma$ -Zerfälle gelistet waren. Zum Zustand bei 2375(5) keV konnte auch in unseren Daten kein Zerfall beobachtet werden. Die Existenz dieses Zustandes ist aufgrund des statistischen Anregungscharakters der INS praktisch ausgeschlossen. Das 2537.9 keV-Niveau konnte eindeutig als  $3^+$  Anregung identifiziert werden. Hierauf wird an geeigneter Stelle detailliert eingegangen.

Im Gegensatz zum 2375 keV-Niveau konnten erstmals Zerfälle des 2665(5) keV-Niveaus spektroskopiert werden. Die dominante Linie ist hierbei ein 1774.3 keV- $\gamma$ , das dem Zerfall in den  $2_1^+$ -Zustand entspricht (Abbildung 4.8). Hieraus ergibt sich die korrekte Energie des Zustandes zu 2559.3 keV. Dies legt eine Spinhypothese von  $J^\pi = 2^+$  für dieses Niveau nahe. Zu diesem Niveau wurden weitere starke Zerfälle in die Endzustände  $0_2^+$ ,  $2_2^+$  und  $2_3^+$  identifiziert. Die Zuweisung dieser  $\gamma$ -Linien zum 2559 keV-Niveau ergibt sich jeweils eindeutig aus der Gleichheit der thresholds von 2.6 bis 2.7 MeV, den konstanten Verzweungsverhältnissen mit wachsender Neutronenenergie, sowie identischen Lebensdauern. Die beobachteten Zerfallslinien zeigen eine deutliche Dopplerverschiebung, die einer gemittelten Lebensdauer von  $\tau(2_4^+) = 0.213(30)$  ps entspricht.

Es zeigt sich weiterhin bei 2659 keV der Grundzustandsübergang dieses Niveaus. Obwohl diese Linie recht schwach ist, kann sie aufgrund des richtigen thresholds eindeutig diesem Niveau zugeordnet werden. Eine Analyse der Winkelverteilung war aber aufgrund zu geringer Statistik nicht möglich. Der Grundzustandsübergang dieses  $2^+$ -Kandidaten grenzt den Spin auf  $J=1, 2^+$  ein.

Ein möglicher Zerfall in den  $4_1^+$ -Zustand hat eine Energie von 872.5 keV und würde damit in der niederenergetischen Flanke des  $(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Peaks bei 874.5 keV liegen. Es konnte kein eindeutiges Anzeichen für die Existenz dieses Zerfalls gefunden werden. Es wurde lediglich eine obere Grenze ermittelt, indem der 874.5 keV-Peak als Dublett mit festgehaltener Position und konstanter Peakbreite der möglichen 872.5 keV-Komponente gefittet wurde. Es ergibt sich ein Verzweungsverhältnis von  $\frac{I(2_4^+ \rightarrow 4_1^+)}{I(2_4^+ \rightarrow 2_1^+)} < 0.05$ . Dies entspricht einem Beitrag von nur 1%

des 874.5 keV-Peakvolumens, resultiert aber in einer signifikanten Stärke für den  $(2_4^+ \rightarrow 4_1^+)$ -Übergang (siehe Abbildung 4.13).

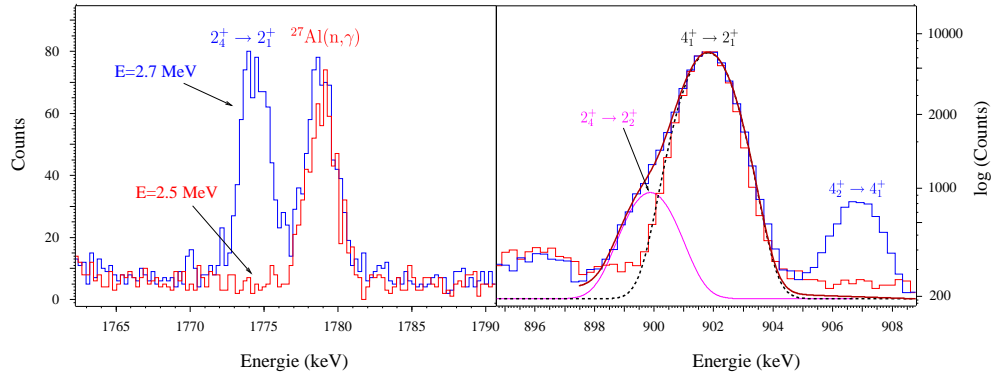


Abbildung 4.8: Links: Der 1774 keV-Übergang  $2_4^+ \rightarrow 2_1^+$ . Gezeigt sind Spektren bei 2.5 MeV und 2.7 MeV Neutronenenergie. Rechts: Entfaltung des Dubletts der Linien  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  und  $2_4^+ \rightarrow 2_2^+$  (logarithmische Darstellung). Gezeigt sind zwei Summenspektren unter  $90^\circ$  Detektorwinkel, einmal unterhalb und einmal oberhalb der Anregungsenergie des Zustandes. Die Entfaltung gelingt recht problemlos (unter Annahme gleicher Peakbreiten) und liefert auf Anhieb die richtige Energie des  $(2_4^+ \rightarrow 2_2^+)$ -Überganges.

Ein ganz ähnliches Problem tritt für den Zerfall  $2_4^+ \rightarrow 2_2^+$  mit einer Energie von 899.9 keV auf. Er liegt damit in der niederenergetischen Flanke des ebenfalls übermächtigen  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Peaks bei 901.8 keV. Dieses Dublett konnte aber (wieder unter Annahme konstanter Peakbreiten) recht gut entfaltet werden (Abbildung 4.8). Die Konsistenz zeigt sich gut in der Analyse der Anregungsfunktion (Abbildung 4.9). Man erhält hier eine deutlich bessere Beschreibung der Anregungsfunktion unter Berücksichtigung des  $(2_4^+ \rightarrow 2_2^+)$ -Überganges. Hier bestätigt sich bereits die Spinzuweisung zu  $J^\pi = 2^+$ .

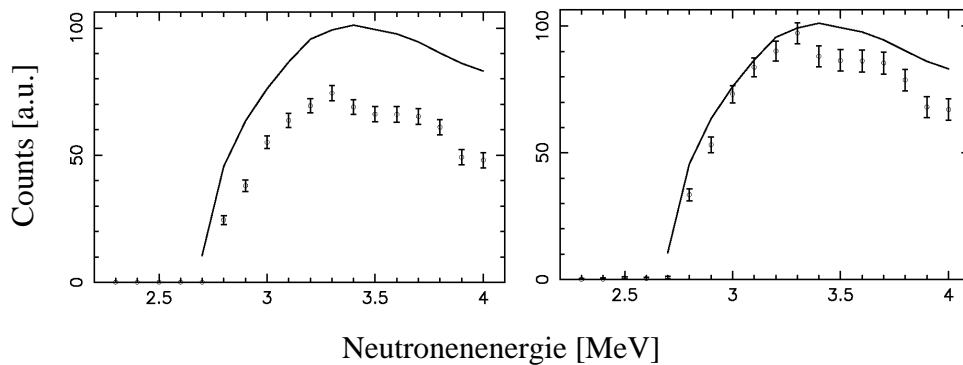


Abbildung 4.9: Anregungsfunktion des 2659 keV-Niveaus mit theoretischen Ergebnissen des Computercodes CINDY für die Spinhypothese  $J^\pi = 2^+$ . Ohne Berücksichtigung des Übergangs in den  $2_2^+$ -Zustand liefert die theoretische Beschreibung eine zu große Anregungsstärke für dieses Niveau (links). Nach Hinzufügen des in Tabelle 3.2 angegebenen Anteils ergibt sich eine wesentlich bessere Beschreibung (rechts).

Probleme bereitet nur die Analyse der Winkelverteilung, da die 899 keV-Linie aufgrund der



kurzen Lebensdauer des Zustandes für kleine Detektorwinkel immer weiter in die dominante 901 keV-Linie hineinläuft. Um trotzdem eine Winkelverteilung zu bestimmen, wurde die exakte Position der 899 keV-Komponente für jeden Detektorwinkel zwischen  $40^\circ$  und  $150^\circ$  aus der oben gegebenen Lebensdauer gemäß Gleichung 3.15 berechnet. Die ungeschobene Position bei  $90^\circ$  ergibt sich sehr präzise aus den Spektren der Anregungsfunktion. Die Dopplerverschobenen Peak-Positionen wurden dann in der Entfaltung festgehalten.

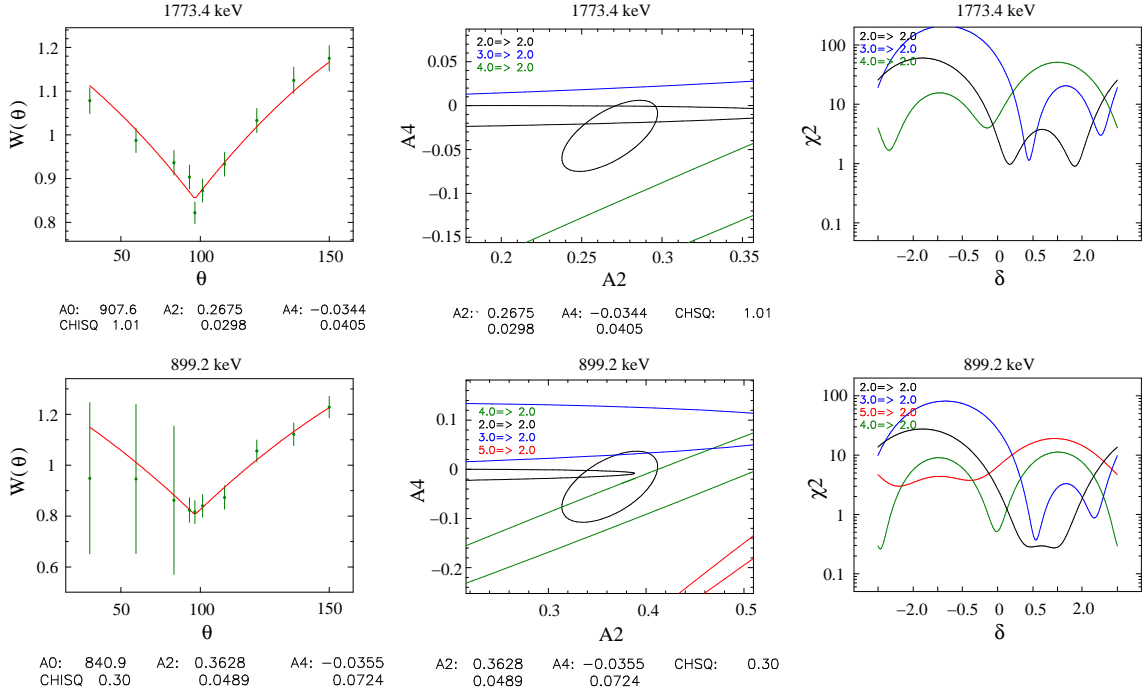


Abbildung 4.10: Winkelverteilungen der Zerfälle  $2_4^+ \rightarrow 2_1^+$  und  $2_4^+ \rightarrow 2_2^+$ .

In Abbildung 4.10 sind die gemessenen Winkelverteilungen für die Übergänge nach  $2_1^+$  sowie  $2_2^+$  gezeigt. Die Winkelverteilung der 1774 keV-Linie bestätigt die Spinhypothese  $J^\pi = 2^+$ , wobei ein dominanter E2-Anteil die bessere Beschreibung der Daten ergibt. Die alternative Spinhypothese  $J=1$  kann die gemessene Winkelverteilung nicht beschreiben, so dass der Spin des 2559 keV-Zustandes wiederum zu  $2^+$  festgelegt ist.

Im Falle des ( $2_4^+ \rightarrow 2_2^+$ )-Übergangs zeigt die Winkelverteilung trotz festgehaltener Peakpositionen nicht die erwartete Symmetrie um  $90^\circ$ . Man erkennt (wie befürchtet) eine systematische Abweichung bei kleinen Winkeln. Das Multipolmischungsverhältnis wurde daher nur aus den Winkeln zwischen  $80^\circ$  und  $150^\circ$  bestimmt, indem die Fehler der anderen Messpunkte künstlich erhöht wurden. Für das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_4^+ \rightarrow 2_2^+)$  erhält man zwei etwa gleichwertige Minima mit  $\delta_1 = 0.92^{+0.33}_{-0.63}$  sowie  $\delta_2 = 0.47^{+0.78}_{-0.18}$ .

Der Zerfall in den  $2_3^+$ -Zustand hat eine Übergangsenergie von 702 keV und ist in Abbildung 4.11 (links) gezeigt. Man erkennt auch hier deutlich den Dopplervershift, der (nach Lebensdaueranalyse) die Zuweisung zum  $2_4^+$ -Zustand stützt. Die Analyse dieses Peaks wird dadurch erschwert, dass sie auf dem Untergrund der steilen Neutronenkante bei 693 keV (Abregung  $0_2^+$  aus  $^{72}\text{Ge}$  nach INS) liegt. Zusätzlich musste eine schwache Kontamination (im Bereich von 10 %) einer 702 keV-Linie (aus  $^{74}\text{Ge}(n,n'\gamma)$ ) über ein bekanntes Verzweungsverhältnis korrigiert werden. Dennoch ergibt die resultierende Winkelverteilung eine zufriedene Beschreibung für  $J^\pi = 2^+$  mit zwei

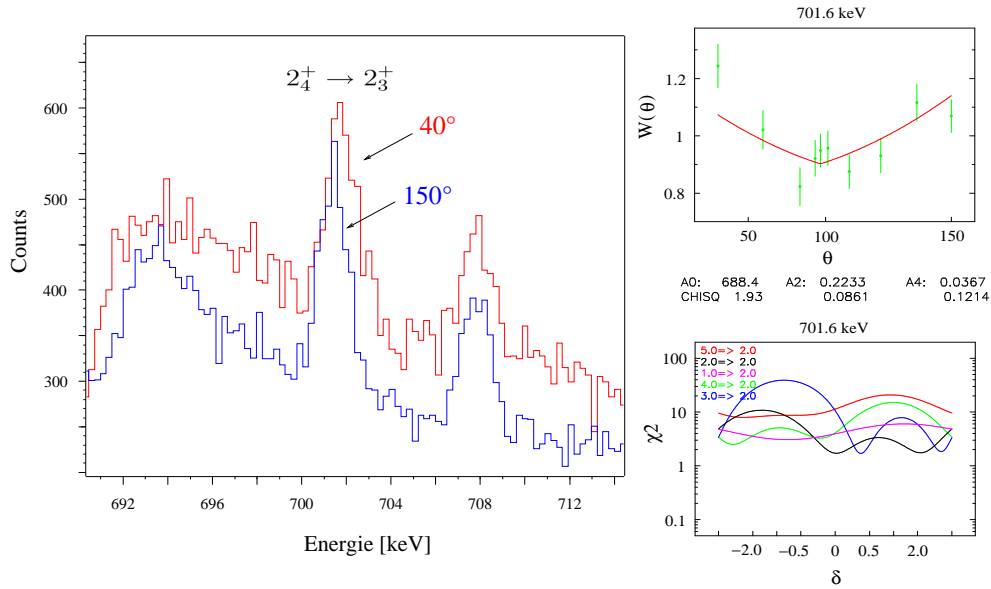


Abbildung 4.11: Links: Für die neue Linie bei 702 keV erkennt man bei Detektorwinkeln von  $\theta = 40^\circ$  und  $\theta = 150^\circ$  deutlich einen Dopplervershift. Rechts: Winkelverteilung der 702 keV-Linie, die zwei mögliche Lösungen für das Multipolmischungsverhältnis  $\delta(2_4^+ \rightarrow 2_3^+)$  ergibt

gleichwertigen Minima für das Multipolmischungsverhältnis (Abbildung 4.11 (rechts)). Nimmt man  $\delta_1 = 2.23_{-0.66}^{+1.02}$  als Lösung an, so folgt eine E2-Stärke von  $B(E2; 2_4^+ \rightarrow 2_3^+) = 129$  W.u. Auch wenn solche große Stärken durchaus nicht unphysikalisch sein müssen, erwartet man sie nicht im Energiebereich einer 3-Phononen-Anregung. Für  $\delta_2 = 0.03_{-0.13}^{+0.14}$  hat man einen M1-dominierten Übergang mit einer Stärke von  $B(M1; 2_4^+ \rightarrow 2_3^+) = 0.10(2)\mu_N^2$ .

Insgesamt zeigt der  $2_4^+$ -Zustand ein komplexes Zerfallsverhalten, welches sich nicht mehr im einfachen Phononenbild deuten lässt. Die recht starken E2-Zerfälle nach  $2_2^+$  und  $4_1^+$  weisen auf einen 3-Phononen-Charakter hin. Die Beimischung signifikanter M1-Stärke  $B(M1; 2_4^+ \rightarrow 2_2^+) > 0.04 \mu_N^2$  sowie der starke Zerfall in den  $2_{1,ms}^+$ -Zustand weisen auf einen Anteil einer gemischt-symmetrischen Wellenfunktion hin, was in Abschnitt 4.5 noch etwas genauer diskutiert werden soll.

$$J^\pi = 3^+$$

Bei 2538 keV war ein  $(2^+)$ -Zustand bekannt. Diese Spinbestimmung wurde aus einer Winkelverteilung nach INS mit Reaktor-Neutronen abgeleitet [40]. In [39] wurde im Gegensatz dazu ein Zerfall eines  $(4^-)$ -Zustandes in das 2538 keV-Niveau beobachtet und ein Spin  $(3^+)$  vorgeschlagen. Weiterhin wurde hier im Gegensatz zu [40] kein Grundzustandsübergang dieses Niveaus beobachtet.

In unseren Daten erscheint in der Tat eine starke Linie in der Nähe von 2538 keV, die sehr wahrscheinlich in [40] als Grundzustandsübergang dieses Niveaus gedeutet wurde. Diese Linie wird allerdings erst ab einer Neutronenenergie von 3.5 MeV sichtbar, sie wird also nicht vom 2538 keV-Niveau emittiert. Sie konnte eindeutig einem neuen Niveau bei 3422 keV mit Spin  $J^\pi = 2^+$  zugeordnet werden. In [40] wurde daher zwar der richtige Spin aus der Linie extrahiert, jedoch wurde er dem falschen Niveau zugeordnet. Die spätere Betrachtung der Lebensdauer wird diese Vermutung bestätigen.

Alle weiteren bekannten Zerfälle des 2538 keV-Zustandes konnten von uns bestätigt werden. Die Analyse der Winkelverteilung offenbart den Dipolcharakter der Übergänge und lässt nur

einen Spin von  $J=3$  für dieses Niveau zu. Eine entsprechende Winkelverteilung wurde bereits in Abbildung 3.7 gezeigt. Hier ist deutlich ersichtlich, dass  $\delta(3 \rightarrow 2_2^+)$  von Null verschieden ist, entsprechendes gilt für die Übergänge nach  $2_1^+$  und  $4_1^+$  (s. Tabelle 3.2). Für diese drei Zerfälle konnte jeweils eindeutig der M1/E2 gemischte Charakter bestimmt werden (s. Tabelle 3.2). Dies lässt auf  $\pi = +$  schließen, so dass der Spin des 2538 keV-Zustandes eindeutig zu  $J^\pi = 3^+$  bestimmt ist.

Die Lebensdauer des Zustandes wurde mit  $\tau = 0.30_{-0.18}^{+0.70}$  angegeben [41]. Sie basierte offensichtlich auf der Analyse der 2538 keV- $\gamma$ -Linie, für die wir eine vergleichbare Lebensdauer erhalten. Diese Lebensdauer ist dem Zustand bei 3422 keV zuzuordnen. Im Gegensatz dazu scheint der  $3^+$ -Zustand eine längere Lebensdauer zu besitzen, es könnte eine obere Grenze von  $\tau(3_1^+) > 0.9$  ps gemessen werden.

Das Zerfallsverhalten dieses Zustandes ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Die magnetischen Stärken sind hierbei vernachlässigbar klein. Die dominierenden E2-Zerfälle nach  $2_2^+$  und  $4_1^+$  weisen eindeutig auf den symmetrischen 3-Phononen-Charakter dieses Zustandes hin. Nur die absolute Lebensdauer dieses Zustandes ist für eine endgültige Bestätigung nötig. Da der  $3^+$ -Zustand nur schwer durch Coulomb-Anregung (und gar nicht durch Photonenstreuung) angeregt wird, war die Bestimmung der Lebensdauer im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

$J^\pi = 4^+$

Der bekannte  $4_2^+$ -Zustand liegt bei 2693 keV und ist damit ein guter Kandidat für eine symmetrische 3-Phononen Anregung. Er zeigt laut Literatur Übergänge nach  $2_1^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_1^+$  und  $2_3^+$ . Die Lebensdauer war zu  $\tau(4_2^+) = 0.43_{0.29}^{1.15}$  ps angegeben.

Der Übergang nach  $2_3^+$  bei 736.3 keV konnte in unseren Daten nicht bestätigt werden. Er liegt jedoch dicht neben einer Kontaminationslinie (aus INS an  $^{72}\text{Ge}$ ). Es folgt daher nur das in Tabelle 3.2 genannte obere Limit für sein Verzweigungsverhältnis, das etwa einen Faktor zwei schwächer ist als der Literaturwert. Da der Literaturwert wiederum aus INS mit Reaktor-Neutronen stammt (und damit die Kontaminationslinie stark präsent gewesen sein dürfte), ist eine Verwechslung mit dieser nicht unwahrscheinlich und der Literaturwert wohl unbedeutend. Alle übrigen Zerfälle konnten gut bestätigt werden, allerdings erhalten wir eine deutlich schwächere Zerfallsintensität in den  $2_2^+$ -Zustand. Für den Übergang  $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$  konnten wir erstmals das Mutlipolmischungsverhältnis zu  $\delta = -0.45(6)$  bestimmen.

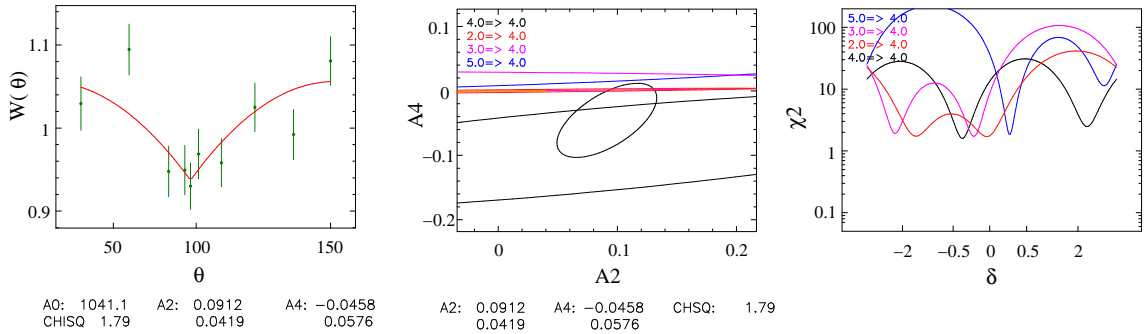


Abbildung 4.12: Winkelverteilung des  $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ -Übergangs bei 906 keV. Das Multipolmischungsverhältnis lässt sich hieraus zu  $\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+) = -0.45(6)$  bestimmen.

$J^\pi = 6^+$

Der Yrast-Zustand mit Spin  $J^\pi = 6^+$  ist in den Daten bekannt. Seine Anregungsenergie liegt mit 2894.7 keV etwas höher als  $3 \cdot E(2_1^+) = 2655$  keV. Der Zustand zerfällt ausschließlich in den 2-Phononen  $4_1^+$ -Zustand. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten des 3-Phononen  $6^+$ -Zustandes. Aus der Literatur ist keine Lebensdauer für diesen Zustand bekannt. In der INS

wird ein  $J=6$  Zustand bereits recht schwach angeregt, die (einzig bekannte) Zerfallslinie in den  $4_1^+$ -Zustand konnte aber in den Winkelverteilungsspektren gut identifiziert werden. Für die Lebensdauer konnte hieraus eine untere Grenze von  $\tau > 1$  ps bestimmt werden. In der Coulomb-Anregung lässt sich der  $6_1^+$ -Zustand nur über eine Dreifach-Kaskade  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 6_1^+$  erreichen, was ebenfalls stark unterdrückt ist. Eine absolute Bestimmung der Lebensdauer war damit nicht möglich, so dass nur eine obere Grenze für die Zerfallsstärke dieses Zustandes angegeben werden kann.

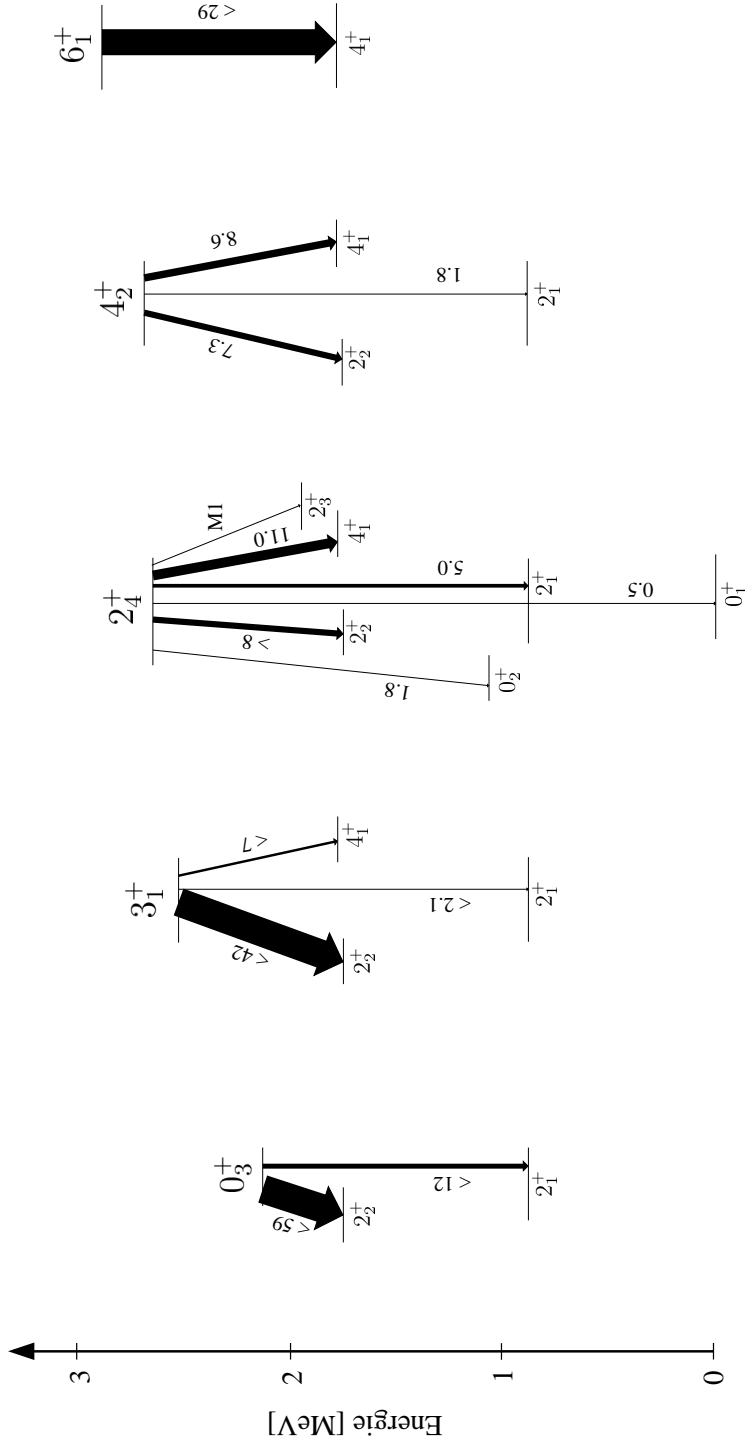


Abbildung 4.13: Das Zerfallsverhalten für Kandidaten der symmetrischen 3-Phononen-Zustände in  $^{70}\text{Zn}$ . Die Beschriftung der Pfeile steht für E2-Übergangsstärken (in Weisskopfeinheiten). Die genauen experimentellen Werte (mit Fehlerangaben) finden sich in Tabelle 4.1. Im Falle des  $0_3^+$ -,  $3_1^+$ - und  $6_1^+$ -Zustandes können aufgrund der fehlenden Lebensdauerinformation nur obere Grenzen für die Zerfallsstärken angegeben werden, die relativen Verhältnisse sind hiervon aber nicht betroffen. Abgesehen von den Übergängen  $2_4^+ \rightarrow 2_2^+$  sowie  $2_4^+ \rightarrow 2_3^+$  sind alle magnetischen Zerfallsstärken vernachlässigbar und daher der Übersicht halber nicht mit aufgeführt.

## 4.4 Kandidaten für 2-Phononen gemischt-symmetrische Anregungen

Nach der eindeutigen Identifikation des  $2_{1,ms}^+$ -Zustandes soll nun diskutiert werden, inwieweit mögliche Kandidaten für gemischt-symmetrische Zustände höherer Phononenordnung in  $^{70}\text{Zn}$  vorliegen. In der Literatur finden sich nur wenige Beispiele von eindeutig verifizierten 2-Phononen-Anregungen gemischter Symmetrie [35]. Die wesentlichen Signaturen sind der starke M1-Zerfall zu den symmetrischen 2-Phononen-Zuständen sowie ein kollektiver E2-Zerfall zum  $2_{1,ms}^+$ .

Der nächste bekannte Zustand ist ein  $(1^+, 2^+, 3^+)$ -Niveau bei 2949 keV mit bekannten Zerfällen zu den Zuständen  $2_1^+$  (2064 keV) und  $2_2^+$  (1191 keV). Die Lebensdauer wurde in [41] zu  $0.058^{+0.029}_{-0.14}$  ps angegeben. Nur 30 keV über diesem Zustand liegt ein  $J^\pi = 4^+$ -Niveau ( $4_3^+$ ). Es zerfällt mit fast identischer Übergangsenergie von 1191 keV zum  $4_1^+$ . Das Verzweigungsverhältnis für das 1191 keV- $\gamma$  des 2949 keV-Zustandes stammt aus INS mit Reaktor-Neutronen [40]. Es erlaubt also keine Unterscheidung zum Zerfall  $4_3^+ \rightarrow 4_1^+$ , der in [40] nicht aufgeführt wurde. Es ist daher zunächst völlig unklar, ob der Zerfall ( $2949 \rightarrow 2_2^+$ ) überhaupt existiert.

Selbst mit den umfangreichen Daten aus INS mit monoenergetischen Neutronen ist dieser Fall schwierig zu behandeln. Einen ersten Aufschluss gibt die Betrachtung der genauen energetischen Verhältnisse. Die Energie des 2949.4 keV-Niveaus ergibt sich aus der starken 2064.4 keV-Linie. Der Übergang  $2949 \rightarrow 2_2^+$  sollte sich dann bei einer Energie von 1190.1 keV zeigen. Die beobachtete Linie bei 1191.2 keV liegt im Rahmen der Fehler unseren präzisen Energieeichung signifikant neben dieser Erwartung. Dies deutet darauf hin, dass die 1191.2 keV-Linie hauptsächlich vom  $4_3^+$ -Niveau emittiert wird.

Die Spektren bei 3.0 MeV Neutronenenergie bestätigen diesen Verdacht. Hier ist bereits der 2064 keV-Übergang  $2949 \rightarrow 2_1^+$  deutlich sichtbar. Laut Literatur sollte bei 1191 keV eine etwa gleich starke Linie zu sehen sein. In Abbildung 4.14 sieht man eindeutig, dass dies nicht der Fall ist. Tatsächlich erscheint die 1191 keV-Linie ab 3.1 MeV, und sie stammt damit im Wesentlichen vom Übergang  $4_3^+ \rightarrow 4_1^+$ . Es gibt damit kein direktes Anzeichen für einen Übergang  $2949 \rightarrow 2_2^+$  und man erhält aus Abbildung 4.14 eine obere Zerfallsintensität. Trotzdem ist die Existenz dieses Überganges keineswegs auszuschließen.

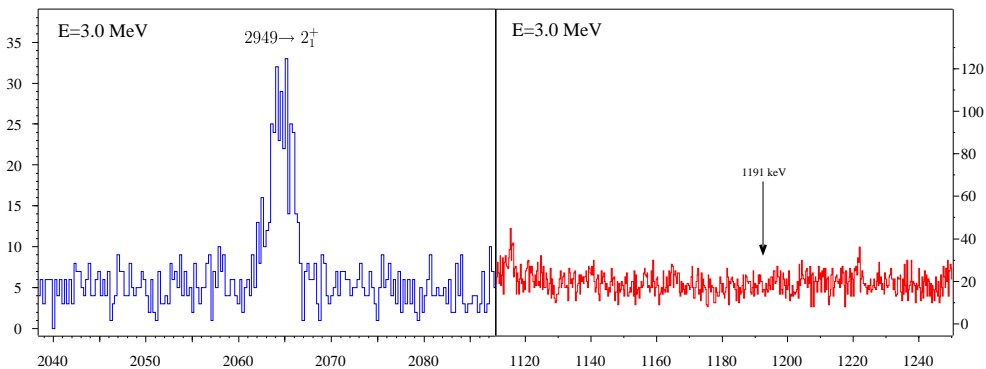


Abbildung 4.14: Spektren bei 3.0 MeV Anregungsenergie. Der Zerfall  $2949 \rightarrow 2_1^+$  ist hier bereits deutlich sichtbar. Laut Literatur müsste eine etwa gleich starke Linie bei 1191 keV zu sehen sein.

Auch bei der Analyse der Dopplershifts erkennt man, dass das 1191 keV- $\gamma$  hauptsächlich nicht vom Zustand bei 2949 keV stammt. Man erhält die in Abbildung 4.15 gezeigten unterschiedli-

chen Lebensdauern für die beiden Zustände bei 2949 keV und 2977 keV ( $4_3^+$ ). Der offensichtlich kleine Dopplervershift der 2064 keV-Linie widerspricht dem Literaturwert  $\tau(2949) = 0.058_{-0.14}^{+0.029}$  ps (aus INS mit Reaktor-Neutronen) deutlich.

Zum 2949 keV-Zustand wurde ein neuer Zerfall (992 keV) zum  $2_3^+$ -Zustand spektroskopiert. Das Verzweungsverhältnis zum Übergang  $2949 \rightarrow 2_1^+$  ist unabhängig von der Neutronenenergie. Weiterhin zeigen sich identische Lebensdauern dieser beiden Linien. Die 992 keV-Linie ist damit eindeutig zugeordnet.

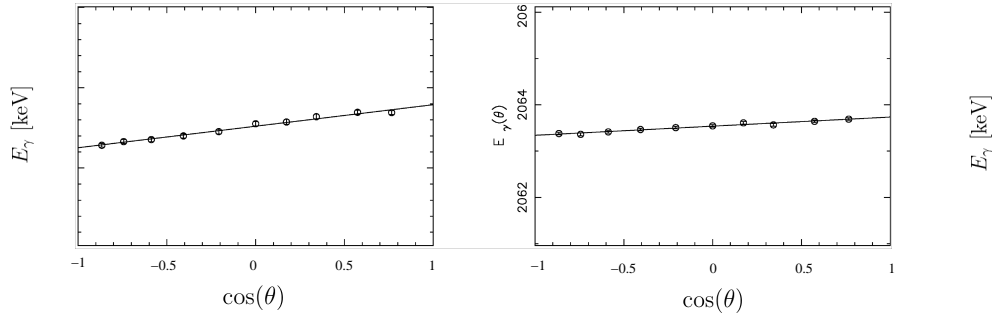


Abbildung 4.15: Lebensdaueranalyse für die  $\gamma$ -Linien bei 1191 keV ( $4_3^+ \rightarrow 4_1^+$ ) sowie 2064 keV ( $2949 \rightarrow 2_1^+ > 1$ ). Man erkennt hier nochmals, dass die beiden Linien von unterschiedlichen Niveaus abgestrahlt werden.

Abschließend soll noch der Spin des Zustandes bestimmt werden. Die Winkelverteilungen beider Zerfallslinien werden jeweils für Spin  $2^+$  am besten beschrieben, die Unterschiede zu den Spinhypothesen  $J^\pi = 1^+$  und  $J^\pi = 3^+$  sind aber nicht signifikant. Negative Parität kann aufgrund nicht-verschwindender Mischungsverhältnisse  $\delta_{M2/E1}$  ausgeschlossen werden. Auch die Analyse der Anregungsfunktion (s. Abbildung 4.16) wird am besten für Spin  $2^+$  wiedergegeben. Die leichte Überschätzung der Anregungsstärke bei Energien  $> 3.7$  MeV kann häufig beobachtet werden und lässt sich durch unbeobachtetes Feeding sowie die ungenaue Kenntnis der Zustandsdichten erklären. Insgesamt kann somit für das 2949 keV-Niveau ein Spin ( $2^+$ ) notiert werden. Zusammen mit dem  $4_3^+$ -Zustand bei 2977 keV scheint sich damit die hohe Symmetrie der  $J^\pi = 2^+, 4^+$ -Paare in den Energiebereich nahe 3 MeV fortzusetzen.

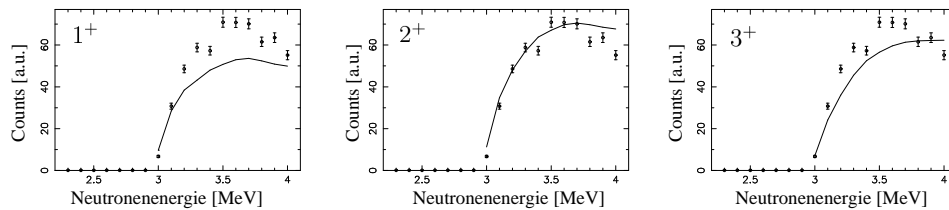


Abbildung 4.16: Analyse der Anregungsfunktion für das 2949 keV-Niveau, zusammen mit den theoretischen Erwartungen für Spinhypothese  $J=1,2,3$ . Der mögliche (aber in jedem Fall schwache) 1190 keV-Übergang  $2949 \rightarrow 2_2^+$  wurde nicht berücksichtigt.

Unter der Voraussetzung  $J^\pi = 2^+$  können aus den Winkelverteilungen Multipolmischungsverhältnisse für die Zerfälle nach  $2_1^+$  und  $2_3^+$  bestimmt werden. Für den Zerfall nach  $2_3^+$  ergibt sich ein fast reiner E2-Übergang. Dagegen gibt es zwei mögliche Lösungen für den 2064

keV-Übergang nach  $2_1^+$ . Die resultierenden Übergangsstärken sind in Tabelle 4.1 gezeigt. Der E2-Übergang nach  $2_3^+ = 2_{1,ms}^+$  spricht für eine Zuweisung gemischter Symmetrie, allerdings ist eine mögliche M1-Zerfallsstärke in den  $2_2^+$ -Zustand klein. Die Deutung dieses Zustandes als mögliches Fragment des  $2_{2,ms}^+$ -Zustandes kann nur im Gesamtbild der Beschreibung im IBM-2 Modell erfolgen und wird daher im Abschnitt 4.5 nochmals aufgenommen.

Es soll nun der bereits angesprochene  $4_3^+$ -Zustand bei 2977 keV genauer betrachtet werden. Laut Literatur zerfällt dieser Zustand ausschließlich über das 1191 keV- $\gamma$  in den  $4_1^+$ -Zustand. Das Multipolmischungsverhältnis sowie Lebensdauer waren nicht bekannt. Es wurde bereits oben festgestellt, dass die 1191 keV-Linie, wenn überhaupt, nur schwach durch den ( $2_5^+ \rightarrow 2_2^+$ )-Zerfall kontaminiert ist.

Die Winkelverteilung liefert zunächst die Lebensdauer des Zustandes von  $\tau(4_3^+) = 0.238_{-0.15}^{+0.16}$  ps (Abbildung 4.15). Sie liefert weiterhin das Multipolmischungsverhältnis, welches sich eindeutig zu  $\delta(4_3^+ \rightarrow 4_1^+) = 0.11_{-0.06}^{+0.07}$  bestimmt. Damit zerfällt der  $4_3^+$ -Zustand mit einer magnetischen Stärke von  $B(M1; 4_3^+ \rightarrow 4_1^+) = 0.132_{-0.012}^{+0.013} \mu_N^2$  in den 2-Phononen  $4_1^+$ -Zustand. Dies ist eine wesentliche Signatur eines 2-Phononen  $4_{1,ms}^+$ -Zustandes. Die Analyse wurde für den Fall der maximal möglichen Kontamination der 1191 keV- $\gamma$ -Linie wiederholt, es ergibt sich hierbei (im Rahmen der vorliegenden Fehler) keine signifikante Änderung für die Lebensdauer und das Mischungsmatrixelement.

Neben dem bekannten Zerfall in das  $4_1^+$ -Niveau wurden neue Zerfälle des  $4_3^+$ -Zustandes nach  $2_1^+$ ,  $2_2^+$  sowie  $2_3^+$  spektroskopiert. Der Übergang nach  $2_1^+$  (2092 keV) ist zwar recht schwach, die Winkelverteilung wird aber nur für einen Spin  $J_i = 4$  gut beschrieben. Weiterhin stimmt der threshold mit den Erwartungen überein. Der Übergang nach  $2_1^+$  ist damit eindeutig zugeordnet.

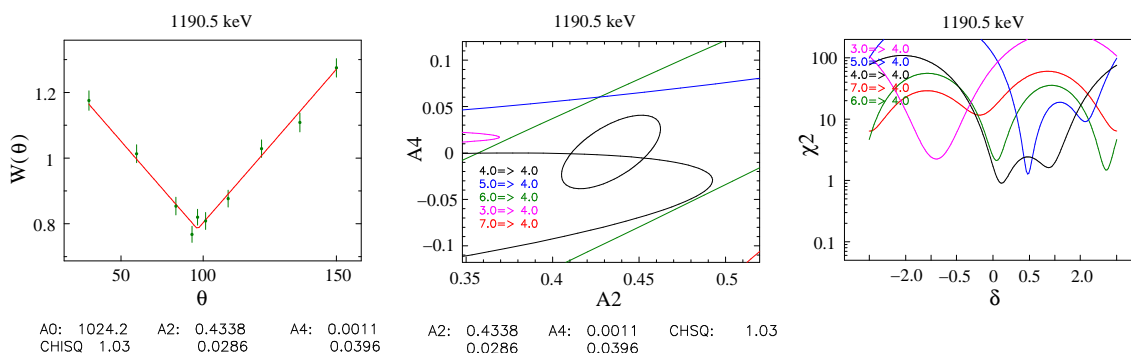


Abbildung 4.17: Winkelverteilung für den Übergang  $4_3^+ \rightarrow 4_1^+$ . Man erhält daraus das in Tabelle 3.2 angegebene Mischungsverhältnis.

Der Übergang nach  $2_2^+$  (1218 keV) ist ebenfalls schwach und bildet zusätzlich ein Dublett mit einer Untergrund-Linie bei 1220 keV. Aufgrund der geringen Statistik konnte dieses Dublett nur unter Festhalten der Fitparameter behandelt werden. Es ergibt sich aber noch eine akzeptable Winkelverteilung, die gut für  $J_i=4$  beschrieben wird. Auch der threshold sowie der noch gut sichtbare Dopplershift unterstützen die Zuordnung zum  $4_3^+$ -Niveau.

Der Zerfall in das  $2_3^+$ -Niveau bedarf einer Sonderbehandlung. Unglücklicherweise hat dieser Zerfall die Energie  $E_\gamma(4_3^+ \rightarrow 2_3^+) = 1021$  keV. Dies entspricht etwa der doppelten Energie des Annihilations-Peaks bei 511 keV. Bei  $e^+e^-$  Paarvernichtungsprozessen in der Umgebung des Germaniumdetektors können zwei 511 keV- $\gamma$ -Quanten ausgestrahlt werden, die im Rahmen der Zeitaufösung der Apparatur koinzident erscheinen. Es kann dann zu einem Summenpeak bei der doppelten Energie 2·511 keV kommen. Bei der Analyse dieses Problems kommt uns zugute, dass an der University of Kentucky die 511 keV-Linie durch die optimierte Abschirmung nur



recht schwach auftritt und damit ein Summenpeak bei 1022 keV unwahrscheinlich wird. In der Tat ist bei 1021 keV eine schwache Linie zu sehen. In Abbildung 4.18 (links) ist diese Linie in den Summenspektren bei Strahlenergien  $E_N < 3$  MeV bzw.  $E_N > 3$  MeV gezeigt. Die 1021 keV-Linie erscheint offenbar erst oberhalb von 3 MeV Anregungsenergie, allerdings ist die Gesamtstatistik bei niedrigen Energien insgesamt kleiner. Es ist damit noch nicht klar, ob diese Linie aus  $e^+e^-$  Paarvernichtungsprozessen stammt oder nicht. Um dies genauer zu untersuchen, wurde die gesamte Statistik der Anregungsfunktion in insgesamt 5 Bereiche eingeteilt. Die Spektren wurden dabei so normiert, dass die 511 keV-Linie eine konstante Peakfläche besitzt. Die Intensität dieser 511 keV-Linie ist ein Maß für die Anzahl an stattfindenden  $e^+e^-$ -Paarvernichtungsprozessen in der Umgebung des Detektors. Die Fläche des Summenpeaks hängt linear mit dieser "Aktivität" zusammen. Man erkennt in Abbildung 4.18 nun recht deutlich, dass die Intensität der 1021 keV-Linie mit zunehmender Neutronenenergie stärker anwächst als der Annihilationspeak bei 511 keV. Ebenfalls gezeigt ist die normierte Intensität der  $(4_3^+ \rightarrow 4_1^+)$ -Zerfallslinie. Hier zeigt sich (innerhalb der Fehlergrenzen) ein konstantes Verzweungsverhältnis zur 1021 keV-Linie. All dies stützt die Hypothese, dass es sich bei dieser Linie um den Zerfall  $4_3^+ \rightarrow 2_3^+$  handelt.

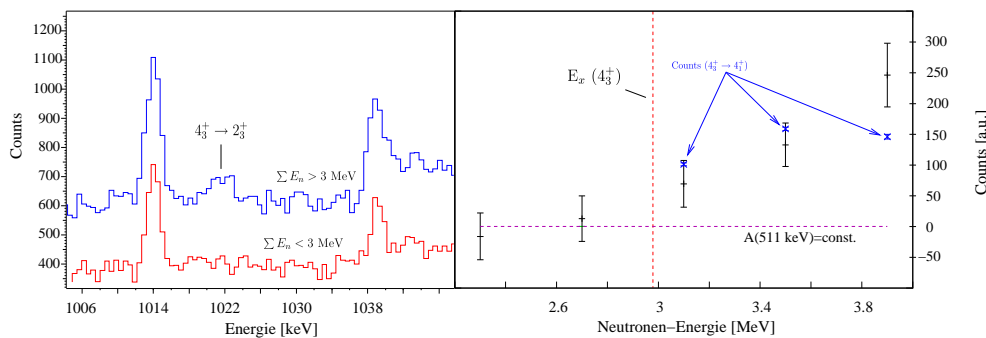


Abbildung 4.18: Links: Summenspektrum unterhalb und oberhalb von 3 MeV Anregungsenergie zur Identifizierung des 1022 keV-Übergangs. Rechts: Anregungsfunktion der 1022 keV-Linie für fünf unterschiedliche Energiebereiche, zusammen mit den Counts des  $(4_3^+ \rightarrow 4_1^+)$ -Peaks. Hierbei wurde die 511 keV-Peakintensität konstant gehalten.

Insgesamt ergeben sich die Übergangsstärken aus Abbildung 4.22 (Mitte). Wir werden den  $4_3^+$ -Zustand als Hauptfragment der  $4_{ms}^+$ -Anregung diskutieren. Die Wellenfunktion dieses Zustandes ist gemischt mit der symmetrischen 3-Phononen-Anregung  $4_2^+$ . Dieses Wechselspiel wird im Abschnitt 4.5 im Rahmen einer IBM-2 Rechnung detailliert beschrieben.

In Hinblick auf Abbildung 2.3 sollte sich im Energiebereich des  $4_{ms}^+$ -Zustandes auch ein gemischt-symmetrischer Zustand mit Spin  $J^\pi = 0^+$  befinden. Er trägt die gleichen Quantenzahlen wie die Zustände  $2_{2,ms}^+$  und  $4_{ms}^+$ . Ein solcher Zustand kann aufgrund der Auswahlregeln der elektromagnetischen Übergänge keine M1-Übergänge zu den symmetrischen 2-Phononen-Zuständen mehr zeigen. Als Signatur des  $0_{ms}^+$ -Zustandes bleibt damit im wesentlichen der kollektive E2-Zerfall nach  $2_{1,ms}^+$ , sowie ein schwach kollektiver Übergang in den symmetrischen 2-Phononen-Zustand  $2_2^+$ . Eine solche Anregung wurde bisher nicht spektroskopiert und sie lässt sich aufgrund der wenig prägnanten Signatur dieses Zustandes auch nur im Gesamtkontext einer konsistenten IBM-2 Beschreibung etablieren.

In den Spektren wurden zwei neue Linien bei 1324.2 keV und 1521.9 keV gefunden, die beide ab einer Neutronenenergie von 3.4 MeV deutlich erscheinen. Die 1324 keV-Linie entspricht also einem Zerfall zu einem Zustand mit  $E < 2076$  keV. Hier ist der  $2_3^+$ -Zustand die natürliche

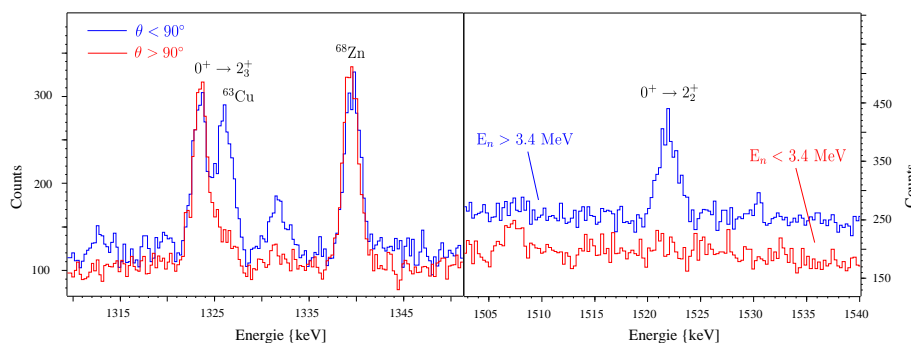


Abbildung 4.19: Links: Summenspektren der Winkelverteilung bei 3.66 MeV Neutronenenergie für Detektorwinkel  $\theta < 90^\circ$  und  $\theta > 90^\circ$ . Rechts: Die neue 1522 keV-Linie bei Neutronenenergien oberhalb und unterhalb 3.4 MeV.

Wahl. Die Energie des Anfangszustandes ist dann  $E_x=3281.4$  keV. Das 1521 keV- $\gamma$  passt dann genau auf den Zerfall zum  $2_2^+$ -Zustand und ergibt in guter Übereinstimmung  $E_x=3281.2$  keV. Das Intensitätsverhältnis beider Linien ist konstant mit der Neutronenenergie. Damit sollte die Existenz eines neuen Zustandes bei 3281 keV gesichert sein. Weitere Zerfälle, insbesondere in den Grundzustand, lassen sich im Spektrum nicht ausmachen.

Die Statistik der Linien war noch ausreichend, um eine Winkelverteilung der Linien zu analysieren, die in Abbildung 4.20 gezeigt sind. Die neue Linie bei 1324 keV ist gut von einer Untergrundlinie bei 1326 keV zu trennen. Diese Linie stammt aus Neutronenstreuung an  $^{63}\text{Cu}$ , welches in der Kupferabschirmung des HPGe-Detektors reichlich vorhanden ist. Mit zunehmenden Winkel gelangen immer weniger gestreute  $^{63}\text{Cu}$  Ionen in den Detektor, weswegen die 1326 keV-Linie zunehmend kleiner wird. Sie schiebt also im Wesentlichen nicht aufgrund einer Dopplerverschiebung unter die 1324 keV-Linie, was bei Betrachtung der Einzelwinkel deutlich sichtbar ist. Trotzdem wird die Analyse des Spektrums bei größerem Winkel immer schwieriger, da die genaue Lage der 1326 keV-Linie nicht mehr genau bestimmbar ist. Die 1324 keV-Linie zeigt sich bei kleinen Detektorwinkeln (bei denen das Dublett gut zu fitten ist) isotrop. Hin zu höheren Winkeln scheint es plausibel, dass Anteile der 1326 keV-Linie die Intensitäten verfälschen. Die Winkelverteilung des 1324 keV-Übergangs favorisiert damit deutlich die Spinhypothese  $J^\pi = 0^+$  für das 3281 keV-Niveau. Die Winkelverteilung der 1521.9 keV-Linie gleicht auf den ersten Blick der Winkelverteilung der  $^{63}\text{Cu}$ -Linie, ist aber ansonsten wieder isotrop. Ein entsprechendes  $\gamma$  (Übergang 1521.2  $\rightarrow$  Grundzustand) ist im Kern  $^{64}\text{Cu}$  bekannt, was durch eine  $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$ -Reaktion erzeugt werden könnte. Diese Interpretation kann aber aufgrund des hohen thresholds der 1521.9 keV-Linie ausgeschlossen werden. Auch konnten keine (vergleichbar starken) weiteren Linien aus  $^{64}\text{Cu}$  im Spektrum gefunden werden, so dass Neutronenstreuung am Kupfer als Möglichkeit ausfällt. Aufgrund der doch recht hohen Intensität der Linie sollte das 1521.9 keV- $\gamma$  aus dem Kern  $^{70}\text{Zn}$  stammen. Es lässt dann wiederum nur  $J^\pi = 0^+$  als Spinhypothese zu.

Wie man aus Abbildung 4.19 (links) erkennt, scheint der Zustand eine längere Lebensdauer zu besitzen. Die Statistik erlaubt aber keine genauere Aussage als  $\tau(3281.3) > 0.7$  ps. Unter dieser Annahme erhält man die in Tabelle 4.1 angegebenen oberen Grenzen für die Zerfallsstärken. Der 3281 keV-Zustand wird als Kandidat eines möglichen  $0_{ms}^+$ -Zustandes in Abschnitt 4.5 diskutiert. Unsere umfangreichen Ergebnisse aus INS mit monoenergetischen Neutronen haben gezeigt, dass diese Methode der Nutzung von Reaktor-Neutronen vorzuziehen ist. An dieser Stelle sei hierzu ein wichtiger Kommentar angebracht. Einige der gefundenen Abweichungen zu den Resultaten aus z.B. [40] lassen sich zwanglos durch das Vorliegen von Dubletts bzw. falschen

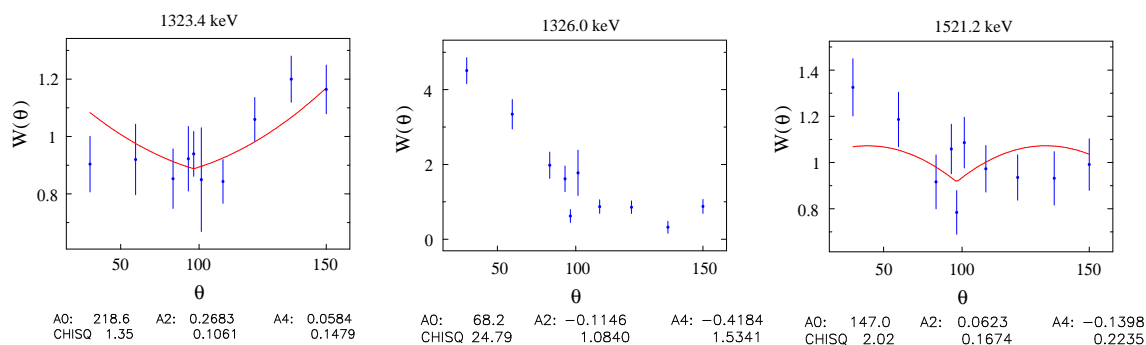


Abbildung 4.20: Experimentelle Winkelverteilungen der Linien bei 1324 keV, 1326 keV und 1521 keV. Die 1326 keV-Linie stammt aus Neutronenstreuung am Kupfer-Shielding des Detektors.

Zuordnungen von  $\gamma$ -Linien erklären. Auch war die Anreicherung des in [40] verwendeten Targetmaterials sicherlich nicht optimal, was die Analyse zusätzlich erschwert haben mag. Trotz allem bleibt vieles unverstanden, so z.B. die falsche Lebensdauer des  $2_2^+$ -Niveaus. Die Wichtigkeit dieser Feststellung wird klar wenn man bedenkt, dass aus der gleichen Messreihe (und den gleichen Veröffentlichungen) auch Resultate zu den Kernen  $^{64,66,68}\text{Zn}$  gewonnen wurden. Der überwiegende Teil der Lebensdauerinformationen kurzlebiger Zustände ( $\tau < 1\text{ps}$ ) dieser Kerne stammt aus diesen Arbeiten und wird in [41] an erster Stelle geführt. Dies ist insbesondere für den Kern  $^{68}\text{Zn}$  der Fall. Ein Beispiel möge verdeutlichen, zu welchen Schwierigkeiten es hierdurch kommen kann.

In [32] wurde versucht, den  $1_{1,ms}^+$ -Zustand im Kern  $^{64}\text{Zn}$  aus den bekannten Daten zu extrahieren. Im Nachbarkern  $^{66}\text{Zn}$  wurde diese Anregung eindeutig bei etwa 4 MeV Anregungsenergie gefunden. Im Kern  $^{64}\text{Zn}$  ist vieles analog und der  $1_{1,ms}^+$ -Zustand wird deshalb bei einer ähnlichen Anregungsenergie vermutet. In der Tat findet sich im Energiebereich von 4 MeV ein geeigneter Kandidat mit dem charakteristischen starken M1-Zerfall zum  $2_2^+$ -Zustand. Allerdings stößt man hier auf das Problem des kurzlebigen  $1_1^+$ -Zustandes bei 3187 keV, der eine ähnlich große  $B(\text{M1})$ -Stärke in den  $2_2^+$ -Zustand zeigt. Die Halbwertszeit von  $T_{1/2}(1_1^+) = 0.042(10)$  ps stammt aus INS mit Reaktor-Neutronen. Sie steht im Widerspruch zu Resultaten aus ( $^{11}\text{B}, 2\text{np}\gamma$ )-Messungen, wo  $t_{1/2} = 0.26(14)$  ps bzw.  $t_{1/2} = 0.40 + 21 - 12$  ps gemessen wurde. Die stärkste Linie des  $1_1^+$ -Niveaus ist dabei der Zerfall in das  $2_2^+$ -Niveau. Diese Linie dürfte zur Bestimmung der Lebensdauer nach INS herangezogen worden sein. In den ( $^{11}\text{B}, 2\text{np}\gamma$ )-Messungen wurde für eben diese Linie eine wesentlich (Faktor  $\approx 9$ ) schwächere Zerfallsintensität gemessen. Die Vermutung liegt also nahe, dass die Hauptkomponente dieser Zerfallslinie in den Neutronenstreuendaten falsch zugeordnet ist, und einem anderen (kurzlebigen) Niveau zugeordnet werden sollte. Dadurch würde sich dann die Diskrepanz in den veröffentlichten Lebensdauern erklären und das „Puzzle“ um den  $1_{1,ms}^+$ -Zustand im Kern  $^{64}\text{Zn}$  sich recht einfach lösen lassen. Eine experimentelle Überprüfung dieses Sachverhaltes mittels Photonenstreu-Experimenten ist aufgrund des schwachen Grundzustand-Überganges nicht möglich. Eine kurze Überprüfung mittels monoenergetischen Neutronen ist aber angedacht.

Ohne Zweifel steht also in den stabilen gg Zink-Isotopen viel experimentelle Arbeit an, insbesondere wenn man an den kollektiven Eigenschaften dieser Kerne interessiert ist. Nur am Rande (und ohne Wertung) sei erwähnt, dass der überwiegende Teil von Lebensdauerinformationen ( $\tau \lesssim 1$  ps) in einigen stabilen gg Germanium-Isotopen aus einer analogen Messreihe mit Reaktor-Neutronen der Isotope  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  stammt.

## 4.5 Deutung der Kernstruktur von $^{70}\text{Zn}$

Durch die eindeutige Identifikation des  $2_{1,m.s}^+$ -Zustandes bei 1957 keV zeigt sich, dass sich der ungewöhnliche Abwärtstrend dieser Anregungsmode weiter fortsetzt. Auf dem Weg zu einem Verständnis dieses Phänomens beginnen wir mit der Analyse im Rahmen des IBM-2 Modells, um zu zeigen, ob  $^{70}\text{Zn}$  überhaupt in einem kollektiven Modell beschrieben werden kann. Dies ist natürlich Grundvoraussetzung, um überhaupt von gemischt-symmetrischen Zuständen sprechen zu dürfen. Die Resultate der g-Faktor-Messung (s. Tabelle 3.3) unterstützen dabei den Ansatz in einem kollektiven Modell: sowohl das magnetische Moment des Zustandes  $2_1^+$  als auch das magnetische Moment des Zustandes  $4_1^+$  gehorchen der kollektiven Z/A-Vorhersage.

Der  $R_{4/2}$ -Wert von 2.0 und das überarbeitete Levelschema von  $^{70}\text{Zn}$  legen nahe, eine Beschreibung in der dynamischen Symmetrie U(5) zu versuchen. Die allgemeine Erwartung sieht man dabei in Abbildung 2.3. Abgesehen von den  $(F_{max} - 1)$ -Zuständen mit Spin  $1^+$  und  $3^+$  haben wir für alle Zustände aus Abbildung 2.3 Kandidaten in den experimentellen Daten. Die theoretischen Energien ergeben sich aus Gleichung 2.36, wozu die dort aufgeführten sieben Parameter bestimmt werden müssen. Wir sind nicht an absoluten Energien (d.h. Bindungsenergien) interessiert und dürfen daher  $E_0 = a = 0$  setzen<sup>1</sup>. Weiterhin hat sich während der Analyse gezeigt, dass der Casimir-Operator  $C_2 [O_{\pi\nu}(5)]$  nicht benötigt wird, und daher  $\beta = 0$  gesetzt werden kann. Es bleiben dann nur noch vier Parameter für die Energiefunktion übrig:

$$E = +a'[N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)] + \epsilon(n_1 + n_2) + \alpha[n_1(n_1 + 4) + n_2(n_2 + 2)] + \gamma 2L(L + 1). \quad (4.2)$$

Der Parameter  $a'$  lässt sich sofort angeben, denn er ist als einziger sensitiv auf die Quantenzahlen  $N_1$  und  $N_2$ . Alle weiteren Terme unterscheiden nicht mehr zwischen Zuständen mit verschiedenem F-Spin. Der Parameter  $\epsilon$  bestimmt maßgeblich das Verhalten bezüglich der d-Bosonen-Seniorität,  $\alpha$  ist bereits eine „Korrektur“ 2. Ordnung. Schließlich bestimmt  $\gamma$  die Aufspaltung bezüglich der unterschiedlichen Drehimpulse L der Zustände. Aufgrund der vorliegenden nahezu lückenlosen Daten kann somit ein erster Satz von Parametern direkt angegeben werden. Es wurde dann mit dem Computercode „arbmol“ [51] durch S. Heinze (Universität zu Köln) ein  $\chi^2$ -Fit bezüglich der Energieeigenwerte durchgeführt. Das ungewöhnliche Verhalten der  $0^+$ -Zustände kann nicht im IBM-2 beschrieben werden, wofür wir später eine mikroskopische Begründung nachliefern. Wir berücksichtigen daher bei der Bestimmung der Parameter keine angeregten  $0^+$ -Zustände.

Den Energien wurden die entsprechenden Quantenzahlen zugeordnet. Diese sind analog zu den Quantenzahlen aus Abbildung 2.3.

Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Rechts unten sind zunächst die Yrast-Zustände bis etwa 5 MeV gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und der Vorhersage in der dynamischen Symmetrie U(5) ist überraschend gut. Die weiteren Zustände wurden gemäß ihrer F-Spin-Quantenzahl in die Gruppe  $F = F_{max}$  (links) und  $(F = F_{max} - 1)$  (rechts) eingeordnet, und zwar bezüglich den gerechneten Quantenzahlen aus dem U(5)-Bild. Jeweils links daneben sind die entsprechenden experimentellen Zustände gezeigt. Insgesamt ergibt sich ein erfreulich konsistentes Gesamtbild. Dies rechtfertigt also die Annahme, dass der Zustand  $2_3^+$ -bei 1957 keV tatsächlich die  $2_{1,m.s}^+$ -Anregung in  $^{70}\text{Zn}$  darstellt. Neben den symmetrischen 3-Phononen-Anregungen werden sogar die Kandidaten der 2-Phononen gemischt-symmetrischen Anregungen richtig wiedergegeben. Hierbei dürfen wir davon ausgehen, dass der experimentell gefundene  $4_3^+$ -Zustand die gemischt-symmetrische Anregung mit Spin  $4^+$  ist, was gleich noch genauer gezeigt wird. Auch die Signatur des  $0^+$ -Zustandes bei 3281 keV ist recht deutlich. Nur die Signaturen der Zustände  $2_4^+$  (2659 keV) und  $2_5^+$  (2949 keV) sind nicht so deutlich ausgeprägt. Zwar zeigt der Zustand bei 2949 den kollektiven E2-Zerfall zum  $2_{1,m.s}^+$ , jedoch scheint die

<sup>1</sup> $N_1 + N_2$  ergibt die Gesamtbosonenzahl N, die hier mit N=6 konstant gehalten wird

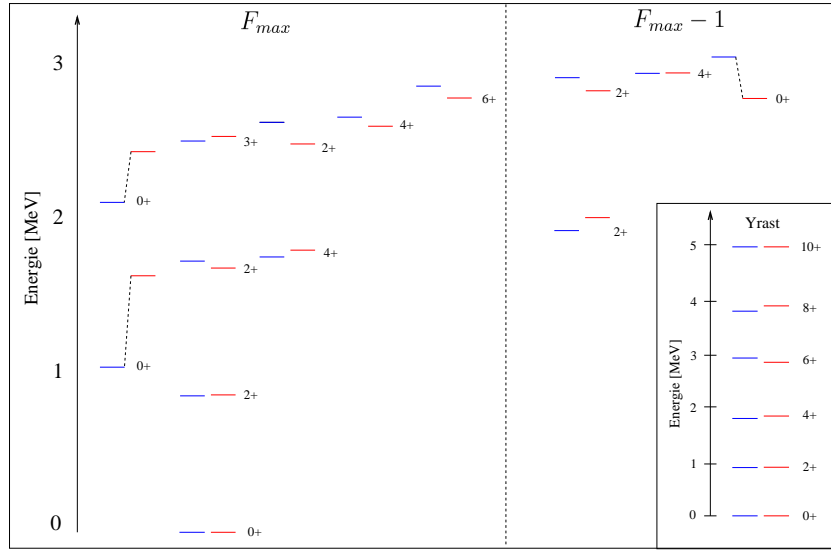


Abbildung 4.21: Vergleich der experimentellen Levelenergien mit den Vorhersagen des IBM-2 im F-Spin-symmetrischen U(5)-Limit. Links sind jeweils experimentelle Energien, rechts daneben die theoretischen Werte.

M1-Stärke zum  $2_2^+$ -Zustand klein zu sein. Hier liegt eventuell eine komplizierte Mischung der Zustände  $2_4^+$  und  $2_5^+$  vor. Es sei darauf hingewiesen, dass bis 3 MeV Anregungsenergie (also bis zum  $4_3^+$ -Zustand) alle experimentell bekannten Zustände positiver Parität<sup>2</sup> gezeigt sind. Damit hat man (bis auf das komplizierte Verhalten der Zustände  $2_4^+$  und  $2_5^+$ ) eine vollständige Zuordnung zum U(5)-IBM-2 Hamiltonian, und  $^{70}\text{Zn}$  ist damit für Zustände mit Spin  $J>0$  gut im U(5)-Bild beschrieben.

Neben Übergangsenergien lassen sich die Übergangsstärken in Rahmen der IBM-2-Rechnung berechnen, was wiederum mit dem Programm „arbmodel“ geschah. Die M1- und E2-Übergangsoperatoren wurden in Gleichung 2.39 angegeben. Für M1-Übergänge benötigen wir die Parameter  $g_\pi$  sowie  $g_\nu$ , wobei nur die Differenz  $|g_\nu - g_\pi|$  eingeht. Im analytischen U(5) gilt z.B. für die M1-Zerfallsstärke des  $2_{1,ms}^+$ :

$$B(M1; 2_{1,ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi}(g_\nu - g_\pi)^2 6 \frac{N_\nu N_\pi}{N^2}, \quad (4.3)$$

woraus man durch Vergleich mit dem Experiment einen Startwert für  $|g_\nu - g_\pi|$  erhält.

Für den E2-Operator benötigen wir neben den effektiven Ladungen  $e_\pi$  und  $e_\nu$  auch noch die Parameter  $\chi_\pi$  und  $\chi_\nu$ . In  $^{70}\text{Zn}$  (und allen weiteren bekannten Fällen in den gg Zink-Isotopen) ist

$$B(E2; 2_{1,ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\nu - e_\pi)^2 \frac{N_\nu N_\pi}{N} \approx 0, \quad (4.4)$$

weswegen wir  $e_\pi = e_\nu$  angesetzt haben. Diese beiden Parameter wurden dann so gewählt, dass der Wert für  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  exakt reproduziert wird. Weiterhin wurde  $\chi_\pi = 0$  und  $\chi_\nu = 1$  benutzt. Insgesamt ist dies der denkbar einfachste Satz von Parametern zur sinnvollen Beschreibung der Übergangsstärken im IBM-2. Eine Gesamtübersicht der experimentellen Ergebnisse zusammen mit den Resultaten der IBM-2-Rechnungen ist in Tabelle 4.1 gezeigt.

<sup>2</sup>Zustände mit negativer Parität können nicht im sd-IBM-2 beschrieben werden. Aber auch die negativen

$E_x$ keV	$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	E2 (exp) $e^2 fm^4$	M1 (exp) $\mu_N^2$	E2 (IBM) $e^2 fm^4$	M1 (IBM) $\mu_N^2$	E2 (SM) $e^2 fm^4$	M1 (SM) $\mu_N^2$
885.0	$2_1^+$	$0_1^+$	283(15)		283		373	
1070.9	$0_2^+$	$2_1^+$	639(33)		471		431	
1759.3	$2_2^+$	$2_1^+$	385(67)	0.0081(14)	471	0	478	0.059
	$2_2^+$	$0_1^+$	9.1(15)		0		0.01	
	$2_2^+$	$0_2^+$	17.8(60)		0		1.48	
1786.8	$4_1^+$	$2_1^+$	727(76)		471		568	
1957.2	$2_3^+$	$2_1^+$	56.7(6.7)	0.231(27)	12.0	0.21	0.54	0.18
	$2_3^+$	$0_1^+$	<0.8		0		4.1	
2140.6	$0_3^+$	$2_1^+$	<201		0			
	$0_3^+$	$2_2^+$	<1160		566			
2538.4	$3_1^+$	$2_1^+$	<36.6(3.4)	<0.002(2)	0	0	0.03	0.01
	$3_1^+$	$2_2^+$	<717(80)	<0.005(6)	404	0	504	0.03
	$3_1^+$	$4_1^+$	<122(36)	<0.006(4)	162	0	405	—
2659.3	$2_4^+$	$2_3^+$	2.62(42)	0.10(2)	0	0	2.1	0.85
	$2_4^+$	$4_1^+$	<189(27)		194		7.5	
	$2_4^+$	$2_2^+$	$\delta_1$ : 1041(187)	0.04(1)	108	0	9.7	0.005
	$2_4^+$	$2_2^+$	$\delta_2$ : 136(24)	0.091(16)	108	0	9.7	0.005
	$2_4^+$	$2_1^+$	86(18)	0.005(1)	0	0	22.5	0.08
	$2_4^+$	$0_2^+$	30.3(47)		264		0.2	
2693.5	$4_2^+$	$2_1^+$	30.9(4.9)		0		27.0	
	$4_2^+$	$2_2^+$	126(32)		296		297	
	$4_2^+$	$4_1^+$	147(24)	0.043(7)	184		184	0.13
	$4_2^+$	$2_3^+$	<167		0		1.5	
2949.3	$(2_5^+)$	$2_3^+$	123.6(68)		189	0	3.5	0.29
	$(2_5^+)$	$2_2^+$	<54(5)	<0.0053(5)	0.88	0.085	2	0.005
	$(2_5^+)$	$2_1^+$	37.6(26)		0	0	16	0.04
2977.84	$4_3^+$	$4_1^+$	13.1(9)	0.107(7)	10.7	0.28	1.5	0.20
	$4_3^+$	$2_3^+$	142(70)		189		192	
	$4_3^+$	$2_2^+$	142(12)		1.6		19	
3281.3	$(0_4^+)$	$2_2^+$	<60.9(49)		19			
	$(0_4^+)$	$2_3^+$	<165(10)		189			

Tabelle 4.1: Experimentelle Übergangsstärken aller Zustände  $J \leq 4$  aus Abbildung 4.21 im Vergleich zu Rechnungen im IBM-2 U(5) und im Schalenmodell (siehe Text). Neben Zustandsenergien und Spins sind jeweils Übergangsstärken  $B(E2; J_i^+ \rightarrow J_f^+)$  in  $e^2 fm^4$  sowie  $B(M1; J_i^+ \rightarrow J_f^+)$  in  $\mu_N^2$  aufgelistet. Die Übergangsstärken für  $2_1^+$  und  $0_2^+$  stammen aus [41], alle anderen Daten wurden im Rahmen dieser Arbeit bestimmt.

Wir wollen nun die Zustände  $4_2^+$  und  $4_3^+$  genauer betrachten. Das Zerfallsverhalten des 3-Phononen  $4_2^+$ -Zustandes (2694 keV) sowie des 2-Phononen gemischt-symmetrischen Zustandes  $4_3^+$  (2977 keV) weisen darauf hin, dass die Wellenfunktionen dieser beiden Zustände eine Mischung eingehen (s. Abbildung 4.22). Solch eine Mischung kann im hier verwendeten U(5)-Hamiltonian nicht beschrieben werden. Die auftretenden Korrekturen können aber im nachhinein im Bild einer einfachen Zwei-Zustandsmischung beschrieben werden. Wir nehmen an, dass sich die experimentell observierten Zustände  $4_2^+$  und  $4_3^+$  schreiben lassen als

$$|4_2^+\rangle = +\alpha |4_S^+\rangle + \beta |4_{MS}^+\rangle \quad (4.5)$$

$$|4_3^+\rangle = -\beta |4_S^+\rangle + \alpha |4_{MS}^+\rangle, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1. \quad (4.6)$$

Hierbei ist  $|4_S^+\rangle$  der 3-Phononen-symmetrische Zustand mit U(5)-Quantenzahlen  $[6, 0, 2, 0, 2, 0, 4]$  und  $|4_{MS}^+\rangle$  der 2-Phononen gemischt-symmetrische Zustand mit U(5)-Quantenzahlen  $[5, 1, 2, 0, 2, 0, 4]$ . Wir sind nun an den experimentellen Übergangsstärken von  $4_2^+$  und  $4_3^+$  interessiert, die wir aus den Matrixelementen berechnen können:

$$\langle 4_2^+ | E2 | 4_1^+ \rangle = +\alpha \langle 4_S^+ | E2 | 4_1^+ \rangle + \beta \langle 4_{MS}^+ | E2 | 4_1^+ \rangle \quad (4.7)$$

$$\langle 4_3^+ | E2 | 4_1^+ \rangle = -\beta \langle 4_S^+ | E2 | 4_1^+ \rangle + \alpha \langle 4_{MS}^+ | E2 | 4_1^+ \rangle. \quad (4.8)$$

Analog kann man die Matrixelemente bezüglich  $2_2^+$ ,  $2_3^+$  usw. ausrechnen. Die Übergangsstärke ist jeweils proportional zum Quadrat dieser Matrixelemente, wodurch dann auch Mischterme  $\sim \alpha\beta$  auftauchen. Hier gehen dann die Vorzeichen der Matrixelemente in die absoluten Übergangsstärken ein, so z.B.

$$sig_4 = \frac{\langle 4_S^+ | E2 | 4_1^+ \rangle \langle 4_{MS}^+ | E2 | 4_1^+ \rangle}{|\langle 4_S^+ | E2 | 4_1^+ \rangle \langle 4_{MS}^+ | E2 | 4_1^+ \rangle|}. \quad (4.9)$$

Diese Vorzeichen können nicht ohne Weiteres berechnet werden. Der Einfluss ist aber recht gering und wird in Form eines „Fehlers“ in Abbildung 4.22 angegeben.

Wertet man die Matrixelemente für die M1-Übergänge aus, so bekommt man wegen  $\langle 4_S^+ | M1 | 4_1^+ \rangle = 0$ :

$$\frac{\alpha}{\beta} = \sqrt{\frac{B(M1; 4_3^+ \rightarrow 4_1^+)}{B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)}}. \quad (4.10)$$

Damit erhält man aus den gemessenen B(M1)-Stärken und der Randbedingung  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$  explizite Werte für  $\alpha$  und  $\beta$ , nämlich

$$\alpha = 0.79, \quad \beta = 0.62. \quad (4.11)$$

Dies sind prinzipiell fehlerbehaftete Größen, die wir aber im Rahmen einer Modellrechnung als fehlerlose Parameter annehmen. Wir können damit den Effekt der Zwei-Zustandsmischung auf die theoretischen Übergangsstärken des U(5)-Modells berechnen. Das Ergebnis dieser Prozedur ist in Abbildung 4.22 (rechts) gezeigt. Es ergibt sich nun eine erfreulich gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Die stärkste Abweichung liegt beim Übergang  $4_3^+ \rightarrow 4_1^+$ , der nach der Mischung mehr E2-Stärke zeigen sollte. Dennoch ist die Beschreibung insgesamt hinreichend gut, um von einer (schon recht starken) Mischung des 3-Phononen Zustandes  $4_S^+$  mit der 2-Phononen gemischt-symmetrischen Anregung  $4_{MS}^+$  sprechen zu können.

---

Zustände zeigen deutlich kollektives Verhalten, was schon an der starken Anregung des  $3_1^-$ -Zustandes in der Coulomb-Anregung deutlich wird.

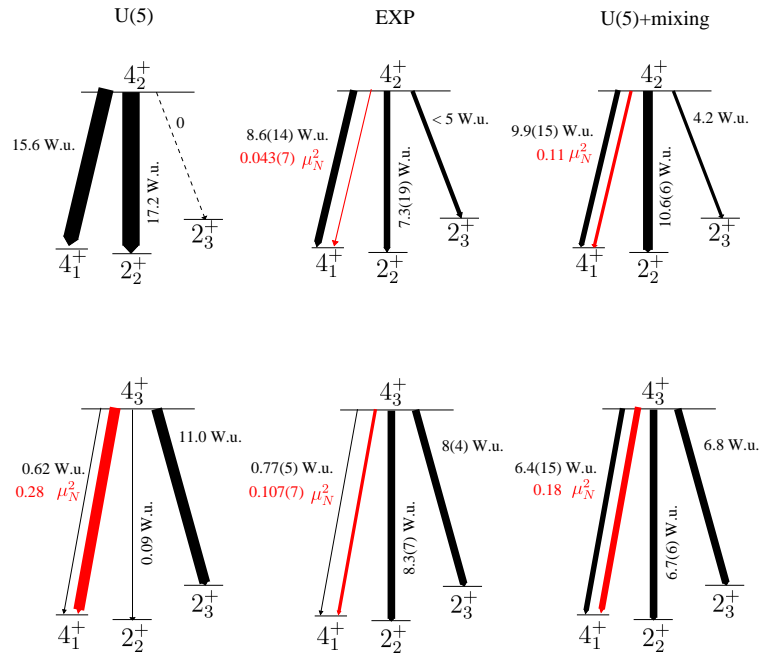


Abbildung 4.22: Zerfallsverhalten der Zustände  $4_2^+$  und  $4_3^+$  im analytischen U(5) (links), im Experiment (mitte) sowie nach Annahme einer Zustandsmischung mit  $\alpha = 0.79$ ,  $\beta = 0.62$  (rechts).

Kompliziert bleibt die Situation der Zustände  $2_4^+$  und  $2_5^+$ , nicht zuletzt aufgrund der nicht ganz eindeutigen Daten. Hier werden die Erwartungen nur teilweise bestätigt. Der starke M1-Zerfall  $2_4^+ \rightarrow 2_3^+$  soll im U(5)-Modell nicht auftreten. Die experimentelle M1-Stärke des  $2_4^+$ -Zustandes entspricht der Vorhersage für die Zerfallsstärke des  $2_{2,m_s}^+$ -Zustandes, der in der IBM-2-Rechnung energetisch aber besser auf den  $2_5^+$ -Zustand passt. Dieser  $2_5^+$ -Zustand zeigt zwar einen kollektiven E2-Zerfall zum  $2_{1,m_s}^+$  in der richtigen Größenordnung, jedoch fehlt hier der starke M1-Übergang zum Zustand  $2_2^+$ . Es kann also offensichtlich kein eindeutiger Kandidat für die  $2_{2,m_s}^+$ -Anregung ausgemacht werden.

Insgesamt ergibt sich aber, zumindest für Zustände mit  $J > 0$ , ein erstaunlich konsistentes Bild im Rahmen der dynamischen Symmetrie U(5) des IBM-2. Das Vorliegen einer F-Spin-symmetrischen Vibrationsstruktur ist ein Hinweis darauf, dass in  $^{70}\text{Zn}$  Protonen und Neutronen gleichberechtigte Anteile in den Wellenfunktionen haben. Dies ist eine Voraussetzung zur Bildung der F-Spin-Symmetrie. Es wurde z.B. in [33] gezeigt, dass die F-Spin-Symmetrie gebrochen wird, wenn Protonen und Neutronen nicht mehr als gleichberechtigte Partner auftreten. Wir kommen damit zu dem Schluss, dass der effektive Abstand von  $\nu(p_{1/2})$ - und  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital sehr klein sein muss. Vernachlässigen wir für einen Moment den Aufbruch von Nukleonen-Paaren, müssen alle Zustände mit  $J > 0$  in ihren Neutron-Anteilen mindestens zwei Neutronen in der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale aufweisen. Wenn der Prozess der Paaranregung in das  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital stark unterdrückt wäre, würden wir kein harmonisches, F-Spin-symmetrisches Anregungsspektrum erwarten. Im Gegensatz dazu können die  $0^+$ -Zustände auch in ihrer Neutronenkonfiguration in der  $\nu(p_{1/2})$ -Schale koppeln, was bei einer tief liegenden  $\nu(g_{9/2})$ -Schale zu einer Mischung der Wellenfunktionen



führen würde. In einem einfachen Bild kann man dies ausdrücken als

$$|0_1^+\rangle = \alpha \cdot |2\pi_{fp}^0 2\nu_{p(1/2)^0}\rangle^0 + \beta \cdot |2\pi_{fp}^0 2\nu_{g(9/2)^0}\rangle^0 \quad (4.12)$$

$$|0_2^+\rangle = -\beta \cdot |2\pi_{fp}^0 2\nu_{p(1/2)^0}\rangle^0 + \alpha \cdot |2\pi_{fp}^0 2\nu_{g(9/2)^0}\rangle^0 \quad (4.13)$$

$$(4.14)$$

mit  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ . Falls eine solche Mischung stark ist ( $\alpha \approx \beta$ ), verringert sich hierdurch signifikant der relative Abstand der beiden  $0^+$ -Zustände.

Für das Vorliegen einer solchen Mischung haben wir ein direktes experimentelles Indiz, nämlich den erstmals spektroskopierten Zerfall  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ . Typischerweise beobachtet man in vibrationären Kernen eine Übergangsstärke des  $2_2^+$ -Zustands in den Grundzustand von etwa 1 W.u., wohingegen ein Zerfall zum 2-Phononen  $0_2^+$ -Zustand nicht auftritt. Durch eine starke Mischung ändern sich diese Verhältnisse und ein Zerfall  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$  wird erlaubt. Im Experiment scheint dieser Zerfall mit  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+) = 1.04(35)$  W.u. sogar etwas größer zu sein als der Grundzustandszerfall mit  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.53(9)$  W.u. Diese starke Mischung würde dann das Absinken der angeregten  $0^+$ -Zustände erklären.

Im Gegensatz zur These einer  $0_2^+ - 2_3^+$ -Intruderbande in der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale ([30]) deutet das Vorfinden einer vibrationären, F-Spin-symmetrischen Struktur sowie das Zerfallsverhalten des  $2_2^+$ -Zustandes auf große Anteile der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale in allen Zuständen, sogar im Grundzustand, hin. Das Absinken des  $0_2^+$ -Zustandes ist dann kein spezieller Effekt der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale, sondern mehr ein Artefakt des  $\nu(p_{1/2})$ -Orbitals, dessen Einfluss ab  $N=42$  immer mehr schrumpfen dürfte. Man sieht dies schon am Levelschema des Kerns  $^{72}\text{Zn}$ , in welchem das symmetrische 2-Phononen-Triplett schon wieder bei recht konstanter Energie vereinigt zu sein scheint [41]. Wir bestätigen damit auch die These von [7], wo für die  $Z=28$ -Nickel-Isotope angenommen wurde, dass Neutronen-Paaranregungen in die  $\nu(g_{9/2})$ -Schale leicht möglich sind. Unsere Resultate zeigen damit nicht nur recht klar, dass bei  $Z=30$  kein Indiz eines  $N=40$  Unterschalenabschlusses vorliegt. Vielmehr könnte man die vorliegenden Signaturen auch (und sogar konsistenter) deuten, in dem man das  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital als niedrigstes Neutronen-Orbital ansetzt und die Störung der  $0^+$ -Zustände als direkten Einfluss des nahe gelegenden  $\nu(p_{1/2})$ -Orbitals ansieht.

Für eine mikroskopische Deutung werden zur Zeit Schalenmodellrechnungen von A. Lisetskiy (University of Arizona) durchgeführt. Wie schon in Kapitel 2 angesprochen, wird  $^{56}\text{Ni}$  als Core verwendet. Der Modellraum besteht aus den Orbitalen  $f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2}$  und  $g_{9/2}$  für Protonen und Neutronen. Es wurde zunächst die „jj4b“-Wechselwirkung [8] benutzt, die auf den Bereich der  $Z=28$  und  $N=50$  Isotone optimiert ist. Dieser Ansatz erwies sich für  $^{70}\text{Zn}$  als nicht ganz erfolgversprechend, insbesondere konnte der tiefe  $0_2^+$ -Zustand in  $^{70}\text{Zn}$  nicht gut reproduziert werden. Es wurde dann eine modifizierte Version dieser Wechselwirkung („jj4c“) benutzt, die von B.A. Brown (Michigan State University) speziell auf den Bereich der Nickel-, Kupfer-, Zink- und Germaniumisotope optimiert ist. Das aktuelle Ergebnis der zeitaufwendigen Rechnungen ist in Abbildung 4.23 in Form von Anregungsenergien gezeigt. Zur Zeit liegen für  $0^+$ -Zustände nur Ergebnisse für die Zustände  $0_1^+$  und  $0_2^+$  vor. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist gut, insbesondere kann die tiefe Energie des  $0_2^+$ -Zustandes gut reproduziert werden.

In Tabelle 4.1 sind die Resultate für die Übergangsstärken gezeigt. Hierbei wurden effektive Ladungen  $e_\pi = 1.76$  und  $e_\nu = 0.97$  sowie die freien Werte für  $g_\pi$  und  $g_\nu$  (s. Gleichung 2.49) benutzt. Erfreulich ist insbesondere, dass der starke M1-Zerfall  $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$  der gemischt-symmetrischen  $2^+$ -Anregung gut reproduziert werden konnte. In der Rechnung zeigt allerdings auch der  $2_2^+$ -Zustand eine gewisse M1-Zerfallsstärke in das  $2_1^+$ -Niveau. Hervorzuheben ist auch, dass sich (wie im Experiment) ein starker M1-Zerfall  $2_4^+ \rightarrow 2_3^+$  ergibt. Dieser ist mit  $B(M1; 2_4^+ \rightarrow 2_3^+) = 0.85\mu_N^2$  in der Rechnung sogar noch wesentlich stärker. Bisher konnte aus den komplexen Wellenfunktionen der Zustände aber keine einfache Erklärung für dieses Phänomen extrahiert werden.

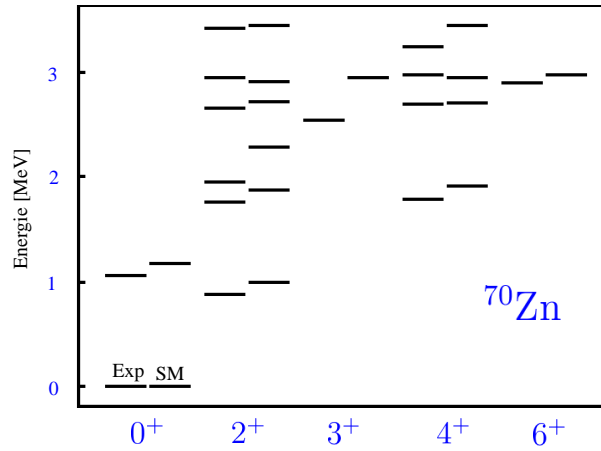


Abbildung 4.23: Ergebnisse der Schalenmodellrechnungen für Anregungsenergien in  $^{70}\text{Zn}$ , erzielt mit der effektiven  $jj4c$ -Wechselwirkung. Gezeigt sind alle bekannten Zustände positiver Parität bis ca. 3 MeV Anregungsenergie. Für  $J^\pi = 0^+$  liegen zur Zeit leider nur Resultate für die Zustände  $0_1^+$  und  $0_2^+$  vor. Jeweils links gezeigt sind die experimentellen Energien, rechts das Ergebnis der Schalenmodellrechnung.

Die Analyse der Wellenfunktionen ist schwierig, da aufgrund des großen Modellraums eine hohe Fragmentierung der Komponenten vorliegt. Dennoch zeigen sich einige wichtige Signaturen, die man in Tabelle 4.2 erkennen kann. Hier sind für einige ausgewählte Zustände die drei Wellenfunktionen mit den größten Amplituden gezeigt. Sie machen in der Regel zwar nur einen kleinen Teil der Gesamt-Wellenfunktion aus, dennoch lassen sich hieraus interessante Rückschlüsse ziehen. Die Protonen-Orbitale  $\pi(p_{1/2})$  und  $\pi(g_{9/2})$  sind nicht aufgeführt; in allen gezeigten Wellenfunktionen sind diese Orbitale nicht besetzt. Sehr nützlich ist die Betrachtung der Gesamt-Besetzungszahlen der einzelnen Orbitale, die ebenfalls in Tabelle 4.2 aufgeführt sind.

Die Wellenfunktionen bestätigen sehr deutlich die Hypothese zur Wichtigkeit des  $\nu(g_{9/2})$ -Orbitals. Die größte Amplitude der Grundzustandswellenfunktion führt bereits zwei Neutronen in diesem Orbital. Erst in der zweitgrößten Amplitude befinden sich alle Neutronen in den abgeschlossenen  $\nu(fp)$ -Orbitalen. Im Mittel befinden sich 2.85 Neutronen in der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale, dies ist ein beträchtlicher Anteil.

Für den  $0_2^+$ -Zustand zeigt sich wiederum, dass er nicht als  $\nu(g_{9/2})$ -Intruder-Anregung zu deuten ist. Die Wellenfunktion hat eine deutlich dominierende Komponente, in der sich die Neutronen überhaupt nicht in der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale aufhalten. Entsprechend ist die Besetzungszahl der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale sogar niedriger als es für den Grundzustand der Fall ist. Dies ist dann wieder konsistent mit dem experimentell starken Zerfall  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ , der uns schon zu der gleichen Deutung geführt hatte. Für die Zustände  $2_1^+$  und  $2_2^+$  wird die Rolle der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale sogar noch bedeutender und in allen gezeigten Amplituden befinden sich Neutronen in dieser Schale.

Besonders interessant ist nun die Wellenfunktion der gemischt-symmetrischen Anregung  $2_{1,ms}^+$ . Die Wellenfunktion des  $2_3^+$ -Zustandes ist klar von zwei Konfigurationen dominiert. In der ersten Konfiguration befinden sich alle Neutronen in den abgeschlossenen  $\nu(fp)$ -Schalen, wo sie nur zum Spin  $J=0$  koppeln können. Die Protonen in der  $p_{3/2}$ -Schale koppeln dann zu  $J=2$ . Dies ist also eine reine Protonen-Anregung. Die zweite Komponente hat nun zwei Neutronen in der  $g_{9/2}$ -Schale. Hierbei sind die Amplituden dieser beiden Komponenten fast identisch. Phänomenologisch betrachtet erwartet man genau solche Strukturen in den Wellenfunktion

$J^\pi$	A	$\pi(f_{5/2})$	$\pi(p_{3/2})$	$\nu(f_{5/2})$	$\nu(p_{3/2})$	$\nu(p_{1/2})$	$\nu(g_{9/2})$
$0_1^+$	0.146	0	2	4	4	2	2
	0.083	0	2	6	4	2	0
	0.065	2	0	4	4	0	4
	1.0	0.61	1.04	4.35	3.53	1.27	2.85
$0_2^+$	0.298	0	2	6	4	2	0
	0.076	2	0	4	4	0	4
	0.054	0	2	5	3	2	2
	1.0	0.54	1.17	4.95	3.54	1.44	2.07
$2_1^+$	0.093	0	2	4	4	2	2
	0.091	2	0	4	4	0	4
	0.045	0	2	4	4	0	4
	1.0	0.79	0.79	4.04	3.49	1.01	3.46
$2_2^+$	0.099	0	2	4	4	2	2
	0.053	2	0	4	4	0	4
	0.049	0	2	5	4	1	2
	1.0	0.77	0.85	4.18	3.49	1.09	3.24
$2_3^+$	0.181	0	2	6	4	2	0
	0.178	0	2	4	4	2	2
	0.075	2	0	4	4	0	4
	1.0	0.47	1.24	4.51	3.61	1.44	2.44

Tabelle 4.2: Wellenfunktionen für einige ausgewählte Zustände in  $^{70}\text{Zn}$ . Gezeigt sind die Besetzungen der Schalen  $\pi(f_{5/2})$ ,  $\pi(p_{3/2})$ ,  $\nu(f_{5/2})$ ,  $\nu(p_{3/2})$ ,  $\nu(p_{1/2})$ ,  $\nu(g_{9/2})$ . Es sind jeweils die drei stärksten Amplituden A gezeigt. Zusätzlich sind für jeden Zustand die Gesamt-Besetzungszahlen angegeben (A=1).

einer (gemischt-symmetrischen) Phononen-Anregung. Für eine weitergehende Analyse müsste man aber das komplette Kopplungsschema der Wellenfunktionen zur Verfügung haben. Dies lässt sich aber nicht ohne Weiteres aus der Schalenmodellrechnung ableiten. Man darf aber für die Zukunft hoffen, aus einer solchen Analyse den komplizierten Übergang vom fermionischen zum bosonischen System besser zu verstehen.

Es soll nun noch die Frage untersucht werden, warum die  $2_{1,ms}^+$ -Zustände in den gg Zink-Isotopen ein so ungewöhnliches Verhalten zeigen. Natürlich spielt hierbei die  $\nu(g_{9/2})$ -Schale die entscheidende Rolle. Es ist aber nicht ersichtlich, warum gerade die  $2_{1,ms}^+$ -Anregungen so sensitiv auf die Änderungen in dieser Schale sind, wohingegen sich die anderen  $2^+$ -Zustände viel gleichmäßiger Verhalten.

Nach der Identifikation des  $2_{1,ms}^+$ -Zustandes in  $^{70}\text{Zn}$  ergibt sich die Gesamtsituation aus Abbildung 4.24. Wie schon in Kapitel 2 gesagt, wurde von [30] für  $^{68}\text{Zn}$  eine neue Lebensdauer für das  $2_3^+$ -Niveau bestimmt. Es ergibt sich dann eine Zerfallsstärke von  $B(\text{M1}; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.47(4) \mu_N^2$ . Dieser Wert ist nun in Abbildung 4.24 ebenfalls eingetragen.

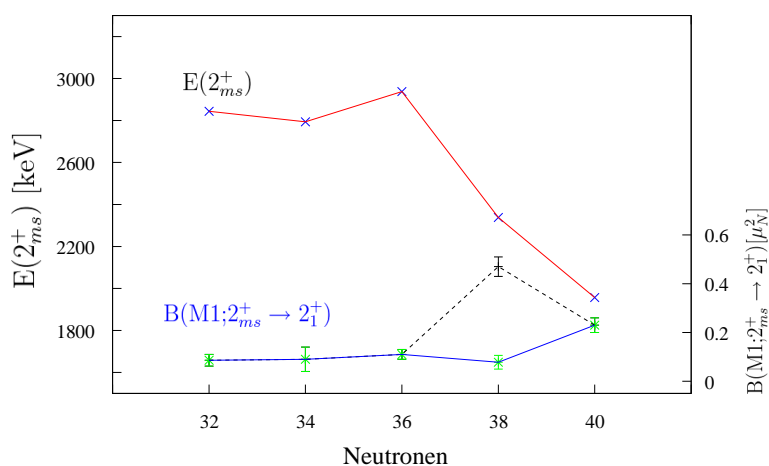


Abbildung 4.24: Systematik der  $2_{1,ms}^+$ -Zustände in gg Zink-Isotopen. Gegenüber Abbildung 2.12 ist das neue Resultat zu  $^{70}\text{Zn}$  eingetragen. Weiterhin wurde der Wert aus [30] hinzugefügt.

In unseren Neutronenstreu-Daten wurde der  $2_3^+$ -Zustand von  $^{68}\text{Zn}$  ebenfalls spektroskopiert<sup>3</sup>. Prinzipiell kann hieraus die Lebensdauer dieses Niveaus überprüft werden, um die offensichtlich unstimme Situation bei  $^{68}\text{Zn}$  aufzuklären. In der Tat konnte eine deutliche Dopplerverschiebung der 1261 keV-Linie ( $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ ) beobachtet werden. Die Analyse hierzu ist aber noch nicht abgeschlossen. Als vorläufiges Resultat geben wir einen Wert in der Größenordnung von  $B(\text{M1}; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) \approx 0.2 \mu_N^2$  an, wobei das Multipol-Mischungsverhältnis wiederum von [40] stammt. In jedem Fall scheint der Wert für die Lebensdauer von [40] deutlich zu klein, weswegen zu befürchten ist, dass auch das Mischungsverhältnis nicht korrekt ist. Die Situation um  $^{68}\text{Zn}$  kann hier also noch nicht vollständig aufgeklärt werden, aber es deutet sich an, dass die M1-Zerfallsstärke wesentlich größer ist als bisher angenommen.

Unabhängig davon ist neben dem energetischen Verhalten der Anstieg der B(M1)- Stärke  $B(\text{M1}; 2_{1,ms}^+ \rightarrow 2^+ - 1)$  bei  $^{70}\text{Zn}$  offensichtlich. Zum Verständnis dieser Entwicklung sei zunächst festgestellt, dass das ungewöhnliche Verhalten der gemischt-symmetrischen Zustände eher in den leichteren Isotopen  $^{62-66}\text{Zn}$  zu suchen ist. Die Anregungsenergie und Anregungsstärke der  $2_{1,ms}^+$ -Anregung in  $^{70}\text{Zn}$  entspricht viel eher den gefundenen Signaturen der gut untersuchten

<sup>3</sup> das  $^{70}\text{Zn}$  Target enthielt zu 5% das Isotop  $^{68}\text{Zn}$

Region, z.B. um  $N=50$  und spiegelt ein System mit gutem F-Spin wieder. Dagegen liegen die  $2_{1ms}^+$ -Zustände in den leichteren Zink-Isotopen ungewöhnlich hoch und zerfallen auch recht schwach.

Eine mögliche Deutung ist die Folgende: in den leichteren gg Zink-Isotopen (bis  $^{66}\text{Zn}$ ) ist der Einfluss der  $\nu(g_{9/2})$ -Schale relativ gering. Damit befinden sich Protonen und Neutronen in der gleichen Hauptschale und besetzen völlig analoge Orbitale. Die Kerne weisen damit ein hohes Maß an Isospin-Symmetrie auf. Man hat gezeigt, dass in solchen Fällen der F-Spin keine gute Quantenzahl mehr ist [52]. Man muss nun (im Rahmen des IBM-Modells) einen Isospin-invarianten Hamiltonian einführen, was im Rahmen des IBM-3-Modells durch Einführen eines Proton-Neutron-Bosons ( $\delta$ ) getan wird. Dieses System hat dann die Symmetrie  $U(18)$  als Ausgangspunkt, und kann dann mittels der Isospin-Gruppe  $SU(2)_T$  weiter zerlegt werden. Auch im IBM-3 liegen dann gemischt-symmetrische Zustände vor, die aber jetzt ganz andere Eigenschaften aufweisen können. Insbesondere findet man in solchen Systemen gemischt-symmetrische Anregungen bei sehr hohen Energien.

Es ist also durchaus plausibel, dass die ungewöhnlichen Eigenschaften der  $2_{1ms}^+$ -Zustände in den leichteren Zink-Isotopen auf den Einfluss der Isospin-Symmetrie zurückzuführen sind. Ab dem Kern  $^{68}\text{Zn}$  wird die  $\nu(g_{9/2})$ -Schale immer wichtiger, und im Kern  $^{70}\text{Zn}$  haben wir motiviert, dass sie eine dominierende Rolle einnimmt. Dieses Orbital hat bekanntlich eine entgegengesetzte Parität relativ zu den (fp)-Orbitalen. Da Wellenfunktionen mit unterschiedlichen Paritäten keine Mischung eingehen können, werden die Einflüsse des Isospins vernachlässigbar klein, und der F-Spin wird wieder eine gute Quantenzahl. Eine mögliche Deutung für Abbildung 4.24 ist also, dass sie den Übergang von einem nur Isospin-symmetrischen System in ein System mit guter F-Spin-Quantenzahl beschreibt. Dieser Prozess wird durch die Proton-Neutron-Wechselwirkung vorangetrieben, die mit zunehmender Anzahl an Valenzneutronen das  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital energetisch absenkt.



## Kapitel 5

# Ausblick: Experimente mit Radioaktiven Strahlen

Nachdem die Region der stabilen gg Zink-Isotope recht gut verstanden ist, wäre es wünschenswert die Studien auf die instabilen Isotope auszuweiten. Insbesondere wäre ein detailliertes Studium der neutronenreichen Zink-Isotope, beginnend bei  $^{72}\text{Zn}$ , wünschenswert. Die Ergebnisse zum Kern  $^{70}\text{Zn}$  zeigen auf, dass die F-Spin-Quantenzahl gut erhalten sein sollte, wenn das  $\nu(g_{9/2})$ -Orbital mehr und mehr besetzt wird. Dies sollte insbesondere für die neutronenreichen Zink-Isotope der Fall sein.

Informationen über absolute Übergangsstärken kurzlebiger Zustände lassen sich in Zink-Isotope ab  $^{72}\text{Zn}$  nicht mehr mit herkömmlichen experimentellen Methoden gewinnen. Eine Möglichkeit ist aber nun durch die Entwicklung der Technik zur Produktion der radioaktiven Ionen-Strahlen gegeben. Hierbei kommt verstärkt die Methode der Coulomb-Anregung in inverser Kinematik zum Einsatz. In den letzten Jahren wurde die Coulomb-Anregung mit stabilem Strahl bereits verstärkt zur Untersuchung gemischt-symmetrischer Zustände eingesetzt, wie z.B. in [53] eindrucksvoll gezeigt wurde. Es ist also wünschenswert, durch Experimente mit radioaktiven Strahlen solche Anregungsmoden zu identifizieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben den bereits gezeigten Experimenten auch zwei Experimente mit radioaktivem Strahl durchgeführt, nämlich an den Isotopen  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$ . Die Idee des  $^{88}\text{Kr}$ -Experiments war die Identifizierung der gemischt-symmetrischen Anregung, die man aus der Systematik der N=52-Isotone bei 2216 keV ( $2_3^+$ ) vermutet. Dieses ehrgeizige Vorhaben konnte aber nicht erreicht werden und bis heute steht die erstmalige Spektroskopie einer gemischt-symmetrischen Anregung unter Verwendung radioaktiver Ionen-Strahlen noch aus. Wir wollen aber einen Überblick über den aktuellen Stand geben und stellen daher kurz die Experimente an  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$  vor.

Die Grundlagen zur Coulomb-Anregung wurden bereits in Kapitel 3 gegeben. Eine absolute Messung der Wirkungsquerschnitte bei Experimenten mit radioaktiven Strahlen ist recht schwierig, weswegen man die Übergangswahrscheinlichkeiten in der Regel relativ zu bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten der Target-Anregung bestimmt:

$$\sigma_{CE}^p = \frac{\epsilon_\gamma^t}{\epsilon_\gamma^p} \cdot \frac{b_\gamma^t}{b_\gamma^p} \cdot \frac{W_\gamma^t}{W_\gamma^p} \cdot \frac{N_\gamma^p}{N_\gamma^t} \cdot \sigma_{CE}^t. \quad (5.1)$$

Hierbei gehen die Efficiencies der Detektoren bei den jeweiligen  $\gamma$ -Energien ( $\epsilon_\gamma^{p,t}$ ), die Winkelverteilungen der  $\gamma$ -Strahlung  $W_\gamma^{p,t}$ , die Verzweigungsverhältnisse  $b_\gamma^{p,t}$  sowie die Zählraten in den Peaks  $N_\gamma^{p,t}$  ein. Aus der Berechnung von  $\sigma_{CE}^t$  erhält man dann den gesuchten Wirkungsquer-

schnitt für die Projektilanregung. Durch die Berechnungen der Wirkungsquerschnitte  $\sigma^t$  und  $\sigma^p$  erhält man dann die gesuchten Matrixelemente der Projektil-Anregung. Für diese Berechnungen wurden die Programme CLX [54] sowie GOSIA [55] verwendet.

Die Experimente an  $^{88,92}\text{Kr}$  wurden an der Isolde-Beschleunigeranlage des CERN (Genf) durchgeführt. Ein schematischer Überblick dieser Einrichtung ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Zunächst

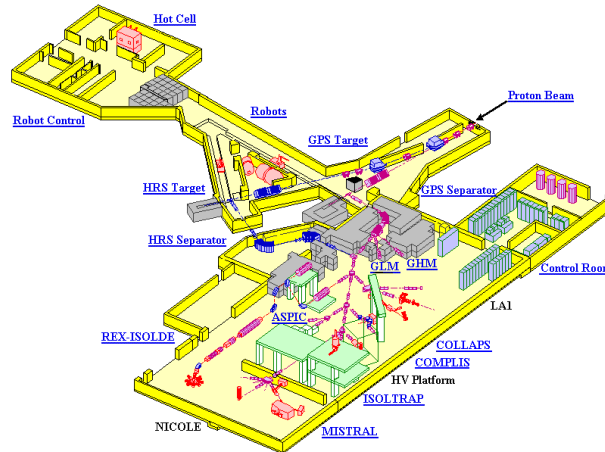


Abbildung 5.1: Layout der ISOLDE-Beschleunigeranlage am CERN [aus [56]]

müssen die exotischen, instabilen Ionen erzeugt werden, hier also  $^{88,92}\text{Kr}$ . Hierzu wird ein Protonenstrahl mit Energien von 1.0-1.4 GeV vom CERN PS Booster zur Verfügung gestellt und auf ein dickes Hochtemperatur-Target gelenkt. Durch Spallation, Spaltung oder Fragmentation diffundieren dann radioaktive Kerne aus diesem Primärtarget aus. Die Isotope werden dann durch eine Plasma-Ionenquelle einfach positiv ionisiert. An dieser Stelle wird nun ein Isotopen-Separator benötigt, um die gewünschten Krypton-Isotope auszuwählen. Dies geschieht im sogenannten General Purpose Separator (GPS), der eine Auflösung von  $M/\Delta M=2400$  besitzt. Man hat dadurch einen  $1^+$ -geladenen  $^{88}\text{Kr}$ - (bzw.  $^{92}\text{Kr}$ -) Strahl mit einer Energie von etwa 60 keV zur Verfügung.

Dieser Strahl muss nun nachbeschleunigt werden, um die erforderlichen Energien für die Coulomb-Anregung zu erreichen. Dies geschieht am CERN mit dem REX-ISOLDE-Nachbeschleuniger. Hier werden die Ionen zunächst in einer Penning-Falle (REX-TRAP) gesammelt und gekühlt und in Paketen zur REX Electron Beam Ionen-Quelle (REX-EBIS) weitergeleitet. Hier werden monoenergetische Elektronen mit 5 keV Energie benutzt, um den Ladungszustand der Ionen zu erhöhen. In unserem Falle lag dann  $^{88}\text{Kr}$  als  $21^+$ - und  $^{92}\text{Kr}$  als  $22^+$ -Ladungszustand vor. Diese Ionen können dann mit dem zur Verfügung stehenden Linearbeschleuniger auf bis zu 3 MeV/A beschleunigt werden. Zum Zeitpunkt unserer Experimente stand die letzte Beschleunigungsstufe („9-Gap resonator“) leider nicht zur Verfügung, so dass nur eine Strahlenergie von 2.19 MeV/A genutzt werden konnte.

Der so produzierte Strahl steht nun für Coulomb-Anregungs-Experimente zur Verfügung und wird auf das Sekundärtarget gelenkt. Wir haben hier Targets aus  $^{12}\text{C}$  ( $2\text{mg}/\text{cm}^2$ ) und  $^{109}\text{Ag}$  ( $2\text{mg}/\text{cm}^2$  für  $^{92}\text{Kr}$ ,  $4\text{mg}/\text{cm}^2$  für  $^{88}\text{Kr}$ ) verwendet, die beide gut bekannte Matrixelemente haben. Die relative  $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Messung nach Gleichung 5.1 geschieht über die  $^{109}\text{Ag}$ -Targets. Das  $^{12}\text{C}$ -Target wurde für den recht intensiven  $^{88}\text{Kr}$ -Strahl benutzt, um zu versuchen, insbesondere den  $2_3^+$ -Zustand bei 2216 keV in diesem Kern anzuregen, wofür das  $^{12}\text{C}$ -Target einen höheren Wirkungsquerschnitt aufweist.

Die resultierende  $\gamma$ -Strahlung wurde mit dem MINIBALL-Spektrometer [57] aufgenommen.



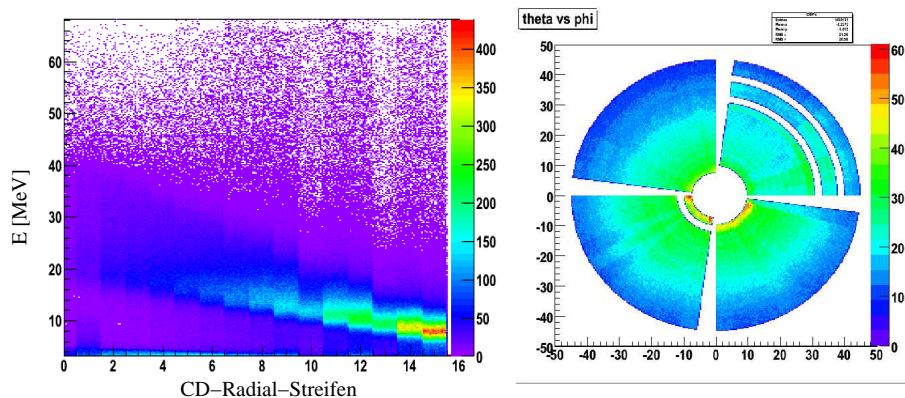


Abbildung 5.2: Links: CD-Teilchenspektrum für das  $^{12}\text{C}$ -Target ( $^{88}\text{Kr}$ -Strahl). Man erkennt deutlich die gestreuten  $^{12}\text{C}$ -Teilchen. Rechts: Gesamtbild des CD-Detektors. Man erkennt einige defekte Streifen.

Dieses Spektrometer besteht aus 24 sechsfach-segmentierten HPGe-Kapseln. Diese hohe Granularität des Spektrometers ist erforderlich, um in der späteren Analyse die auftretenden Dopplerverschiebungen der  $\gamma$ -Linien hinreichend gut korrigieren zu können. Neben dem MINIBALL  $\gamma$ -Spektrometer ist am MINIBALL-Setup ein segmentierter Silizium-Streifendetektor („CD“-Detektor) zum Nachweis der gestreuten Teilchen unter  $0^\circ$  zur Strahlachse angebracht. Er deckt einen Winkelbereich von  $16.4^\circ$  bis  $53.3^\circ$  ab. Der Nachweis der gestreuten Teilchen ist einerseits für die Dopplerkorrektur notwendig, andererseits erhält man so eine enorme Untergrundreduzierung im Spektrum. Ein Beispiel eines Teilchen-Spektrums ist in Abbildung 5.2 (links) gezeigt, und zwar für das  $^{12}\text{C}$ -Target bei  $^{88}\text{Kr}$ -Strahl. Im Spektrum sieht man die gestreuten  $^{12}\text{C}$ -Teilchen.

In der offline-Analyse kann man dann ein Teilchen-Gate definieren, sodass im  $\gamma$ -Spektrum im Wesentlichen nur noch zu  $^{12}\text{C}$ -Ionen koinzidente  $\gamma$ -Übergänge auftreten. Solch ein Spektrum ist in Abbildung 5.3 (links) gezeigt, und zwar wiederum für das  $^{88}\text{Kr}$ -Experiment mit  $^{12}\text{C}$ -Target. Man erkennt deutlich den Übergang  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  in  $^{88}\text{Kr}$ . Gezeigt sind die Spektren vor der Dopplerkorrektur (rot) und nach der Dopplerkorrektur (blau). Man erkennt deutlich den Effekt und kann so eine Auflösung von etwa 8 keV für die 775 keV-Linie erreichen. Dies ist hinreichend, um eine gute Peak-Analyse durchführen zu können. Die übrigen Peaks in Abbildung 5.3 (links) gehören zu  $\beta$ -Zerfällen des  $^{88}\text{Kr}$ , die in Form von zufälligen Koinzidenzen auch nach dem Teilchen-Gate noch auftauchen. Diese Linien sind in den unkorrigierten Daten nicht Dopplerverschmiert, denn die  $\beta$ -Zerfallsprodukte befinden sich zum größten Teil bereits in Ruhe. Durch die Anwendung der Doppler-Korrektur werden diese Linien entsprechend verschmiert, was hier aber kein Problem in der Analyse darstellt.

In Abbildung 5.3 (rechts) gezeigt ist ein Zeitspektrum, in dem die Zeitdifferenzen zwischen  $\gamma$ -Strahlung und Teilchen zu sehen ist. Wenn der gepulste Ionenstrahl das sekundäre Target erreicht, kommt es zu einem prompten Peak. In diesem Zeitspektrum setzt man dann in der offline-Analyse ein Zeitfenster um diesen prompten Peak, um nur die Events zu berücksichtigen, die koinzident zum Strahl sind. Diese Methode ist ähnlich der TOF-Methode bei der inelastischen Neutronenstreuung aus Kapitel 3.

Offensichtlich ist der prompte Peak in Abbildung 5.3 nicht sehr stark ausgeprägt, die überwiegende Anzahl an Ereignissen steht nicht in Koinzidenz zum ISOLDE-Strahl. Der Grund hierfür liegt in der hohen Untergrund-Aktivität während des Experiments, die überwiegend aus den  $\beta$ -Zerfallsprodukten des radioaktiven Ionenstrahls stammt. Die hohe Intensität des  $^{88}\text{Kr}$ -Strahls

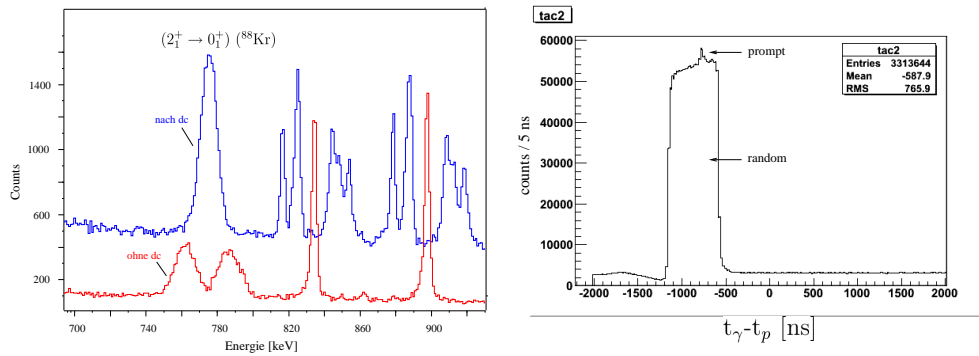


Abbildung 5.3: Links: Spektrum für  $^{88}\text{Kr}$  vor (rot) und nach (blau) der Dopplerkorrektur. Man sieht sehr deutlich den Effekt für die 775 keV-Linie  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ . Es ist die erstmalige Spektroskopie dieser Linie nach Coulomb-Anregung. Rechts: Zeit-Differenzen zwischen  $\gamma$ -Strahlung und Teilchen für das  $^{88}\text{Kr}$ -Experiment.

verursacht also ein sehr schlechtes peak-to-total-Verhältnis. Zwar war die Analyse der  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Linie ohne Probleme möglich, jedoch konnten keine höher angeregten Zustände, insbesondere nicht der  $2_3^+$ -Zustand in  $^{88}\text{Kr}$ , beobachtet werden. Inzwischen wurde der MINIBALL-Setup an ISOLDE optimiert, insbesondere wurde das Ende des MINIBALL-Strahlrohrs („beam-dump“) weiter nach hinten verlegt, was bereits eine wesentliche Reduzierung der Untergrundaktivität bewirkt. Es sei aber festgehalten, dass Experimente mit radioaktiven Strahlen nicht nur mit vergleichsweise niedrigen Strahlintensitäten zu kämpfen haben, sondern es muss zusätzlich das Problem der hohen Untergrundaktivität berücksichtigt werden. Hier liegt einer der wesentlichen Aufgaben, die bewältigt werden müssen um in Zukunft mit radioaktiven Strahlen auch gemischt-symmetrische Zustände spektroskopieren zu können.

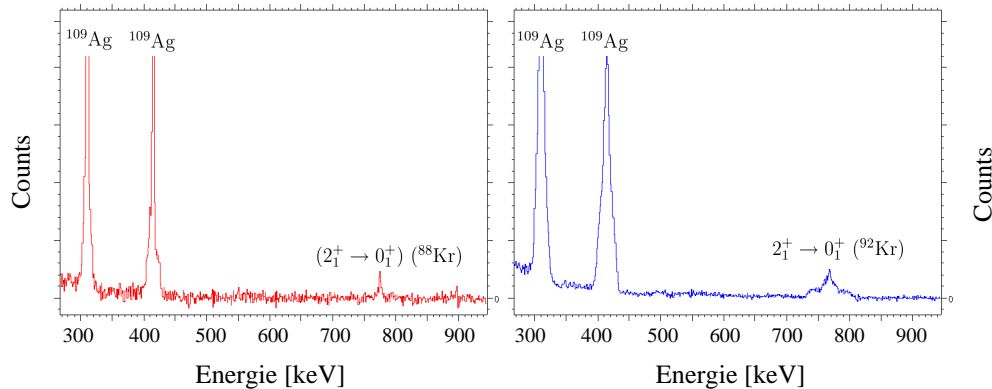


Abbildung 5.4: Spektren für  $^{88}\text{Kr}$  (links) und  $^{92}\text{Kr}$  (rechts) unter Verwendung der  $^{109}\text{Ag}$  Targets.

Die bisher unbekanntenen  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Werte wurden durch Benutzung der  $^{109}\text{Ag}$ -Targets gewonnen.  $^{109}\text{Ag}$  emittiert nach Coulomb-Anregung im Wesentlichen zwei starke  $\gamma$ -Linien bei 311 keV und 415 keV. Diese sind in Abbildung 5.4 für  $^{88}\text{Kr}$ - und  $^{92}\text{Kr}$ -Strahl gezeigt. Unter Verwendung von Gleichung 5.1 konnten damit die unbekanntenen Matrixelemente der  $2_1^+$ -Zustände in  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$  vermessen werden. Die Ergebnisse hierzu sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Neben den Matrixelementen für  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$  sind auch die Matrixelemente für  $^{109}\text{Ag}$  aufgeführt.

Kern	Energie [keV]	$J_i \rightarrow J_f$	Ereignisse	$\langle J_i    E2    J_f \rangle$ eb	$\langle J_i    E2    J_f \rangle$ (Lit.) eb
$^{88}\text{Kr}$	775	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	660 (61)	0.300(15)	—
$^{92}\text{Kr}$	769	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	6291(126)	0.457(7)	—
$^{109}\text{Ag}$	311	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	14385(179)	0.688	0.672
	415	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	11670(168)	0.844	0.843

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Experimente an  $^{88}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Kr}$ .

Diese werden im Computer-Code GOSIA an die experimentellen Daten angepasst, um die auftretenden Intensitäten der Ag-Linien zu reproduzieren. Die so optimierten Matrix-Elemente stimmen gut mit den Literaturwerten (die als Startparameter dienen) überein, was ein wichtiges Indiz für die Konsistenz der Analyse ist.

Als überraschendes Resultat erhalten wir einen deutlichen Zuwachs an B(E2)-Stärke in  $^{92}\text{Kr}$  relativ zu  $^{88}\text{Kr}$ . Für  $^{88}\text{Kr}$  liefert das Matrixelement aus Tabelle 5.1 einen Wert von  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 7.7(8)$  W.u. Für  $^{92}\text{Kr}$  erhalten wir  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 16.9(5)$  W.u. Ein solcher Zuwachs an Zerfallsstärke war in der Literatur nicht erwartet. Da sich die Energien der beiden  $2_1^+$ -Zustände praktisch nicht unterscheiden, wurde selbiges für die E2-Zerfallsstärken angenommen. Wir haben zur Zeit keine Erklärung für dieses ungewöhnliche Verhalten.

In Kapitel 2 wurde angemerkt, dass die Verhältnisse rund um den postulierten N=56 Unterschalen-Abschluss sehr ähnlich zum Fall N=40 sind. Auch hier zeigt sich zwar ein Effekt in den Anregungsenergien bei bestimmten Kernen, der Einfluss scheint aber sehr schnell wieder abzunehmen (s. Abbildung 2.13). Die hier kurz vorgestellten Messergebnisse deuten an, dass die Quadrupol-Kollektivität in den neutronenreichen Krypton-Isotopen bei  $^{92}\text{Kr}$  (N=56) bereits etwas stärker ausgeprägt ist. Dies scheint eher gegen einen Einfluss des N=56-Unterschalenabschlusses hinzuweisen. Es würden dann ganz ähnliche Verhältnisse wie bei N=40 vorliegen: der Unterschalenabschluss zeigt nur sehr lokal begrenzt einen Effekt, aber berührt nicht die kollektiven Eigenschaften der umliegenden Kerne.

Wie oben dargelegt, war es bisher nicht möglich, gemischt-symmetrische Zustände mit radioaktiven Strahlen nachzuweisen. Die Probleme liegen neben den niedrigen Strahlintensitäten vor allem in der schwierigen Behandlung der sich ansammelnden Aktivität am Messtarget. Es gibt aber Beispiele, in denen durch Coulomb-Anregung mit radioaktivem Strahl auch höher angeregte Zustände spektroskopiert wurden. Ein solches Beispiel ist  $^{72}\text{Zn}$ , wo der  $4_1^+$ -Zustand bereits nach einem Tag Messzeit an REX-ISOLDE sichtbar war [58]. An ISOLDE gibt es inzwischen große Erfahrung mit der Beschleunigung von radioaktiven Zink-Ionen-Strahlen, und es besteht die Hoffnung, dass hier eine Spektroskopie gemischt-symmetrischer Anregungen möglich ist. Wir haben deshalb dem wissenschaftlichen INTC-Meeting des CERN ein Proposal zur Messung gemischt-symmetrischer Zustände in  $^{72}\text{Zn}$  vorgelegt [59]. Aus den vorhandenen Spektren des Kerns  $^{74}\text{Zn}$  [58] konnten wir motivieren, dass eine Messung der gemischt-symmetrischen Anregung in  $^{72}\text{Zn}$  innerhalb realistischer Messzeiten möglich ist. Die Entscheidung über dieses Proposal steht zur Zeit noch aus. Wir könnten mit diesem Experiment der erstmaligen Spektroskopie eines gemischt-symmetrischen Zustandes durch radioaktive Ionen-Strahlen ein gutes Stück näher kommen.



# Literaturverzeichnis

- [1] A. Bohr and B. Mottelson. *Nuclear Structure I*. Benjamin Reading, (1969).
- [2] F. Iachello and A. Arima. *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, (1987).
- [3] G. Musiol, J. Ranft, and R. Reif. *Kern-und Elementarteilchenphysik*. Deutsch (Harri), 2. Auflage (1995).
- [4] mit freundlicher Genehmigung von Rod Nave (Georgia State University).
- [5] T.Ishii, M.Asai, A.Makishima, I.Hossain, M.Ogawa, J.Hasegawa, M.Matsuda, and S.Ichikawa. *Phys.Rev.Lett.* 84, 39 (2000).
- [6] J. Leske, K.-H. Speidel, S. Schielke, O. Kenn, D. Hohn, J. Gerber, , and P. Maier-Komor. *Phys.Rev. C* 72, 034303 (2005).
- [7] K.Langanke, J.Terasaki, F.Nowacki, D.J.Dean, and W.Nazarewicz. *Phys.Rev. C* 67, 044314 (2003).
- [8] A.F. Lisetskiy, B.A. Brown, M. Horoi, and H. Grawe. *Phys. Rev. C* 70, 044314 (2004).
- [9] P. Lipas. in O. Scholten (ed.), *Interacting Boson-Boson and Boson-Fermion Systems*, World Scientific (1984).
- [10] G. Siems, U. Neuneyer, I. Wiedenhöver, S. Albers, M. Eschenauer, R. Wirowski, A. Gelberg, P. von Brentano, and T. Otsuka. *Phys. Lett. B* 320 (1994), 1.
- [11] T. Otsuka and K. H. Kim. *Phys. Rev. C* 40, (1994) R1768.
- [12] N. Pietralla, P. von Brentano, R. F. Casten, T. Otsuka, and N. V. Zamfir. *Phys. Rev. Lett.* 73, (1994) 2962.
- [13] N. Bernas et al. *Phys. Lett.* 113B, 279 (1982).
- [14] R. J. Lombard and D. Mas. *Phys. Lett.* 120B, 23 (1983).
- [15] O. Sorlin et al. *Phys. Rev. Lett.* 82, 092501 (2002).
- [16] N. Bree et al. *Phys.Rev. C* 78, 047301 (2008).
- [17] C.Guenaut et al. *Phys.Rev. C* 75, 044303 (2007).
- [18] S. Rahaman et al. *Eur. Phy J. A*34, 5-9 (2007).

- [19] O. Kenn, K.-H. Speidel, R. Ernst, S. Schielke, S. Wagner, J. Gerber, P. Maier-Komor, and N. Nowacki. *Phys. Rev. C* 65, 034308 (2002).
- [20] J. Leske, K.-H. Speidel, S. Schielke, O. Kenn, D. Hohn, J. Gerber, and P. Maier-Komor. *Phys. Rev. C* 71, 034303 (2005).
- [21] P. Boutachkov, N. Benczer-Koller, G. J. Kumbartzki, A. Escuderos, Y. Y. Sharon, L. Zamick, S. J. Q. Robinson, H. Ai, M. Chamberlain, G. Gurdal, A. Heinz, E. A. McCutchan, J. Quian, V. Werner, E. Williams, K. Aleksandrova, C. A. Copos, D. A. Kovacheva, and P. Manchev. *Phys. Rev. C* 75, 021302 (2007).
- [22] J. Leske, K.-H. Speidel, S. Schielke, J. Gerber, P. Maier-Komor, T. Engeland, and M. Hjorth-Jensen. *Phys. Rev. C* 72, 044301 (2005).
- [23] D. N. Simister, G. D. Jones, F. Kearns, A. Kogant, P. R. G. Lornie, T. P. Morrison, O. M. Mustafa, H. G. Price, P. J. Twin, and R. Wadsworth. *J. Phys. G* 4 (1978) 1127.
- [24] B. Crowell, P. J. Ennis, C. J. Lister, and W. R. Schief Jr. *Phys. Rev. C* 50 (1994) 1321.
- [25] J. F. Bruandet, M. Agard, A. Giorni, J. P. Longequeue, C. Morand, and T. U. Chan. *Phys. Rev. C* 12 (1975) 1739.
- [26] D. P. Ahalpara, K. H. Bhatt, S. P. Pandya, and C. R. Praharaj. *Nucl. Phys. G* 8 (1982) 1565.
- [27] L. Mulligan, R. W. Zurmühle, and D. P. Balamuth. *Phys. Rev. C* 19 (1979) 1295.
- [28] N. J. Ward, L. P. Ekström, G. D. Jones, F. Kearns, T. P. Morrison, O. M. Mustafa, D. N. Simister, and P. J. Twin and R. Wadsworth. *J. Phys. G* 7 (1981) 815.
- [29] A. Passoja, R. Julin, J. Kantele, J. Kumpulainen, M. Luontama, and W. Trzaska. *Nucl. Phys. A* 438 (1985) 413.
- [30] M. Koizumi et al. *Nucl. Phys. A* 730 (2004) 46-58.
- [31] A. Gade, H. Klein, N. Pietralla, and P. von Brentano. *Phys. Rev. C* 65, 054311 (2002).
- [32] D. Mücher. *Diplomarbeit Universität zu Köln* (2005).
- [33] V. Werner, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. F. Lisetskiy, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, K.-H. Speidel, F. Stedile, and S. W. Yates. *Phys. Lett.* 550B and 140 (2002).
- [34] K. P. Lieb, H. G. Boerner, M. S. Dewey, J. Jolie, S. J. Robinson, S. Ulbig, and Ch. Winter. *Phys. Lett. B* 215 (1988), 50-54.
- [35] N. Pietralla, P. von Brentano, and A. F. Lisetskiy. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 60, 225 (2008).
- [36] A. Holt, T. Engeland, M. Hjorth-Jensen, and E. Osnes. *Phys. Rev. C* 61, 064318 (2000).
- [37] Bucharest Nicolae Marginean. *priv. comm.*
- [38] K.-L. Kratz, H. Gabelmann, B. Pfeiffer, P. Moller, and the ISOLDE Collaboration. *Z. Phys.* A330, 229 (1988).
- [39] J. Van Roosbroeck et al. *Phys. Rev. C* 69, 034313 (2004).
- [40] Yu. G. Kosyak, D. K. Kanipov, L. V. Chekushina, and G. A. Dostemesova. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* 49, 895 (1985); *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* 49, No. 5, 55 (1985).

- [41] J.K. Tuli. *Nuclear Data Sheets* 103, 389 (2004).
- [42] L. Schiff. *Phys. Rev.* 83 (1951), 252.
- [43] K.B. Winterbon. *Nucl. Phys. A246*, 239 (1975).
- [44] K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson, and A.Winther. *Revs.Modern Phys.* 28, 432 (1956); *Erratum Revs.Modern Phys.* 30, 353 (1958).
- [45] K. Alder and A. Winther. *Electromagnetic excitation; theory of Coulomb excitation with heavy ions*. North-Holland, 1975.
- [46] W.Wilcke, J.R.Birkelund, H.J.Wollersheim, A.D.Hoover, J.R.Huizenga, W.U.Schroder, and L.E.Tubbs. *At.Data Nucl.Data Tables* 25, 389 (1980).
- [47] K.H.Speidel, O.Kenn, and F.Nowacki. *Prog.Part.Nucl.Phys.* 49, 91 (2002).
- [48] G. Schatz and A. Weidinger. *Nukleare Festkörperphysik. Kernphysikalische Meßmethoden und ihre Anwendungen*. Teubner Verlag, 3. Auflage (1997).
- [49] J.L.Eberhardt, G.Van Middelkoop, R.E.Horstman, and H.A.Doubt. *Phys.Lett.* 56B, 329 (1975).
- [50] N.K.B.Shu, D.Melnik, J.M.Brennan, W.Semmler, and N.Benczer-Koller. *Phys.Rev.* C21, 1828 (1980).
- [51] S. Heinze. *Doktorarbeit Universität zu Köln, 2008*.
- [52] J.P.Elliott, J.A.Evans, V.S.Lac, and G.L.Long. *Nucl.Phys.* A609, 1 (1996).
- [53] G.Rainovski, N.Pietralla, T.Ahn, C.J.Lister, R.V.F.Janssens, M.P.Carpenter, S.Zhu, and C.J.Barton III. *Phys.Rev.Lett.* 96, 122501 (2006).
- [54] H. Ower. *Coulomb excitation code CLX*.
- [55] T.Czosnyka, D.Cline, L.Hasselgren, C.Y.Wu, R.M.Diamond, H.Kluge, C.Roulet, E.K.Hulet, R.W.Lougheed, and C.Baktash. *Nucl.Phys.* A458, 123 (1986).
- [56] Homepage der ISOLDE-Kollaboration. URL <http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>.
- [57] J. Eberth et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 46 (2001), 389-398.
- [58] J. Van de Walle. *Dissertation K.U. Leuven 2006*.
- [59] D. Mücher et al. *INTC-P-262 and CERN-INTC-2009-014*.





# Eigene Veröffentlichungen

Im Rahmen meiner Tätigkeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind die folgenden Veröffentlichungen entstanden.

- Zs. Podolyák, G.F. Farrelly, P.H. Regan, A.B. Garnsworthy, S.J. Steer, M. Górska, J. Benlliure, E. Casarejos, S. Pietri, J. Gerl, H.J. Wollersheim, R. Kumar, F. Molina, A. Algora, N. Alkhomashi, G. Benzoni, A. Blazhev, P. Boutachkov, A.M. Bruce, L. Caceres, I.J. Cullen, A.M. Denis Bacelar, P. Doornenbal, M.E. Estevez, Y. Fujita, W. Gelletly, H. Geissel, H. Grawe, J. Grebosz, R. Hoischen, I. Kojouharov, S. Lalkovski, Z. Liu, K.H. Maier, C. Mihai, D. Mücher, B. Rubio, H. Schaffner, A. Tamii, S. Tashenov, J.J. Valiente-Dobón, P.M. Walker, P.J. Woods, *Proton hole excitation in the closed shell nucleus  $^{205}\text{Au}$* , Phys.Lett. B 672, 2 (2009)
- D. Radeck, M. Albers, C. Bernards, L. Bettermann, A. Blazhev, C. Fransen, S. Heinze, J. Jolie, D. Mücher, *Study of low-spin excitations in  $^{100}\text{Pd}$* , Nucl.Phys. A, In Press, Corrected Proof, Available online 4 February 2009
- D. Bucurescu, R.F. Casten, G. Graw, J. Jolie, N. Braun, P. von Brentano, T. Faestermann, S. Heinze, R. Hertenberger, N.Lo Iudice, R. Krücken, M. Mahgoub, D.A. Meyer, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl, N.Yu. Shirikova, Y. Sun, A.V. Sushkov, H.-F. Wirth, *High-resolution study of  $0^+$  and  $2^+$  excitations in  $^{168}\text{Er}$  with the  $(p, t)$  reaction*, Phys.Atomic Nuclei 70, 1336 (2007)
- A. Linnemann, C. Fransen, J. Jolie, U. Kneissl, P. Knoch, C. Kohstall, D. Mücher, H.H. Pitz, M. Scheck, C. Scholl, F. Stedile, P. von Brentano, N. Warr, V. Werner, *Low-lying  $J = 1$  states in  $^{106}\text{Cd}$ , Low-lying  $J = 1$  states in  $^{106}\text{Cd}$* , Phys.Rev. C 75, 024310 (2007)
- D. Mücher, J. Iwanicki, A. Blazhev, P. Van Duppen, C. Fransen, J. Jolie, A. Linnemann, J. Mierzejewski, I. Stefanescu, J. Van de Walle, N. Warr, K. Wrzosek, for the MINIBALL Collaboration, *Coulomb excitation of  $^{88}\text{Kr}$  and  $^{92}\text{Kr}$  in inverse kinematics*, Prog.Part.Nucl.Phys. 59, 361 (2007)
- J.N. Orce, C. Fransen, A. Linnemann, C.J. McKay, S.R. Lesher, N. Pietralla, V. Werner, G. Friessner, C. Kohstall, D. Mücher, H.H. Pitz, M. Scheck, C. Scholl, F. Stedile, N. Warr, S. Walter, P. von Brentano, U. Kneissl, M.T. McEllistrem, S.W. Yates, *Lifetime measurements in  $^{93}\text{Nb}$  from photon and inelastic neutron scattering*, Phys.Rev. C 75, 014303 (2007)
- M. Scheck, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, D. Mücher, N. Pietralla, H.H. Pitz, C. Scholl, F. Stedile, S. Walter, V. Werner, S.W. Yates, *Dipole strength distributions of the stable odd-mass  $N = 82$  isotones  $^{139}\text{La}$  and  $^{141}\text{Pr}$* , Phys.Rev. C 75, 044313 (2007)

- C. Scholl, P. Petkov, V. Werner, A. Linnemann, T. Adachi, A. Dewald, A. Fitzler, C. Fransen, Y. Fujita, J. Jolie, K. Langanke, A.F. Lisetskiy, G. Martinez-Pinedo, D. Mücher, J.N. Orce, N. Pietralla, N. Warr, K.O. Zell, P. von Brentano, *New spin assignments in the odd-odd  $N = Z$  nucleus  $^{42}\text{Sc}$  and the breaking of the  $^{40}\text{Ca}$  core*, Phys.Rev. C 75, 064321 (2007)
- S. Walter, F. Stedile, J.J. Carroll, C. Fransen, G. Friessner, N. Hollmann, H. von Garrel, J. Jolie, O. Karg, F. Kappeler, U. Kneissl, C. Kohstall, P. von Neumann-Cosel, A. Linnemann, D. Mücher, N. Pietralla, H.H. Pitz, G. Rusev, M. Scheck, C. Scholl, R. Schwengner, V. Werner, K. Wisshak, *Photon scattering experiments on the quasistable, odd-odd mass nucleus  $^{176}\text{Lu}$* , Phys.Rev. C 75, 034301 (2007)
- D. Bucurescu, G. Graw, R. Hertenberg, H.-F. Wirth, N.Lo Iudice, A.V. Sushkov, N.Yu. Shirikova, Y. Sun, T. Faestermann, R. Krucken, M. Mahgoub, J. Jolie, P. von Brentano, N. Braun, S. Heinze, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl, R.F. Casten, D.A. Meyer, *High-resolution study of  $0^+$  and  $2^+$  excitations in  $^{168}\text{Er}$  with the  $(p, t)$  reaction*, Phys.Rev. C 73, 064309 (2006)
- A. Heusler, G. Graw, R. Hertenberg, F. Riess, H.-F. Wirth, T. Faestermann, R. Krucken, J. Jolie, D. Mücher, N. Pietralla, P. von Brentano, *The  $i_{11/2}f_{5/2}$  and  $i_{11/2}p_{3/2}$  neutron particle-hole multiplets in  $^{208}\text{Pb}$* , Phys.Rev. C 74, 034303 (2006)
- D.A. Meyer, V. Wood, R.F. Casten, C.R. Fitzpatrick, G. Graw, D. Bucurescu, J. Jolie, P. von Brentano, R. Hertenberg, H.-F. Wirth, N. Braun, T. Faestermann, S. Heinze, J.L. Jerke, R. Krucken, M. Mahgoub, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl, *Enhanced density of low-lying  $0^+$  states: A corroboration of shape phase transitional behavior*, Phys.Lett. B 638, 44 (2006)
- D.A. Meyer, V. Wood, R.F. Casten, C.R. Fitzpatrick, G. Graw, D. Bucurescu, J. Jolie, P. von Brentano, R. Hertenberg, H.-F. Wirth, N. Braun, T. Faestermann, S. Heinze, J.L. Jerke, R. Krucken, M. Mahgoub, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl, *Extensive investigation of  $0^+$  states in rare earth region nuclei*, Phys.Rev. C 74, 044309 (2006)
- H. von Garrel, P. von Brentano, C. Fransen, G. Friessner, N. Hollmann, J. Jolie, F. Kappeler, L. Kaubler, U. Kneissl, C. Kohstall, L. Kostov, A. Linnemann, D. Mücher, N. Pietralla, H.H. Pitz, G. Rusev, M. Scheck, K.D. Schilling, C. Scholl, R. Schwengner, F. Stedile, S. Walter, V. Werner, K. Wisshak, *Low-lying  $E1$ ,  $M1$ , and  $E2$  strength distributions in  $^{124}, ^{126}, ^{128}, ^{129}, ^{130}, ^{131}, ^{132}, ^{134}, ^{136}\text{Xe}$ : Systematic photon scattering experiments in the mass region of a nuclear shape or phase transition*, Phys.Rev. C 73, 054315 (2006)
- A. Linnemann, C. Fransen, M. Gorska, J. Jolie, U. Kneissl, P. Knoch, D. Mücher, H.H. Pitz, M. Scheck, C. Scholl, P. von Brentano, *Dipole excitations in  $^{96}\text{Ru}$* , Phys.Rev. C 72, 064323 (2005)
- D.A. Meyer, G. Graw, R. Hertenberg, H.-F. Wirth, R.F. Casten, P. von Brentano, D. Bucurescu, S. Heinze, J.L. Jerke, J. Jolie, R. Krucken, M. Mahgoub, P. Pejovic, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl, *Systematic exploration of  $0^+$  states in structurally diverse nuclei*, J.Phys.(London) G31, S1399 (2005)

# 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 Prof. Dr. Jan Jolie betreut worden.

## Teilpublikationen:

Teile des Kapitels 5 wurden veröffentlicht in:

- D. Mücher, J. Iwanicki, A. Blazhev, P. Van Duppen, C. Fransen, J. Jolie, A. Linne-  
mann, J. Mierzejewski, I. Stefanescu, J. Van de Walle, N. Warr, K. Wrzosek, for the  
MINIBALL Collaboration, *Coulomb excitation of  $^{88}\text{Kr}$  and  $^{92}\text{Kr}$  in inverse kinematics*,  
Prog.Part.Nucl.Phys. 59, 361 (2007)

Teile des Kapitels 3 sind zur Veröffentlichung bei Phys. Rev. C eingereicht:

- D. Mücher, G. Gürdal, K.-H. Speidel, G. Kumbartzki, N. Benczer-Koller, S.J.Q. Robinson,  
Y.Y. Sharon, L. Zamick, A. Lisetskiy, R.J. Casperson, A. Heinz, B. Krieger, J. Leske, P.  
Maier-Komor, V. Werner, E. Williams, R. Winkler, *Nuclear structure studies of  $^{70}\text{Zn}$  from  
 $g$ -factor and lifetime measurements*,



# Lebenslauf

Name: Dennis Mücher  
Geburtsdatum: 06.03.1980  
Geburtsort: Norden  
Mutter: Lydia Mücher geb. Cassens  
Vater: Michael Mücher  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: verheiratet  
Adresse: Rheinhöhenweg 4, 51465 Bergisch Gladbach

## Schulausbildung:

08/1986 - 11/1987 Grundschule Im Spiet Norden  
11/1987 - 06/1990 Grundschule Upstalsboom Aurich-Haxtum  
08/1990 - 06/1999 Integrierte Gesamtschule Aurich-West  
06/1999 Abitur

## Hochschulstudium:

07/1999 Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik/Diplom  
05/2005 Diplom im Fach Physik mit dem Thema: „Mixed Symmetry States in Zinc Isotopes and their Interpretation in the Spherical Shell Model“  
seit 06/2005 Promotionsstudium im Fach Physik

## Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln:

11/2002 - 05/2005 Studentische Hilfskraft  
seit 06/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter