

# Das HORUS-Würfelspektrometer und Multiphononanregungen in $^{106}\text{Cd}$

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

vorgelegt von

Andreas Linnemann  
aus Swaney

Köln 2005

Berichterstatter:

Prof. Dr. J. Jolie  
Prof. Dr. P. von Brentano

Tag der mündlichen Prüfung: 10.02.2006

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Serie von Experimenten zur Untersuchung von  $^{106}\text{Cd}$  durchgeführt. Eine offbeam  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessung wurde nach  $\beta$ -Zerfall von  $^{106}\text{In}$  mit der  $\beta$ -Schieber-Technik am in dieser Arbeit aufgebauten Kölner HORUS-Würfelspektrometer aufgenommen. Zwei weitere inbeam  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen wurden am HORUS-Würfelspektrometer mit den Reaktionen  $^{104}\text{Pd}(\alpha, 2n)^{106}\text{Cd}$  und  $^{105}\text{Pd}(^3\text{He}, 2n)^{106}\text{Cd}$  durchgeführt. Informationen zu Dipolzuständen stammen aus zwei Messungen mit Photonenstreuung am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart und der  $\beta$ -Zerfallsmessung. Die Daten brachten erste Hinweise auf den  $1^-$ -Kandidaten des Quintupletts von Zuständen negativer Parität aus Kopplung eines Quadrupol- und eines Oktupolphonons. Die Kombination dieser beiden experimentellen Methoden ermöglichte ebenfalls die Identifizierung von Fragmenten der  $1_{ms}^+$  Zwei-Phononen Anregung gemischter Symmetrie. Aus der Messung von Lebensdauern, Verzweigungsverhältnissen und Multipolmischungsverhältnissen von Zuständen mit der Methode der inelastischen Neutronenstreuung (INS) an der University of Kentucky wurden erstmals Mitglieder einer tief liegenden Intruderbande identifiziert. Aus der Kombination dieser experimentellen Methoden konnten absolute Übergangsstärken bestimmt werden. Diese ermöglichten die Identifizierung des gemischt-symmetrischen Ein-Phononen  $2_{1,ms}^+$ -Zustandes (der schwach fragmentiert) und des  $(3^-)$  bzw. des  $5^{(-)}$  Zustandes des Quintupletts aus Kopplung eines Quadrupol- und Oktupolphonons.

# Abstract

In the context of this work a series of experiments on  $^{106}\text{Cd}$  were accomplished. An off-beam  $\gamma\gamma$ -angular correlation experiment after  $\beta$ -decay from  $^{106}\text{In}$  was done with the  $\beta$ -slider technique at the new HORUS-cube-spectrometer at the Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Two other in-beam  $\gamma\gamma$ -angular correlation experiments, with the reactions  $^{104}\text{Pd}(\alpha, 2n)^{106}\text{Cd}$  and  $^{105}\text{Pd}(^3\text{He}, 2n)^{106}\text{Cd}$  were carried out at the HORUS-cube-spectrometer. Lifetime information belonging to dipole excitations were determined in two NRF-experiments, which were done at the Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart, and the  $\beta$ -decay experiment. From this set of data we determined the  $1^-$  candidate of quadrupole-octupole coupled quintuplet. The powerful combination of these techniques offered an excellent possibility to identify fragments of the  $1_{ms}^+$  two-phonon excitation. The measurement of lifetimes, branching ratios and multipole mixing ratios with the inelastic neutron scattering technique (INS) at the University of Kentucky allowed the identification of the (weak fragmented)  $2_{1,ms}^+$  state and the  $(3^-)$  and  $5^{(-)}$  states of the quadrupole-octupole quintuplet.

Für Susanne



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Das Interacting Boson Model . . . . .	5
2.1.1	Das sd-IBM-1 . . . . .	6
2.1.2	Das spdf-IBM-1 . . . . .	7
2.1.3	Das sd-IBM-2 . . . . .	8
2.2	Das Q-Phononenschema . . . . .	9
2.2.1	Isoskalare Quadrupolanregungen in vibratorähnlichen Kernen	9
2.2.2	Die isovektorielle Quadrupolanregung . . . . .	10
2.2.3	Die isovektoriellen Zwei-Phononenanregungen . . . . .	11
2.2.4	Die isoskalaren Oktupolanregungen . . . . .	13
2.2.5	Quadrupol-Oktupolanregungen . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Experimentelle Aufbauten</b>	<b>15</b>
3.1	Das HORUS-Würfelspektrometer . . . . .	15
3.1.1	Das Spektrometer . . . . .	16
3.1.2	Die Targetkammer . . . . .	17
3.1.3	Das Strahlführungssystem . . . . .	18
3.1.4	Die Datenaufbereitung . . . . .	19
3.1.5	Absolute Efficiencyeichung . . . . .	19
3.2	Der $\beta$ -Schieber . . . . .	22
3.2.1	Das Prinzip . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>27</b>
4.1	Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz . . . . .	27
4.1.1	Durchführung . . . . .	28
4.1.2	Die Experimente . . . . .	29
4.1.3	Auswertung und Ergebnisse . . . . .	31
4.2	$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsexperimente . . . . .	34
4.2.1	Strahlungscharakteristik von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	34
4.2.2	$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen in inbeam-Experimenten . . . . .	35
4.2.3	$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation in offbeam-Experimenten . . . . .	37

4.2.4	Die Experimente . . . . .	37
4.3	Methode der inelastischen Neutronenstreuung . . . . .	41
4.3.1	Die Experimente . . . . .	41
4.3.2	Die Durchführung . . . . .	42
4.3.3	Auswertung und Ergebnisse . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Multiphononanregungen in <math>^{106}\text{Cd}</math></b>	<b>49</b>
5.1	Isoskalare Multiphononanregungen . . . . .	49
5.1.1	Ein- und Zwei-Phononen Zustände . . . . .	49
5.1.2	Drei-Phononen Zustände . . . . .	51
5.2	Intruderzustände . . . . .	57
5.3	Gemischt-symmetrische Zustände in $^{106}\text{Cd}$ . . . . .	59
5.3.1	Der Ein-Phononen $2_{1,ms}^+$ -Zustand . . . . .	59
5.3.2	Der Zwei-Phononen $1_{ms}^+$ Zustand . . . . .	61
5.4	Quadrupol-Oktupol Anregungen in $^{106}\text{Cd}$ . . . . .	68
5.4.1	$1^-$ Quadrupol-Oktupol Anregung . . . . .	68
5.4.2	$5_1^-$ Quadrupol-Oktupol Anregung . . . . .	71
5.4.3	$3^-$ Quadrupol-Oktupol Anregung . . . . .	74
5.4.4	Vergleich mit einem analytischen Modell . . . . .	75
5.5	Schlußbetrachtung und Ausblick . . . . .	78
<b>A</b>	<b>Technische Details</b>	<b>79</b>
<b>B</b>	<b>Nützliches für HORUS-Auswertungen</b>	<b>83</b>
<b>C</b>	<b>Ergebnisse der Messungen an <math>^{106}\text{Cd}</math></b>	<b>87</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Beschreibung von angeregten Kernzuständen in Atomkernen durch verschiedene Modelle wie zum Beispiel dem geometrischen Modell [Boh75], dem Schalenmodell [Jen52, May55] oder dem Interacting Boson Model (IBM) [ArI75] führt zu einem anschaulichen Verständnis der Anregungen im „Vielteilchensystem“ Atomkern. Die Beschreibung von Atomkernen in diesen Modellen benötigt eine Vielzahl von experimentellen Observablen. Die wichtigsten sind hierbei die Energie der Zustände  $E_{Level}$  und ihre Zerfallsenergie  $E_\gamma$ , die Spins und Paritäten  $J^\pi$  und die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(\Pi\lambda)$ . Zur Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(\Pi\lambda)$  benötigt man die  $\gamma$ -Zerfallsverzweigungsverhältnisse und die Lebensdauern der Zustände und die Multipolaritäten der  $\gamma$ -Übergänge. Zur Messung dieser Größen müssen verschiedene experimentelle Verfahren angewendet werden.

Daher stehen am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln viele experimentelle Setups zur Messung dieser Observablen zur Verfügung.

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten HORUS-Würfelspektrometer können sowohl  $\gamma$ -Energien,  $\gamma$ -Intensitäten als auch Multipolmischungsverhältnisse  $\delta$  unter Verwendung der  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten bestimmt werden. Verwendet man den EUROBALL-Cluster-Detektor [Ebe92] (besser ist hier der Einsatz eines  $90^\circ$ -Polarimeters, da die Polarisationsempfindlichkeit höher ist) als Polarimeter, können Paritäten  $\pi$  angeregter Zustände bestimmt werden. Die Doppler-Shift-Attenuation-Method (DSAM) ermöglicht zudem die Bestimmung von effektiven Lebensdauern im Femtosekundenbereich (effektiv bedeutet hier eine obere Grenze der Lebensdauer, da nicht beobachtete Fütterung von höherliegenden Zuständen die gemessene Lebensdauer des jeweiligen Zustandes verlängert).

Am Plunger-Meßplatz können Lebensdauern mit der Recoil-Distance-Doppler-Shift Methode (RDDS) im Bereich weniger bis einiger hundert Pikosekunden bestimmt werden. Die dabei verwendeten Fusionsverdampfungsreaktionen ermöglichen leider meist nur die Bestimmung der Lebensdauern von Zuständen in der Grundzustandsbande.

Das neue ORANGE-Magnetspektrometer zur Messung von Konversionselektro-

nen ermöglicht zudem die Bestimmung von Konversionskoeffizienten. Nutzt man den gepulsten Strahl des FN-TANDEM-Beschleunigers des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln, ist die Bestimmung von Lebensdauern angeregter Zustände im Nanosekundenbereich möglich.

Nur eine große Vielfalt von verschiedenen Meßmethoden ermöglicht die “komplette” Spektroskopie eines Kerns. In dieser Arbeit wurde das Tiefspin-Termschema von  $^{106}\text{Cd}$  detailliert untersucht. Hierzu wurden nicht nur  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen durchgeführt, sondern auch zwei weitere Methoden verwendet:

- Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz (KRF), einer spinselektiven Methode zur Untersuchung der Lebensdauern von Dipol- oder Quadrupolanregungen im Femtosekundenbereich.
- Die nichtselektive Methode der inelastischen Neutronenstreuung (INS), die die Bestimmung von Spins  $J$  ( $J < 7$ ) (in gerade-gerade Kernen), Multipolmischungsverhältnissen  $\delta$ , Zustands- und Übergangsenergien  $E_{Level,\gamma}$ ,  $\gamma$ -Intensitäten  $I_\gamma$  und Lebensdauern  $\tau$  ermöglicht.

Die Vielfalt von Multiphononanregungen in den schwereren gerade-gerade Cadmiumisotopen ist in den letzten Jahren detailliert erforscht worden [Del93a, Del93b, Gar96, Gar99, Cor01, Cor00, Gad02a, Gad02b, Gad02c, Koh05, Ban03, Ban03a, Kad03]. Dazu zählen

- isoskalare Multiphononanregungen,
- gemischt-symmetrische Anregungen,
- Quadrupol-Oktupol gekoppelte Zustände,
- Intruderzustände.

Das Wissen über solche Anregungen in den stabilen leichten Cadmiumisotopen, speziell  $^{106}\text{Cd}$ , war jedoch bisher recht dürftig.  $^{106}\text{Cd}$  besitzt nur acht Valenzneutronen und zwei Valenzprotonen außerhalb des doppelt-magischen Kerns  $^{100}\text{Sn}$ . Es erstaunt also nicht, daß in diesem Kern auch Zustände erscheinen, die nicht kollektiver Natur sind, sondern mehr Einteilchencharakter besitzen. In dieser Arbeit wurden sieben Experimente zu  $^{106}\text{Cd}$  durchgeführt. Die Anzahl der verschiedenen Messungen und Reaktionen (drei Winkelkorrelationsmessungen am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, zwei KRF-Experimente am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart, zwei INS-Experimente an der University of Kentucky) war nötig, um die Vielfalt von Anregungsmoden zu untersuchen und zu identifizieren.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen zu den Experimenten

Der Atomkern als ein quantisiertes Vielteilchensystem hat ein sehr komplexes Anregungsspektrum, da der Kern sowohl Einteilchen- als auch kollektive Charakteristiken zeigt. Zur Beschreibung von Kernanregungen können verschiedene Kernmodelle herangezogen werden. So können Einteilchenanregungen beispielsweise in mikroskopischen Modellen wie dem Schalenmodell [Jen52, May55] verstanden werden. Tiefliegende kollektive Anregungen hingegen können in makroskopischen Modellen wie dem geometrischen Modell von Bohr und Mottelson [Boh75] oder dem in dieser Arbeit verwendeten Interacting Boson Model (IBM) [ArI75, ArI78, Iac87] einfacher beschrieben werden. Das innerhalb des IBM von T. Otsuka [Ots94] eingeführte Q-Phononenschema ermöglicht die Beschreibung von Multiphononanregungen, die sowohl aus gleichartigen Quadrupolphononen bzw. Oktupolphononen als auch aus der Kopplung verschiedener Phononen verstanden werden können. Dieses Konzept soll in diesem Kapitel auf der Grundlage des IBM erläutert werden.

### 2.1 Das Interacting Boson Model

Im Jahre 1975 schlugen Arima und Iachello das Interacting Boson Model, also das Modell wechselwirkender Bosonen, vor. Dieses Modell geht davon aus, daß sich außerhalb abgeschlossener Schalen im Kern die Valenznukleonen durch die Paarungskraft zu Paaren koppeln, die sich näherungsweise wie Bosonen verhalten. Die Beiträge zu den angeregten Kernzuständen von Nukleonen innerhalb der abgeschlossenen Schalen gelten in erster Ordnung als vernachlässigbar klein. Das sd-IBM-1 unterscheidet nicht zwischen Protonen- und Neutronenbosonen und kann wesentliche Eigenschaften von gerade-gerade Kernen erklären. Innerhalb dieses Modells ist es nicht möglich, Zustände negativer Parität oder M1-Zerfälle zu beschreiben. Die Beschreibung von Oktupolanregungen ermöglicht das spdf-IBM-1.

Die Unterscheidung von Proton- und Neutronbosonen im sd-IBM-2 ermöglicht die Beschreibung von Zuständen gemischter Symmetrie. Das sd-IBM-1 und dessen Erweiterungen sollen in diesem Abschnitt kurz vorgestellt werden.

### 2.1.1 Das sd-IBM-1

Der Zustandsraum im sd-IBM-1 ist aus s- und d-Bosonen aufgebaut. Das s-Boson bzw. d-Boson ist ein zu Spin und Parität  $J^\pi = 0^+$  bzw.  $J^\pi = 2^+$  gekoppeltes Nukleonenpaar. Daher können im IBM-1 nur Zustände mit geradzahigen Spins und positiver Parität beschrieben werden. Mit dem Formalismus der 2. Quantisierung lassen sich diese Bosonen durch Aufsteigeoperatoren  $s^\dagger, d_\mu^\dagger$  und Absteigeoperatoren  $s, d_\mu$  beschreiben. Die Zahl  $\mu$  kann hierbei die Werte  $\mu = -2, \dots, 2$  annehmen. Sie erfüllen die Kommutationsregeln von Bosonen:

$$[s, s^\dagger] = 1, \quad (2.1)$$

$$[s^\dagger, d_\mu] = [d_\mu^\dagger, s] = 0, \quad (2.2)$$

$$[d_\mu, d_{\mu'}^\dagger] = \delta_{\mu, \mu'}. \quad (2.3)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Bosonenzahl  $N = n_s + n_d$  erhalten ist, erhält man die Darstellung des Hamiltonoperators in Multipolform:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & E_0 + \epsilon \hat{n}_d + a_0(\hat{P}^\dagger \cdot \hat{P}) + a_1(\hat{L} \cdot \hat{L}) + a_2(\hat{Q}^x \cdot \hat{Q}^x) \\ & + a_3(\hat{T}^{(3)} \cdot \hat{T}^{(3)}) + a_4(\hat{T}^{(4)} \cdot \hat{T}^{(4)}), \end{aligned} \quad (2.4)$$

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

Hierbei ist  $\tilde{d} = (-1)^\mu d_{-\mu}$  und somit ein sphärischer Tensor. Dies ist eine wichtige Forderung, damit der Hamiltonoperator invariant unter Drehung ist.

Die analytische Lösung des Eigenwertproblems  $\hat{H}|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle$  ist in 3 Fällen möglich. Diese Limits des IBM-1, auch „Dynamische Symmetrien“ genannt, können mit Hilfe der Lie Algebra verstanden werden. Aus den 6 Bosonenoperatoren können 36 Generatoren der  $U(6)$ -Gruppe gebildet werden. Es entstehen 3 „Chains“ von Unteralgebren. Im Grenzfall von  $N \rightarrow \infty$ , also großer Bosonenzahlen, entsprechen diese dem anharmonischen Vibrator, dem axialsymmetrischen Rotor und dem  $\gamma$ -weichen Rotor im geometrischen Modell [Boh75, Wil56]:

$$U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \quad \text{anharmonischer Vibrator,} \quad (2.5)$$

$$U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \quad \text{axialsymmetrischer Rotor,} \quad (2.6)$$

$$U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \quad \gamma\text{-weicher Rotor.} \quad (2.7)$$

Eine ausführliche Lösung dieses Eigenwertproblems in den verschiedenen Symmetrien wird beispielsweise in [Iac87] gegeben.

Eine weitere spektroskopische Größe, die E2-Übergangsstärke, kann mit Hilfe des E2-Übergangsopeators beschrieben werden:

$$\hat{T}(E2) = q_{\text{eff}} \left( [d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi_{E2} [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} \right). \quad (2.8)$$

Hierbei ist  $q_{\text{eff}}$  die effektive Ladung und  $\chi_{E2}$  der Formfaktor. Die E2-Übergangsstärke ergibt sich nun direkt aus dem reduzierten Matrixelement:

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{J_i + 1} \left| \langle J_f || T(E2) || J_i \rangle \right|^2. \quad (2.9)$$

Wie bereits erwähnt, sind M1-Übergänge im IBM-1 nicht möglich, da der M1-Operator  $\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g \hat{L}$  invariant gegenüber Drehung ist.

### 2.1.2 Das spdf-IBM-1

Die Beschreibung von Zuständen negativer Parität erfordert eine Vergrößerung des Zustandsraums des sd-IBM-1. Dies geschieht durch die Erweiterung [ArI78b, Kus88] des sd-IBM-1 durch ein p-Boson mit Spin und Parität  $J^\pi = 1^-$  und ein f-Boson (auch Oktupolboson genannt) mit Spin und Parität  $J^\pi = 3^-$ . Hiermit können nun auch kollektive Zustände mit negativer Parität beschrieben werden. Der Hamiltonian eines solchen Systems lautet dann:

$$\hat{H}_{\text{spdf}} = \hat{H}_{\text{sd}} + \epsilon_p \hat{n}_p + \epsilon_f \hat{n}_f + 2\xi \hat{Q}_{\text{sd}}^{(2)} \cdot \hat{Q}_{\text{pf}}^{(2)} + \xi' \hat{L}_{\text{sd}}^{(1)} \cdot \hat{L}_{\text{pf}}^1.$$

Hierbei ist  $\hat{H}_{\text{sd}}$  der Standardhamiltonian des sd-IBM-1,  $\hat{n}_p = \sqrt{3}[p^\dagger \tilde{p}]^{(0)}$  und  $\hat{n}_f = \sqrt{7}[f^\dagger \tilde{f}]^{(0)}$  sind die Teilchenzahloperatoren der  $p$ - und  $f$ -Bosonen. Die anderen Terme lassen sich explizit schreiben als:

$$\hat{Q}_{\text{sd}}^{(2)} = [s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger s]^{(2)} - \frac{1}{2} \sqrt{7} [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)}, \quad (2.10)$$

$$\hat{Q}_{\text{pf}}^{(2)} = \frac{3}{5} \sqrt{7} [p^\dagger \tilde{f} + f^\dagger \tilde{p}]^{(2)} - \frac{9}{10} \sqrt{3} [p^\dagger \tilde{p}]^{(2)} - \frac{3}{10} \sqrt{42} [f^\dagger \tilde{f}]^{(2)}, \quad (2.11)$$

$$\hat{L}_{\text{sd}}^{(1)} = \sqrt{10} [d^\dagger \tilde{d}]^{(1)}, \quad (2.12)$$

$$\hat{L}_{\text{pf}}^{(1)} = \sqrt{2} [p^\dagger \tilde{p}]^{(1)} + 2\sqrt{7} [f^\dagger \tilde{f}]^{(1)}. \quad (2.13)$$

Die E2- bzw. E1-Übergangsstärken können mit folgenden Übergangsopeatoren bestimmt werden :

$$\hat{T}^{(2)}(E2) = e_2 \hat{Q}_{\text{spdf}}^{(2)}, \quad (2.14)$$

$$\hat{T}^{(1)}(E1) = e_1 ([p^\dagger \tilde{d} + d^\dagger \tilde{p}] + \chi [s^\dagger \tilde{p} + p^\dagger s] + \chi' [d^\dagger \tilde{f} + f^\dagger \tilde{d}]). \quad (2.15)$$

### 2.1.3 Das sd-IBM-2

Zur Beschreibung von M1-Übergängen wurde das sd-IBM-1 um einen Freiheitsgrad erweitert, nämlich um die Unterscheidung zwischen Proton- und Neutronbosonen. Dieses Modell kann neben den Proton-Neutron-symmetrischen Anregungen auch Anregungsmoden erklären, bei denen die Wellenfunktion nicht vollständig symmetrisch bzgl. der Vertauschung von Proton- und Neutronkomponenten ist. Hierzu gehören in deformierten Kernen die Scherenmode [Ric83], die als kollektive M1-Anregung verstanden wird, und der Ein-Phononen  $2_{1,ms}^+$  Zustand gemischter Symmetrie in vibratorähnlichen Kernen. Für diese Bosonen gelten die bosonischen Vertauschungsrelationen:

$$\left[ s_\rho, s_{\rho'}^\dagger \right] = \delta_{\rho\rho'} , \quad (2.16)$$

$$\left[ s_\rho^\dagger, d_{\rho'\mu} \right] = \left[ d_{\rho\mu}^\dagger, s_{\rho'} \right] = 0, \quad (2.17)$$

$$\left[ d_{\rho,\mu}, d_{\rho',\mu'}^\dagger \right] = \delta_{\rho\rho'} \delta_{-\mu\mu'} \quad (2.18)$$

mit  $\tilde{d}_{\rho,\mu} = (-)^\mu d_{\rho,-\mu}$  und  $\rho = \pi, \nu$  zur Unterscheidung von Proton- und Neutronbosonen. Die übrigen Kommutatoren verschwinden. Der sd-IBM-2 Hamilton-Operator läßt sich nun nach Talmi in folgender Form schreiben [Ots78]:

$$\hat{H} = \epsilon_\pi \hat{n}_{d\pi} + \epsilon_\nu \hat{n}_{d\nu} + \kappa \left( \hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} + \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu} \right)^2 + \lambda \hat{M} . \quad (2.19)$$

Hierbei ist  $\epsilon_{\pi(\nu)}$  die Energiedifferenz zwischen den  $s_{\pi(\nu)}$  und den  $d_{\pi(\nu)}$  Bosonen,  $\hat{n}_{d\pi(\nu)}$  ist der Teilchenzahloperator für die Proton- bzw. Neutronbosonen. Bei  $\hat{H}_M = \lambda \hat{M}$  handelt es sich um den vereinfachten Majorana-Operator, der nur auf gemischtsymmetrische Zustände bezüglich des Protonen-Neutronen-Freiheitsgrades wirkt:

$$\hat{H}_M = \frac{1}{2} \xi_2 \left[ d_\nu^\dagger s_\pi^\dagger - d_\pi^\dagger s_\nu^\dagger \right]^{(2)} \cdot \left[ \tilde{d}_\nu s_\pi - \tilde{d}_\pi s_\nu \right]^{(2)} + \sum_{K=1,3} \xi_K \left[ d_\nu^\dagger d_\pi^\dagger \right]^{(K)} \cdot \left[ \tilde{d}_\pi \tilde{d}_\nu \right]^{(K)} . \quad (2.20)$$

Der Quadrupoloperator  $\hat{Q}_\rho^{\chi_\rho}$  hat folgende Form:

$$\hat{Q}_\rho^{\chi_\rho} = \left[ d_\rho^\dagger s_\rho + s_\rho^\dagger d_\rho \right]^{(2)} + \chi_\rho \left[ d_\rho^\dagger d_\rho \right]^{(2)} . \quad (2.21)$$

Für die M1- und E2-Übergangsoperatoren ergibt sich:

$$\hat{T}_\mu(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left( g_\pi \hat{L}_{\pi,\mu} + g_\nu \hat{L}_{\nu,\mu} \right) \quad (2.22)$$

$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left( \frac{g_\pi + g_\nu}{2} \left( \hat{L}_{\pi,\mu} + \hat{L}_{\nu,\mu} \right) + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} \left( \hat{L}_{\pi,\mu} - \hat{L}_{\nu,\mu} \right) \right) \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \hat{T}_\mu(E2) = & e_\pi \left( \left[ d_{\pi,\mu}^\dagger s_\pi + s_\pi^\dagger \tilde{d}_{\pi,\mu} \right]_\mu^{(2)} + \chi_\pi \left[ d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi \right]_\mu^{(2)} \right) \\ & + e_\nu \left( \left[ d_{\nu,\mu}^\dagger s_\nu + s_\nu^\dagger \tilde{d}_{\nu,\mu} \right]_\mu^{(2)} + \chi_\nu \left[ d_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu \right]_\mu^{(2)} \right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Da im IBM-2 zwischen Proton- und Neutronbosonen unterschieden wird, konnte der F-Spin, ein Analogon zum fermionischen Isospin, eingeführt werden. Ein Boson besitzt  $F = \frac{1}{2}$  mit den Projektionen  $F_\pi = +\frac{1}{2}$  für Protonen und  $F_\nu = -\frac{1}{2}$  für Neutronen, daher gilt:

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

Zustände mit maximalem F-Spin, also  $F = F_{max}$ , sind symmetrisch gegenüber dem Austausch von Protonen und Neutronen, Zustände mit  $F < F_{max}$  besitzen eine Asymmetrie in den Proton-Neutron Wellenfunktionen. Dies induziert starke M1-Übergänge zwischen „symmetrischen“ und „gemischt-symmetrischen“ Zuständen gleicher Bosonenzahl.

## 2.2 Das Q-Phononenschema

Mit Hilfe des Q-Phononenschemas erhält man Signaturen, die zur Identifikation von fundamentalen Multiphononanregungen nötig sind. In diesem Abschnitt werden diese Signaturen für die in dieser Arbeit untersuchten Multiphononanregungen vorgestellt.

### 2.2.1 Isoskalare Quadrupolanregungen in vibratorähnlichen Kernen

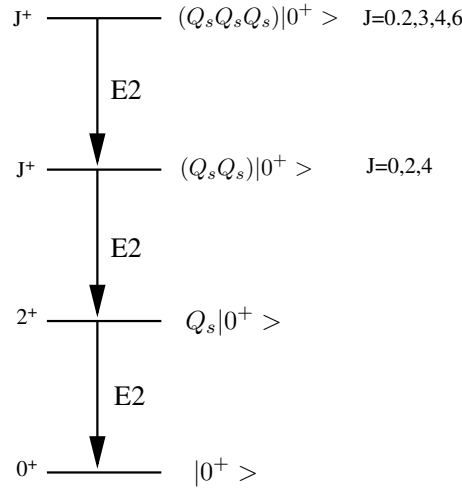
Im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt beschriebenen s- und d-Operatoren erfüllen die  $\hat{Q}$ -Operatoren nicht die bosonischen Vertauschungsrelationen. Zur Darstellung von symmetrischen Wellenfunktionen von Quadrupolanregungen wendet man die Protonen- und Neutronenquadrupoloperatoren  $\hat{Q}_\pi$  und  $\hat{Q}_\nu$  auf den Grundzustand an. Der erste  $2^+$  Zustand, eine isoskalare Quadrupolanregung, läßt sich durch die symmetrische Kopplung dieser beiden Operatoren darstellen:

$$|2_1^+ \rangle = N_s (\hat{Q}_\pi + \hat{Q}_\nu) |0^+ \rangle = N_s \hat{Q}_s |0^+ \rangle. \quad (2.25)$$

Weitere isoskalare Zustände erhält man durch Kopplung mehrerer  $Q_s$ -Phononen:

$$\begin{aligned} |J^+ \rangle &\propto (\hat{Q}_s \hat{Q}_s)^{(J)} |0^+ \rangle, & J = 0, 2, 4 \\ |J^+ \rangle &\propto (\hat{Q}_s \hat{Q}_s \hat{Q}_s)^{(J)} |0^+ \rangle, & J = 0, 2, 3, 4, 6 \end{aligned}$$

Bei Vernichtung eines isoskalaren Q-Phonons erwartet man starke E2-Übergänge (Abb. 2.1).

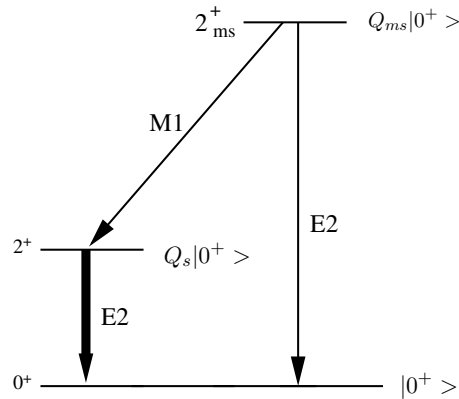
Abbildung 2.1: Zerfallsverhalten von isoskalaren  $Q_s$ -Phononenanregungen.

### 2.2.2 Die isovektorielle Quadrupolanregung

Außer der isoskalaren Kopplung von Protonen- und Neutronenquadrupoloperatoren existiert eine weitere Linearkombination von  $\hat{Q}_\pi$  und  $\hat{Q}_\nu$  in vibratorähnlichen Kernen:

$$|2_{ms}^+ \rangle \propto (\hat{Q}_\pi - \alpha \hat{Q}_\nu)|0^+ \rangle .$$

Diese fundamentale Ein-Phononenanregung wurde als niedrigste Anregung dieser Art im IBM-2 vorhergesagt. Das Zerfallsverhalten dieser isovektoriellen Anregung, auch als gemischt-symmetrischer  $2_{1,ms}^+$  Ein-Phononenzustand bezeichnet, ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Bei der Vernichtung eines  $Q_{ms}$ -Phonons erwar-

Abbildung 2.2: Zerfallsverhalten der isovektoriellen  $Q_{ms}$ - Ein-Phononenanregung.

tet man einen schwach kollektiven E2-Übergang zum Grundzustand. Die Vertauschung eines  $Q_{ms}$ - und eines  $Q_s$ -Phonons induziert einen starken M1-Übergang mit einem Übergangsmatrixelement in der Größenordnung von  $1\mu_N$  [Iac81].



### 2.2.3 Die isovektoriellen Zwei-Phononenanregungen

Aus der Kopplung eines symmetrischen  $Q_s$ - und eines gemischt-symmetrischen  $Q_{ms}$ -Phonons resultiert ein Quintuplett von isovektoriellen Anregungen:

$$|J_{ms}^+ \rangle \approx N(\hat{Q}_s \hat{Q}_{ms})^{(J)} |0^+ \rangle, \quad J = 0, 1, 2, 3, 4.$$

Ein Mitglied dieses Quintupletts ist der  $1_{ms}^+$  Zustand. Ein Analogon zum  $1_{ms}^+$  Zwei-Phononen Zustand in vibratorähnlichen Kernen ist in Rotoren die  $1^+$  Scheremmode. Erstmals konnte dieser Zustand im Jahre 1983 von A. Richter im deformierten Kern  $^{156}\text{Gd}$  nachgewiesen werden [Ric83]. In einer Kollaboration mit der Photonenstreuerguppe des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart konnte das Wissen dieser gemischt-symmetrischen Zwei-Phononenanregung systematisch erweitert werden [End99, Pie95a]. Das Zerfallsverhalten des  $1_{ms}^+$  Zustandes konnte auch in schwach deformierten Kernen nachgewiesen werden [Bre96, Mas96, Pie98b]. Die Zerfallsstärken des  $1_{ms}^+$  und des fundamentalen  $2_{1,ms}^+$  wurden in den dynamischen Symmetrien des IBM-2 von P. van Isacker et al. analytisch berechnet [Isa86]:

- U(5)-Limit:

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \frac{1}{N}, \quad (2.26)$$

$$B(E2; 2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{N_\pi N_\nu}{N} \quad (2.27)$$

$$B(M1; 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{6}{N^2} N_\pi N_\nu, \quad (2.28)$$

$$B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = 0, \quad (2.29)$$

$$B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{N_\pi N_\nu}{N}, \quad (2.30)$$

$$B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{7}{N(N-1)} N_\pi N_\nu, \quad (2.31)$$

$$B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+) = (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \frac{1}{N}. \quad (2.32)$$

- O(6)-Limit:

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \frac{N+4}{5N}, \quad (2.33)$$

$$B(E2; 2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{2(N+2)}{5N(N+1)} N_\pi N_\nu, \quad (2.34)$$

$$B(M1; 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{3(N+2)(N+4)}{4N^2(N+1)} N_\pi N_\nu, \quad (2.35)$$

$$B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{1}{N+1} N_\pi N_\nu, \quad (2.36)$$

$$B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{N+4}{2N(N+1)} N_\pi N_\nu, \quad (2.37)$$

$$B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{(N+4)(N+5)}{2(N-1)N(N+1)} N_\pi N_\nu, \quad (2.38)$$

$$B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+) = \frac{1}{4N(N+2)} (e_\pi(N - N_\pi(N+4)) + e_\nu(N - N_\nu(N+4)))^2. \quad (2.39)$$

Exemplarisch ist das Zerfallsverhalten des  $1_{ms}^+$  Zwei-Phononen Zustandes gemischter Symmetrie im O(6)- und U(5)-Limit in Abbildung 2.3 dargestellt. Drei

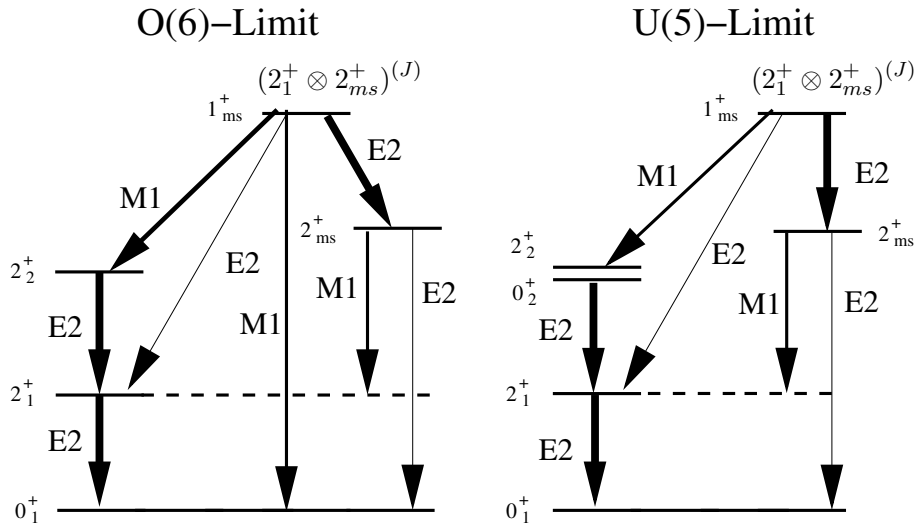


Abbildung 2.3: Zerfallsverhalten des  $1_{ms}^+$  Zustandes im U(5)- und O(6)-Limit des IBM-2.

Mitglieder dieses gemischt-symmetrischen Quintupletts von Zwei-Phononen Zuständen konnten erstmals eindeutig im Kern  $^{94}\text{Mo}$  nachgewiesen werden [Fra03]:

- Beim Zerfall zwischen Zuständen gleicher Proton-Neutron-Symmetrie durch Vernichtung eines symmetrischen  $Q_s$ -Phonons erwartet man starke E2-Übergänge in der Größenordnung einiger Weisskopf-Einheiten (W.u.).
- Bei Vernichtung eines gemischt-symmetrischen  $Q_{ms}$ -Phonons hingegen erwartet man einen schwach kollektiven E2-Übergang in der Größenordnung einer Weisskopf-Einheit.
- Bei Zerfällen zwischen gemichtsymmetrischen und symmetrischen Zuständen gleicher Phononenzahl, also zum Beispiel bei Vernichtung eines  $Q_{ms}$ -Phonons und gleichzeitiger Erzeugung eines  $Q_s$ -Phonons, erwartet man

starke M1-Übergänge mit einem Matrixelement in der Größenordnung von  $1\mu_N$ .

### 2.2.4 Die isoskalaren Oktupolanregungen

Eine weitere fundamentale Proton-Neutron-symmetrische Phononenanregung ist im Anregungsspektrum von gerade-gerade Kernen anzutreffen: Die Oktupolvi-  
bration. Im Phononenbild wird diese Anregung durch den Oktupoloperator  $\hat{O}$  vermittelt:

$$|3^- \rangle \propto (\hat{O}_\pi + \hat{O}_\nu)|0^+ \rangle = \hat{O}|0^+ \rangle .$$

Das Zerfallsverhalten dieser Anregung ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Man erwartet bei der Umwandlung eines Oktupolphonons in ein Quadrupolphonon eine E1-Übergangsstärke in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-3}$  W.u.. Der E3-Zerfall zum Grundzustand der Oktupolanregung ist wegen der sehr kleinen E3-Übergangswahrscheinlichkeit sehr schwer zu spektroskopieren.

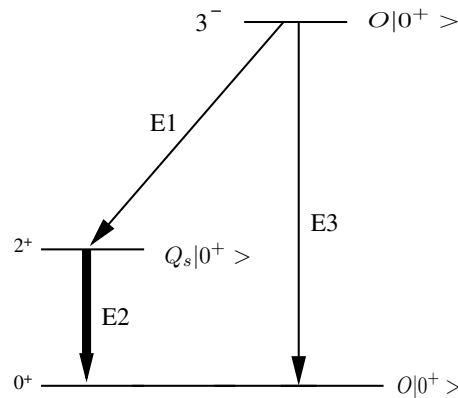


Abbildung 2.4: Zerfallsverhalten des  $3^-$  Zustandes.

### 2.2.5 Quadrupol-Oktupolanregungen

Die Kopplung des isoskalaren Oktupolphonons  $O$  und des isoskalaren Quadrupolphonons  $Q_s$  resultiert in einem Quintuplett negativer Parität:

$$|J^- \rangle \propto (\hat{Q}_s \hat{O})^{(J)}|0^+ \rangle \quad J = 1, 2, 3, 4, 5.$$

Systematische Untersuchungen der isoskalaren  $1^-$  Zwei-Phononenanregung stammen aus Photonenstreuexperimenten (siehe z.B. [Fra98, Fra03] und enthaltene Referenzen). Der Zwei-Phononencharakter wurde eindeutig in einer  $(p, p'\gamma)$ -Messung nachgewiesen [Wil96, Wil98]. Die Anregungsenergie der  $1^-$  Zustände liegt hierbei geringfügig unterhalb der Summenenergie  $E(1^-) \approx E(2^+) + E(3^-)$ . Exemplarisch ist das Zerfallsverhalten der  $1^-$  Anregung, ein Mitglied dieses Quintupletts, in Abbildung 2.5 dargestellt.

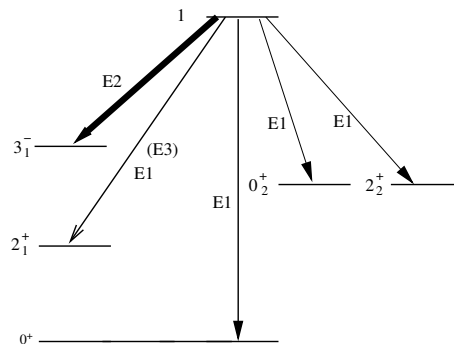


Abbildung 2.5: Zerfallsverhalten des Zwei-Phononen  $1^-$  Zustandes.

- Die Vernichtung eines  $O$ -Phonons induziert einen E3-Übergang.
- Die Vertauschung eines  $O$ - mit einem  $Q_s$ -Phonons resultiert in einem E1-Übergang in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-3}$  W.u..
- Die Vernichtung eines  $Q_s$ -Phonons führt zu einem starken E2-Übergang, zum  $3_1^-$  Zustand, vergleichbar mit der E2-Übergangsstärke des ersten angeregten  $2^+$  Zustands.
- Die Annihilation eines  $O$ - und eines  $Q_s$ -Phonons resultiert in einem E1-Übergang zum Grundzustand.

# Kapitel 3

## Experimentelle Aufbauten

### 3.1 Das HORUS-Würfelspektrometer

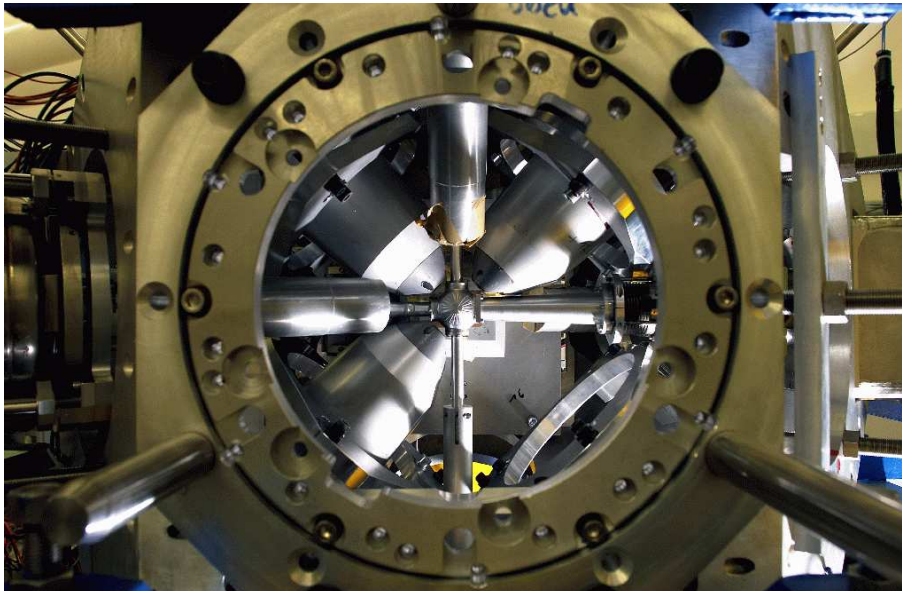


Abbildung 3.1: *Photo des HORUS-Würfelspektrometers am FN-TANDEM-Beschleuniger im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln.*

Aus einer ägyptischen Legende <sup>1</sup> heraus entstand der Name des neuen Kölner HORUS-Würfelspektrometers, das der Nachfolger des OSIRIS-Würfelspektrome-

---

<sup>1</sup>Die Legende besagt, daß Osiris sich mit seinem Bruder Seth über die Thronfolge stritt. Seth erschlug Osiris im Kampf, zerstückelte seinen Leichnam in vierzehn Teile und verstreute sie in ganz Ägypten. Isis beklagte den Tod ihres Gatten und machte sich auf die Reise, um seinen Leichnam zu finden. Sie fand ihn nach langem Suchen, und weinend setzte sie den geschundenen Leib wieder zusammen. Durch ihre große Liebe erweckte sie Osiris für kurze Zeit wieder zum Leben und sie zeugten ihren Sohn Horus. Osiris wurde nun der Gott der Unterwelt und setzte seinen Sohn als Herrscher über die Lebenden ein. Horus rächte seinen Vater. In einem grausamen

ters ist (oder als Kürzel: (H)igh efficiency (O)bservatory For  $\gamma$ -(R)ay (U)nique (S)pectroscopy). Im Rahmen dieser Arbeit wurde sowohl das neue Kölner HORUS-Würfelspektrometer am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln aufgebaut als auch das alte OSIRIS-Würfelspektrometer am Department of Physics and Astronomy der State University of New York at Stony Brook wieder in Betrieb genommen.

### 3.1.1 Das Spektrometer

Im Gegensatz zum OSIRIS-Würfelspektrometer zeichnet sich das HORUS-Würfelspektrometer durch seinen variablen Aufbau aus. Abbildung 3.1 zeigt ein Photo des HORUS-Würfelspektrometers.

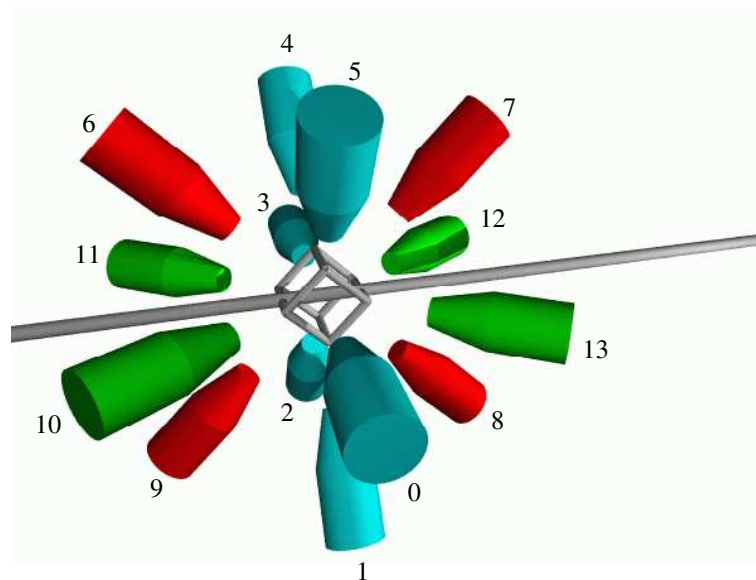


Abbildung 3.2: Geometrie des Kölner HORUS-Würfelspektrometers mit Bezeichnung der Positionen der HPGe-Detektoren.

Alle acht Ecken und sechs Flächen des Spektrometers können mit verschiedenen Detektortypen mit minimalem Abstand zum Target (ca. 8-15 cm) bestückt werden. Eine „Bastelanleitung“ mit allen nötigen Winkelinformationen ist in Anhang B gegeben. In Tabelle 3.1 sind die momentan möglichen Konfigurationen des Spektrometers aufgelistet. Die Anordnung und Numerierung der Detektoren ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Um andere Detektoren (wie z.B. MINIBALL-Detektoren, mehrere EUROBALL-Clusterdetektoren, großvolumigere Detektoren

---

Zweikampf besiegte er Seth, welcher von nun an der Gott der Gewalt wurde. Horus aber verlor bei dem Kampf ein Auge. Dieses verlorene Auge, Udjat-Auge genannt, soll von nun an aus dem Weg der Dunkelheit herausführen; zudem symbolisiert es die Macht und die Weisheit des Lebens ([Www])

Position	Detektortyp	Bemerkung
0	EUROBALL-Cluster Asymmetrischer Ortec + Anti-Compton-Shield	Position 10 oder 13 können nicht besetzt werden .
3	EUROBALL-Cluster Asymmetrischer Ortec + Anti-Compton-Shield	Position 11 oder 12 können nicht besetzt werden.
1,2,4,5	Symmetrischer Detektor	BGO möglich
6,7,8,9	Symmetrischer Detektor	BGO möglich
10,11,12,13	Symmetrischer Detektor	BGO möglich

Tabelle 3.1: Konfigurationsmöglichkeiten des HORUS-Würfelspektrometers.

oder segmentierte Detektoren) in das Spektrometer zu integrieren, wird nur ein mechanischer „Adapter“ benötigt. Der kleine Abstand aller Detektoren zum Target und der einfache Einsatz verschiedener Detektortypen sind die Vorteile des HORUS-Würfelspektrometers.

### 3.1.2 Die Targetkammer

Die in den ersten Versuchen benutzte provisorische Targetkammer wurde im Rahmen dieser Arbeit durch eine neue Kammer (Abb. 3.3) ersetzt. Der Vorteil dieser neuen Kammer liegt in ihrem Aufbau. Die alte Kammer war ein Kreuz aus 20mm Aluminiumrohren, die zusammengeschweißt wurden. Die Schweißnähte schatteten hierbei einige Detektoren mehr ab als andere. Dies ist vor allem bei Messungen von  $\gamma$ -Quanten niedriger Energie ( $< 100$  keV) ein Problem, da die „Ausleuchtung“ für verschiedene Detektoren unterschiedlich ist. Die neue Kammer ist kugelförmig aufgebaut. Hierdurch ist eine gleichmäßige „Ausleuchtung“ aller Detektoren gewährleistet. Außerdem ist der „Ausschuß“ aus der Targetkammer konisch konstruiert worden. Dies und das größere Volumen der Targetkammer unterdrücken die  $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Si}$ -Reaktion am Strahlaustritt. Diese Reaktion wird von (z.B. bei Fusionsverdampfungsreaktionen erzeugten) schnellen Neutronen induziert. Ein weiterer Vorteil dieser Targetkammer sind die seitlich abnehmbaren „Deckel“ und das größere Volumen, dies erlaubt den einfachen Einbau von Teilchenzählern. Der Einsatz solcher Detektoren ist von großem Vorteil, da bei Untersuchungen von Reaktionen mit kleinen Wirkungsquerschnitten und mehreren starken Zerfallskanälen die Spektren durch Teilchen- $\gamma$ -Koinzidenzen gesäubert werden können.



Abbildung 3.3: Neue (oben) und alte (unten) Targetkammer des Horus-Würfelspektrometers.

### 3.1.3 Das Strahlführungssystem

In Abbildung 3.4 ist das Strahlführungssystem am neuen Kölner HORUS-Würfelspektrometer dargestellt. Nicht dargestellt ist der  $21^\circ$  Ablenkmagnet. Um unnötige Belüftungen des Magneten oder des gesamten Strahlrohres zu vermeiden, befinden sich direkt vor und hinter dem Ablenkmagneten Schieber 1 und 2 (nicht dargestellt). Zur Vorfokussierung des Strahls stehen direkt hinter dem Magneten die 1. XY-Schlitze zur Verfügung (nicht dargestellt). Ein Quadrupolmagnet fokussiert den Strahl auf das Target. Zur optimalen Einstellung des Strahls wird ca. 1 m vor dem Target das 2. Schlitzpaar benutzt. Der Strahl wird am Ende des Strahlrohres in einem aus Kohlenstoff bestehenden „Cup“ abgebremst. Schieber 3-6 ermöglichen einen schnellen Ausbau des Targets (an Targetposition oder am



$\beta$ -Schieber), ohne die Pumpstände PS1 und PS2 außer Betrieb nehmen oder das gesamte Strahlrohr belüften zu müssen. Eine ausführliche Bedienungsanleitung für die Pumpstände befindet sich an den Steuerpulten für Pumpstand PS1 und PS2. Target-, Schlitz- und Cupströme werden zur Überwachung des Strahlstroms und zur Fokussierung über einen BNC-Verteiler zum Kontrollpult geleitet. Zur Befüllung der Detektoren mit flüssigem Stickstoff steht ein automatisches Füllsystem zur Verfügung.

### 3.1.4 Die Datenaufbereitung

Die mit dem Kölner FERA-Analysatorsystem [Nic89, Alb93, Tie99] aufgenommenen Daten wurden mit Hilfe der FERA-Bibliothek [Wir93] aufbereitet. Diese Methode der Aufnahme und Aufbreitung von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen ist ausführlich in [Tie99](und Referenzen darin) beschrieben und soll hier nicht weiter erläutert werden. Dieses System kann maximal 16 Germanium- und 16 Anti-Compton-Shield (ACS)- Kanäle verwalten. Die Datenaufnahme bei vollständiger Bestückung des HORUS-Würfelspektrometers wäre somit nicht gewährleistet. Deshalb wurde mit der Planung eines neuen Analysatorsystems begonnen. Dieses System basiert auf dem digitalen System der Firma XIA. Der Aufbau eines solchen Systems hätte aber den Rahmen dieser Arbeit bei weitem gesprengt.

### 3.1.5 Absolute Efficiencyeichung

Die Efficiency, also die Ansprechwahrscheinlichkeit, eines Detektors (Spektrometers) ist abhängig von der Energie der einfallenden  $\gamma$ -Quanten. Die Bestimmung der Efficiency ist für die Auswertung von  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen erforderlich. Vor allem bei Experimenten mit hohen  $\gamma$ -Übergangsenergien sollte die Efficiencyeichung mit einer geeigneten Eichreaktion (hier:  $^{24}\text{Mg}(p, n)^{24}\text{Al} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ ) durchgeführt werden. Die Reaktion eignet sich hervorragend zur Efficiencyeichung bei hohen Energien, da ein  $\beta$ -Strahler mit einem hohen Q-Wert von  $Q = 13.9$  MeV erzeugt wird. Die  $\gamma$ -Energien und Intensitäten sind [End90] entnommen. Mit den beobachteten  $\gamma$ -Zerfällen nach  $\beta$ -Zerfall konnte das Spektrometer bis zu einer  $\gamma$ -Übergangsenergie von 7 MeV geeicht werden (Abb.3.5). Um eine optimale Statistik für eine solche Messung zu erhalten, sollten mindestens 24 Stunden eingeplant werden. Mit einer Efficiency von 1.8% bei 1332 keV ist das HORUS-Würfelspektrometer eines der leistungsstärksten Germaniumspektrometer einer Universität in Europa.

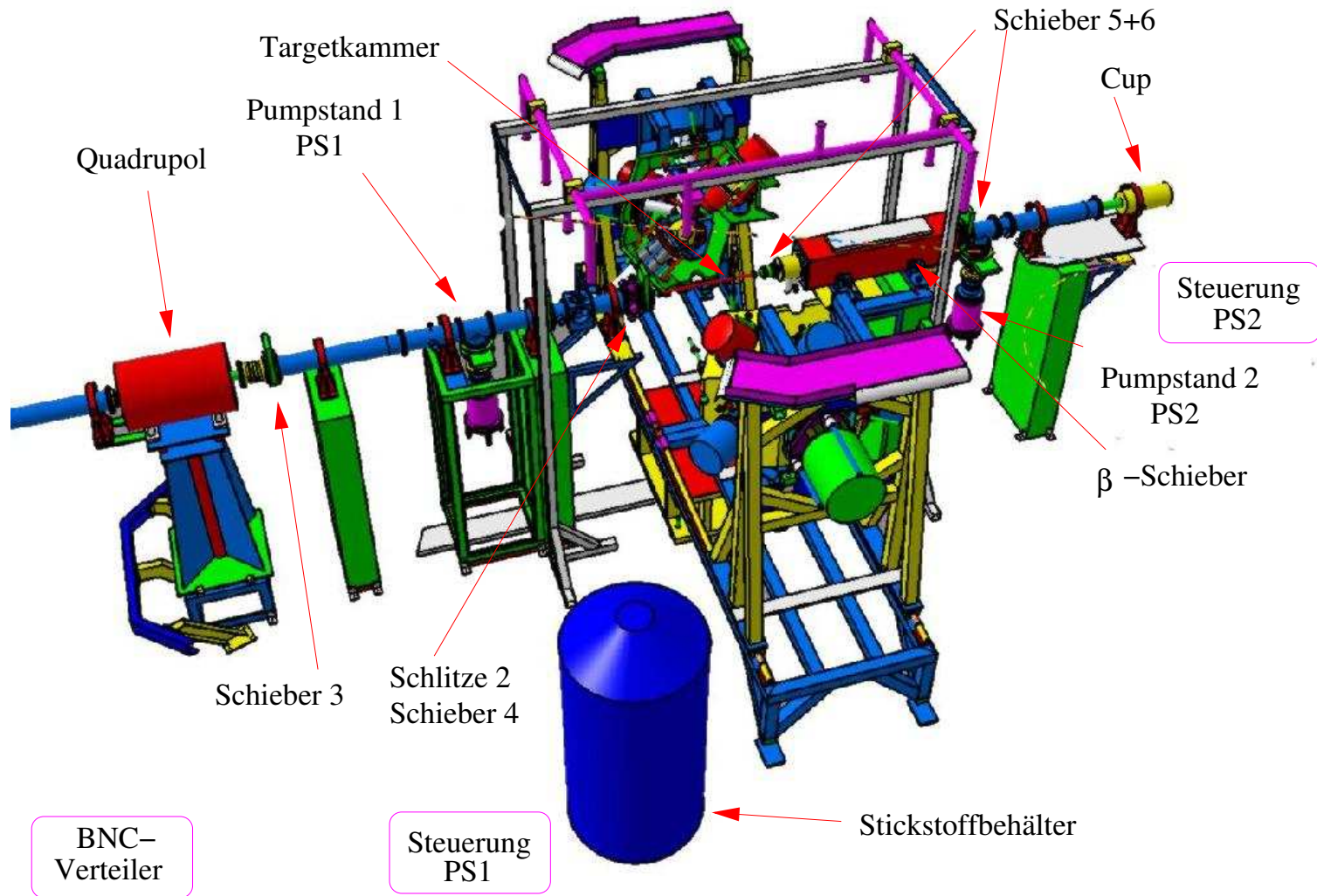


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des HORUS-Spektrometers am Strahlrohr.

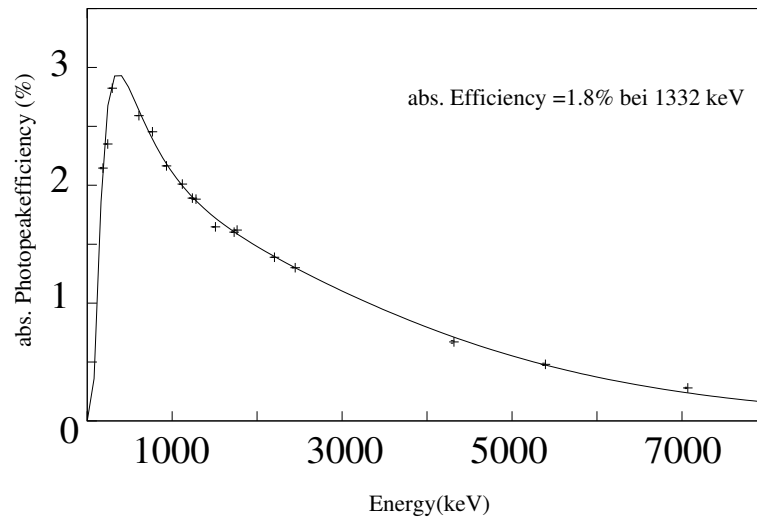


Abbildung 3.5: Absolute Efficiency und ihr energetischer Verlauf am HORUS-Würfelspektrometer. Die Bestimmung der absoluten Efficiency wurde mit der bekannten Aktivität einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle durchgeführt und lieferte einen Wert von 1.8% bei 1332 keV.

Zum Anfitzen der Efficiency können verschiedene Funktionen verwendet werden. Die am häufigsten für Messungen in Köln verwendeten sind:

- $\epsilon = (aE_\gamma + b/E_\gamma)e^{(cE_\gamma + d/E_\gamma)}$ ,
- $\epsilon = ae^{-b \ln(E_\gamma - c + d)e^{-eE_\gamma}}$ .

### 3.2 Der $\beta$ -Schieber

Schnelle Neutronen erzeugen in Halbleiterdetektoren Neutronenschäden, d.h. die Neutronen schlagen einige Germaniumatome des Detektorkristalls von ihren Gitterpositionen und erzeugen somit Fehlstellen. In einem Detektor mit Neutronenschaden werden durch  $\gamma$ -Strahlung erzeugte Ladungsträger in den Fehlstellen eingefangen, d.h. Linien im Spektrum weisen auf der niederenergetischen Seite eine Asymmetrie (Tail) auf. Dieser Neutronenschaden kann durch einen Ausheizprozeß rückgängig gemacht werden. Bei Detektoren älterer Generation konnte dieses Verfahren allerdings nur ca. 15-20 mal angewandt werden. Wie oft dieses Verfahren bei gekapselten Detektoren wiederholt werden kann, ist noch nicht bekannt. Der Neutronenfluß im Detektor kann anhand einer einfachen Formel abgeschätzt werden [Kno99, Bel74]:

$$\frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2} = \frac{300 \cdot (\text{Fläche der Neutronenkante bei } 694 \text{ keV})}{\text{Detektorvolumen (cm}^3\text{)}}.$$

Um den Neutronenschaden während einer Strahlzeit abschätzen zu können, betrachtet man den Neutronenfluß pro Sekunde:

$$\frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2\text{s}} = \frac{300 \cdot (\text{Fläche der Neutronenkante bei } 694 \text{ keV}) \cdot F_{\text{ERA}}}{\text{Detektorvolumen (cm}^3\text{)} \cdot \text{Zeit(s)}}.$$

Hierbei ist  $F_{\text{ERA}} \approx 3$  (hier ist die Totzeit des Analysators mit eingeschlossen), wenn das Kölner *FERA*-Analysator-System im „gated“ -Singles-Modus arbeitet,  $F_{\text{ERA}} \approx 1$  für „ungated“ Singles. Eine obere Grenze des tolerierbaren Neutronenflusses pro Zeit und in einem gekapselten Detektor konnte in einem kürzlich durchgeführten Experiment (Reaktion:  $^{48}\text{Ca}(^7\text{Li}, 2np)^{52}\text{Ti}$ ) am Kölner Plunger-Meßplatz abgeschätzt werden. Bei dieser Messung stand der EUROBALL-CLUSTER-Detektor unter Vorwärtswinkel und war somit einem hohen Neutronenfluß ausgesetzt. Abbildung 3.6 zeigt die 2204 keV Linie der  $^{226}\text{Ra}$ -Eichung einer EUROBALL-CLUSTER-Kapsel vor und nach der 8-tägigen Strahlzeit. Der Neutronenschaden des Detektors am Ende der Strahlzeit ist deutlich zu erkennen. Der Neutronenfluß pro Sekunde betrug bei diesem Experiment  $42 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2\text{s}}$  in einer EUROBALL-CLUSTER-Kapsel. Wird dieser Wert bei einem Experiment erreicht oder sogar überschritten, sollte auf jeden Fall ein Ausheizzyklus der Detektoren nach dem Experiment eingeplant werden. Um die Neutronenschäden in den Germaniumdetektoren zu reduzieren und gleichzeitig die Statistik von  $\beta$ -Zerfallsexperimenten zu erhöhen, ist der  $\beta$ -Schieber für das alte Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer entwickelt worden. Aber erst im Rahmen dieser Arbeit gelang es, den  $\beta$ -Schieber am neuen Kölner HORUS-Würfelspektrometer in Betrieb zu nehmen.

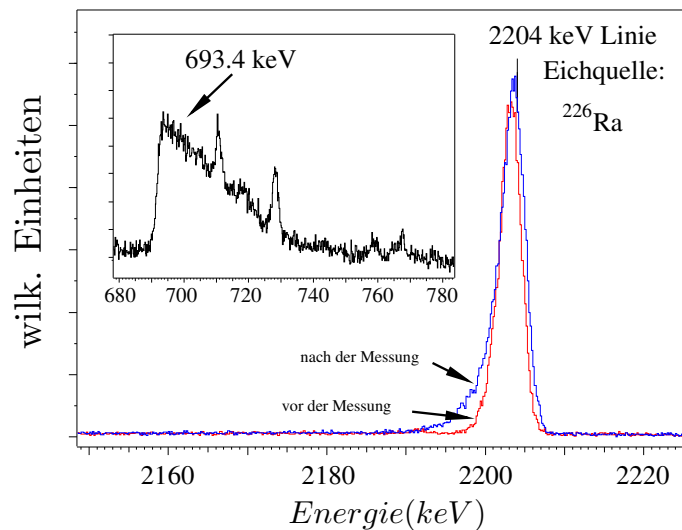


Abbildung 3.6: Neutronenschaden eines gekapselten EUROBALL-Detektors nach einer 8-tägigen Strahlzeit. In der oberen Abbildung ist die “Neutronenkante” der 693.4 keV Linie von Germanium durch die Reaktion von schnellen Neutronen an  $^{72}\text{Ge}$  dargestellt.

### 3.2.1 Das Prinzip

Abbildung 3.7 zeigt das Prinzip des  $\beta$ -Schiebers. Das Target wird ca. 1 m ausserhalb des Spektrometers aktiviert und dann zur offbeam-Messung wieder an die Targetposition positioniert. Diese Messtechnik ermöglicht eine wesentlich höhere Aktivierung des Targets und somit eine höhere “offbeam”-Zählrate, da das Target in einem wesentlich größerem Abstand zur Targetposition aktiviert wird, und somit die Detektoren einem geringeren Neutronenfluß ausgesetzt sind. In der im Rahmen dieser Arbeit betreuten Examensarbeit [Knoc04] werden alle technischen Details zum  $\beta$ -Schieber und dessen Ansteuerung beschrieben. Mit Hilfe dieser Technik ist es möglich,  $\beta$ -Zerfälle von Isomeren mit Lebensdauern bis hinab in den Sekundenbereich zu spektroskopieren. Hierzu wurde ein 8-stündiges Experiment mit der Reaktion  $^{24}\text{Mg}(p, n)^{24}\text{Al} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$  bei einer Strahlenergie von 18 MeV durchgeführt. Die Aktivierungs- bzw. Messzeit betrug jeweils eine Sekunde. Die schematische Darstellung der Bevölkerung von  $^{24}\text{Mg}$  im  $\beta$ -Zerfall ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Lebensdauer des bevölkernden Isomers betrug nur 2.07 s. Die Qualität der Daten wird durch ein Energiegate auf den Zerfall bei 7070 keV in  $^{24}\text{Mg}$  eindrucksvoll demonstriert. Abbildung 3.8 zeigt das Spektrum von  $^{24}\text{Mg}$  in Koinzidenz mit dem 7070 keV Übergang. Die geringe Statistik ist auf die kurze Lebensdauer des bevölkernden Isomers und den sehr kleinen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion zurückzuführen, der mit 2.7 mbarn (ca. 1% vom Gesamtwirkungsquerschnitt) am Limit der Spektroskopie des HORUS-Würfelspektrometers mit dem  $\beta$ -Schieber liegt.

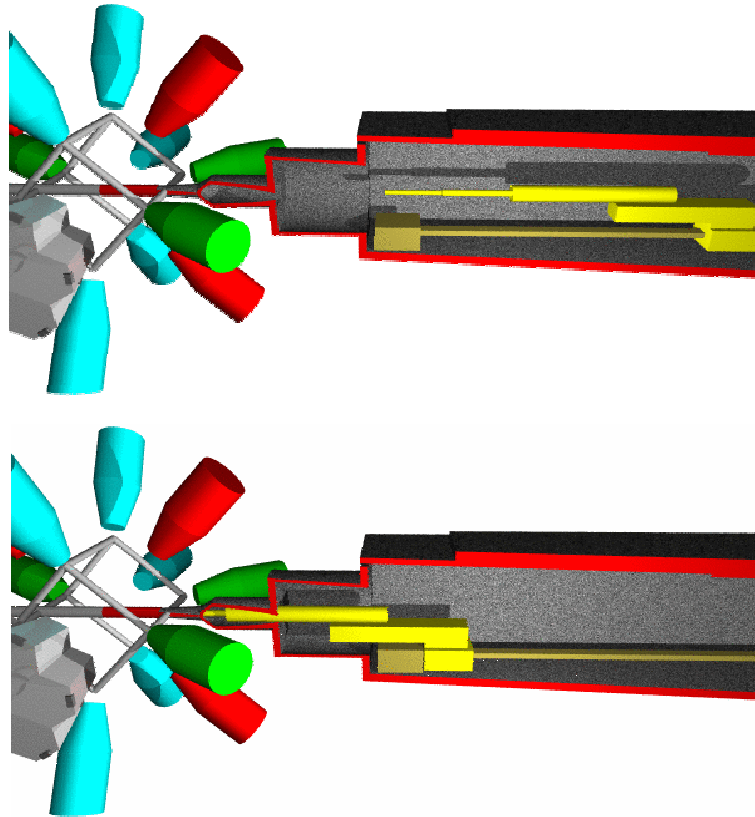


Abbildung 3.7: Funktionsweise des  $\beta$ -Schiebers. Oben: Während der Aktivierungsphase ist der Schieber aus dem Spektrometer gefahren. Unten: Während der Messphase befindet sich der Schieber zur "offbeam"-Messung der  $\gamma$ -Quanten im Spektrometer.

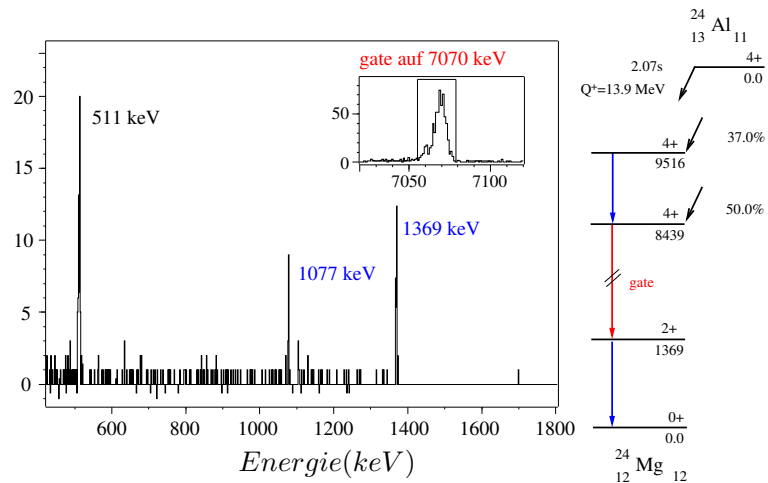


Abbildung 3.8: Links: Schematische Darstellung der Bevölkung von  $^{24}\text{Mg}$  im  $\beta$ -Zerfall (Angaben aus [End90]). Rechts: Energiegate auf den 7070 keV Übergang in  $^{24}\text{Mg}$ .

CASCADE Calculation <small>L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X Output © F. Seiffert</small> code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267								Target: <b>24Mg</b> Projectile: <b>1H</b>				
Date of calc: 20050824			Compound Nucleus: 25Al					Vcoul.= 2.51 MeV		Lcrit.= 3 $\hbar$		
E	[MeV]	15.00	15.50	16.00	16.50	17.00	17.50	18.00	18.50	19.00	19.50	20.00
Cl0	$\hbar$	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29
Nuc.	chan.	$\sigma$ / mb										
24Al	n				0.19	0.15	0.21	2.73	2.90	0.18	0.22	0.16
24Mg	p	316.28	224.02	230.03	158.94	166.75	167.52	120.62	122.03	86.44	88.67	74.22
23Mg	np									6.13	6.28	10.70
23Na	2p	6.01	2.27	26.70	13.66	51.77	48.48	68.79	64.49	77.39	71.79	77.60
21Na	$\alpha$	5.57	2.78	3.98	1.87	2.85	2.71	2.00	2.03	1.40	1.50	0.94
20Ne	p $\alpha$	98.64	183.55	139.04	213.10	154.82	146.68	161.30	154.39	165.18	159.62	156.05
17F	2 $\alpha$											0.16
$\sigma_{fusion}$		426.51	412.76	399.87	387.76	376.36	365.61	355.45	345.84	336.74	328.11	319.91

Abbildung 3.9: Berechnung des Wirkungsquerschnitts der  $^{24}\text{Mg}(p,n)^{24}\text{Al}$ -Reaktion mit dem Programm „Cascade“ [Cas77].





# Kapitel 4

## Experimentelle Methoden

### 4.1 Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz

Die Methode der inelastischen Photonenstreuung ( $\gamma, \gamma'$ ), auch bekannt als Kernresonanzfluoreszenz (KRF) [Met59, Ber85, Kne96], eignet sich besonders zur Untersuchung von niederenergetischen elektrischen und magnetischen Dipol- und in geringerem Maße elektrischen Quadrupolanregungen. In einem zweistufigen Streuprozess wird ein reelles Photon mit der Resonanzenergie  $E_r$  vom Kern ab-

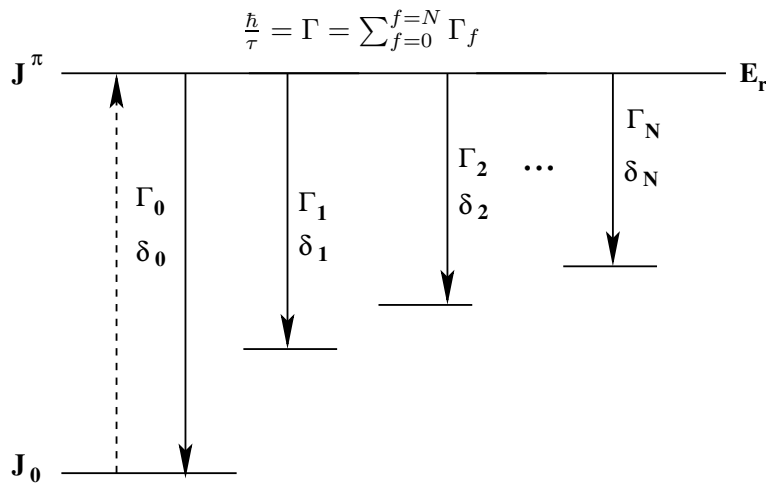


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Kernresonanzfluoreszenz-Prinzips. Die Resonanzbreite  $\Gamma$  entspricht hierbei der Summe der Partialbreiten  $\Gamma_f$  mit dem Multipolmischungsverhältnis  $\delta_f$ .

sorbiert, der sich nun in einem angeregten Zustand befindet. Hierbei werden nur Zustände bevölkert, die ein hinreichend großes Übergangsmatrixelement zum Grundzustand besitzen. Der angeregte Zustand zerfällt nun durch Emission von  $\gamma$ -Quanten zu energetisch tiefer liegenden Zuständen (siehe Abb. 4.1). Zum Nachweis dieser resonant gestreuten Photonen verwendet man hochreine Germanium

Halbleiterdetektoren (HPGe) unter einem Winkel von  $90^\circ$ ,  $127^\circ$  und  $150^\circ$  relativ zur Strahlachse. Die Anordnung der Detektoren unter diesen Winkeln ermöglicht die Spinbestimmung der angeregten Zustände durch Messung der Winkelverteilung der gestreuten  $\gamma$ -Quanten (siehe Abb. 4.2). Durch Zugabe eines Eichstan-

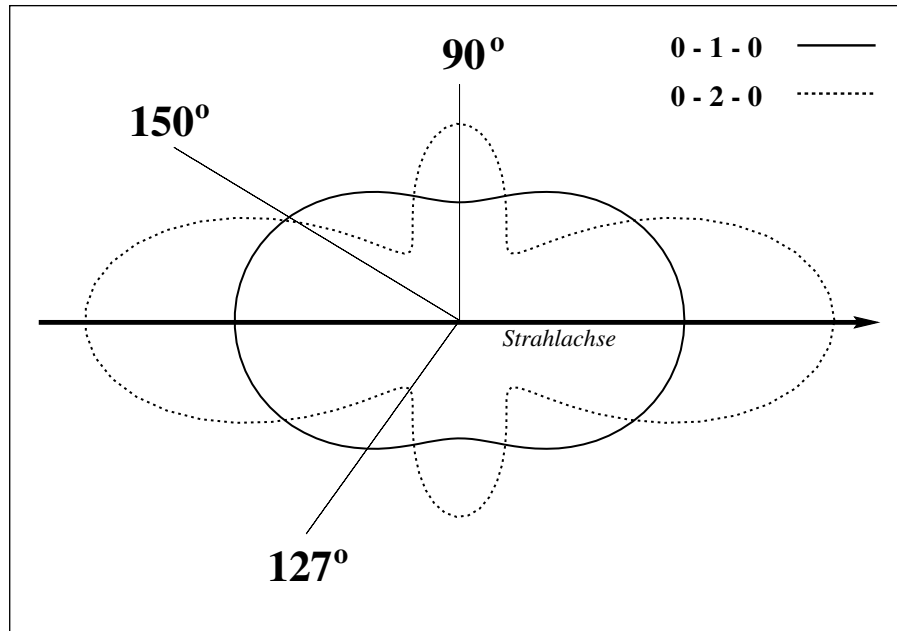


Abbildung 4.2: Winkelverteilung für Streuprozesse mit einer  $0-1-0$  und  $0-2-0$  Kaskade in Polarkoordinaten.

dards (z.B.  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{13}\text{C}$ ) zum Target können die integrierten Photonenstreuquerschnitte der Kernanregungen mit Hilfe der bekannten integrierten Streuquerschnitte der Eichstandards bestimmt werden. Der Nachteil dieser Methode ist der zu niedrigen Energien exponentiell ansteigende Untergrund bei Verwendung eines Photonenstrahls aus Bremsstrahlung. Dieser verhindert oft die Beobachtung des kompletten Zerfallsverhaltens der angeregten Zustände, da Übergänge zu höherliegenden angeregten Zuständen wegen ihrer geringeren Zerfallsenergie vom hohen Untergrund überdeckt werden können.

#### 4.1.1 Durchführung

In Abbildung 4.4 sind die experimentellen KRF-Aufbauten in Stuttgart skizziert. Der *DYNAMITRON*-Beschleuniger des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart ist ausgelegt für einen Elektronenstrahl mit einer maximalen Strahlstromstärke von 4 mA und einer Endpunktsenergie von 4.3 MeV. Der Elektronenstrahlstrom, der mit Hilfe eines Quadrupoldupletts und eines  $120^\circ$ -Ablenkmagneten auf das aus Gold bestehende Bremstarget fokussiert wird, ist durch die starke Wärmeentwicklung im Bremstarget auf ca.  $300 \mu\text{A}$  beschränkt.

Die Kühlung des Bremstargets wird durch einen Kühlwasserkreislauf mit 50 bar Druck gewährleistet. Die beim Abbremsprozeß entstehende spektrale Verteilung des kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrums ist in Abb. 4.3 dargestellt. Durch

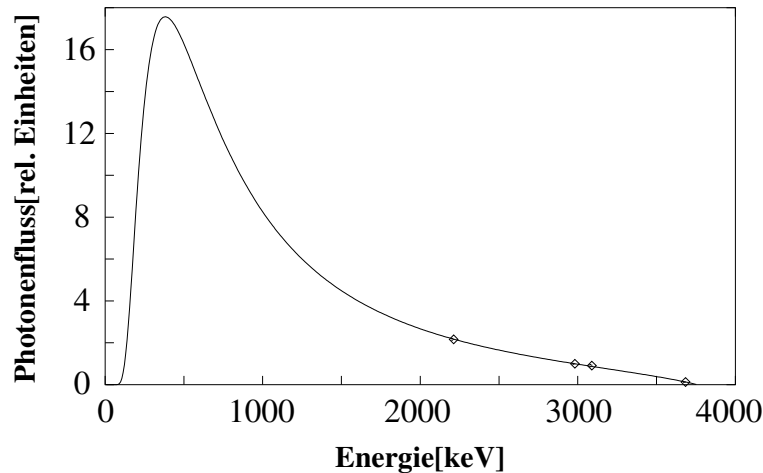


Abbildung 4.3: Spektrale Verteilung des Photonenflusses an Targetposition. Ebenfalls eingezeichnet sind die zur Photonenflusseichung verwendeten Eichpunkte aus  $^{27}\text{Al}$  und  $^{13}\text{C}$ .

einen 1 m langen Bleikollimator mit einem Durchmesser von 1 cm wird der Photonenstrahl kollimiert, und ein sogenannter Strahlhärter aus 3 mm Blei dient der Unterdrückung niederenergetischer Photonen im Röntgenbereich. Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen fanden am ersten Meßplatz statt (Abb. 4.4). Die verwendeten hochreinen HPGe-Detektoren haben eine Photo-Peak-Efficiency von 100% relativ zu einem  $3'' \times 3''$  Standard NaI-Detektor bei jeweils einem Abstand von 25 cm zur Targetposition und befanden sich unter Winkeln von  $90^\circ$ ,  $127^\circ$  und  $150^\circ$  relativ zur Strahlachse. Zur aktiven Comptonuntergrundunterdrückung war der Detektor unter  $127^\circ$  mit einem BGO-Shield ausgestattet.

#### 4.1.2 Die Experimente

An  $^{106}\text{Cd}$  wurden mit der Methode der resonanten Photonenstreuung zwei Experimente mit unterschiedlicher Endpunktsenergie durchgeführt. Das sandwichartige Photonenstreutarget bestand bei beiden KRF-Experimenten aus 2169 mg Cadmiumoxid, worin das Nuklid  $^{106}\text{Cd}$  zu 80.04% aller Cd-Kerne angereichert war. Zur Photonенflußeichung wurden 1198 mg  $^{27}\text{Al}$  und 83 mg  $^{13}\text{C}$  benutzt.

Hierbei ist anzumerken, daß  $^{106}\text{Cd}$  das leichteste stabile Cadmiumisotop ist und mit dem natürlichen Vorkommen von 1.25% die Beschaffung von hochangereichertem Targetmaterial (in der Größenordnung von 1-2g) schwierig und extrem teuer ist. Mit der Wahl zweier unterschiedlicher Endpunktsenergien sollten verschiedene (Multi-)Phononanregungen untersucht werden:

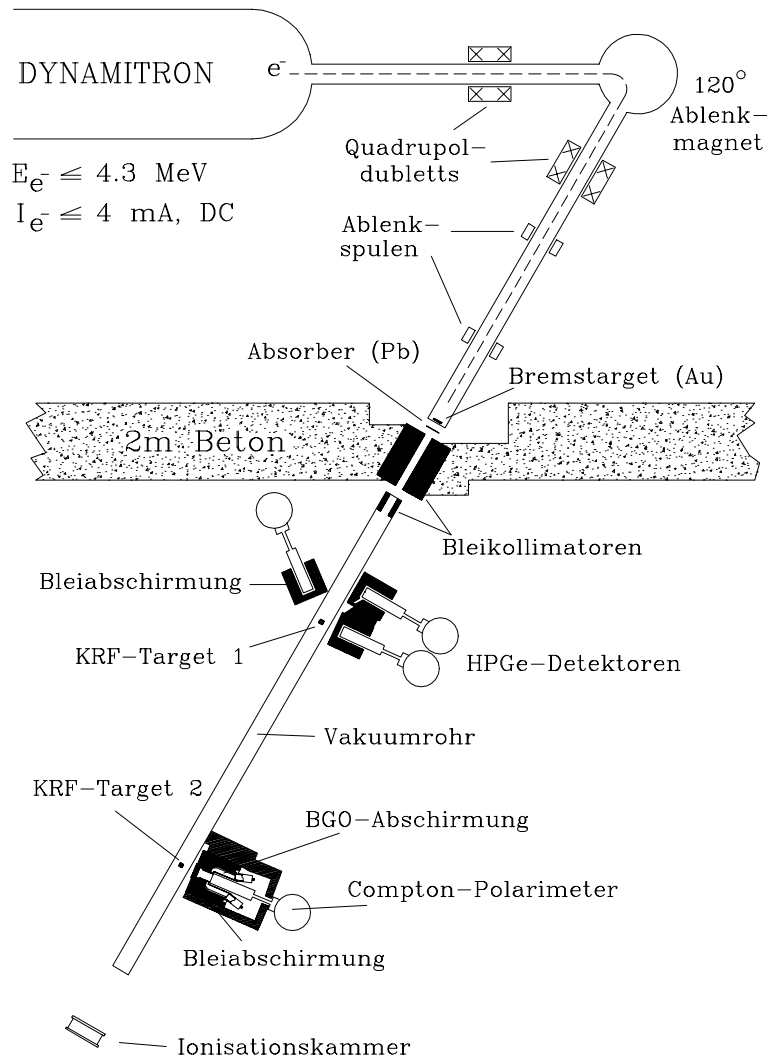


Abbildung 4.4: Experimenteller Aufbau am Stuttgarter DYNAMITRON [Mar95]. Die Messungen wurden am ersten KRF-Meßplatz durchgeführt.

- Ziel des ersten Experiments mit einer Endpunktsenergie von 3.3 MeV war sowohl die Identifizierung eines Kandidaten für den  $2_{1,ms}^+$  Ein-Phononen Zustand, als auch die Identifizierung des  $1^-$  Mitgliedes des Quadrupol-Oktupol gekoppelten ( $2^+ \otimes 3^-$ ) Quintupletts.
- Das zweite Experiment mit einer Endpunktsenergie von 3.8 MeV diente der Identifizierung des  $1^+$  Mitgliedes des Zwei-Phononen Zustands des Quadrupol-Quadrupol gekoppelten ( $2_{1,ms}^+ \otimes 2^+$ ) Quintupletts.

### 4.1.3 Auswertung und Ergebnisse

Über die Messung der Winkelverteilung einer Spinsequenz  $J_1 \rightarrow J_2 \rightarrow J_3$  können Aussagen über den Spin des angeregten Zustandes gemacht werden. Die Winkelverteilungsfunktion  $W(\theta)$  ist eine Entwicklung nach Legendre-Polynomen:

$$W(\theta) = \sum_{\nu} A_{\nu}(\gamma) P_{\nu}(\cos\theta).$$

Da bei gg-Kernen der Grundzustandsspin  $J = 0$  ist und von reellen Photonen nur Übergänge mit  $\Delta L=1,2$  induziert werden, müssen nur die Spinsequenzen  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$  und  $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$  für elastische Streuung (d.h. Grundzustandsübergänge) betrachtet werden. Die Winkelverteilungsfunktion vereinfacht sich nun zu

$$W_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0} = \frac{3}{4} (1 + \cos\theta),$$

$$W_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0} = \frac{5}{7} (1 - 3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta),$$

für Dipol- bzw. Quadrupolübergänge. Die Winkelverteilungsverhältnisse der Detektoren unter  $90^\circ$  und  $127^\circ$  ermöglichen die sensitivste Bestimmung der Spins und man erhält

$$\frac{W(90^\circ)}{W(127^\circ)} = 0.74,$$

$$\frac{W(90^\circ)}{W(127^\circ)} = 2.22,$$

für Dipol- bzw. Quadrupolübergänge (hierbei wurde ein Detektoröffnungswinkel von  $10^\circ$  berücksichtigt). In den Abbildungen 4.5 und 4.6 sind die Winkelverteilungsverhältnisse der Messung an  $^{106}\text{Cd}$  mit der Endpunktsenergie von 3.1 MeV und 3.8 MeV dargestellt.

Der totale energie- und raumwinkelintegrierte Streuquerschnitt  $I_{s,f}$  wird relativ zu bekannten Streuquerschnitten aus den zur Photonenflußeichung verwendeten KRF-Eichstandards  $^{27}\text{Al}$  und  $^{13}\text{C}$  berechnet:

$$I_{s,f} = \left( \frac{\pi \hbar c}{E_{\gamma}} \right)^2 \frac{2J+1}{2J_0+1} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $J_0$  der Grundzustandsspin und  $\Gamma = \sum_{f=0}^N \Gamma_f$  die Summe aller Partialbreiten zum Grundzustand oder anderen angeregten Zuständen. Aus diesen Streuquerschnitten lassen sich die Verzweigungsverhältnisse bestimmen:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} = \frac{I_{s,f}}{I_{s,0}}. \quad (4.2)$$

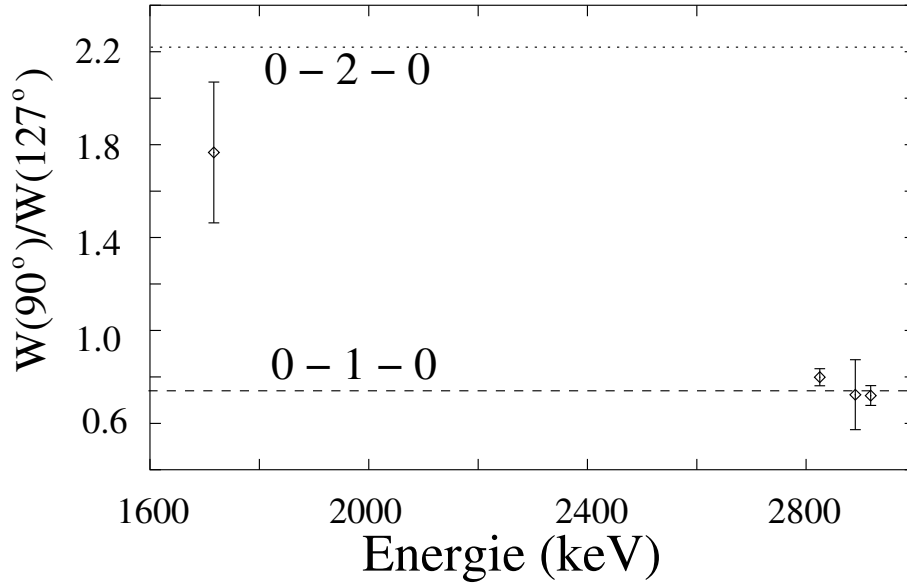


Abbildung 4.5: Spinbestimmung im  $^{106}\text{Cd}(\gamma, \gamma')$  Experiment mit der Endpunktsenergie von 3.1 MeV.

Die totale Zerfallsbreite wird aus den Streuquerschnitten zum Grundzustand und den bekannten Verzweigungsverhältnissen bestimmt:

$$\Gamma = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} \left( \frac{E_\gamma}{\pi \hbar c} \right)^2 \left( 1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} \right)^2 I_{s,0}. \quad (4.3)$$

Hieraus folgt direkt eine modellunabhängige Lebensdauer:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (4.4)$$

Die Beobachtung von  $\gamma$ -Zerfällen zu Zuständen, die energetisch höher liegen als der erste angeregte  $2^+$  Zustand ist sehr unwahrscheinlich. Dies liegt an dem nicht resonanten, zu niedrigen Energien ansteigenden Untergrund. Deshalb kann bei KRF-Experimenten, ohne die Information des vollständigen Zerfallsverhalten, nur eine obere Grenze der Lebensdauer angegeben werden. In den Tabellen 4.1 und 4.2 sind die Ergebnisse der beiden Experimente aufgelistet.

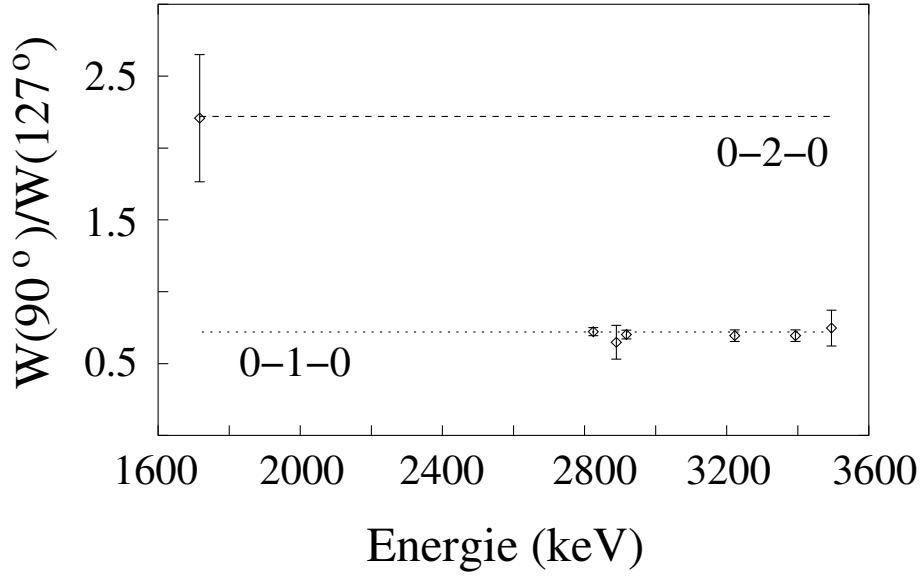


Abbildung 4.6: Spinbestimmung im  $^{106}\text{Cd}(\gamma, \gamma')$  Experiment mit der Endpunktsenergie von 3.8 MeV.

$E_i$	$J^\pi$	$\Gamma_1/\Gamma_0$	$I_{s,0}$	$\Gamma_0$
1716.5(3)	$2_2^+$	0.92(45)	2.8(3)	0.8(5)
2824.6(2)	1	<0.08	32.8(12)	22.7(8)
2889.7(2)	1	2.2(3)	3.4(3)	7.9(10)
2917.7(2)	1	0.21(2)	24.9(10)	22.3(9)

Tabelle 4.1: Ergebnisse der  $^{106}\text{Cd}(\gamma, \gamma')$  Messung mit der Endpunktsenergie von 3.1 MeV.

$E_i$	$J^\pi$	$\Gamma_1/\Gamma_0$	$I_{s,0}$	$\Gamma_0$
2824.6(2)	1	0.0	32.4(10)	22.4(7)
2889.5(2)	1	2.27(19)	3.3(3)	7.8(7)
2917.7(2)	1	0.19(2)	24.7(8)	21.7(7)
3222.5(2)	1	0.19(2)	17.4(6)	18.6(7)
3393.9(2)	1	0.15(2)	21.8(8)	25.0(9)
3494.7(2)	1	0.64(10)	4.7(3)	8.2(5)

Tabelle 4.2: Ergebnisse der  $^{106}\text{Cd}(\gamma, \gamma')$  Messung mit der Endpunktsenergie von 3.8 MeV.

## 4.2 $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsexperimente

### 4.2.1 Strahlungscharakteristik von $\gamma$ -Strahlung

Wie in der Einleitung erwähnt, zerfallen angeregte Kernzustände in energetisch tieferliegende Kernniveaus. Dieser Zerfall unterliegt quantenmechanischen Auswahlregeln, die aus den Gesetzen der Drehimpulsaddition und den Paritätseigenschaften elektromagnetischer (EL/ML)-Strahlung resultieren:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f| \quad (4.5)$$

$$\mu_i - \mu_f = \mu \quad (4.6)$$

$$\pi_i = (-1)^L \pi_f \quad EL - \text{Strahlung} \quad (4.7)$$

$$\pi_i = (-1)^{L+1} \pi_f \quad ML - \text{Strahlung}. \quad (4.8)$$

wobei  $J_{i,f}$  der Spin,  $\mu_{i,f}$  die magnetische Quantenzahl und  $\pi_{i,f}$  die Parität des Anfangszustandes (i) bzw. des Endzustandes (f) sind. Hierbei ist  $L$  die Multipolordnung der Strahlung und  $\mu$  der zugehörige magnetische Unterzustand. Aus der Abschätzung für elektrische und magnetische Übergangswahrscheinlichkeiten nach Weisskopf [Mor76]

$$T(EL) = \frac{4.38(L+1)10^{21}}{L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197\text{MeV}}\right)^{2L+1} (1.2A^{1/3})^{2L} (\text{s}^{-1}), \quad (4.9)$$

$$T(ML) = \frac{1.94(L+1)10^{21}}{L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197\text{MeV}}\right)^{2L+1} (1.2A^{1/3})^{(2L-2)} (\text{s}^{-1}) \quad (4.10)$$

ergibt sich das Verhältnis von elektrischen und magnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten gleicher Multipolarität:

$$\frac{T(EL)}{T(ML)} = 3.25A^{2/3}. \quad (4.11)$$

Magnetische Übergangswahrscheinlichkeiten sind also um den Faktor  $3.25A^{2/3}$  gegenüber elektrischen gleicher Multipolarität unterdrückt. Der Vergleich elektrischer und magnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten unterschiedlicher Multipolarität liefert mit  $E_\gamma=1$  MeV:

$$\frac{T(E2)}{T(M1)} = 2.32 \cdot 10^{-6} A^{4/3}, \quad (4.12)$$

$$\frac{T(M2)}{T(E1)} = 2.19 \cdot 10^{-7}. \quad (4.13)$$

Es genügt daher im allgemeinen, sich bei der Auswertung auf E1-, M1- und E2-Übergänge zu beschränken. Im Falle von  $^{106}\text{Cd}$  ist das  $\frac{T(M2)}{T(E1)}$ -Verhältnis um 3



Größenordnungen kleiner ist als das  $\frac{T(E2)}{T(M1)}$ -Verhältnis. Die Definition des Multipolmischungsverhältnisses ist hierbei gegeben nach [Kra73]

$$\delta(J_i \rightarrow J_f) = \frac{\langle J_f || \vec{j}_N \vec{A}_{L+1}^\pi || J_i \rangle}{\langle J_f || \vec{j}_N \vec{A}_L^{\pi'} || J_i \rangle}, \quad (4.14)$$

mit

$$\langle J_f || \vec{j}_N \vec{A}_L^\pi || J_i \rangle = (-1)^{J_i - J_f + L} \frac{\sqrt{2J_i + 1}}{\sqrt{2\pi(2L + 1)}} \cdot \langle J_i || \hat{T}(\pi L) || J_f \rangle. \quad (4.15)$$

Die Grenzfälle für das Multipolmischungsverhältnis sind in Tabelle 4.3 gegeben.

$\delta$	$\pi_f$	$\pi L$	$ \delta  = 0$	$ \delta  = \infty$
0	$\pi_i$	$\frac{E2}{M1}$	M1	E2
	$-\pi_i$	$\frac{M2}{E1}$	E1	(M2)
1	$\pi_i$	$\frac{E2}{M1}$	M1	E2
	$-\pi_i$	$\frac{M2}{E1}$	E1	(M2)
2	$\pi_i$	$\frac{M3}{E2}$	E2	(M3)

Tabelle 4.3: Tabelle zu den elektromagnetischen Auswahlregeln.

### 4.2.2 $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen in inbeam-Experimenten

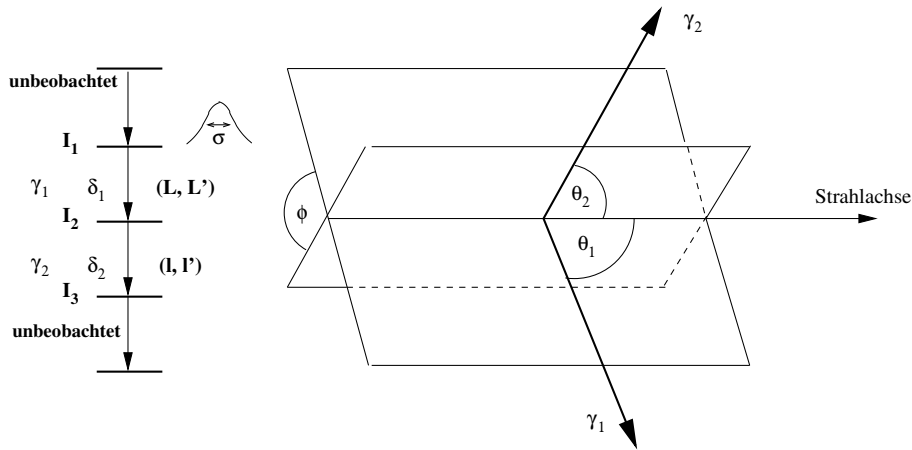


Abbildung 4.7: Schematischer Ablauf einer  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz bei  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen.

Nach einer Fusionsverdampfungsreaktion, wie z.B. nach denen in dieser Arbeit durchgeführten inbeam-Experimenten zu  $^{106}\text{Cd}$  am HORUS-Würfelspektrometer,

befinden sich die Kerne in einem angeregten Zustand, der durch den Projektilimpuls  $\vec{p}$  ausgerichtet ist. Rein klassisch betrachtet steht der Drehimpuls  $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$  senkrecht zur Strahlachse  $\vec{r}$ . Quantenmechanisch bedeutet dies, daß sich der Kern in einem Unterzustand mit der Quantenzahl  $\mu = 0$  befindet. Da unbeobachtete statistische Zerfälle aus dem Zustandskontinuum nach der Reaktion die ursprüngliche Ausrichtung abschwächen, besitzt diese Ausrichtung für diskrete Zustände eine Breite  $\sigma$  einer Gaußverteilung um  $\mu = 0$  (Abb. 4.7). Experimentell sollte die Breite  $\sigma$  zwischen 2 und 4 liegen; sie ist somit ein Maß für die Kernausrichtung. Die allgemeine Winkelverteilungsfunktion für  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen von ausgerichteten Zuständen ist gegeben durch die Konventionen von Krane, Steffen, Wheeler [Kra70, Kra73]:

$$W(\theta_1\theta_2\phi) = \sum_{k,k_1,k_2} B_{k_1}(I_1) A_k^{k_2k_1}(\gamma_1) A_{k_2}(\gamma_2) H_{k_1k_2}(\theta_1\theta_2\phi). \quad (4.16)$$

Der Tensor  $B_{k_1}(I_1)$  beschreibt die Ausrichtung des Anfangszustandes  $I_1$ :

$$B_{k_1}(\gamma_1) = \sqrt{2I_1 + 1} \sum_{\mu} (-1)^{I_1 + \mu} \cdot \langle I_1 - \mu I_1 \mu | k_1 0 \rangle f(\mu). \quad (4.17)$$

Hierbei wird  $f(\mu)$  als Gaußverteilung mit der Breite  $\sigma$  um  $\mu = 0$  beschrieben:

$$f(\mu) = \frac{1}{\sum_{\mu'=-J}^J e^{-\frac{\mu'^2}{2\sigma^2}}} \cdot e^{-\frac{\mu^2}{2\sigma^2}}. \quad (4.18)$$

$A_k^{k_2k_1}(\gamma_1)$  bzw.  $A_{k_2}(\gamma_2)$  sind allgemeine Korrelationskoeffizienten für koinzidente  $\gamma$ -Quanten. Sie beschreiben die "Umorientierung" durch die Emission von  $\gamma_1$  bzw.  $\gamma_2$ :

$$A_k^{k_2k_1}(\gamma_1) = \frac{F_k^{k_2k_1}(LLI_1I_2) + 2\delta_1 F_k^{k_2k_1}(LL'I_1I_2) + \delta_1^2 F_k^{k_2k_1}(L'L'I_1I_2)}{1 + \delta_1^2}, \quad (4.19)$$

$$A_{k_2}(\gamma_2) = \frac{F_{k_2}(llI_2I_3) + 2\delta_2 F_{k_2}(ll'I_2I_3) + \delta_2^2 F_{k_2}(l'l'I_2I_3)}{1 + \delta_2^2}, \quad (4.20)$$

wobei die sogenannten verallgemeinerten F-Koeffizienten definiert sind durch:

$$F_k^{k_2k_1}(LL'J_2J_1) = \sqrt{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2k + 1)} \cdot \sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)} \cdot (-1)^{L'+k+k_2+1} \cdot \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J_2 & L & J_1 \\ J_2 & L' & J_1 \\ k_2 & k & k_1 \end{Bmatrix}. \quad (4.21)$$

Für  $k_1 = 0$  oder  $k_2 = 0$  ergeben sich die gewöhnlichen F-Koeffizienten:

$$F_k^{k_20} = (-1)^{L+L'} F_k(LL'J_1J_2) \delta_{kk_2}, \quad (4.22)$$

$$F_k^{0k_1} = F_k(LL'J_2J_1) \delta_{kk_1}. \quad (4.23)$$

Die Winkelfunktion  $H_{k_1 k k_2}(\theta_1 \theta_2 \phi = \phi_2 - \phi_1)$  ist definiert durch:

$$H_{k_1 k k_2}(\theta_1 \theta_2 \phi) = \sum_{q=0}^{k'} \frac{4\pi}{2k_2 + 1} \langle k_1 0 k q | k_2 q \rangle Y_{kq}(\theta_1, 0) Y_{k_2 q}^*(\theta_2, \phi). \quad (4.24)$$

Das Summationslimit ist hierbei  $k' = \min(k, k_2)$ . Ist einer dieser Werte identisch Null, ergeben sich die üblichen Legendre Polynome. Durch einfache Symmetrieüberlegungen [Eks92] lassen sich aus der Geometrie des HORUS-Würfelspektrometers die in Tabelle (Tab. B.2) in Anhang B angegebenen Detektorkombinationen zu Winkelgruppen zusammenfassen.

### 4.2.3 $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation in offbeam-Experimenten

Im  $\beta$ -Zerfallsexperiment  $^{106}\text{Cd}(p, n)^{106}\text{In} \rightarrow ^{106}\text{Cd}$  ist der Kern im Gegensatz zu den Fusionsverdampfungsreaktionen nicht ausgerichtet, denn es ist keine Quantisierungsachse wie bei inbeam-Experimenten vorgegeben. Daher ist die Orientierung des Anfangszustandes  $I_1$  nicht vorgegeben, sondern rein zufällig (isotrop). Dies stellt einen Spezialfall  $k_1 = 0$  für die allgemeine Formel 4.19 dar:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(LLI_2I_1) + 2\delta_1 F_{k_2}(LL'I_2I_1) + \delta_1^2 F_{k_2}(L'L'I_2I_1)}{1 + \delta_2^2}. \quad (4.25)$$

Damit vereinfacht sich die allgemeine Winkelkorrelationsfunktion (4.16) zu:

$$W(\theta) = \sum_k A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) P_k(\cos\theta). \quad (4.26)$$

Die Detektorkombinationen zu einer  $\beta$ -Zerfallsmessung am Kölner HORUS-Würfelspektrometer resultieren in 4 Winkelgruppen und sind in Tabelle B.1 in Anhang B aufgelistet.

### 4.2.4 Die Experimente

Am HORUS-Würfelspektrometer wurden insgesamt drei  $\gamma\gamma$ Winkelkorrelationsexperimente zur Untersuchung von  $^{106}\text{Cd}$  durchgeführt:

- $^{104}\text{Pd}(\alpha, 2n)^{106}\text{Cd}$
- $^{105}\text{Pd}(^3\text{He}, 2n)^{106}\text{Cd}$
- $^{106}\text{Cd}(p, n)^{106}\text{In} \rightarrow ^{106}\text{Cd}$

Experimentelle Details und Spektren sind in Anhang A gegeben. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefaßt.

$E_{Level}$ (keV)	$J_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$I$ %	$\delta$
632.5(1)	2 <sup>+</sup>	632.5(1)	0.0	0 <sup>+</sup>	100	0.001(34)
1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	861.0(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	0.016(44)
1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	1716.5(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	100(10)	E2
		1083.8(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	94(10)	-1.53(14)
1794.9(1)	0 <sup>+</sup>	1162.4(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	E2
2104.4(1)	4 <sup>+</sup>	1471.9(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	61(6)	-0.012(61)
		610.7(1)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	$-0.36^{+0.44}_{-0.62}$
		388.4(1)	1716.5(1)	2 <sup>+</sup>	7(2)	E2
2143.8(1)	0 <sup>+</sup>	1511.3(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	E2
		427.3(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	42(10)	E2
2252.4(2)	3 <sup>+</sup>	1619.9(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(50)	-1.9(8)
		758.7(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	12.3(62)	
		536.0(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	3.8(18)	
2253.6(3)	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> )	1621.1(3)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	
2304.9(1)	4 <sup>+</sup>	1672.2(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	16.8(40)	E2
		811.1(1)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	-0.14(11)
2330.5(3)	5 <sup>+</sup>	836.6(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	52.7(53)	
		226.1(3)	2104.4(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	
2347.6(2)	2 <sup>+</sup>	1715.1(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	0.083(29)
2370.4(2)	2 <sup>+</sup>	2370.2(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	9(4)	E2
		1737.9(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(8)	
		653.8(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	30(7)	
		575.3(2)	1794.9(1)	0 <sup>+</sup>	32(7)	E2
2378.3(1)	3 <sup>-</sup>	1745.7(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	E1
2468.3(2)	(4)	974.8(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(8)	
		751.6(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	21(8)	E2
2485.9(2)	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>	1853.3(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	
		769.4(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	12.1(30)	
		992.2(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	34.4(50)	
2491.2(2)	6 <sup>+</sup>	997.7(1)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	0.016(44)
		387.1(2)	2104.4(1)	4 <sup>+</sup>	0.8(4)	E2
2503.1(1)	6 <sup>+</sup>	1009.2(1)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100	0.004(45)
2561.3(1)	0 <sup>+</sup>	1928.8(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	E2
2566.0(1)	2 <sup>+</sup>	1933.5(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	0.312(33)
		849.5(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	0.4(1)	
		771.0(2)	1794.9(1)	0 <sup>+</sup>	0.2(1)	E2
2629.1(2)	5 <sup>-</sup>	1135.4(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	20(8)	
		524.6(2)	2104.4(1)	4 <sup>+</sup>	100(8)	
2630.2(2)	2 <sup>+</sup>	2630.2(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	12(3)	E2
		1997.4(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	-0.126(50)
		913.3(1)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	8(2)	
		486.3(2)	2143.8(1)	0 <sup>+</sup>	1.2(4)	E2
2710.7(2)	2 – 6	1217.1(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100	
2717.4(3)	2 <sup>+</sup> , 3	2084.8(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	
		1000.9(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	11(3)	
		339.1(3)	2378.2(1)	3 <sup>-</sup>	5(2)	
2720.0(2)	1, 2 <sup>+</sup>	2719.7(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	10(5)	
		2087.5(3)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	
2792.1(3)	2 – 6	1298.6(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	

$E_{Level}$ (keV)	$J_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$I$ %	$\delta$
		687.8(3)	2104.4(1)	4 <sup>+</sup>	7.6(19)	
		487.2(3)	2304.9(1)	4 <sup>+</sup>	12.3(31)	
2800.3(3)	2 – 6	1306.7(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	57(14)	
		695.9(2)	2104.4(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	
		495.5(2)	2304.9(1)	4 <sup>+</sup>	52(13)	
		548.0(3)	2252.0(1)	(4 <sup>+</sup> )	25(6)	
2824.6(2)	1 <sup>(-)</sup>	2824.5(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	100	E1
2889.5(3) <sup>1</sup>		2889.5(5)	0.0	0 <sup>+</sup>	31(10)	
		2256.8(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	
2889.1(5)		1172.65(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>		
		1094.13(2)	1794.9(1)	0 <sup>+</sup>		
		541.5(3)	2347.6(2)	2 <sup>+</sup>		
		518.8(3)	2370.4(2)	2 <sup>+</sup>		
2895.7(2)		1401.8(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100	
2917.4(2)	1 <sup>(+)</sup>	2917.6(3)	0.0	0 <sup>+</sup>	100(10)	M1
		2284.8(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	21.7(80)	0.045(46)
		1201.0(1)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	4.9(25)	0.17(11)
		1122.4(1)	1794.9(1)	0 <sup>+</sup>	4.2(25)	M1
2920.2(2)	5 <sup>(-)</sup>	1426.5(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	
		541.5(3)	2378.2(1)	3 <sup>-</sup>	8.9(10)	E2
2924.3(2)	6 <sup>+</sup>	1431.5(3)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	37(10)	E2
		433.1(3)	2491.2(2)	6 <sup>+</sup>	100(10)	
2936.1(3)	2 <sup>+</sup>	2303.6(3)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(8)	$-2.74_{-80}^{+53}$
		1442.5(3)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	36(8)	E2
2972.9(3)	2, 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>	2340.5(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(8)	
		1178.0(3)	1794.9(1)	0 <sup>+</sup>	4(1)	
3018.3(2)	3 <sup>+</sup> , (5) <sup>+</sup>	1524.8(1)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	100(10)	
		766.1(2)	2252.0(2)	3 <sup>+</sup>	25.5(26)	
		640.4(3)	2378.2(1)	3 <sup>-</sup>	5.8(10)	
3020.6(2)	2, 3 <sup>+</sup>	2388.0(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	
3043.7(2)	8 <sup>+</sup>	552.4(1)	2491.3(2)	6 <sup>+</sup>	100(8)	E2
		540.9(2)	2502.8(1)	6 <sup>+</sup>	56(8)	E2
3059.0(2)	3	2426.7(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(8)	
		1565.5(2)	1493.6(1)	4 <sup>+</sup>	56(8)	
3061.8(2)	0 – 4	2429.3(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100	
3072.6(3)	2, 3 <sup>+</sup> , 4	2440.1(2)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(8)	
		694.0(3)	2378.2(1)	3 <sup>-</sup>	3.8(5)	
3083.8(3)	7 <sup>+</sup>	753.6(3)	2330.2(1)	5 <sup>+</sup>	47(6)	E2
		592.5(2)	2491.3(2)	6 <sup>+</sup>	100(8)	
		581.1(3)	2502.8(1)	6 <sup>+</sup>	35(5)	
3118.8(3)	1 <sup>+</sup>	3118.8(1)	0.0	0 <sup>+</sup>	96(10)	M1
		2486.6(1)	632.5(1)	2 <sup>+</sup>	100(10)	-0.81(6)
		1402.6(2)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	7(1)	
		1324.0(2)	1794.9(1)	0 <sup>+</sup>	3(1)	M1
		748.5(1)	2370.3(2)	2 <sup>+</sup>	15(2)	
		557.8(2)	2561.3(2)	0 <sup>+</sup>	4(1)	M1
		553.0(2)	2566.0(1)	2 <sup>+</sup>	12(2)	
3222.3(3)	1 <sup>(+)</sup>	3222.3(3)	0.0	0 <sup>+</sup>	100(3)	M1

<sup>1</sup>Dieses Dublett wird in Abschnitt 5.3.2 erläutert.

$E_{Level}$ (keV)	$J_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$I$ %	$\delta$
		1427.2(2)	1794.9(1)	$0^+$	7(3)	M1
		2590.5(3)	632.5(1)	$2^+$	16(2)	
3393.8(3)	$1^{(+)}$	3393.7(1)	0.0	$0^+$	100(3)	M1
		2761.0(1)	632.54	$2^+$	14(3)	-0.11(8)
		1677.0(1)	1716.54	$2^+$	7(3)	
3494.3(2)	$1^{(+)}$	2861.7(2)	632.54	$2^+$	58(3)	-0.099(75)
		3494.3(3)	0.0	$0^+$	100(3)	M1
		1699.1(3)	1794.92	$0^+$	0.7(3)	M1
		1778.0(2)	1716.54	$2^+$	15(4)	-0.080(68)
		1147.2(3)	2347	$2^+$	6(2)	-0.377(83)
		928.3(2)	2566.04	$2^+$	2(1)	

Tabelle 4.4: Ergebnisse der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen an  $^{106}\text{Cd}$ .  $E_{Level}$  ist die Levelenergie mit Spin und Parität  $J_i^\pi$ ,  $E_\gamma$  die  $\gamma$ -Übergangsenergie zum Zustand  $E_f$  mit Spin und Parität  $J_f^\pi$ ,  $I$  ist die  $\gamma$ -Intensität normiert auf den stärksten Zerfall des jeweiligen Niveaus,  $\delta$  das Multipolmischungsverhältnis des entsprechenden Zerfalls.

## 4.3 Die Methode der inelastischen Neutronenstreuung

Die Methode der inelastischen Neutronenstreuung (INS) eignet sich besonders gut zur Untersuchung von Lebensdauern  $\tau < 1\text{ps}$  mit Hilfe der Doppler Shift Attenuation Method (DSAM). Im Gegensatz zur KRF-Methode ist die  $(n, n'\gamma)$ -Reaktion eine „nichtselektive“ Methode, so werden hier unabhängig von der Struktur des speziellen Zustandes alle Niveaus mit einer Drehimpulsdifferenz  $J \leq 6$  zum Grundzustand angeregt. Die so angeregten Zustände zerfallen nun durch Emission von  $\gamma$ -Quanten zum Grundzustand oder energetisch tieferliegenden Zuständen. Zur Spektroskopie dieser Photonen dient ein BGO geschieldeter HPGe-Detektor. Das Ausmessen einer Winkelverteilung ermöglicht nun die Bestimmung von Lebensdauern, Spins, Verzweungsverhältnissen und Multipolmischungsverhältnissen. Ein großer Vorteil dieser Technik sind die durch die  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ -Reaktion erzeugten „monoenergetischen“ Neutronen. Da diese Neutronen kein Coulombfeld sehen, kann die Neutronenenergie durch die Protonen-induzierte Reaktion so gewählt werden, daß sie kurz über der Energie der zu untersuchenden Zustände liegt. Fütterung von höher liegenden Zuständen kann somit ausgeschlossen werden.

### 4.3.1 Die Experimente

An  ${}^{106}\text{Cd}$  wurden mit der Methode der inelastischen Neutronenstreuung zwei Experimente am Van de Graaff Beschleuniger der University of Kentucky durchgeführt. Das Targetmaterial lag in Form von 17 g CdO-Pulver vor, worin das Nuklid  ${}^{106}\text{Cd}$  zu 80.04% angereichert war. Diese Menge ist nötig, da der Neutronenfluß am Targetort nicht sehr groß ist ( $10^7 \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ ). Die Beschaffung einer solch großen Menge ist, wie bereits erwähnt, extrem kostspielig (Marktpreis:  $1 \cdot 10^6 \text{Euro}$ , Leihpreis: ca. 20 kEuro).

- Das erste  $(n, n'\gamma)$  Experiment mit einer Neutronenenergie von 2.6 MeV diente der Untersuchung von Kandidaten für den  $2_{1,ms}^+$  Ein-Phononen Zustand, der  $3_1^-$  Ein-Phononen Oktupolanregung und den isoskalaren Zwei-Quadrupol-Phononen Zuständen  $0_2^+$  und  $2_2^+$ .
- Ziel des zweiten  $(n, n'\gamma)$  Experiments mit einer Neutronenenergie von 3.3 MeV war die Untersuchung der Multiphononanregungen des isoskalaren Drei-Phononen Quintupletts  $(Q_s \otimes Q_s \otimes Q_s)^{(J)}$ , des isovektoriellen Zwei-Phononen Quintupletts  $(Q_s \otimes Q_{ms})^{(J)}$  und des Quadrupol-Oktupol gekoppelten Multipletts  $(Q_s \otimes O)^{(J)}$ .

### 4.3.2 Die Durchführung

Die schnellen Neutronen wurden mit einer  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ -Reaktion am Van de Graaff Beschleuniger der University of Kentucky erzeugt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.8 skizziert. Die Gaszelle hat einen Durchmesser von 1 cm und eine Höhe von 3 cm. Sie enthält Tritiumgas unter einem Druck von ca. 1 atm. Das Tritiumgas ist vom Vakuum im Strahlrohr durch eine Molybdänfolie mit einer Dicke von ca.  $8\mu\text{m}$  separiert. Die bei dieser Fusionverdampfungsreaktion entstehenden Neutronen sind quasi „monoenergetisch“ und haben eine Energieaufweitung von ca. 50 -100 keV. Die nach der  $(n, n'\gamma)$  Reaktion emittierte

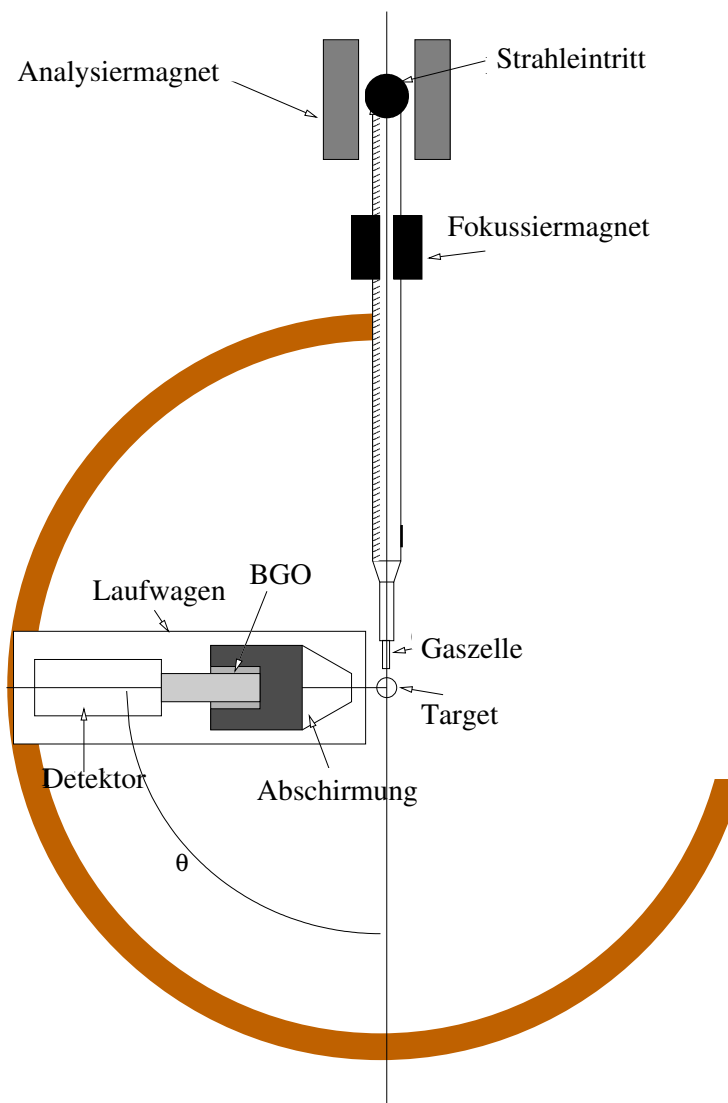


Abbildung 4.8: *Experimenteller Aufbau am Van de Graaff Beschleuniger der University of Kentucky.*



$\gamma$ -Strahlung wird in einem HPGe-Detektor mit einer Photo-Peak-Efficiency von 50% relativ zu einem  $3'' \times 3''$  Standard NaI-Detektor mit einem Abstand von 125 cm zur Targetposition nachgewiesen. Zur aktiven Comptonunterdrückung war der Detektor in einem BGO-Shield plaziert. Eine "schwere" Abschirmung aus Wolfram, Kupfer, Polyethylen und Blei diente zur Unterdrückung von Streu- und Untergrundstrahlung. Der Detektor mit dieser Abschirmung läßt sich unter verschiedenen Winkeln zur Strahlachse plazieren. Weitere Details sind [Yat00] zu entnehmen.

### 4.3.3 Auswertung und Ergebnisse

Die Winkelverteilungen der emittierten  $\gamma$ -Strahlung wurden unter verschiedenen Winkeln zwischen  $40^\circ$  und  $148^\circ$  aufgenommen. Abbildung 4.9 zeigt einen Ausschnitt des Spektrums der  $(n, n'\gamma)$ -Messung mit der Neutronenenergie von 3.3 MeV. Deutlich zu erkennen ist der Dopplervershift des 2825 keV Grundzustandsübergangs unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel. Die Doppler Shift At-

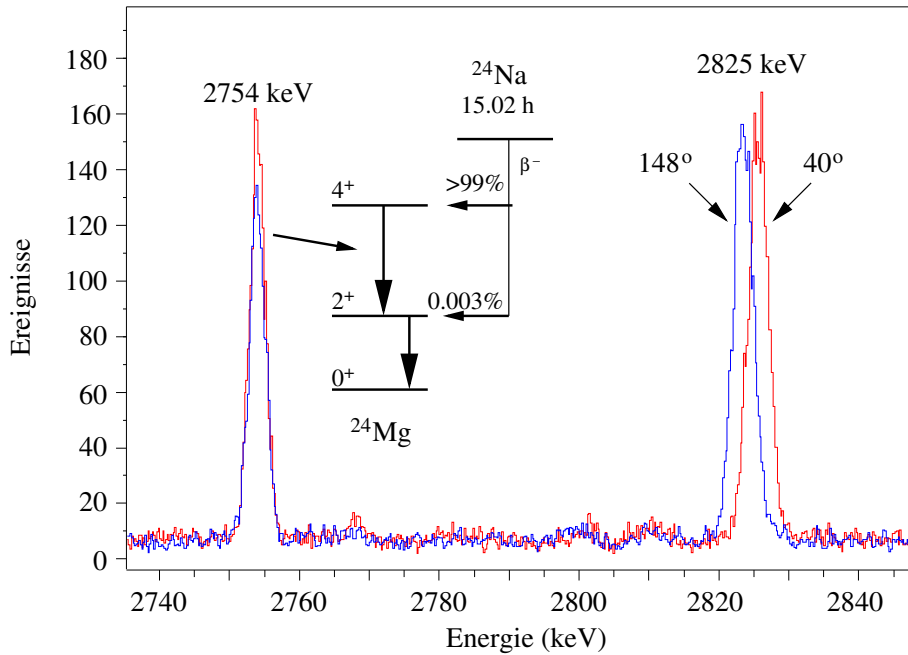


Abbildung 4.9: Beispiel für eine Dopplerverschobene Linie unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel. Der unverschobene Übergang stammt von der für die Rekalibrierung benutzten Eichquelle  $^{24}\text{Na}$ .

tenuation Method (DSAM) beruht auf dem Effekt, daß sich die Energie des detektierten  $\gamma$ -Quants bezüglich des Winkels des Detektors zur Strahlachse ändert:

$$E_\gamma(\theta) = E_0(1 + \beta F(\tau) \cos(\theta_\gamma)), \quad (4.27)$$

wobei  $E_0$  die unverschobene Energie des  $\gamma$ -Quants unter  $90^\circ$  und  $\beta = \frac{v}{c}$  ist.  $v$  ist hierbei die Rückstoßgeschwindigkeit. Der Wert für  $\beta$  im Schwerpunktsystem ist:

$$\beta = 0.04635 \frac{A_n}{A_n + A_A} \sqrt{\frac{E_n}{A_n}}, \quad (4.28)$$

mit  $A_n = 1$  und  $A_A$  gleich den Massenzahlen des Neutron bzw. des zu untersuchenden Isotops.  $E_n$  ist die Energie der Neutronen in MeV. Die Funktion  $F(\tau)$  beschreibt den Abbremsprozess des rückgestossenen Kerns [Win75] im Targetmaterial. Hierbei werden zwei physikalische Effekte betrachtet:

- Die Anregung und der Austausch von Elektronen vom ionisierten Atom des rückgestossenen Kerns, während es sich im Material bewegt (elektronische Streuung).
- Streuung zwischen den rückgestossenen Kernen und den Kernen im Targetmaterial.

Der Abbremsprozess und die Anfangsgeschwindigkeitsverteilung nach der Emission eines Neutrons sind detailliert in [Bel96] beschrieben.

Abbildung 4.10 zeigt ein Beispiel für die Bestimmung des  $F(\tau)$ -Wertes.

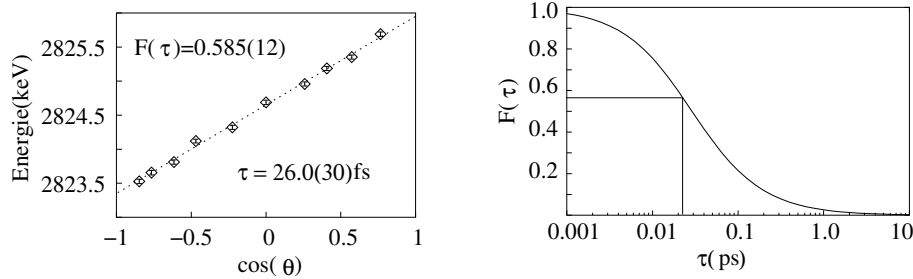


Abbildung 4.10: links: 2825 keV  $\gamma$ -Übergangsenergie, aufgetragen gegen  $\cos(\theta)$ . Aus dem linearen Fit wird der  $F(\tau)$ -Wert ermittelt. rechts:  $F(\tau)$ -Wert nach Winterbon [Win75].

In die Bestimmung des  $F(\tau)$ -Faktors geht die Dichte  $\rho$  des Targetmaterials ein. Das zu untersuchende CdO kann in zwei Formen vorliegen: Als amorphes Pulver ( $\rho = 6.95\text{g/cm}^3$ ) oder in kristalliner Form ( $\rho = 8.15\text{g/cm}^3$ ). Eine Aufnahme einer Probe mit einem Diffraktometer an der University of Kentucky [Yat05] konnte die kristalline Form des verwendeten Targets nachweisen (Abb.4.11). Läge das Targetmaterial in amorpher Form vor, würde kein Beugungsmuster beobachtet werden. Die Spins  $J$  von angeregten Zuständen sowie die Multipolmischungsverhältnisse  $\delta$  konnten mit den experimentellen Winkelverteilungen der  $\gamma$ -Übergänge unter Benutzung des Programm CINDY [Cin73] bestimmt werden. Die Ergebnisse der beiden  $(n, n'\gamma)$ -Messungen mit den Neutronenenergien 2.6 MeV und 3.3 MeV sind in Tabelle 4.5 bzw. 4.6 aufgelistet.

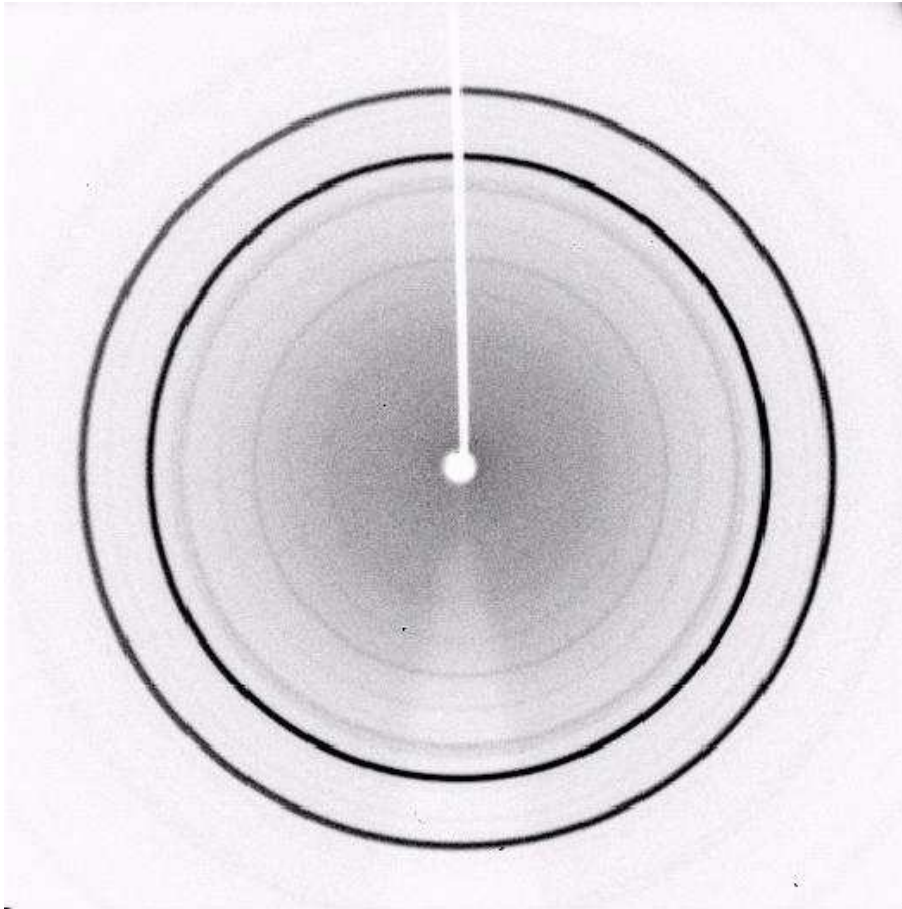


Abbildung 4.11: Bild des Beugungsmusters von CdO.

$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$ $\hbar$	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J_f^\pi$ $\hbar$	$\tau$ (fs)
1716.5(2)	$2^+$	1716.5(2)	0.0	$0_1^+$	$620_{-290}^{+780}$
		1083.74(5)	632.57(5)	$2_1^+$	450(80)
1794.90(6)	$0^+$	1162.31(6)	632.57(5)	$2_1^+$	$1090_{-330}^{+500}$
2252.5(2)	$3^+$	1619.9(2)	632.57(5)	$2_1^+$	$290_{-90}^{+120}$
2254.0(2)	$2^+, 3^+$	1621.4(2)	632.57(5)	$2_1^+$	$460_{-140}^{+190}$
2347.6(2)	$2^+$	1715.0(2)	632.57(5)	$2_1^+$	50(10)
2378.3(1)	$3^-$	1745.60(8)	632.57(5)	$2_1^+$	$200_{-40}^{+50}$
2566.0(2)	$2^+$	1933.4(2)	632.57(5)	$2_1^+$	90(30)

Tabelle 4.5: Ergebnisse der  $(n, n'\gamma)^{106}\text{Cd}$  Messung mit einer Neutronenenergie von 2.6 MeV.  $E_{Level}$  ist die Levelenergie mit Spin und Parität  $J_i^\pi$ ,  $E_\gamma$  die  $\gamma$ -Übergangsenergie zum Zustand  $E_f$  mit Spin und Parität  $J_f^\pi$ .

$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)
632.66(8)	2 <sup>+</sup>	632.66(8)	0.0	0 <sup>+</sup>	100	E2	
1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	861.14(8)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100	E2	
1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	1716.4(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	87.3(23)	E2	
		1083.87(5)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(23)	$-0.84^{+0.13}_{-0.09}$ $-3.3^{+0.9}_{-0.7}$	550(110)
1795.00(5)	0 <sup>+</sup>	1162.44(5)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100	E2	$800^{+460}_{-280}$
2104.6(1)	4 <sup>+</sup>	1471.91(7)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	63.5(12)	E2	> 1000
		610.80(5)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100.0(18)	$-0.17^{+0.4}_{-0.3}$	
		388.62(9)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	4.0(2)	E2	
2143.9(1)	0 <sup>+</sup>	1511.3(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(13)	E2	> 1580
		427.8(2)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	32.8(13)	E2	
2252.5(2)	3 <sup>+</sup>	1619.5(2)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(10)	$-1.94(27)$	$380^{+150}_{-110}$
		758.7(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	11.2(5)	$-0.48^{+0.14}_{-0.10}$ $-1.6(3)$	
		536.1(2)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	7.2(4)	$-0.23^{+0.10}_{-0.07}$ $-2.2^{+0.6}_{-0.5}$	
2253.6(1)	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> )	1621.1(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100		$570^{+270}_{-190}$
2305.0(1)	4 <sup>+</sup>	1672.5(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	14.9(7)	E2	< 360
		811.2(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100.0(7)		
2330.67(8)		225.8(1)	2104.6(1)	4 <sup>+</sup>	100	$-1.94^{+0.37}_{-0.31}$ $-0.44^{+0.11}_{-0.08}$	
2347.6(1)	2 <sup>+</sup>	1714.8(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100	$0.12^{+0.26}_{-0.17}$	$53^{+14}_{-12}$
2370.4(1)	2 <sup>+</sup>	2370.5(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	6.3(6)	E2	
		1737.8(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100(2)	$7.0^{+2.1}_{-1.7}$ $-0.260^{+0.039}_{-0.045}$ $-0.46^{+0.11}_{-0.14}$	
		654.1(1)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	39.8(15)		
		575.5(1)	1795.00(5)	0 <sup>+</sup>	43.4(14)	E2	
2378.4(1)	3 <sup>-</sup>	1745.7(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100	E1	204(30)
2468.3(1)	(4 <sup>+</sup> )	974.4(2)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100.0(14)	$-0.070(57)$ 1.85(28)	> 1000
		751.8(1)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	26.6(14)	E2	
2486.0(1)	4 <sup>+</sup>	1853.3(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(17)	$-0.09(7)$	> 920
		992.1(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	35.0(13)		
		769.4(1)	1716.5(2)	2 <sup>+</sup>	28.6(20)	E2	
2491.2(1)	6 <sup>+</sup>	997.8(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100	E2	> 350
2503.1(1)	6 <sup>+</sup>	1009.4(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100	E2	$260^{+440}_{-140}$
2561.2(1)	0 <sup>+</sup>	1928.6(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100	E2	> 600
2566.1(1)	2 <sup>+</sup>	1933.5(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100	$1.24^{+0.19}_{-0.17}$ $0.29^{+0.06}_{-0.09}$	101(13)
2629.3(1)	5 <sup>-</sup>	1135.5(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	24.4(25)	E1	
		524.4(1)	2104.64(6)	4 <sup>+</sup>	100.0(30)	E1	
2630.2(1)	2 <sup>+</sup>	2630.1(1)	0.0	0 <sup>+</sup>	9.4(8)		$250^{+130}_{-90}$
		1997.4(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(10)		190(30)
		913.6(1)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	10.7(7)		
2711.0(1)	2 – 6	1217.1(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100		$160^{+50}_{-40}$
2717.3(1)	(3 <sup>-</sup> )	2084.7(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(10)	$-5.1^{+12}_{-19}$ $-0.042^{+58}_{-68}$ $-6.0^{+15}_{-30}$ $0.022^{+41}_{-53}$	$380^{+110}_{-90}$
		1001.0(1)	1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	14.4(9)		$200^{+110}_{-70}$

$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)
		339.1(1)	2378.4(1)	3 <sup>-</sup>	5.4(5)		
2720.1(1)	1, 2 <sup>+</sup>	2719.9(1)	0.0	0 <sup>+</sup>	12(1)		
		2087.2(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100(1)		86(15)
2792.4(1)	2 – 6	1298.6(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100		410 <sup>+140</sup> <sub>-110</sub>
2824.6(1)	1 <sup>(-)</sup>	2824.5(1)	0.0	0 <sup>+</sup>	100		29(1)
2889.9(3) <sup>2</sup>	1	2889.7(4)	0.0	0 <sup>+</sup>	16(2)		26(4)
		2256.9(3)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100(2)		52(6)
2895.7(1)	2 – 6	1401.8(1)	100	E2	93 <sup>+20</sup> <sub>-18</sub>		55 <sup>+13</sup> <sub>-10</sub>
2917.5(1)	1	2917.5(1)	0.0	0 <sup>+</sup>	100(2)		20(3)
		2284.8(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	20(2)		23(7)
2920.4(1)	5 <sup>(-)</sup>	1426.4(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	100	0.017 <sup>+0.030</sup> <sub>-0.017</sub>	200 <sup>+50</sup> <sub>-40</sub>
2936.3(1)	2 <sup>+</sup>	2303.4(1)	632.66(8)	2 <sup>+</sup>	100.0(14)	4.3 <sup>+1.0</sup> <sub>-0.6</sub>	410 <sup>+100</sup> <sub>-90</sub>
		1442.4(1)	1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	37.7(14)	E2	270 <sup>+90</sup> <sub>-70</sub>
3119.0(2)	1 <sup>+</sup>	3119.0(2)	0.0	0 <sup>+</sup>	100		320 <sup>+170</sup> <sub>-110</sub>

Tabelle 4.6: Ergebnisse der  $(n, n'\gamma)^{106}\text{Cd}$  Messung mit einer Neutronenenergie von 3.3 MeV.  $E_{Level}$  ist die Energie des angeregten Zustandes mit Spin und Parität  $J_i^\pi$ ,  $E_\gamma$  die  $\gamma$ -Übergangsenergie zum Zustand  $E_f$  mit Spin und Parität  $J_f^\pi$ ,  $I$  ist die  $\gamma$ -Intensität normiert auf den stärksten Zerfall des jeweiligen Niveaus,  $\delta$  das Multipolmischungsverhältnis des entsprechenden Zerfalls und  $\tau$  die Lebensdauer die aus dem Shift der jeweiligen Zerfallsenergie (DSAM) bestimmt wurde.

<sup>2</sup>Dieses Dublett wird in Abschnitt 5.3.2 erläutert.



# Kapitel 5

## Multiphononanregungen in $^{106}\text{Cd}$

Das Studium der stabilen gerade-gerade Cadmiumisotope ermöglicht die Untersuchung einer großen Vielfalt kollektiver Anregungen in einem weiten Bereich dieser Isotopenkette. Hierzu zählen die bereits erwähnten isoskalaren Multiphononanregungen, Zustände gemischter Symmetrie und Quadrupol-Oktupol Anregungen. Betrachtet man die tiefliegenden Zustände in dieser Isotopenreihe, findet man zusätzliche Zustände, die nicht in das Bild vibratorähnlicher Kerne passen. Diese sogenannten „Intruder“-Zustände werden interpretiert als eine 2-Protonen-Anregung über die  $Z = 50$  Schale (2p-4h) [Hey86]. Das Vorhandensein dieser Struktur neben den isoskalaren Multiphononanregungen, wird als Beweis von Formkoexistenz interpretiert. In den folgenden Abschnitten sollen diese beiden kollektiven Kernanregungen in  $^{106}\text{Cd}$  vorgestellt werden. Vergleiche dieser Zustände mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$  sind den Referenzen [Gad02d, Gad02a, Cor00, Leh96] entnommen. Die aus den Experimenten bestimmten Übergangsstärken sind in Anhang C gegeben.

### 5.1 Isoskalare Multiphononanregungen

#### 5.1.1 Ein- und Zwei-Phononen Zustände

Isoskalare Multiphononanregungen werden in vibratorähnlichen Kernen erwartet. Klassische Beispiele für Kerne nahe der  $U(5)$ -Symmetrie sind  $^{110,112}\text{Cd}$ . In einem harmonischen vibratorähnlichen Kern werden die Proton-Neutron symmetrischen Zwei-Quadrupol-Phononen Zustände  $(0^+, 2^+, 4^+)$  bei einer Energie von  $2 \cdot E(2_1^+)$  erwartet. In Abbildung 5.1 sind die Zwei-Phononen Anregungen der stabilen gerade-gerade Cadmiumisotope neben den Termschemata der  $O(6)$ - und der  $U(5)$ -Symmetrie dargestellt. Die Entartung ist in  $^{112}\text{Cd}$  kaum aufgehoben. Mit abnehmender Neutronenzahl steigt die Energieaufspaltung dieses Multipletts an und hat in  $^{108}\text{Cd}$  ihr Maximum. Die Einordnung eines Kernes zwischen dem Verhalten eines sphärischen Vibrators, einer  $\gamma$ -weichen Struktur und eines Ro-

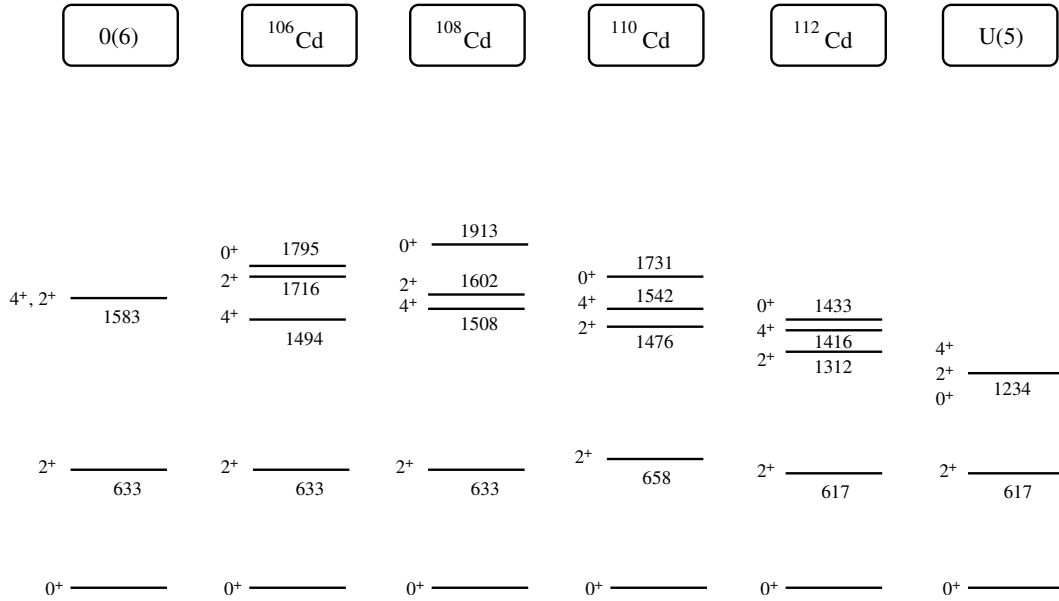


Abbildung 5.1: Systematik der symmetrischen Ein- und Zwei-Phononen Zustände in  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$ . Daneben ist die O(6)- und die U(5)-Struktur dargestellt.

tors erlauben das  $R_{4/2} = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)}$ -Verhältnis und das  $\frac{B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$ -Verhältnis. Schaut man sich diese Verhältnisse in  $^{106}\text{Cd}$  an, beobachtet man ein  $R_{4/2}$  von 2.36, also einem Verhältnis näher  $R_{4/2} = 2.5$  der  $\gamma$ -weichen Struktur als dem  $R_{4/2} = 2.0$  in einem harmonisch sphärischen Vibrator. Das B(E2)-Verhältnis, unter der Verwendung der bisher vorliegenden Daten aus [NNDC], zeigt ein anderes Verhalten. Es zeigt wegen  $\frac{B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 1.78(25)$  eher eine U(5)- (=1.6) als eine O(6)-Struktur (=1.3). Diese Diskrepanz motivierte ein erst kürzlich durchgeführtes Plunger-Experiment mit der Recoil-Distance-Doppler-Shift Methode (RDDS) am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Eine Teilauswertung dieser Daten lieferte ein überraschendes Ergebnis [Moe05, Ash05]. Die Lebensdauer des  $2_1^+$  bzw.  $4_1^+$  Zustandes konnte zu  $\tau = 15.3(13)\text{ps}$  bzw.  $\tau = 3.3(6)\text{ps}$  bestimmt werden. Damit konnte ein neuer Wert von  $\frac{B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 1.0(3)$  bestimmt werden. Dies entspricht eher dem Verhältnis nahe einer  $\gamma$ -weichen Struktur. Allerdings zeigt die Existenz des  $0_2^+$  Zustandes im Energiebereich der Proton-Neutron-symmetrischen Zwei-Phononen Zustände und die E2-Zerfallsstärken zum  $2_1^+$ , daß immer noch U(5)-Struktur vorhanden ist. Daher werden im folgenden nicht Multiphononanregungen, sondern “Quasi-Multiphononanregungen” diskutiert. Zu den Ein- und Zwei-Phononen Zuständen gehören der  $2_1^+$  und der  $4_1^+$  Zustand, die bereits erläutert wurden, und der  $2_2^+$  und der  $0_2^+$  Zustand:

**1716 keV** Die Lebensdauer  $\tau = 0.45(7)$  ps des zweiten angeregten  $2_2^+$  Zustandes war aus [NNDC] bekannt und konnte im KRF- und im INS-Experiment mit



$\tau = 0.44(5)$  ps bestätigt werden.

**1795 keV** Erstmals gelang es, die Lebensdauer des  $0_2^+$  Zustandes  $\tau = 0.91_{-0.21}^{+0.33}$  ps im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment zu bestimmen.

Das komplette Zerfallsschema der Quasi-Ein- und Zwei-Phononen Zustände ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Offenbar zeigen die Zerfälle vom  $0_2^+$ ,  $2_2^+$  und  $4_1^+$

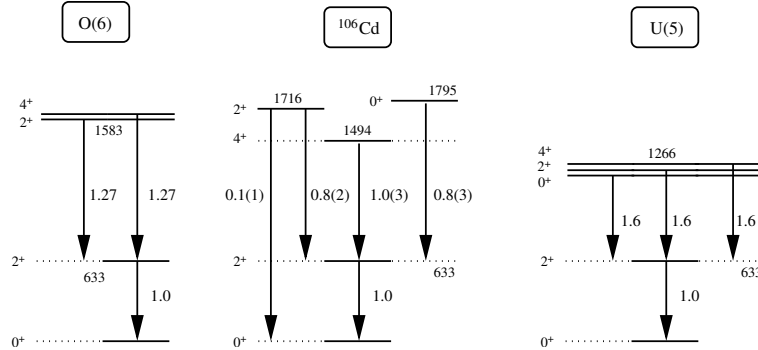


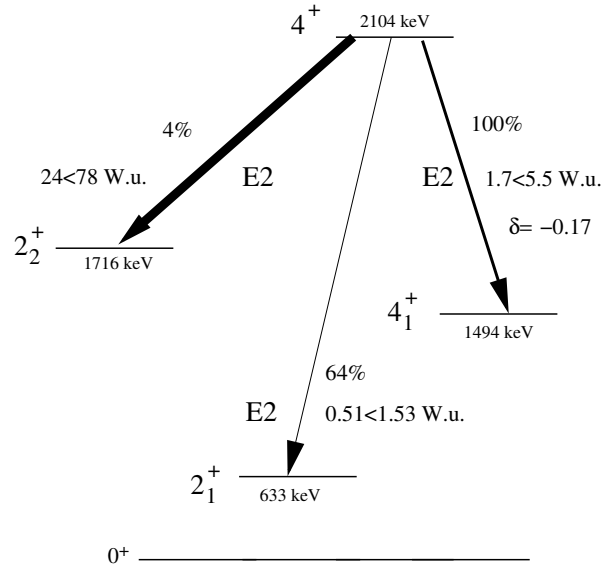
Abbildung 5.2: Zerfallsschema der Ein- und Zwei-Phononzustände in  $^{106}\text{Cd}$ . Die  $E2$ -Übergangsstärke ist auf den  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Grundzustandsübergang normiert. Daneben sind die Zerfallsschemata im  $O(6)$ - und  $U(5)$ -Limit des IBM eingezeichnet.

Zustand zum  $2_1^+$  Zustand ein kollektives Verhalten. Dies ist ein Verhalten, das für einen vibratorähnlichen Kern erwartet wird. Normiert man die Übergangsstärken des  $4_1^+$  und des  $2_2^+$  Zustandes auf den  $2_1^+$  Zustand, liegen diese Werte näher am  $O(6)$ -Limit (Abb. 5.2). Allerdings wurde ein Zerfall vom  $0_2^+$  zum  $2_1^+$  Zustand beobachtet, dieser ist jedoch im  $O(6)$ -Limit verboten.  $^{106}\text{Cd}$  stellt daher einen Übergangskern zwischen dem  $O(6)$ - und dem  $U(5)$ -Limit dar.

### 5.1.2 Drei-Phononen Zustände

In diesem Abschnitt werden Kandidaten für die „Quasi Drei-Phononen Zustände“ vorgestellt.

**2104 keV** Spin, Parität des  $4^+$  Zustandes und eine obere Grenze  $\tau < 2.9$  ps der Lebensdauer waren aus [NNDC] bekannt. Eine untere Grenze der Lebensdauer  $\tau > 1.0$  ps konnte im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment bestimmt werden. Für den Zerfall zum  $4_1^+$  Zustand konnte ein Multipolmischungsverhältnis  $\delta = -0.17(4)$  im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment und  $\delta = -0.36_{-0.62}^{+0.44}$  im  $\beta$ -Zerfallsexperiment bestimmt werden. Innerhalb des Fehlers stimmen diese beiden Werte überein. Im folgenden wird mit  $\delta = -0.17(4)$  gearbeitet, da der Fehler wesentlich kleiner ist als der Wert aus dem  $\beta$ -Zerfallsexperiment. Unter 2.5 MeV existieren noch 3 weitere  $4^+$  Zustände. Allerdings zeigt nur der Zustand bei 2104 keV ein vergleichbares Verhalten zu den Drei-Phononen Zuständen in  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$  (Abbildung 5.3).



Isotop	106	108	110	112
$E_{level}(keV)$	2104	2239	2220	2082
$E_{\gamma}(4^+ \rightarrow 2_1^+)(keV)$	1472	1606	1562	1464
$I(4^+ \rightarrow 2_1^+)$	64(1)	86(7)	13(4)	7(1)
$\delta(4^+ \rightarrow 2_1^+)$	E2	-0.07(4)	E2	E2
$B(E2; 4^+ \rightarrow 2_1^+)(W.u.)$	0.51 < 1.53		0.23(8)	0.28(8)
$E_{\gamma}(4^+ \rightarrow 4_1^+)(keV)$	611	731	678	666
$I(4^+ \rightarrow 4_1^+)$	100(2)	100(8)	100(2)	100(1)
$\delta(4^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.17(4)	-0.3(1)	-0.41(2)	-0.40
$B(E2; 4^+ \rightarrow 4_1^+)(W.u.)$	1.7 < 5.5		17(8)	28(9)
$E_{\gamma}(4^+ \rightarrow 2_2^+)(keV)$	389	638	744	769
$I(4^+ \rightarrow 2_2^+)$	4(1)	18(1)	44(3)	71(1)
$\delta(4^+ \rightarrow 2_2^+)$	E2	-0.01(5)	E2	E2
$B(E2; 4^+ \rightarrow 2_2^+)(W.u.)$	24.3 < 78.0		33(11)	48(14)

Abbildung 5.3: Oben: Das Zerfallsverhalten des  $4^+$  Zustandes bei 2104 keV. Unten: Vergleich des Zerfallsverhaltens dieses Zustandes mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$ .

**2252 keV** Dieser Zustand war in [NNDC] als  $(4^+)$  bekannt. Im  $\beta$ -Zerfallsexperiment und im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment konnten diesem Zustand eindeutig der Spin und die Parität  $3^+$  zugewiesen werden (Abb. 5.4). Der Zerfall zum

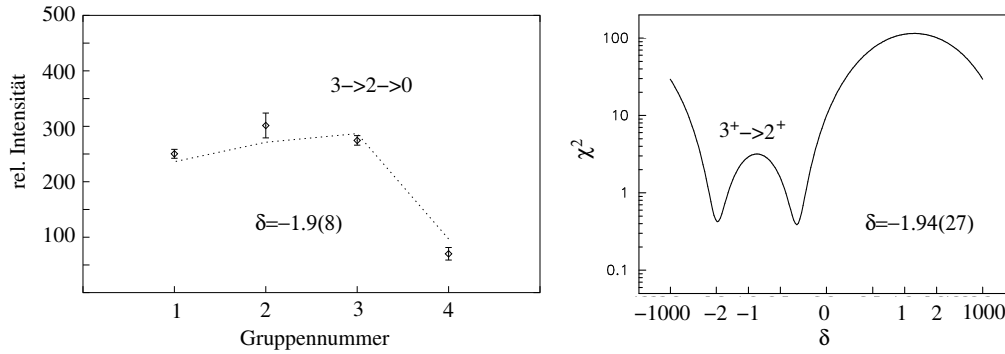
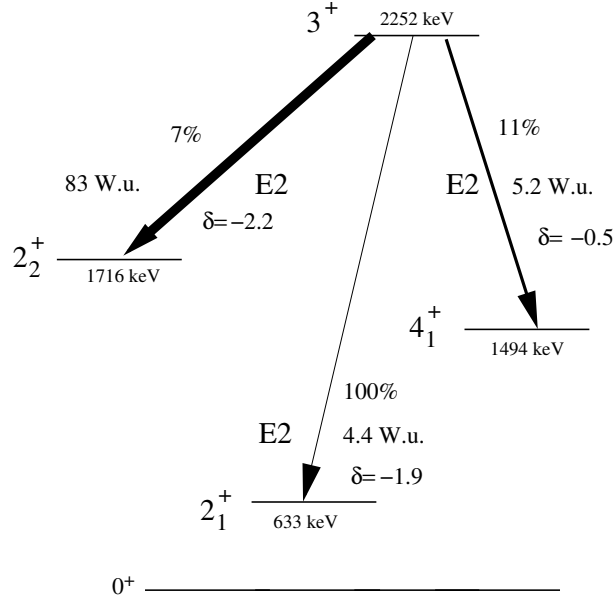


Abbildung 5.4: Links: Relative Intensitäten in den 4 Winkelkorrelationsgruppen für den 1619 keV Übergang zum  $2_1^+$  Zustand im  $\beta$ -Zerfallsexperiment für die Spinhypothese  $J = 3$ . Rechts:  $\chi^2$  des 1619 keV Übergangs zum  $2_1^+$  Zustand, aufgetragen gegen das Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment.

$2_2^+$  Zustand war in der Literatur [NNDC] einem Level bei 2254 keV zugeordnet, konnte aber mit den  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsexperimenten dem Level bei 2252.5 keV zugeordnet werden. Eine eindeutige Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses  $\delta = -1.9(8)$  war nur beim Zerfall zum  $2_1^+$  Zustand im  $\beta$ -Zerfallsexperiment möglich. Dieses stimmt innerhalb des Fehler gut mit dem Wert  $\delta = -1.94(27)$  aus dem INS-Experiment überein. Waren die Multipolmischungsverhältnisse nicht eindeutig, wurden jeweils beide Werte angegeben. Das Zerfallsverhalten des  $3_1^+$  Zustandes stimmt mit dem  $3_1^+$  Zuständen in den anderen gerade-gerade Cadmiumisotopen gut überein (Abbildung 5.5) und wird deshalb dem „Quasi-Multiphononmultiplett“ zugeordnet.

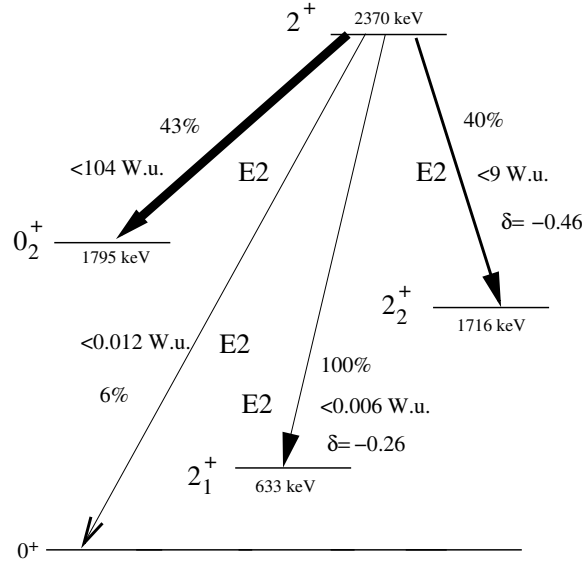
**2370 keV** Spin, Parität  $J^\pi = 2^+$  und das Zerfallsverhalten waren aus der Literatur bekannt [NNDC]. Für den Zerfall zum  $2_1^+$  Zustand war die Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses nicht eindeutig. Das Zerfallsverhalten und der Vergleich mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$  sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

**2561 keV** Dieser Zustand ist als  $0_4^+$  bekannt. Eine untere Grenze für die Lebensdauer  $\tau > 600$  fs konnte im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment bestimmt werden. Zerfälle zum  $0_2^+$  und  $2_2^+$  konnten in keinem Experiment beobachtet werden. Für die E2-Übergangsstärke konnte hieraus eine obere Grenze von  $B(E2; 0_4^+ \rightarrow 2_1^+) < 1.7$  W.u. bestimmt werden. Hinweise auf andere  $0^+$



Isotop	106	108	110	112
$E_{level}(keV)$	2252	2146	2163	2065
$E_{\gamma}(3^+ \rightarrow 2_1^+)(keV)$	1620	1513	1505	1447
$I(3^+ \rightarrow 2_1^+)\%$	100(10)	100(8)	100(2)	90(1)
$\delta(3^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.9(3)	-0.8(1)	-1.5(2)	-1.6(1)
$B(E2; 3^+ \rightarrow 2_1^+)(W.u.)$	$4.4^{+2.9}_{-1.8}$		1.1(6)	1.7(5)
$E_{\gamma}(3^+ \rightarrow 4_1^+)(keV)$	759	637	620	649
$I(3^+ \rightarrow 4_1^+)\%$	11(1)	6(1)	28(1)	29(1)
$\delta(3^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.5(1)	-0.5(1)	-0.5(1)	-1.1(3)
$B(E2; 3^+ \rightarrow 4_1^+)(W.u.)$	$5.2^{+3.2}_{-1.9}$ $20^{+14}_{-9}$		7(5)	24(9)
$E_{\gamma}(3^+ \rightarrow 2_2^+)(keV)$	536	544	687	752
$I(3^+ \rightarrow 2_2^+)\%$	7(1)	12(1)	42(2)	100(1)
$\delta(3^+ \rightarrow 2_2^+)$	-2.2(6)	-1.7(7)	-1.7(1)	-2.7(2)
$B(E2; 3^+ \rightarrow 2_2^+)(W.u.)$	$83^{+74}_{-43}$ $5.1^{+2.6}_{-1.7}$		25(12)	62(17)

Abbildung 5.5: Oben: Das Zerfallsverhalten des  $3^+$  Zustandes bei 2252 keV. Unten: Der Vergleich des Zerfallsverhaltens des  $3_1^+$  Zustandes mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$ . Für den Fall, daß nicht ein eindeutiges Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  bestimmt werden konnte, wurden beide Werte angegeben.



Isotop	106	108	110	112
$E_{level}(keV)$	2370	2486	2356	2122
$E_\gamma(2^+ \rightarrow 0_1^+)(keV)$	2370	2486		2122
$I(2^+ \rightarrow 0_1^+) \%$	6(1)	4(1)		3(1)
$\delta(2^+ \rightarrow 0_1^+)$	E2	E2		E2
$B(E2; 2^+ \rightarrow 0_1^+)(W.u.)$	$< 0.012$			0.016(4)
$E_\gamma(2^+ \rightarrow 2_1^+)(keV)$	1738	1853	1698	1504
$I(2^+ \rightarrow 2_1^+) \%$	100(2)	100(9)	100(1)	100(1)
$\delta(2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.26(4)	-0.5(1)	-0.07(2)	1.36
	7(2)		2.9(2)	0.24
$B(E2; 2^+ \rightarrow 2_1^+)(W.u.)$	$< 0.06$		$0.02_{-0.01}^{+0.02}$	2.2(6)
	$< 1.2$			0.18(4)
$E_\gamma(2^+ \rightarrow 2_2^+)(keV)$	654	885		809
$I(2^+ \rightarrow 2_2^+) \%$	40(2)	5(2)		3(1)
$\delta(2^+ \rightarrow 2_2^+)$	$-0.46_{-0.14}^{+0.11}$	0.31(8)		(E2)
$B(E2; 2^+ \rightarrow 2_2^+)(W.u.)$	$< 9$			$< 2.4$
$E_\gamma(2^+ \rightarrow 0_2^+)(keV)$	575		624	688
$I(2^+ \rightarrow 0_2^+) \%$	43(2)		3(1)	16(1)
$\delta(2^+ \rightarrow 0_2^+)$	E2		E2	E2
$B(E2; 2^+ \rightarrow 0_2^+)(W.u.)$	$< 104$		16(5)	26(7)

Abbildung 5.6: Oben: Zerfallsverhalten des  $2^+$  Zustandes bei 2370 keV. Unten: Vergleich des Zerfallsverhaltens des entsprechenden  $2^+$  Zustandes von  $^{106}\text{Cd}$  mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  und  $^{112}\text{Cd}$ . Für den Fall, daß nicht ein eindeutiges Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  bestimmt werden konnte, wurden beide Werte angegeben.

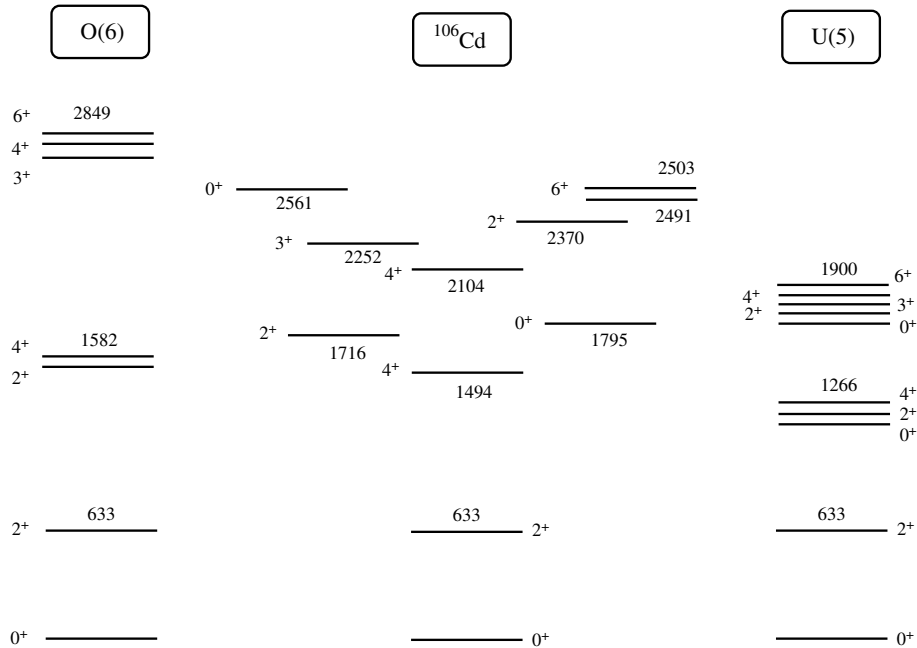
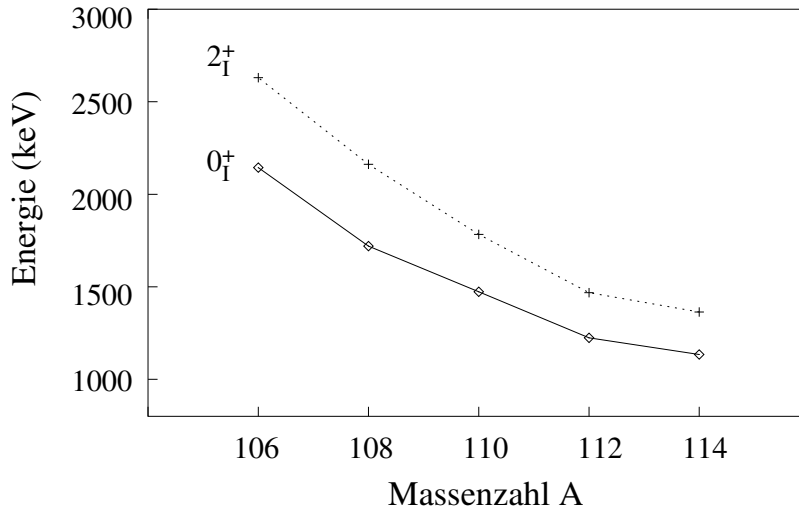


Abbildung 5.7: Vergleich der „Phononenstruktur“ von  $^{106}\text{Cd}$  mit dem  $O(6)$ - und dem  $U(5)$ -Limit des IBM.

Zustände um 2.5 meV sind in keinem Experiment gefunden worden, so daß dieser Zustand dem „Quasi-Multiphononmultipllett“ zugeordnet wurde.

**2491 und 2503 keV** Aus der Literatur [NNDC] sind zwei  $6^+$  Zustände bei 2491 und 2503 keV bekannt. Für das Niveau bei 2491 keV konnte eine untere Grenze für die Lebensdauer  $\tau > 350\text{fs}$  bestimmt werden. Für den Zustand bei 2503 keV konnte eine Lebensdauer von  $\tau = 260^{+440}_{-130}\text{fs}$  bestimmt werden. Beide Zustände besitzen eine große  $E2$ -Übergangsstärke zum  $4_1^+$  (bzw. eine obere Grenze). Aus diesem Grund werden beide Zustände dem „Quasi-Multiphononmultipllett“ zugeordnet.

In vibratorähnlichen Kernen erwartet man das isoskalare Multipllett bei  $3 \cdot E(2_1^+)$  (also ca. bei 1.9 MeV im Fall von  $^{106}\text{Cd}$ ). Die entsprechenden Zustände im  $O(6)$ -Limit, also der  $6_1^+$ ,  $4_2^+$  und der  $3_1^+$  Zustand, sollten bei einer Energie von ca. 2.8 MeV liegen. Betrachtet man das Zerfallsschema dieser Zustände (Abbildung 5.7) neben dem eines vibratorähnlichen Kerns und eines Kerns mit  $\gamma$ -weicher Struktur, liegt der Energieschwerpunkt dieser „Quasi-Multiphononanregungen“ bei 2.3 MeV, also zwischen dem  $U(5)$ - und  $O(6)$ -Limit des IBM. Dies gibt wiederum einen Hinweis darauf, daß es sich bei  $^{106}\text{Cd}$  um einen „Übergangskern“ zwischen diesen Symmetrien handelt.



Isotop	106	108	110
$E_{Level}(\text{keV})$	2630	2163	1783
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	0.09(2)	$\geq 0.06(3)$	0.3(1)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (W.u.)	0.06(2)	$\geq 0.4_{-0.2}^{+0.3}$	$0.16_{-0.09}^{+0.12}$
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	$52_{-21}^{+30}$	$\geq 9_{-5}^{+12}$	$23_{18}^{+27}$

Abbildung 5.8: Oben: Energien der  $0_{Int}^+$  und  $2_{Int}^+$  Zustände in den gerade-gerade Cadmiumisotopen. Unten: Vergleich der Übergangsstärken der Intruderzustände in  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{108}\text{Cd}$  und  $^{110}\text{Cd}$ .

## 5.2 Intruderzustände

Die Identifikation von Intruderzuständen ist relativ schwierig, da nur die Existenz eines zusätzlichen  $0^+$  Zustandes, der das Phononenkonzept bei kleinen Energien zu stören scheint, Hinweise auf eine weitere Struktur im Levelschema des zu untersuchenden Kerns liefert. Für das Zerfallsverhalten des  $0^+$  Zustandes gibt es keine definierten Signaturen. Die Struktur, die auf diesem Zustand aufbaut, sollte allerdings ein kollektives Verhalten zeigen. In diesem Abschnitt werden der  $0^+$  und der erste angeregte  $2^+$  der Intruderbande in  $^{106}\text{Cd}$  beschrieben.

**2144 keV** Der Zustand bei 2144 keV war aus der Literatur als  $0^+$  Zustand bekannt [NNDC]. Eine untere Grenze der Lebensdauer  $\tau > 1000$  fs konnte im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment bestimmt werden. Auf weitere  $0^+$  Zustände in diesem Energiebereich gibt es keine Hinweise.

**2630 keV** In der Literatur [NNDC] wurde diesem Zustand Spin und Parität  $2^+$  zugewiesen. Im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment konnte die Lebensdauer  $\tau = 190(30)$

fs bestimmt werden. Zwei neue Zerfälle konnten im  $\beta$ -Zerfallsexperiment etabliert werden. Der Zerfall zum  $0_3^+$  Zustand ist mit 1.2% recht schwach, besitzt aber mit einer E2-Übergangsstärke von  $52_{-21}^{+30}$  W.u. kollektiven Charakter. Ein vergleichbares Verhalten wurde auch in  $^{108}\text{Cd}$  und  $^{110}\text{Cd}$  beobachtet.

Betrachtet man die Energien des  $0_{Int}^+$  und  $2_{Int}^+$  Zustandes der Intruderbande in den gerade-gerade Cadmiumisotopen, fällt auf, daß die Energie dieser Anregungen mit abnehmender Neutronenzahl steigt (Abbildung 5.8). Dieses Verhalten, nämlich der Anstieg der  $0_{Int}^+$  Intruderenergie von der Schalenmitte zur  $N = 50$  Schale [Hey86] und die E2-Übergangsstärken des  $2_{Int}^+$  Zustandes in den gerade-gerade Cadmiumisotopen, bestätigen die Natur dieser Zustände.



## 5.3 Gemischt-symmetrische Zustände in $^{106}\text{Cd}$

### 5.3.1 Der Ein-Phononen $2^+_{1,ms}$ -Zustand

Die Informationen über  $2^+$  Ein-Phononen Zustände gemischter Symmetrie sind in den Cadmiumisotopen recht rar. In  $^{112}\text{Cd}$  [Gar96] konnte eine solche isovektorielle Anregung gefunden werden. Auch in den Kernen  $^{108}\text{Cd}$  [Gad02d] und  $^{114}\text{Cd}$  [Ban03] sind Fragmente dieser fundamentalen Anregung gefunden worden (Abb. 5.9). Diese Fragmentierungen beruhen auf Mischung der Zustände

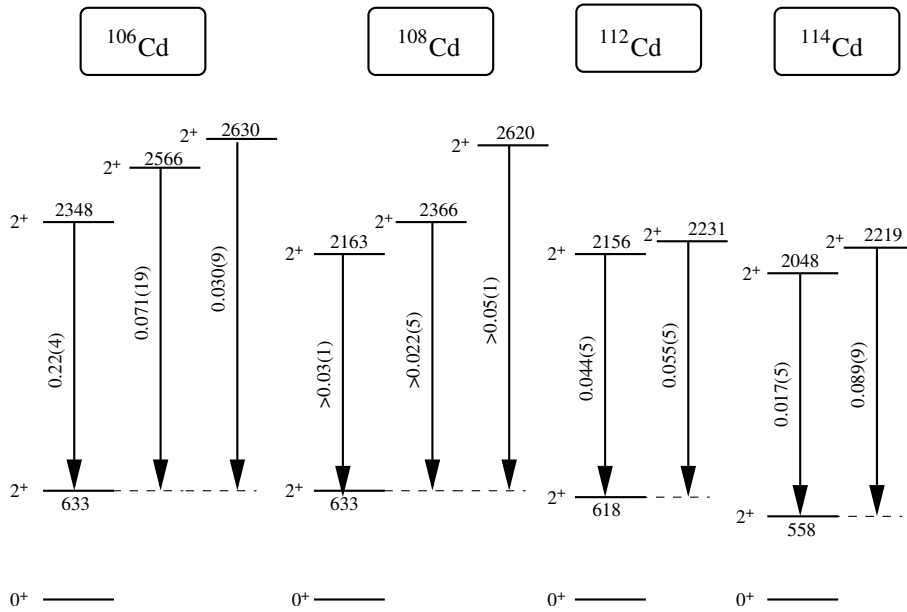


Abbildung 5.9: Zerfallsverhalten der  $2^+_{1,ms}$ -Zustände in  $^{106,108,112,114}\text{Cd}$ .

gemischter Symmetrie mit den Intruder  $2^+$  Zuständen in  $^{108,112,114}\text{Cd}$ . In  $^{106}\text{Cd}$  liegt der Intruder  $0^+_{Int}$  bzw.  $2^+_{Int}$  bei 2144 keV bzw. 2630 keV. Nur ein  $2^+$ -Zustand bei 2348 keV mit einem starken M1-Zerfall zum ersten angeregten  $2^+_{1,ms}$ -Zustand konnte beobachtet werden. Gerade dieser starke M1-Übergang ist die Signatur für einen gemischt-symmetrischen Zustand. Es zeigt sich aber, daß zwei weitere  $2^+$ -Zustände bei 2566 keV und 2630 keV eine nicht vernachlässigbare M1-Stärke zum  $2^+_{1,ms}$  Zustand besitzen. Da der Zustand bei 2630 keV, im vorherigen Kapitel als Intruderzustand identifiziert, auch eine relativ starke M1-Stärke besitzt, scheint eine ähnliche Situation wie in  $^{108}\text{Cd}$  [Gad02d] vorzuliegen (Abb. 5.9).

Wie im 2. Kapitel schon erwähnt wurde, kann die M1- bzw. E2-Stärke dieser fundamentalen gemischt-symmetrischen Anregung nach [Isa86] in den Limits des IBM-2 berechnet werden. In Tabelle 5.1 sind die M1- und E2-Übergangsstärken der drei möglichen Fragmente angegeben. Nur der Zustand bei 2630 keV zeigt einen Zerfall mit  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 0.088^{+0.024}_{-0.018}$  W.u. zum Grundzustand. Dieser

E	$B(M1; 2_x^+ \rightarrow 2_1^+)$	$B(E2; 2_x^+ \rightarrow 0_1^+)$
(keV)	$(\mu_N^2)$	(W.u.)
2347.6	$0.22_{-0.03}^{+0.04}$	
2566.3	$0.071_{-0.014}^{+0.019}$	
2630.1	$0.030_{-0.07}^{+0.09}$	$0.088_{-0.018}^{+0.024}$
	$\sum B(\Pi L) = 0.321_{-0.053}^{+0.068}$	$0.088_{-0.018}^{+0.024}$

Tabelle 5.1: Übergangsstärken der  $2_{1,ms}^+$  Fragmente in  $^{106}\text{Cd}$ . Unter der Annahme von Fragmentierung ist die Summenstärke in der unteren Zeile angegeben.

Wert ist sehr viel kleiner als die B(E2)-Werte für Grundzustandsübergänge von gemischt-symmetrischen Zuständen in den N=52 Isotonen [Pie99a, Fra05, Kle02], ist aber in der gleichen Größenordnung wie in  $^{112,114}\text{Cd}$ . Die summierte M1- bzw. E2-Stärke für die charakteristischen Zerfälle stimmen mit den theoretisch erwarteten Übergangsstärken des O(6)-Limits gut überein. (Abbildung 5.10). Hierbei

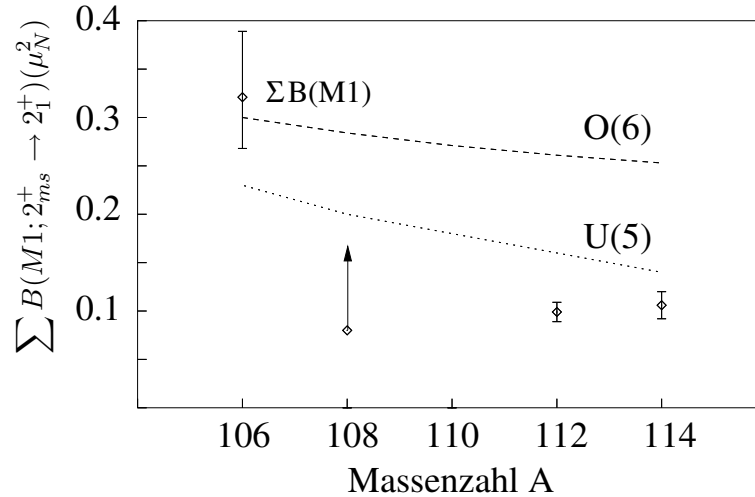


Abbildung 5.10: M1-Summenstärke der Zerfälle zum  $2_1^+$  Zustand der Fragmente des  $2_{1,ms}^+$  Zustandes in  $^{108}\text{Cd}$  [Gad02d],  $^{112}\text{Cd}$  [Gar96],  $^{114}\text{Cd}$  [Ban03a] und  $^{106}\text{Cd}$  (aus dieser Arbeit). Eingezeichnet sind auch die IBM-1 Vorhersagen im O(6)- und U(5)-Limit.

trägt der  $2^+$ -Zustand bei 2348 keV mit  $B(M1; 2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.22_{-0.03}^{+0.04} \mu_N^2$  69% der gesamten M1-Stärke von  $2_X^+ \rightarrow 2_1^+$  Zerfällen. Läge keine Fragmentierung vor, entspräche dies der im IBM-2 vorhergesagten M1-Stärke im U(5)-Limit. Auch das Verhalten der fundamentalen Quadrupolanregung  $Q_{ms}$  zeigt, daß es sich bei  $^{106}\text{Cd}$  um einen Kern handelt, der sich zwischen einem sphärischen Vibrator und einer  $\gamma$ -weichen Struktur befindet. Zusätzlich wird dies durch das  $R_{4/2}$ -Verhältnis von 2.36 bestätigt, welches zwischen den Werten für einen sphärischen Vibrator von 2.0 und dem einer  $\gamma$ -weichen Struktur von 2.5 liegt.

### 5.3.2 Der Zwei-Phononen $1_{ms}^+$ Zustand

Wie in Kapitel 2 schon beschrieben, erwartet man aus der Kopplung eines symmetrischen Quadrupolphonons  $Q_s$  und des gemischt-symmetrischen  $2_{1,ms}^+$  Zustandes ein Quintuplett von Zwei-Phononen Zuständen gemischter Symmetrie für eine hinreichend große Bosonenzahl. In diesem Abschnitt soll erläutert werden, wie solche Zwei-Phononen Zustände aus der Kombination der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten KRF- und  $\beta$ -Zerfallsexperimente identifiziert werden konnten.

Im folgenden sollen einige interessante Zustände im Energiebereich um 3.3 MeV,

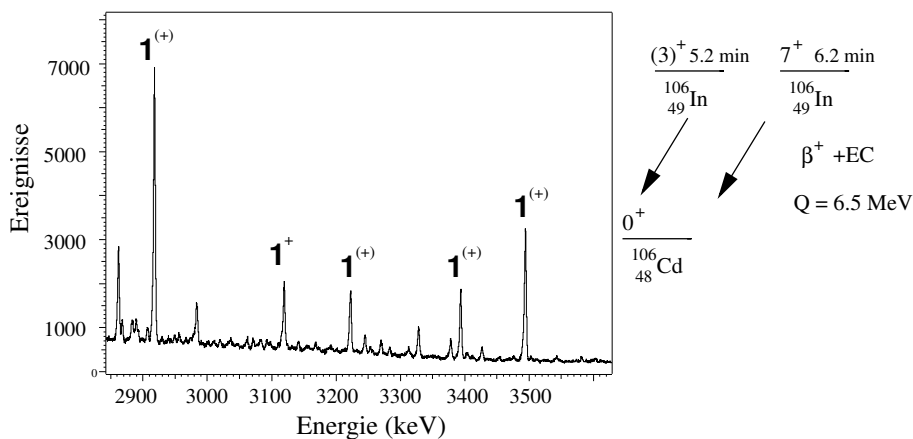


Abbildung 5.11: Links: Summenspektrum von einem Detektor aus dem  $\beta$ -Zerfallsexperiment. Rechts: Schematische Darstellung der Bevölkerung von  $^{106}\text{Cd}$  nach  $\beta$ -Zerfall. Die Angaben sind [NNDC] entnommen.

wo gemischt-symmetrische Zwei-Phononen Zustände erwartet werden, genauer diskutiert werden.

**2890 keV** Dieser Zustand war aus [NNDC] als Niveau mit Spin  $2, 3^+$  bekannt. Im KRF-Experiment konnte dieser Anregung eindeutig der Spin  $J = 1$  zugewiesen werden. Im  $\beta$ -Zerfallsexperiment konnte diesem Niveau der Spin  $2, 3$  zugewiesen werden, Spinhypothese  $J = 1$  konnte klar ausgeschlossen werden. Diese Diskrepanz in den beiden Experimenten hat einen Grund: Bei der Energie 2890 keV gibt es 2 Zustände. Die Untersuchung der relativen Intensitäten in den Singles und in den Koinzidenzen des  $\beta$ -Zerfallsexperiments, des KRF-Experiments und des  $(n, n'\gamma)$ -Experiments bestätigen diese Vermutung (siehe Tabelle 5.2). Ein weiterer Hinweis darauf, daß sich bei dieser Energie zwei Zustände befinden, sind die Lebensdauern, die im KRF- und INS-Experiment bestimmt werden konnten. Im KRF-Experiment ergab sich eine Lebensdauer von  $\tau = 25(4)$  fs. Dies stimmt mit der Lebensdauer  $\tau = 26(5)$  fs, die aus dem Grundzustandzerfall mit der Energie 2890 keV im INS-Experiment bestimmt wurde, gut überein. Die Tatsache, daß die

Experiment	$I(J \rightarrow 0_1^+)\%$	$I(J \rightarrow 2_1^+)\%$
KRF	44(8)	100(8)
$\beta$ (Koinzidenzen)	31(7)	100(7)
$\beta$ (Singles)	6(2)	100(2)
INS	16(2)	100(2)

Tabelle 5.2: Vergleich der relativen Intensitäten in den verschiedenen Experimenten. Die relativen Intensitäten der  $\gamma$ -Linie bei 2890 keV und eines Zerfalls zum  $2_1^+$  Zustandes, die aus dem KRF-, dem  $\beta$ -Zerfalls- und dem INS-Experiment gewonnen wurden, sind aufgelistet. Aus den Koinzidenzdaten des  $\beta$ -Zerfallsexperiments wurden die relativen Intensitäten mit Hilfe eines bevölkernden Zerfalls bei 2047 keV bestimmt. Diese stimmen innerhalb des Fehlers mit den Daten aus dem KRF-Experiment überein. Eine signifikante Abweichung wurde im INS- und in den Singles des  $\beta$ -Zerfallsexperiments beobachtet. Dies deutet eindeutig darauf hin, daß sich bei der Energie 2890 keV zwei Zustände befinden.

DSAM-Analyse des 2257 keV Übergangs im INS-Experiment einen Wert von  $\tilde{\tau} = 52(6)$  fs lieferte, spricht ebenfalls für ein Duplett bei der Energie 2890 keV.

Aus diesem Grund konnten vier weitere Zerfälle, die im  $\beta$ -Zerfallsexperiment beobachtet wurden, keinem dieser Zustände bei dieser Energie zugeordnet werden. Aus dem Zerfallsverhalten der Dipolanregung bei 2890 keV ist die Parität dieses Zustandes nicht klar ersichtlich. Unter der Annahme von positiver Parität erhielt man eine Grundzustandsstärke von  $B(M1; 1^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.024\mu_N^2$ , die nur etwa 10% zur M1-Summenstärke der Dipolanregungen im Energiebereich um 3.3 MeV beitragen würde (wie später in diesem Abschnitt diskutiert).

**2918 keV** Dieses Niveau war schon aus [NNDC] als Dipolanregung bekannt und konnte im KRF-Experiment bestätigt werden. Das Multipolmischungsverhältnis zum  $2_2^+$  Zustand konnte im  $\beta$ -Zerfallsexperiment zu  $\delta = 0.17(11)$  bestimmt werden. Die Parität dieses Zustandes war nicht bekannt, doch läßt die starke Bevölkering nach  $\beta$ -Zerfall und das von Null verschiedene Multipolmischungsverhältnis auf eine positive Parität schließen (Abbildung 5.11).

**3119 keV** Der Spin und Parität  $J^\pi = 1^+$  dieses Zustandes konnte in  $\beta$ -Zerfallsexperiment bestimmt werden. Der Spin  $J = 1$  war schon aus der Literatur bekannt [NNDC]. Für dieses Niveau konnten 5 neue Übergänge beobachtet werden. Dieser Zustand besitzt eine M1-Stärke von  $B(M1; 1^+ \rightarrow 0^+) = 0.0024\mu_N^2$ . Es wurde ein relativ starker Zerfall zu einem Fragment des  $2_{1,ms}^+$  Zustandes beobachtet. Gegen eine Identifizierung als  $1_{ms}^+$  Zustand spricht aber die Tatsache, daß der Zustand ein Zerfallsverhalten zeigt,

das für einen  $1_{ms}^+$  Zustand völlig untypisch ist: Es wurde ein Zerfall zum  $2^+$  Zustand des „Quasi-Dreiphononenmultipletts“ beobachtet mit einer Stärke von  $B(E2; 1^+ \rightarrow 2_{3pho}^+) < 1200e^2fm^4$  unter der Annahme reiner E2-Strahlung.

**3222 keV** Der Zustand war als Dipolanregung bekannt [NNDC]. In der KRF-Messung konnten die Streuquerschnitte für elastische Streuung und für den Zerfall zum  $2_1^+$  Zustand  $I_{s,0}$  und  $I_{s,1}$  bestimmt werden. Ein nicht spektroskopierter Zerfall zum  $0_2^+$  Zustand konnte im  $\beta$ -Zerfallsexperiment beobachtet werden. Mit den Ergebnissen des Photonenstreuexperimentes ergab sich eine Lebensdauer von  $\tau = 27.8(15)$  fs. Die Parität dieses Zustandes war nicht bekannt, doch läßt die starke Bevölkering nach  $\beta$ -Zerfall auf eine positive Parität schließen (Abbildung 5.11).

**3394 keV** Dieses Niveau war als Zustand mit Spin und Parität  $J = 2^+$  bekannt [NNDC]. Diese Spinzuzuweisung konnte im KRF-Experiment und im  $\beta$ -Zerfallsexperiment mit  $J = 1$  eindeutig widerlegt werden. Zwei noch nicht bekannte Zerfälle konnten im  $\beta$ -Zerfallsexperiment beobachtet werden. Zusammen mit dem Photonenstreuquerschnitt  $I_{s,0}$  aus dem KRF-Experiment ergibt sich eine Lebensdauer von  $\tau = 20.9(20)$  fs. Wie auch bei dem Zustand bei 3222 keV wird dieses Niveau nach  $\beta$ -Zerfall stark bevölkert. Dies und das von Null verschiedene Multipolmischungsverhältnis  $\delta = -0.11(8)$  zum  $2_1^+$  Zustand befürworten positive Parität für diese Dipolanregung.

**3494 keV** Dieser Zustand war als Zustand mit Spin und Parität  $J = 1, 2^+$  bekannt [NNDC]. Im KRF- und im  $\beta$ -Zerfallsexperiment konnte dieser Zustand klar als eine Dipolanregung identifiziert werden. Wiederum gelang mit der Kombination der beiden experimentellen Methoden eine Bestimmung der Lebensdauer  $\tau = 40.6(40)$  fs. Das Multipolmischungsverhältnis  $\delta = -0.099(75)$  bzw.  $\delta = -0.080(68)$  zum  $2_1^+$  bzw.  $2_2^+$  Zustand schließen weder positive noch negative Parität aus, doch die starke Bevölkering im  $\beta$ -Zerfallsexperiment favorisiert positive Parität für diesen Zustand.

Tabelle 5.4 zeigt die experimentellen Daten, die aus dem Photonenstreuexperiment und  $\beta$ -Zerfallsexperiment extrahiert werden konnten.

Die erwartete Anregungsenergie von etwa 3.3 MeV der  $1_{ms}^+$  Zwei-Phononen Anregung gemischter Symmetrie in  $^{106}\text{Cd}$  konnte mit Hilfe empirischer Formeln [Pie95a, Pie98a, End99], die aus den Daten der Scherenmode in den Seltenen Erden gewonnen wurden, berechnet werden. Die oben beschriebenen Dipolanregungen konnten um 3.3 MeV im KRF-Experiment identifiziert werden. Offenbar fragmentiert die M1-Stärke in  $^{106}\text{Cd}$ . Summiert man die M1-Anregungsstärke erhält man  $\sum B(M1) = 0.215(22)\mu_N^2$ . Wie im Kapitel 2 schon erwähnt, hat P. van Isacker [Isa86] die Übergangsstärke für die Zerfälle der Scherenmode in den Limits des IBM-2 berechnet. Die erwartete Stärke im U(5)-Limit ist  $B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow$

$0_1^+$ ) = 0, im O(6)-Limit erwartet man  $B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.16\mu_N^2$  unter der Verwendung der natürlichen g-Faktoren für Proton- und Neutronbosonen. Dies ist ein Argument dafür, daß es sich bei den beobachteten Zuständen um Fragmente der  $1_{ms}^+$  Anregung handelt. Das bedeutet, daß  $^{106}\text{Cd}$  näher am O(6)-Limit liegt. Allerdings zeigt nur die Dipolanregung bei 3494 keV das erwartete Zerfallsverhalten des  $1_{ms}^+$  Zustandes. In Abbildung 5.12 ist das Zerfallsverhalten der beobachteten  $1^+$  Zustände neben dem für den erwarteten  $1_{ms}^+$  Zustand im O(6)- und U(5)-Limit dargestellt.

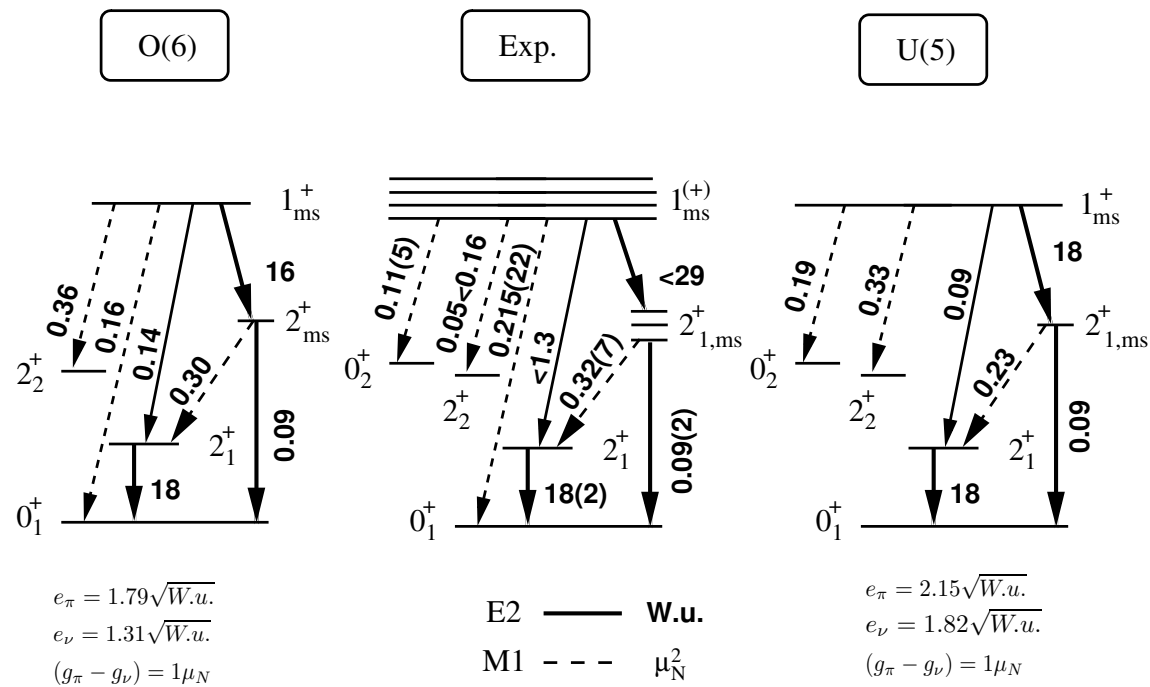


Abbildung 5.12: Vergleich des Zerfallsverhaltens der  $1_{ms}^+$  Anregung, daneben Vorhersagen im  $O(6)$ - und im  $U(5)$ -Limit des IBM-2. Bei den experimentellen Daten wurden die Zerfallsstärken der vier beobachteten Dipolanregungen aufsummiert. Die  $B(E2)$ -Werte wurden an die Grundzustandszerfälle des  $2_1^+$  Zustandes bei 632 keV und des  $2_{ms}^+$  bei 2630 keV angefitet. Die  $B(M1)$ -Werte wurden mit  $(g_\pi - g_\nu) = 1\mu_N$  erhalten.

	O(6)-Limit	U(5)-Limit	Experiment
$\frac{B(E2;1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2;2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+)}$	1.6	1.0	<14.8
$\frac{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)}$	2.7	0	>1.3
$\frac{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 0_2^+)}{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)}$	0	0.57	>0.38

Tabelle 5.3: *Experimentelle und theoretische B(E2)- und B(M1)-Verhältnisse im O(6)- und U(5)-Limit.*

Um sich nun quantitativ ein Bild über die Lage des Kerns  $^{106}\text{Cd}$  zwischen den dynamischen Symmetrien machen zu können, betrachtet man die in Tabelle 5.3 gezeigten B(M1)- bzw. B(E2)-Verhältnisse. Aus dem Zerfallsverhalten und den B(M1)- B(E2)-Verhältnissen läßt sich schließen, daß es sich bei  $^{106}\text{Cd}$  um einen Übergangskern zwischen der U(5)- und der O(6)-Struktur handelt. Besonders fällt dieses bei dem  $\frac{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)}$ -Verhältnis auf, das mit einer unteren Grenze von 1.3 mehr für einen Kern mit  $\gamma$ -weicher Struktur spricht. Das  $\frac{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 0_2^+)}{B(M1;1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)}$ -Verhältnis mit einer unteren Grenze von 0.38 und der Zerfall zum ersten angeregten  $0_2^+$  Zustand spricht aber eher für einen vibratorähnlichen Kern. M. D el eze et al. [Del93a] berechneten die effektive Bosonenladungen  $e_\nu \approx 0.8$  e barn in einem mikroskopischen Modell bei festen  $e_\pi = 0.123$  e barn in den Cadmiumisotopen  $^{110,112,114}\text{Cd}$ . Hierbei erhielten sie bei diesen Isotopen ein Verhältnis von  $\frac{e_\nu}{e_\pi} \approx 63\%$ . Dies entspricht dem O(6)-Fit mit  $e_\nu = 0.071$  e barn und  $e_\pi = 0.098$  e barn mit einem Verhältnis von  $\frac{e_\nu}{e_\pi} \approx 73\%$  (siehe Abbildung 5.12) und erklärt auch die schwache E2-Grundzustandsübergangsst arke vom  $2_{ms}^+$  Zustand.



$E_x$ (keV)	$J_i^\pi$ $\hbar$	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$J_f^\pi$ $\hbar$	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)	$B(M1) \downarrow$ $\mu_N^2$	$B(E2) \downarrow$ $e^2\text{fm}^4$	$B(E1) \downarrow$ $e^2\text{fm}^2 \cdot 10^{-3}$
2889.8	1	2889.6	0.0	0 <sup>+</sup>	37.1(7)		26(4)	$0.024^{+0.010}_{-0.007}$		$0.27^{+0.11}_{-0.08}$
		2257.2	632.5	2 <sup>+</sup>	100(15)			< 0.17	< 500	< 1.9
2917.4	1 <sup>(+)</sup>	2917.3	0.0	0 <sup>+</sup>	100.0(20)		19.7(11)	0.089(7)		
		2284.8	632.6	2 <sup>+</sup>	21.7(20)	0.045(46)		0.040(6)	0.22(4)	
		1201.0	1716.5	2 <sup>+</sup>	4.9(16)	0.17(11)		0.060(24)	17.5(70)	
		1122.4	1794.9	0 <sup>+</sup>	4.2(13)			0.066(25)		
3119.0	1 <sup>+</sup>	3118.9	0.0	0 <sup>+</sup>	96(10)		$320^{+170}_{-110}$	$0.0024^{+0.0016}_{-0.0010}$		
		2486.6	632.5	2 <sup>+</sup>	100(10)	-0.81(6)		$0.003^{+0.002}_{-0.001}$	$4.5^{+3.1}_{-1.9}$	
		1402.6	1716.5	2 <sup>+</sup>	7(1)			< 0.0033	< 24	
		1324.0	1794.9	0 <sup>+</sup>	3(1)			$0.0010^{+0.0010}_{-0.0006}$		
		748.5	2370.3	2 <sup>+</sup>	15(2)			< 0.046	< 1200	
		557.8	2561.3	0 <sup>+</sup>	4(1)			$0.017^{+0.016}_{-0.009}$		
		553.0	2566.0	2 <sup>+</sup>	12(2)			< 0.094	< 4500	
3222.3	1 <sup>(+)</sup>	3222.3	0.0	0 <sup>+</sup>	100.0(20)		27.8(15)	0.050(5)		
		2590.5	632.5	2 <sup>+</sup>	17.5(15)			<0.015(3)	<40	
		1427.2	1794.9	0 <sup>+</sup>	6.8(32)			0.039(22)		
3393.8	1 <sup>(+)</sup>	3393.8	0.0	0 <sup>+</sup>	100.0(3)		20.9(20)	0.058(8)		
		2761.0	632.5	2 <sup>+</sup>	13.5(30)	-0.110(78)		0.014(5)	0.33(11)	
		1677.0	1716.5	2 <sup>+</sup>	6.8(22)			<0.033(15)	<250	
3494.1	1 <sup>(+)</sup>	3494.3	0.0	0 <sup>+</sup>	100.0(30)		40.6(30)	0.018(2)		
		2861.7	632.5	2 <sup>+</sup>	57.8(30)	-0.099(75)		0.019(3)	0.33(4)	
		1778.0	1716.5	2 <sup>+</sup>	14.5(30)	-0.080(68)		0.020(6)	0.58(17)	
		1699.1	1794.9	0 <sup>+</sup>	0.7(3)			0.0011(6)		
		1147.2	2347.6	2 <sup>+</sup>	5.9(20)			< 0.043	< 480	
		928.3	2566.0	2 <sup>+</sup>	1.6(5)			<0.022	< 370	

Tabelle 5.4: Zerfallsverhalten der  $J = 1$  Zustände im Energiebereich um etwa 3.3 MeV. Die Paritätszuweisungen werden im Text erläutert.

Isotope	$J^\pi$	$E_{1^-}(\text{keV})$	$E_{2_1^+}(\text{keV})$	$E_{3_1^-}(\text{keV})$	$(E_{2_1^+} + E_{3_1^-})(\text{keV})$	$\Gamma_1/\Gamma_0$
$^{106}\text{Cd}$	$1^{(-)}$	2825	633	2378	3011	0
$^{108}\text{Cd}$	$1^-$	2678	633	2202	2835	0
$^{110}\text{Cd}$	$1^-$	2650	658	2079	2735	0
$^{112}\text{Cd}$	$1^-$	2506	618	2005	2623	0
$^{114}\text{Cd}$	$1^-$	2456	558	1958	2516	0
$^{116}\text{Cd}$	$1^-$	2478	513	1922	2435	0

Tabelle 5.5: Daten für Dipolanregungen negativer Parität in den gerade-gerade Cadmiumisotopen [Koh05].

## 5.4 Quadrupol-Oktupol Anregungen in $^{106}\text{Cd}$

Die Untersuchung von Multiphononanregungen ist seit Jahrzehnten von großem Interesse in der Kernstrukturphysik. Außer den isoskalaren Q-Phononenanregungen, die im Abschnitt 5.1 erläutert worden sind, existiert die Oktupol-Phononenanregung  $O$ . Die Kopplung dieser beiden Anregungsarten resultiert in einem Quintuplett negativer Parität (QOC):  $(3^- \otimes 2_1^+)^{(J)}$  mit  $J = 1, 2, 3, 4, 5$ . Das  $1^-$ -Mitglied dieses Multipletts ist in den letzten Jahren mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz systematisch untersucht worden ([And01] und Referenzen darin). Der eindeutige Nachweis des Zwei-Phononen Charakters dieser Anregung gelang M. Wilhelm et al. in  $^{142}\text{Nd}$  und  $^{144}\text{Sm}$  in einem inelastischen Protonenstreuexperiment [Wil96]. Eine weitere Methode zur Untersuchung von Zuständen dieser Natur ist die auch in dieser Arbeit verwendete Methode der inelastischen Neutronenstreuung ( $n, n'\gamma$ ). In diesem Abschnitt sollen Kandidaten dieses isoskalaren Quintupletts vorgestellt werden.

### 5.4.1 $1^-$ Quadrupol-Oktupol Anregung

Das Niveau bei 2825 keV war schon als Dipolanregung bekannt [NNDC]. Der Spin konnte in der KRF-Messung bestätigt werden. Im  $\beta$ -Zerfallsexperiment ist dieser Zustand nur schwach bevölkert worden. Dies befürwortet eine negative Parität für diese Dipolanregung (Abbildung 5.13). Die Lebensdauer konnte in der KRF-Messung und im ( $n, n'\gamma$ )-Experiment im Mittel zu  $\tau = 28.9(11)\text{fs}$  bestimmt werden. Wie in den anderen gerade-gerade Cadmiumisotopen [Koh05] wurde nur der Zerfall zum Grundzustand beobachtet (siehe Tabelle 5.5). Mit diesen Ergebnissen konnte die Systematik der  $1^-$  Quadrupol-Oktupol Anregung bis zum leichtesten stabilen Cadmiumisotop erweitert werden. Bei harmonischer Kopplung eines Quadrupolphonons mit einem Oktupolphonon  $(2_1^+ \otimes 3^-)^{(-1)}$  erwartet man den  $1^-$  Zustand bei  $E(1^-) \approx E(2^+) + E(3^-)$ . Experimentell beobachtet man den  $1^-$  Zustand meist bei einer Energie geringfügig unterhalb der Summenenergie [And01]. Dieses Verhalten des  $1^-$  Zwei-Phononen Zustands beobachtet man

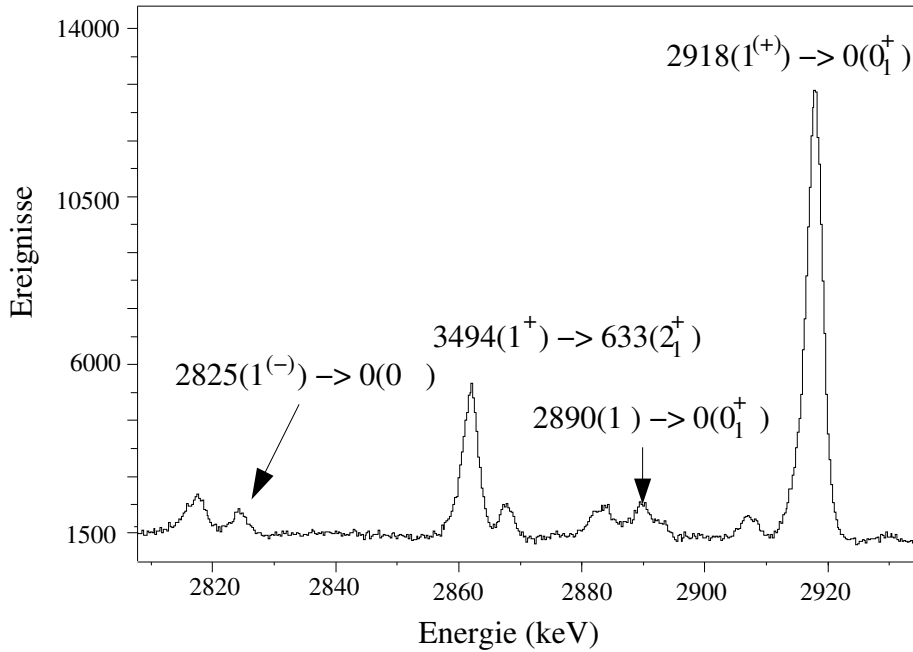


Abbildung 5.13: Summenspektrum eines Detektors im  $\beta$ -Zerfallsexperiment. Die Dipolanregung bei 2918 keV wird stark bevölkert, die Dipolanregung bei 2825 keV hingegen nur schwach. Ebenfalls gekennzeichnet ist der Zerfall zum  $2_1^+$  der  $1^+$ -Dipolanregung bei 3494 keV.

offenbar auch in  $^{106}\text{Cd}$  (Abbildung 5.14). Hier liegt die Energie 8% unterhalb der Summenenergie. In Abbildung 5.15 ist die  $B(E1; 0_1^+ \rightarrow 1^-)$ -Stärke dargestellt. Man beobachtet einen Anstieg der E1-Übergangsstärke mit abnehmender Neutronenzahl.

Kürzlich wurden E1-Übergangsmatrixelemente auf der Grundlage einer Q-Phononen Näherung mit einer mikroskopischen Random Phase Approximation (RPA) berechnet. Diese Rechnungen wurden auf zwei Arten durchgeführt: mit und ohne Beimischung der Dipol Zwei-Quasiteilchenkomponente. Die Rechnungen zu  $^{106}\text{Cd}$  wurden freundlicherweise von R. V. Jolos für diese Arbeit zur Verfügung gestellt. In Abbildung 5.16 werden die experimentellen Daten mit den beiden Theorien verglichen. Hier werden die größten Abweichungen für die beiden leichtesten Cadmiumisotope beobachtet. Während das Modell mit nur kollektiven Beiträgen näher an den experimentellen Daten liegt, beschreibt das Modell mit beiden Beiträgen (kollektive und Zwei-Quasiteilchen), mit der in [Jol04] vorgeschlagenen Normalisierung auf  $^{108}\text{Cd}$ , qualitativ gut das Verhalten (Tab. 5.6).

Im Rahmen dieser Arbeit gelang es erstmals, die Lebensdauer des ersten angeregten  $3^-$  Zustandes  $\tau = 204(30)$  fs zu bestimmen. Somit ist es möglich, Aussagen über den Zwei-Phononencharakter der  $1^-$  Anregung zu treffen. N. Pietralla analysierte das  $\frac{B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)}$  Verhältnis für gerade semimagische und gerade-gerade

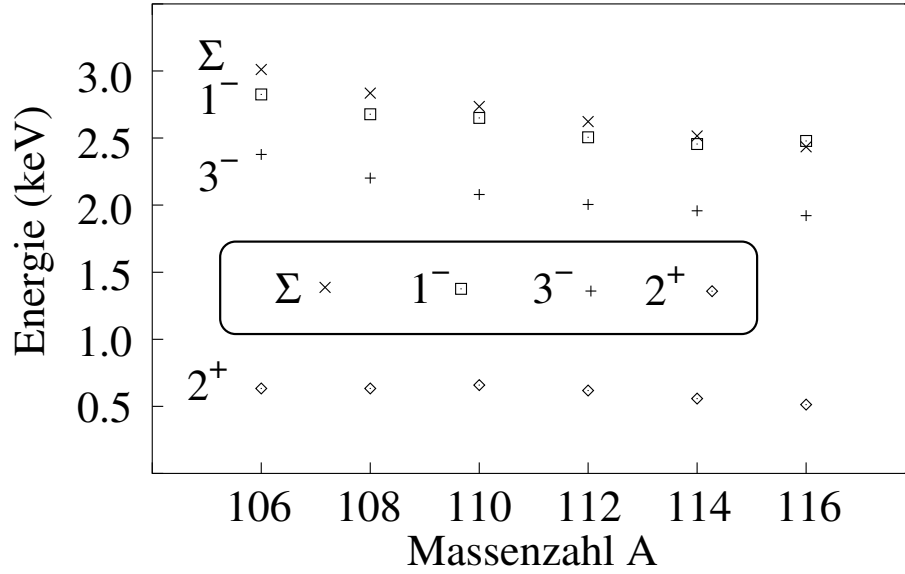


Abbildung 5.14: *Energiesystematik der  $1^-$  Zustände in den stabilen gerade-gerade Cadmiumisotopen. Energien des  $2_1^+$ ,  $3_1^-$ ,  $1_1^-$  und die Summenenergien  $\Sigma$  des  $2_1^+$  und  $3_1^-$  sind aufgetragen.*

Kern	$^{106}\text{Cd}$	$^{108}\text{Cd}$	$^{110}\text{Cd}$	$^{112}\text{Cd}$	$^{114}\text{Cd}$	$^{116}\text{Cd}$
Expt.	1.06(4)	1.00(4)	0.96(11)	0.82(8)	0.92(34)	0.86(13)
Calc.	0.99	1.00	0.85	0.82	0.81	0.78

Tabelle 5.6: *Experimentelle und berechnete absolute Werte für das reduzierte Matrixelement  $\langle 0_1^+ || T(E1) || 1_1^- \rangle$  in den Cadmiumisotopen (normiert auf  $^{108}\text{Cd}$ ). Die experimentellen Daten stammen aus [Koh05], der Wert für  $^{106}\text{Cd}$  aus dieser Arbeit.*

Kerne mit 2 oder 4 Nukleonen außerhalb einer geschlossenen Schale [Pie99]. Das Verhalten dieser vibratorähnlichen Kerne konnte mit einem harmonischen Phononenbild beschrieben werden. In diesem einfachen Modell beträgt  $\frac{B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)} = \frac{7}{3}$ . In Abbildung 5.17 sind die  $B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)$ - gegen  $B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)$ -Werte verschiedener Kerne aufgetragen. Die Systematik wurde mit den Werten von  $^{110}\text{Cd}$  [Cor01, Koh05],  $^{112}\text{Cd}$  [Gar99],  $^{114}\text{Cd}$  [Ban03] und  $^{106}\text{Cd}$  aus dieser Arbeit erweitert. Die Korrelation dieser beiden  $B(E1)$ -Werte ist klar zu erkennen. Experimentell wurde gefunden, daß dieses Verhältnis bei 1 liegt (innerhalb eines Faktors 2). Betrachtet man dieses Verhältnis aufgetragen gegen die Massenzahl A, fällt nur der Kern  $^{114}\text{Cd}$  mit einem Wert von  $\frac{B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)} = 3.6(9)$  aus dieser Systematik heraus (Abb. 5.18).

Zur Verdeutlichung sei noch einmal erwähnt: In einem idealen Phononenbild wird der  $3^- \rightarrow 2_1^+$ -Übergang durch die Vernichtung des Oktupolphonons und gleichzeitiger Erzeugung des skalaren  $Q_s$ -Quadrupolphonons induziert. Beim  $1^- \rightarrow 0_1^+$

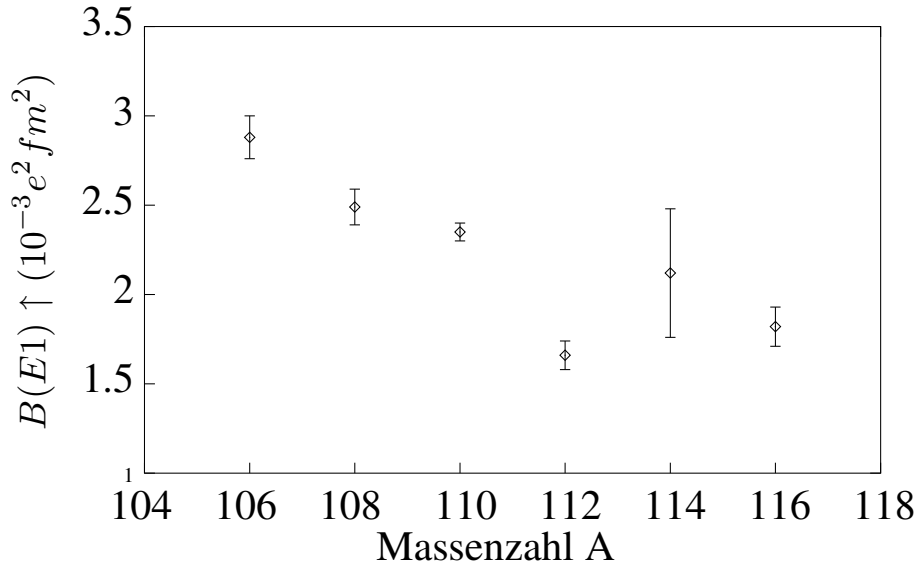


Abbildung 5.15:  $E1$ -Stärkesystematik  $0_1^+ \rightarrow 1_1^-$  in den stabilen gerade-gerade Cadmiumisotopen.

Übergang werden Oktupol- und Quadrupolphonon gleichzeitig vernichtet. In beiden Fällen werden jeweils 2 Phononen gleichzeitig umgewandelt oder vernichtet. Betrachtet man die Korrelation dieser zwei  $E1$ -Übergangsstärken und das innerhalb eines Faktors 2 konstante  $E1$ -Übergangsstärkeverhältnis  $\frac{B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)}$ , offenbart sich die Quadrupol-Oktupol Zwei-Phononen Natur dieser  $1^-$  Zustände.

### 5.4.2 $5_1^-$ Quadrupol-Oktupol Anregung

Der Zustand mit Spin  $J = 5$  bei 2920 keV war schon in der Literatur [NNDC] bekannt und konnte im Experiment mit der Reaktion  $^{104}\text{Pd}(^4\text{He}, 2n)^{106}\text{Cd}$  bestätigt werden. Das Multipolmischungsverhältnis des Zerfalls zum  $4_1^+$  Zustand betrug im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment  $\delta = -0.017_{-0.017}^{+0.030}$ , was auf einen reinen Dipolübergang ( $E1$  oder  $M1$ ) hindeutet. Ein neuer Übergang vom  $5^{(-)}$  zum  $3_1^-$  konnte im  $(^4\text{He}, 2n)$ -Experiment beobachtet werden (Abb. 5.19). Das Multipolmischungsverhältnis dieses Zerfalls konnte aufgrund der geringen Statistik nicht bestimmt werden. Da  $M3$ -Strahlung, wie in der Einleitung erwähnt, um ca. 3 Größenordnungen gegenüber  $E2$ -Strahlung unterdrückt ist, wird für diesen Zerfall reine  $E2$ -Strahlung angenommen. Die schwache Bevölkerung im  $\beta$ -Zerfallsexperiment favorisiert negative Parität für diesen Zustand. Die Lebensdauer  $\tau = 200_{-40}^{+50}$  fs konnte im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment bestimmt werden.

Das Zerfallsverhalten dieses Zustands ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Dies entspricht dem Verhalten einer Quadrupol-Oktupol Anregung:

- Die Vernichtung eines skalaren Quadrupolphonons  $Q_s$  resultiert in einem

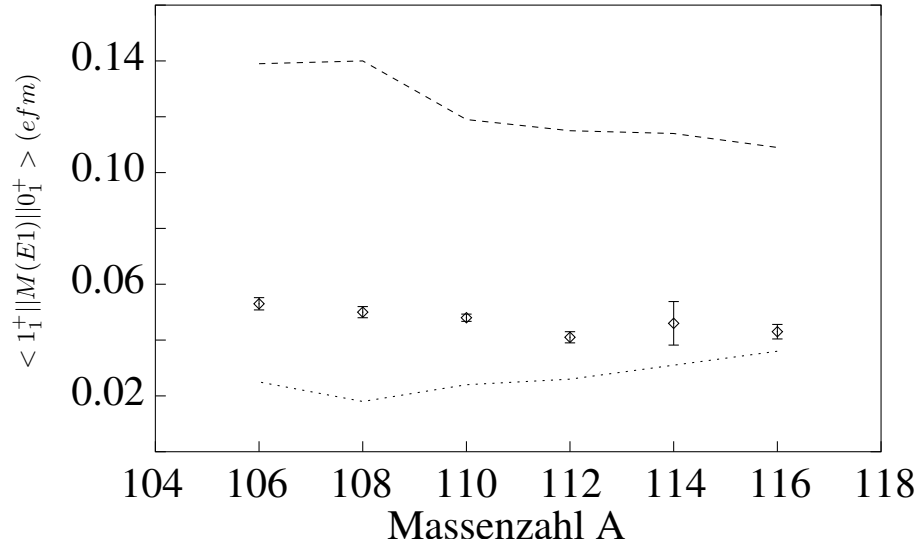


Abbildung 5.16: Absolute Werte für das reduzierte Matrixelement  $\langle 0_1^+ | T(E1) | 1^- \rangle$  der  $E1$ -Übergänge in den gerade-gerade Cadmiumisotopen, berechnet mit (gestrichelt) und ohne (gepunktet) Beimischung der Zwei-Quasiteilchenkomponente.

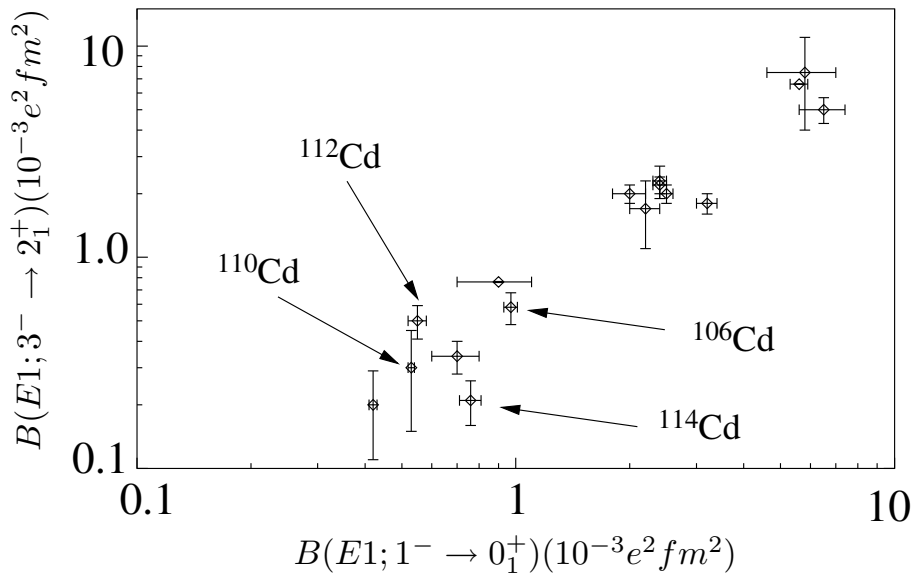


Abbildung 5.17: Vergleich von tiefliegenden  $E1$ -Übergangsstärken. Aufgetragen sind  $B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)$ - gegen  $B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)$ -Werte (Werte von [Pie99] und Referenzen darin, Werte für die  $^{110}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Cd}$ ,  $^{114}\text{Cd}$  aus [Cor01, Koh05, Gar99, Ban03] und für  $^{106}\text{Cd}$  aus dieser Arbeit). Der lineare Zusammenhang der  $E1$ -Übergangsstärke vom  $1^- \rightarrow 0_1^+$  Übergang und  $3^- \rightarrow 2_1^+$  Übergang ist klar zu erkennen.

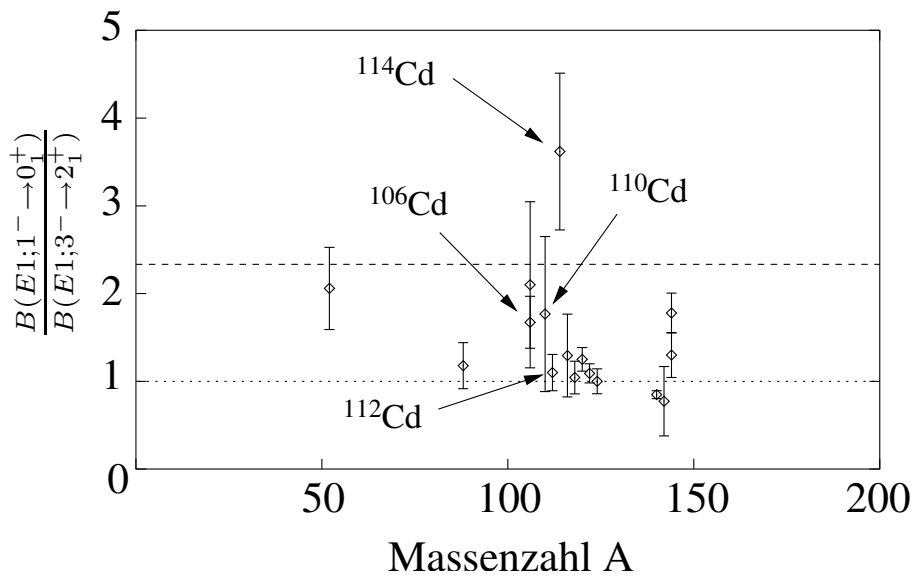


Abbildung 5.18:  $\frac{B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)}{B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)}$ -Werte aufgetragen gegen die Massenzahl  $A$ . Die Systematik [Pie99] wurde mit den Werten von  $^{110}\text{Cd}$  [Cor01, Koh05],  $^{112}\text{Cd}$  [Gar99],  $^{114}\text{Cd}$  [Ban03] und  $^{106}\text{Cd}$  aus dieser Arbeit erweitert.

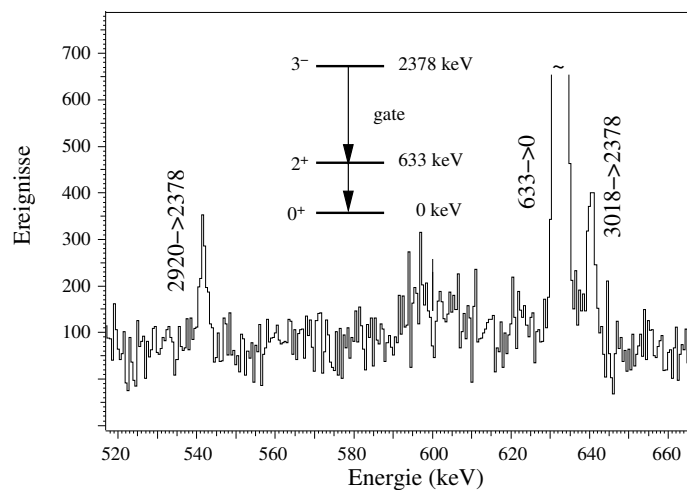
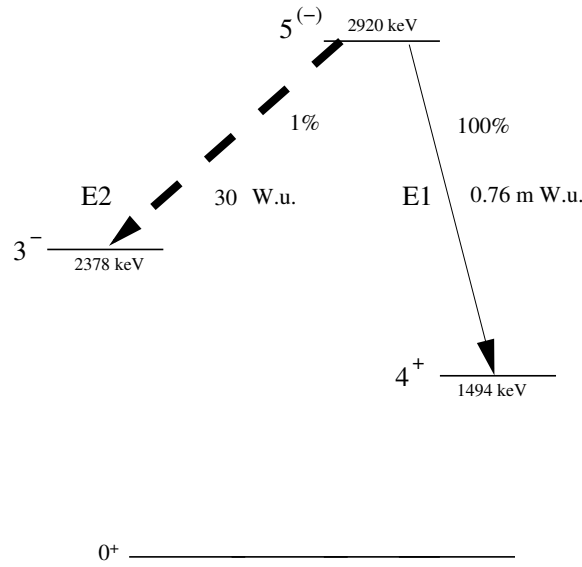


Abbildung 5.19: Energie-Gate auf den  $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ -Zerfall im  $(^4\text{He}, 2n)$ -Experiment.



Isotop	106	108	112	114
$E_{\text{Level}}(\text{keV})$	2920	2707	2373	2299
$E_{\gamma}(5^{-} \rightarrow 3_{1}^{-})(\text{keV})$	541	505	368	341
$I(5^{-} \rightarrow 3_{1}^{-})(\%)$	1.0(3)	1.5(5)	1.0(3)%	4.0(5)
$\delta(5^{-} \rightarrow 3_{1}^{-})$	E2	E2	E2	< 7.9
$B(E2; 5^{-} \rightarrow 3_{1}^{-})(\text{W.u.})$	$30^{+27}_{-18}$		58(39)	< 116
$E_{\gamma}(5^{-} \rightarrow 4^{+})(\text{keV})$	1426	1199	958	1015
$I(5^{-} \rightarrow 4^{+})(\%)$	100(10)	100(10)	100(1)	100(1)
$\delta(5^{-} \rightarrow 4^{+})$	$0.017^{+0.030}_{-0.017}$	-0.006(21)	E1	-0.01(2)
$B(E1; 5^{-} \rightarrow 4^{+})(\text{m W.u.})$	0.76(30)		0.79(50)	< 0.22

Abbildung 5.20: Das Zerfallsverhalten des  $5^{(-)}$  Zustands.

starken E2-Übergang in der Größenordnung vom  $B(E2; 2_1^{+} \rightarrow 0_1^{+})$ .

- Die Vernichtung eines Oktupolphonons  $O$  und gleichzeitige Erzeugung eines Quadrupolphonons  $Q_s$  resultiert in einem starken E1-Übergang in der Größenordnung von 1 mW.u.

### 5.4.3 $3^{-}$ Quadrupol-Oktupol Anregung

Bei 2718 keV ist ein Zustand, dem in der Literatur Spin  $J = 2^{+}, 3$  zugewiesen [NNDC] wird. Eine eindeutige Bestimmung des Spin  $J$  war in keinem in dieser Arbeit durchgeführten Experimente möglich. Allerdings bevorzugt die Winkelverteilung des 2085 keV Übergangs im  $(n, n'\gamma)$ -Experiment Spin  $J = 3$  (siehe Abbildung 5.21). Für diesen Übergang konnte kein eindeutiges Multipolmischungsverhältnis bestimmt werden:  $\delta(2085\text{keV}) = -5.1^{+1.5}_{-1.9}$  oder  $\delta(2085\text{keV}) =$



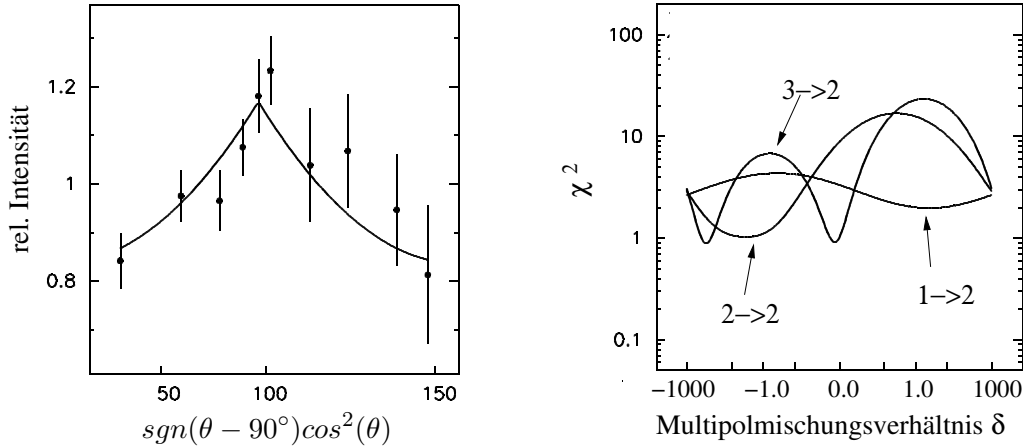
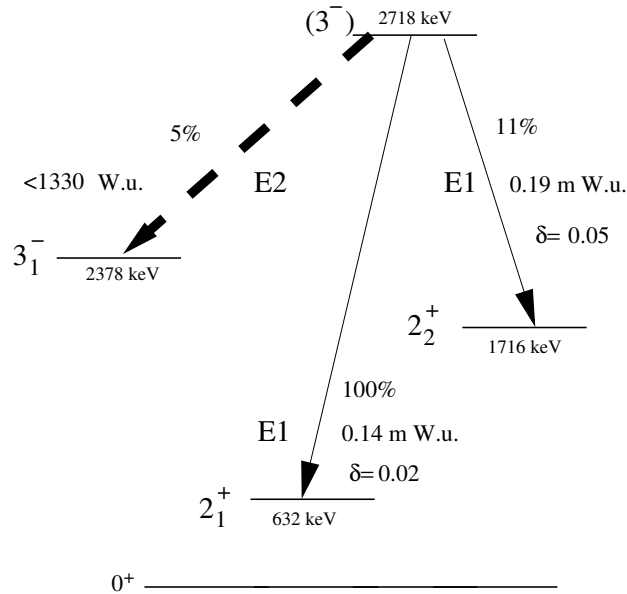


Abbildung 5.21: Links: Winkelverteilung des 2085 keV Übergangs zum  $2_1^+$  Zustand. Ebenfalls eingezeichnet der beste Fit mit einem Legendre-Polynom 4. Ordnung mit den Parametern  $A_0$ ,  $A_2$  und  $A_4$ . Rechts:  $\chi^2$ -Fit gegen das E2/M1-Multipolmischungsverhältnis  $\delta$ .

$-0.05_{-0.07}^{+0.06}$ . Für den 1001 keV Übergang zum  $2_2^+$  Zustand konnte ebenfalls, unter Annahme  $J = 3$ , kein eindeutiges Multipolmischungsverhältnis bestimmt werden; die Resultate waren  $\delta(1001\text{keV}) = -6.0_{-3.0}^{+1.6}$  und  $\delta(1001\text{keV}) = 0.02_{-0.05}^{+0.04}$ . Beide Zerfälle besitzen ein Multipolmischungsverhältnis, das mit Null, und damit mit der Annahme negativer Parität, verträglich ist. Für den 339 keV Übergang zum  $3_1^-$  konnte wegen geringer Statistik kein Multipolmischungsverhältnis bestimmt werden. In Abbildung 5.22 ist das Zerfallsverhalten des Zustandes bei 2718 keV unter Annahme  $J^\pi = (3^-)$  dargestellt. Für den Zerfall zum  $3_1^-$  wurde reine E2-Strahlung angenommen. Ebenfalls in 5.22 dargestellt ist ein Vergleich des Zerfallsverhaltens von  $^{106}\text{Cd}$  mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Cd}$  und  $^{114}\text{Cd}$ . Dieser Vergleich legt die Behauptung nahe, daß es sich bei diesem Zustand tatsächlich um das  $3^-$  Mitglied des Quadrupol-Oktupol Quintupletts handelt. Allerdings sei hier noch einmal abschließend bemerkt, daß die Informationen von Spin, Parität und Multipolmischungsverhältnissen nicht eindeutig sind.

#### 5.4.4 Vergleich mit einem analytischen Modell

Die Identifizierung des  $2^-$  und  $4^-$  Zustands war in den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten nicht möglich. Deshalb wurden noch zwei weitere  $(n, n'\gamma)$  Experimente mit folgenden Zielen an der University of Kentucky durchgeführt:



Isotop	106	108	112	114
$E_{\text{Level}}(\text{keV})$	2718	2555	2416	2385
$E_{\gamma}(3_2^- \rightarrow 3_1^-)(\text{keV})$	339	353	411	426
$I(3_2^- \rightarrow 3_1^-)(\%)$	4(1)	12(3)	13(2)	10(1)
$\delta(3_2^- \rightarrow 3_1^-)$	(E2)		-0.36(20)	0.09(2)
$B(E2; 3_2^- \rightarrow 3_1^-)(\text{W.u.})$	< 1330		$85_{66}^{+110}$	$1.3_{1.3}^{+9.5}$
$E_{\gamma}(3_2^- \rightarrow 2_2^+)(\text{keV})$	1101	953	1104	1175
$I(3_2^- \rightarrow 2_2^+)(\%)$	14(1)	33(4)	47(1)	27(1)
$\delta(3_2^- \rightarrow 2_2^+)$	0.02(5)	0.07(8)	E1	0.01(1)
$B(E1; 3_2^- \rightarrow 2_2^+)(\text{mW.u.})$	0.19(6)		0.39(9)	0.06(2)
$E_{\gamma}(3_2^- \rightarrow 2_1^+)(\text{keV})$	2085	1922	1799	1826
$I(3_2^- \rightarrow 2_1^+)(\%)$	100(1)	100(10)	100(2)	100(1)
$\delta(3_2^- \rightarrow 2_1^+)$	0.05(7)	0.04(4)	E1	0.01(2)
$B(E1; 3_2^- \rightarrow 2_1^+)(\text{mW.u.})$	0.14(5)		0.19(5)	0.06(2)

Abbildung 5.22: Oben: Zerfallsverhalten des Zustandes bei 2718 keV unter der Annahme  $J^{\pi} = 3^-$ . Unten: Vergleich des Zerfallsverhaltens dieses Zustandes von  $^{106}\text{Cd}$  mit  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{112}\text{Cd}$  und  $^{114}\text{Cd}$ .

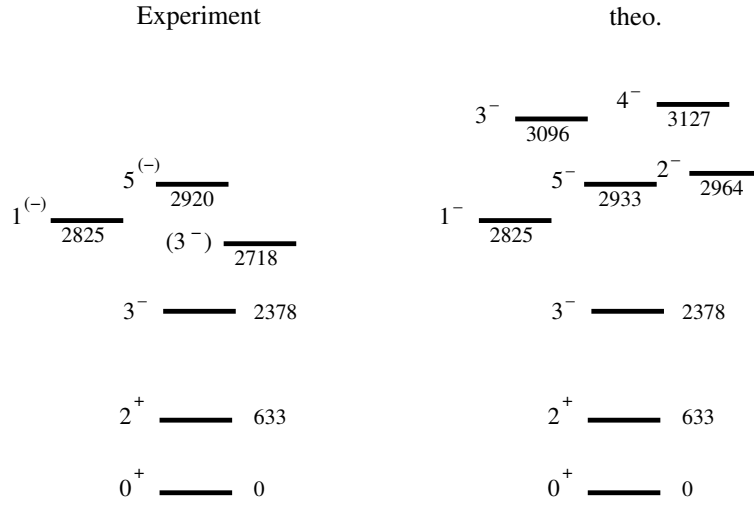


Abbildung 5.23: Vergleich der Energien von Zuständen negativer Parität mit den Vorhersagen der Phononenkopplung aus Gleichung 5.1.

- Eine Anregungsfunktion in 150keV Intervallen von 2.6-3.9 MeV zur Bestimmung von Spins.
- Eine Winkelverteilungsmessung zur Bestimmung von Lebendauern, Spins und Multipolmischungsverhältnissen mit einer Neutronenenergie von 3.9 MeV.

Diese Experimente befinden sich noch in der Auswertung und können keinen Aufschluß über den  $2^-$  oder  $4^-$  Zustand des Quadrupol-Oktupol Multipletts liefern. Die Energieaufspaltung des QOC Multipletts läßt sich in einem einfachen Modell in Abhängigkeit des Spins  $J$  analytisch berechnen [Boh75]:

$$E(J) = E(2_1^+) + E(3_1^-) - \kappa \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 2 \\ 3 & J & 3 \end{matrix} \right\} Q(2_1^+)Q(3_1^-). \quad (5.1)$$

Hierbei sind  $Q(2_1^+)$  bzw.  $Q(3_1^-)$  die Quadrupolmomente der isoskalaren Quadrupolanregung  $Q_s$  bzw. der isoskalaren Oktupolanregung  $O$ . Dieses einfache Modell, mit nur einem Parameter  $\tilde{\kappa} = \kappa Q(3_1^-)Q(2_1^+)$ , beschreibt nach Anfitzen an die Energie des  $1^{(-)}$  Zustandes die Energien der Kandidaten für das Quadrupol-Oktupol Multiplett recht gut (5.23). Allerdings liegt der  $(3^-)$  Zustand energetisch niedriger als mit diesem einfachen Modell berechnet. Offenbar zeigen der  $(3^-)$  und der  $5^{(-)}$  dasselbe Verhalten wie die äquivalenten Zustände in  $^{108}\text{Cd}$  [Gad02d]. Dies unterstützt die Behauptung, daß es sich bei diesen Zuständen um die  $3^-$  bzw.  $5^-$  Zustände des Quadrupol-Oktupol Multipletts handelt.

## 5.5 Schlußbetrachtung und Ausblick

Die stabilen gerade-gerade Cadmiumisotope liefern mit der Vielfalt ihrer kollektiven Anregungen eine einzigartige Möglichkeit, die Evolution von isoskalaren Multiphononanregungen, Zuständen gemischter Symmetrie, Quadrupol-Oktupol Anregungen und Intruder-Zuständen zu untersuchen. Hierbei beobachtet man diese kollektiven Anregungen bei der „Reise“ durch die Cadmiumisotopenreihe: Vom vibratorähnlichen Kern  $^{112}\text{Cd}$  bis zum Kern  $^{106}\text{Cd}$ , der, wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, an  $\gamma$ -weicher Struktur gewinnt, aber immer noch vibratorähnliche Eigenschaften zeigt. Speziell die systematische Untersuchung von Intruderzuständen in der Cadmiumisotopenkette [Cor01, Del93b, Gad02a, Kad03] ermöglicht die Untersuchung von Formkoexistenz, da diese Zustände nahe der  $Z = 50$  Schale bei niedriger Energie erwartet werden. Allerdings bedingt die Nähe zum doppelt magischen Kern  $^{100}\text{Sn}$  eine hohe Zustandsdichte im Energiebereich der kollektiven Anregungen aufgrund von zusätzlichen Einteilchenanregungen. Um die Natur dieser Zustände zu verstehen, sind Schalenmodellrechnungen unabdingbar. Schalenmodellrechnungen zu  $^{106}\text{Cd}$  liegen leider bisher nicht vor. N. Lo Iudice hat sich freundlicherweise bereit erklärt, mit den neuen Daten dieser Arbeit Rechnungen zu  $^{106}\text{Cd}$  durchzuführen.

Die Kombination verschiedener kernspektroskopischer Meßmethoden ermöglichte die Identifikation verschiedener kollektiver Anregungsarten wie dem Ein-Phononen Zustand gemischter Symmetrie  $2_{1,ms}^+$ , dem  $1_{ms}^+$  Zwei-Phononen Zustand, den  $1^-$ ,  $(3^-)$  und  $5^{(-)}$  Mitgliedern des Quadrupol-Oktupol gekoppelten Quintupletts und den isoskalaren Multiphononanregungen. Zur „kompletten“ Identifikation der Multipletts der Zwei-Phononen Anregung gemischter Symmetrie und der Zwei-Phononen Quadrupol-Oktupolanregung fehlten leider Informationen über Spins, Multipolmischungsverhältnisse und Lebensdauern. Da die Leveldichte in  $^{106}\text{Cd}$  ab ca. 3 MeV drastisch zunimmt, könnten zwei weitere (jüngst durchgeführte)  $(n, n')$ -Experimente (eine Winkelverteilung mit einer Neutronenenergie von 3.7 MeV und eine Anregungsfunktion) in Kombination mit den  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen neue Ergebnisse liefern. Ebenfalls wurde eine weitere KRF-Messung zur Untersuchung der  $1_{ms}^-$  Anregungsmode, einer Kopplung des Oktupolphonons  $O$  mit der Ein-Phononenanregung gemischter Symmetrie  $Q_{ms}$  am S-DALINAC-Beschleuniger der technischen Universität Darmstadt durchgeführt (diese befindet sich allerdings noch in der Auswertung).

Vom großen Interesse ist nun die Evolution der Kollektivität in den leichten Cadmiumisotopen in Richtung des doppelt magischen Kerns  $^{100}\text{Sn}$ . Beispielsweise liegen für die Kern  $^{102,104}\text{Cd}$  bisher nur sehr spärliche Daten über Tiefspinzustände vor. Deswegen planen wir die detaillierte Untersuchung dieser Kerne mit  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen und RDDS-Messungen. Die Daten dieser Experimente werden dann zusammen mit den neuen und sehr ausführlichen Resultaten aus dieser Arbeit ein tiefes Verständnis der Evolution von Kollektivität in der Cadmiumregion liefern.

# Anhang A

## Technische Details zu den $\gamma\gamma$ - Winkelkorrelationsexperimenten

Das HORUS-Würfelspektrometer war mit zehn HPGE-Detektoren bestückt, davon vier EUROBALL-Clusterkapseln (60% relative Efficiency) mit Anti-Compton Shield, ein EUROBALL-Cluster, und fünf HPGE-Detektoren mit einer relativen Efficiency von 30%.

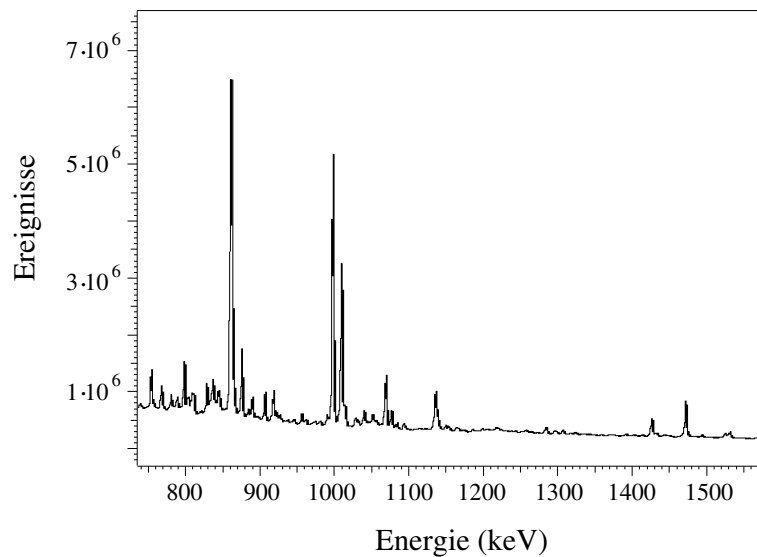
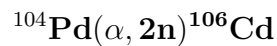
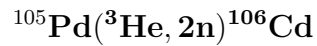


Abbildung A.1: *Ausschnitt aus der Totalprojektion der Gesamtmatrix von der  $^{104}\text{Pd}(\alpha, 2n)^{106}\text{Cd}$  Messung.*

- Strahlenergie:  $E = 27 \text{ MeV}$
- Strahlstrom auf dem Target: 5-8 nA

- Target: freitragend 0.7 mg/cm<sup>2</sup> metallisches <sup>104</sup>Pd, 91.38% Anreicherung.
- Statistik: Mehr als 3.4 Mrd. Koinzidenzereignisse in der Gesamtmatrix.



- Strahlenergie: E = 14 MeV
- Strahlstrom auf dem Target: 5-8 nA
- Target: freitragend 3.0 mg/cm<sup>2</sup> metallisches <sup>105</sup>Pd, 94.00% Anreicherung.
- Statistik: Mehr als 2.5 Mrd. Koinzidenzereignisse in der Gesamtmatrix.

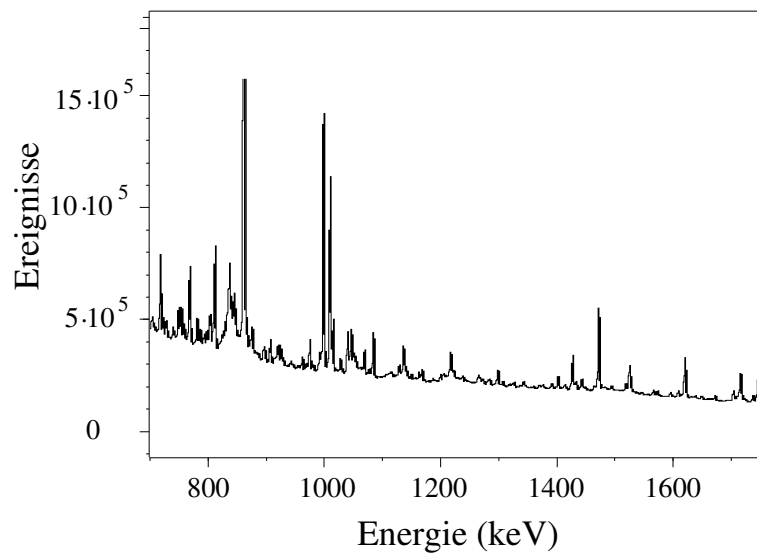
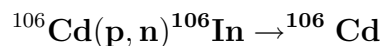


Abbildung A.2: Ausschnitt aus der Totalprojektion der Gesamtmatrix von der <sup>105</sup>Pd(<sup>3</sup>He, 2n)<sup>106</sup>Cd Messung.



- Messung mit dem  $\beta$ -Schieber.
- Gepulster Strahl: Aktivierungsphase = Meßphase = Fahrzeit = 1 Sekunde
- Strahlenergie: E = 11 MeV
- Strahlstrom auf dem Target: 5-8 nA
- Target : freitragend 1.0 mg/cm<sup>2</sup> metallisches <sup>106</sup>Pd, 90.80% Anreicherung.
- Statistik: Mehr als 0.8 Mrd. Koinzidenzereignisse in der Gesamtmatrix.
- Gepulster Strahl: Aktivierungsphase = Meßphase = 1 Sekunde

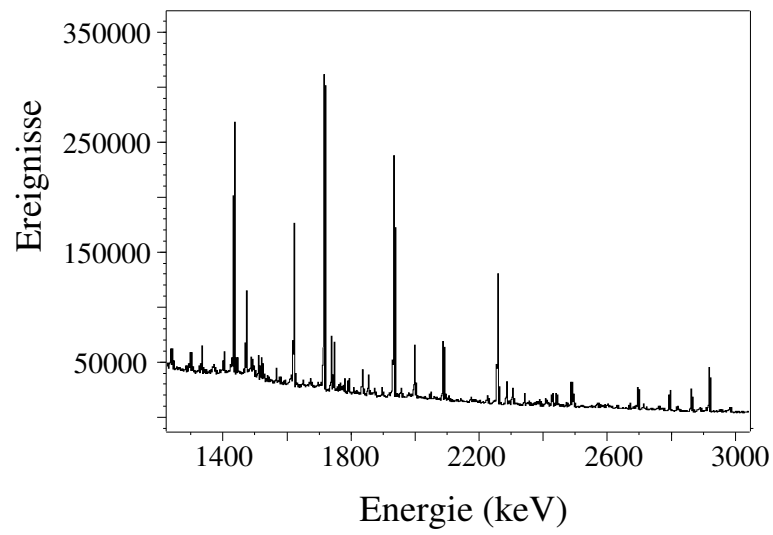


Abbildung A.3: Ausschnitt aus der Totalprojektion der Gesamtmatrix von der  $^{106}\text{Cd}(p, n)^{106}\text{In} \rightarrow ^{106}\text{Cd}$  Messung.





# Anhang B

## Nützliches für HORUS-Auswertungen

Gruppe	$\theta$	#	Detektorkombinationen
0	54.7	96	(0,1) (0,2) (0,4) (0,5) (0,10) (0,11) (0,12) (0,13) (1,0) (2,0) (4,0) (5,0) (10,0) (11,0) (12,0) (13,0) (3,1) (3,2) (3,4) (3,5) (3,10) (3,11) (3,12) (3,13) (1,3) (2,3) (4,3) (5,3) (10,3) (11,3) (12,3) (13,3) (6,1) (6,2) (6,4) (6,5) (6,10) (6,11) (6,12) (6,13) (1,6) (2,6) (4,6) (5,6) (10,6) (11,6) (12,6) (13,6) (7,1) (7,2) (7,4) (7,5) (7,10) (7,11) (7,12) (7,13) (1,7) (2,7) (4,7) (5,7) (10,7) (11,7) (12,7) (13,7) (8,1) (8,2) (8,4) (8,5) (8,10) (8,11) (8,12) (8,13) (1,8) (2,8) (4,8) (5,8) (10,8) (11,8) (12,8) (13,8) (9,1) (9,2) (9,4) (9,5) (9,10) (9,11) (9,12) (9,13) (1,9) (2,9) (4,9) (5,9) (10,9) (11,9) (12,9) (13,9)
1	70.4	16	(1,2) (2,4) (4,5) (5,1) (2,1) (4,2) (5,4) (1,5) (10,11) (11,12) (12,13) (13,10) (11,10) (12,11) (13,11) (10,13)
2	90	24	(0,6) (0,7) (0,8) (0,9) (3,6) (3,7) (3,8) (3,9) (6,0) (7,0) (8,0) (9,0) (6,3) (7,3) (8,3) (9,3) (6,7) (7,8) (8,9) (9,6) (7,6) (8,7) (9,8) (6,9)
3	180		(0,3) (1,4) (2,5) (6,8) (7,9) (10,12) (11,13) (3,0) (4,1) (5,2) (8,6) (9,7) (12,10) (13,11)

Tabelle B.1: Alle möglichen Winkelkorrelationsgruppen bei offbeam-Messungen am Kölner HORUS-Würfelspektrometer. Hierbei ist  $\theta = \theta_2 - \theta_1$  der Relativwinkel zweier Detektoren.

Gruppe	$\theta_1$	$\theta_2$	$\Phi$	#	Detektorkombinationen
1	90.00	90.00	55.00	16	(0,1) (0,2) (0,4) (0,5) (1,0) (1,3) (2,0) (2,3) (3,1) (3,2) (3,4) (3,5) (4,0) (4,3) (5,0) (5,3)
2	90.00	90.00	180.00	6	(0,3) (1,4) (2,5) (3,0) (4,1) (5,2)
3	90.00	135.00	270.00	8	(0,6) (0,7) (0,8) (0,9) (3,6) (3,7) (3,8) (3,9)
4	90.00	145.00	0.00	8	(0,10) (0,11) (0,12) (0,13) (3,10) (3,11) (3,12) (3,13)
5	90.00	90.00	70.00	8	(1,2) (1,5) (2,1) (2,4) (4,2) (4,5) (5,1) (5,4)
6	90.00	135.00	215.00	16	(1,6) (1,7) (1,8) (1,9) (2,6) (2,7) (2,8) (2,9) (4,6) (4,7) (4,8) (4,9) (5,6) (5,7) (5,8) (5,9)
7	90.00	145.00	-55.00	16	(1,10) (1,11) (1,12) (1,13) (2,10) (2,11) (2,12) (2,13) (4,10) (4,11) (4,12) (4,13) (5,10) (5,11) (5,12) (5,13)
8	135.00	90.00	-270.00	8	(6,0) (6,3) (7,0) (7,3) (8,0) (8,3) (9,0) (9,3)
9	135.00	90.00	-215.00	16	(6,1) (6,2) (6,4) (6,5) (7,1) (7,2) (7,4) (7,5) (8,1) (8,2) (8,4) (8,5) (9,1) (9,2) (9,4) (9,5)
10	135.00	45.00	0.00	8	(6,7) (6,9) (7,6) (7,8) (8,7) (8,9) (9,6) (9,8)
11	135.00	45.00	-180.00	4	(6,8) (7,9) (8,6) (9,7)
12	135.00	145.00	-270.00	16	(6,10) (6,11) (6,12) (6,13) (7,10) (7,11) (7,12) (7,13) (8,10) (8,11) (8,12) (8,13) (9,10) (9,11) (9,12) (9,13)
13	145.00	90.00	0.00	8	(10,0) (10,3) (11,0) (11,3) (12,0) (12,3) (13,0) (13,3)
14	145.00	90.00	55.00	16	(10,1) (10,2) (10,4) (10,5) (11,1) (11,2) (11,4) (11,5) (12,1) (12,2) (12,4) (12,5) (13,1) (13,2) (13,4) (13,5)
15	145.00	135.00	270.00	16	(10,6) (10,7) (10,8) (10,9) (11,6) (11,7) (11,8) (11,9) (12,6) (12,7) (12,8) (12,9) (13,6) (13,7) (13,8) (13,9)
16	145.00	145.00	180.00	8	(10,11) (10,13) (11,10) (11,12) (12,11) (12,13) (13,10) (13,12)
17	145.00	35.00	180.00	4	(10,12) (1,13) (12,10) (13,11)

Tabelle B.2: Alle möglichen Winkelkorrelationsgruppen bei inbeam-Messungen am Kölner HORUS-Würfelspektrometer. Hierbei sind  $\theta_1$  und  $\theta_2$  die Winkel der Detektoren relativ zum Strahl und  $\Phi$  ist der Winkel zwischen den Ebenen, die von den Detektorachsen und der Strahlachse aufgespannt werden.

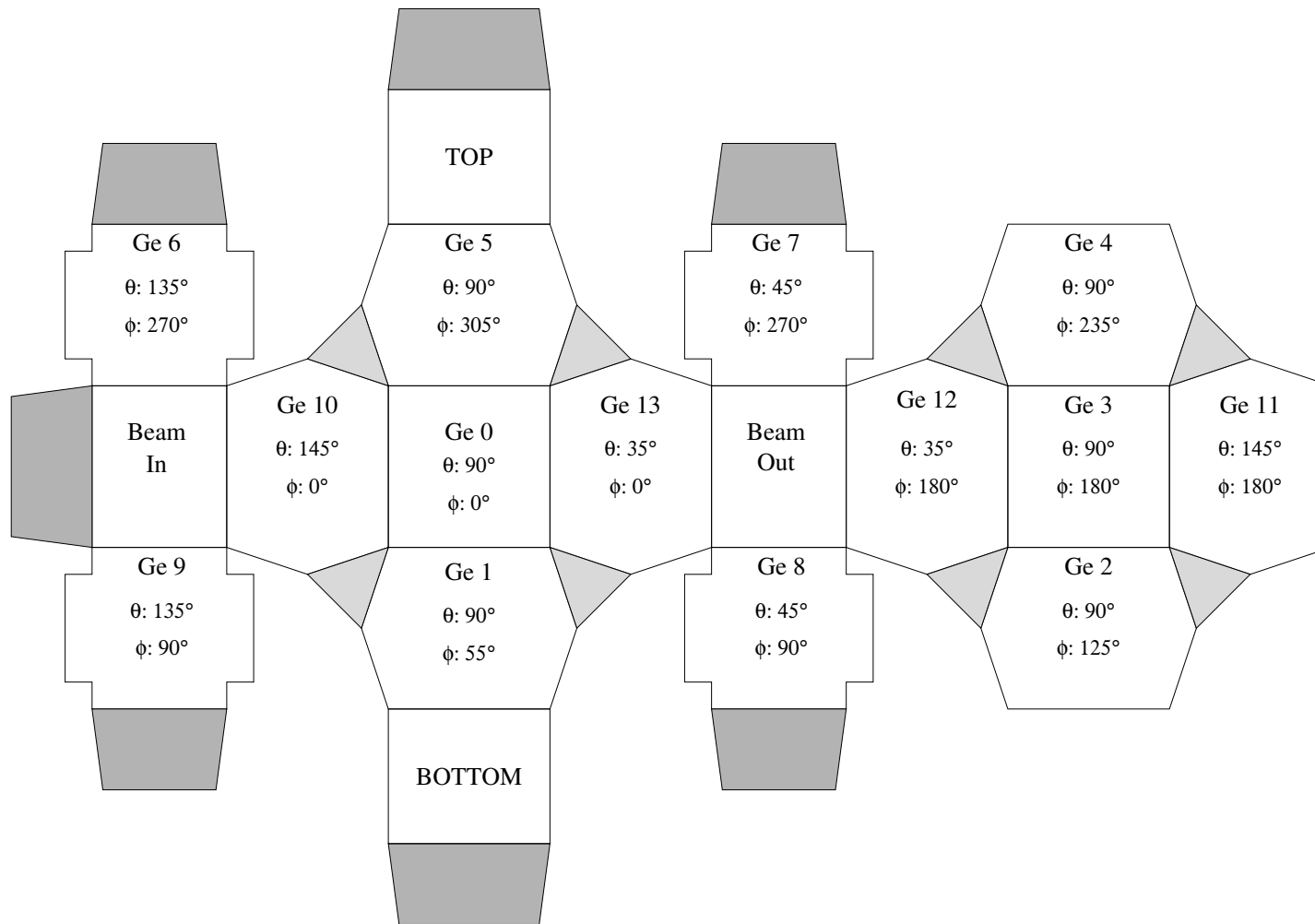


Abbildung B.1: Bastelanleitung für das HORUS-Würfelspektrometer: Angegeben sind die Detektorindizes, die Horizontal- und Azimutalwinkel zur Strahlachse [Fitz].



## Anhang C

### Ergebnisse der Messungen an $^{106}\text{Cd}$

$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)	B(E1) $mW.u$	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $W.u.$
632.66(8)	2 <sup>+</sup>	632.66(8)	100	E2	15300(1300)			17.8 <sup>+1.6</sup> <sub>-1.4</sub>
1493.95(5)	4 <sup>+</sup>	861.14(8)	100	E2	3300(600)			17.6 <sup>+3.9</sup> <sub>-2.7</sub>
1716.6(2)	2 <sup>+</sup>	1716.4(2)	100.0(23)	E2	436(51)			2.26 <sup>+0.36</sup> <sub>-0.28</sub>
		1083.87(5)	87.3(23)	-1.53(14)			0.015(3)	13.6 <sup>+2.9</sup> <sub>-2.3</sub>
1795.00(5)	0 <sup>+</sup>	1162.44(4)	100	E2	910 <sup>+330</sup> <sub>-210</sub>			14.4 <sup>+4.3</sup> <sub>-3.8</sub>
2104.6(1)	4 <sup>+</sup>	1471.91(7)	63.5(12)	E2	2900 > 1000			1.53 > 0.51
		610.80(5)	100.0(18)	-0.17(4)			0.147 > 0.049	5.5 > 1.7
		388.62(9)	4.0(2)	E2				78.0 > 24.3
2143.9(1)	0 <sup>+</sup>	1511.3(1)	100.0(13)	E2	> 1000			< 2.7
		427.8(2)	32.8(13)	E2				< 510
2252.5(2)	3 <sup>+</sup>	1619.5(2)	100.0(10)	-1.94(27)	376 <sup>+153</sup> <sub>-112</sub>		0.006(3)	4.4 <sup>+2.9</sup> <sub>-1.8</sub>
		758.7(1)	11.2(5)	-0.48 <sup>-14</sup> <sub>-10</sub>			0.027 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.010</sub>	5.2 <sup>+3.2</sup> <sub>-1.9</sub>
				-1.6(3)			0.009 <sup>0.007</sup> <sub>-0.004</sub>	20 <sup>+14</sup> <sub>-9</sub>
		536.1(2)	7.2(4)	-0.23 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.07</sub>			0.057 <sup>+0.029</sup> <sub>-0.019</sub>	5.1 <sup>+2.6</sup> <sub>-1.7</sub>
				-2.2 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.5</sub>			0.010 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.005</sub>	83 <sup>+74</sup> <sub>-43</sub>
2253.6(1)	(2+, 3+) <sub>a</sub>	1621.1(1)	100	570 <sup>+270</sup> <sub>-190</sub>		< 0.034	< 6.3	
2305.0(1)	4 <sup>+</sup>	1672.5(1)	14.9(7)	E2	> 360			< 0.8
		811.2(1)	100.0(7)	-0.137(107)			< 0.3	< 3.6
2330.2(2)	5 <sup>+</sup>	836.6(2)	53(7)		0.87(29) <i>ns</i>		0.00005(1)	0.0024(3)
		225.8(1)	100(7)	-1.94 <sup>+37</sup> <sub>-31</sub>			0.00063(6)	40.2(41)
				-0.44 <sup>+11</sup> <sub>-8</sub>				0.037 <sup>+15</sup> <sub>-35</sub>
2347.6(1)	2 <sup>+</sup>	1714.8(1)	100	0.083(29)	51 <sup>+8</sup> <sub>-7</sub>		0.22 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.04</sub>	0.24 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.05</sub>
2370.4(1)	2 <sup>+</sup>	2370.5(2)	6.3(6)	E2	> 1000			< 0.012
		1737.8(1)	100.0(19)	7.0 <sup>+2.1</sup> <sub>-1.7</sub>			< 0.00016	< 1.2
				-0.260 <sup>+0.039</sup> <sub>-0.045</sub>			0.006	< 0.06
		654.1(1)	39.8(15)	-0.46 <sup>+11</sup> <sub>-14</sub>			< 0.04	< 9
		575.5(1)	43.4(14)	E2				< 104
2378.4(1)	3 <sup>-</sup>	1745.7(1)	100	E1	204 <sup>+30</sup> <sub>-29</sub>	0.40 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.05</sub>		
2468.1(1)	(4) <sup>+</sup>	974.8(1)	100.0(14)	-0.070(57)	> 1000		< 0.05	< 0.12
				1.85(28)			< 0.013	< 23
		751.8(1)	26.6(14)	E2				< 25

$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)	B(E1) $mW.u$	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $W.u.$
2485.9(1)	4 <sup>+</sup>	1853.3(1)	100.0(17)	E2	> 920			< 0.9
		992.1(1)	35.0(13)				< 0.019	< 7.0
		769.4(1)	28.6(20)	E2				< 21
2491.2(1)	6 <sup>+</sup>	997.7(1)	100(10)	E2	> 350			< 86
		387.10(1)	0.8(4)	E2				< 89
2503.1(2)	6 <sup>+</sup>	1009.21	100	E2	260 <sup>+440</sup> <sub>-140</sub>			100 <sup>+100</sup> <sub>-65</sub>
2561.2(1)	0 <sup>+</sup>	1928.6(1)	100	E2	> 600			< 1.7
2566.04	2 <sup>+</sup>	1933.50	100(10)	0.312(33)	101(13)		0.071 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.014</sub>	0.89 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.18</sub>
		849.5	0.4(1)	E2				2.4 <sup>+1.1</sup> <sub>-0.8</sub>
				M1			0.0037 <sup>+16</sup> <sub>-12</sub>	
		771.0	0.2(1)	E2				2.0 <sup>+1.4</sup> <sub>-1.1</sub>
2629.3(1)	5 <sup>-</sup>	1135.4(1)	24.4(27)	E1				
		524.6(1)	100(27)	E1				
2630.2(1)	2 <sup>+</sup>	2630.1(1)	9.4(8)	E2	190(30)			0.088 <sup>+24</sup> <sub>-18</sub>
		1997.4(1)	100.0(10)	-0.126(50)			0.030 <sup>+0.009</sup> <sub>-0.007</sub>	0.058 <sup>+17</sup> <sub>-13</sub>
		913.3(1)	10.7(7)	E2				20 <sup>+5</sup> <sub>-4</sub>
				M1			0.034 <sup>+0.009</sup> <sub>-0.006</sub>	
		486.3(2)	1.2(4)	E2				52 <sup>+30</sup> <sub>-22</sub>
2711.1(1)	2 - 6	1217.1(1)	100	E2	160 <sup>+50</sup> <sub>-40</sub>		0.19 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.04</sub>	63 <sup>+19</sup> <sub>-14</sub>
				M1				
				E1		1.5 <sup>+0.5</sup> <sub>-0.3</sub>		
2717.3(1)	(3 <sup>-</sup> )	2084.7(1)	100.0(10) <sub>b</sub>	-5.1 <sup>+12</sup> <sub>-19</sub>	282 <sup>+91</sup> <sub>-55</sub>			
				-0.042 <sup>+58</sup> <sub>-68</sub>		0.14(5)		
		1001.0(1)	14.4(9) <sub>b</sub>	-6.0 <sup>+15</sup> <sub>-30</sub>				
				0.022 <sup>+41</sup> <sub>-53</sub>	0.19 <sup>+6</sup> <sub>-5</sub>			
		339.1(1)	5.4(5) <sub>b</sub>	E2				< 1330
				M1			< 0.31	

$E_{\text{Level}}$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)	B(E1) $mW.u.$	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $W.u.$
2720.0(1)	1, 2 <sup>+</sup>	2719.8(2)	12.1(10)	E2	86(15)			< 0.3
				M1				
				E1		< 0.04	< 0.005	
				E2			< 9	
				M1			< 0.07	
				E1		< 0.5		
2792.4(1)	(2..6)	1298.6(2)	100(10)	E2	$410^{+140}_{-110}$			< 23
				M1			< 0.08	
				E1		< 0.6		
				E2			< 48	
				M1			< 0.05	
				E1		< 0.4		
2824.6(1)	1 <sup>(-)</sup>	2824.5(1)	100	E1	28.9(11)	< 1.6		
				E1		0.67(3)		
				M1			$0.024^{+0.010}_{-0.007}$	
				E1		$0.19^{+0.08}_{-0.06}$		
				E2			< 17	
				M1			< 0.17	
2889.9(4) <sup>1</sup>	1*	2889.7(4)	37(8)	E1	26(4)			
				E2				
2895.7(1)	2 – 6	1401.8(1)	100	E1	$93^{+20}_{-18}$	< 1.4		$55^{+13}_{-10}$
				E2			$0.22^{+0.5}_{-0.4}$	
				M1				
				E1				
				E2				
				M1				
2917.5(1)	1 <sup>+</sup>	2917.7(3)	100.0(20)	M1	19.7(11)	$1.7^{+0.4}_{-0.3}$	0.089(7)	
		2284.8(2)	20(2)	0.045(46)			0.040(6)	0.0075(11)
		1201.0(1)	5(2)	0.17(11)			$0.060^{+0.025}_{-0.022}$	$0.59^{+24}_{-21}$
		1122.4(1)	4(1)	M1			$0.066^{+0.025}_{-0.023}$	
2920.4(1)	5 <sup>(-)</sup>	1426.4(1)	100(10)	E1	$200^{+50}_{-40}$	$0.76^{+0.30}_{-0.21}$		
		541.5	1.0(3)	E2				$30^{+27}_{-18}$

<sup>1</sup>Dieses Dublett wird in Abschnitt 5.3.2 erläutert.



$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ %	$\delta$	$\tau$ (fs)	B(E1) $mW.u$	B(M1) $\mu_N^2$	B(E2) $W.u.$
2936.2(1)	$2^+$	2303.6(1)	100.0(14)	$-2.74_{-80}^{+53}$	$326_{-57}^{+69}$		$0.0012_{-5}^{+8}$	$0.8(4)$ $3.7_{-0.8}^{+1.0}$
		1442.6(1)	37.7(14)					

Tabelle C.1: Zusammenfassung der Ergebnisse an  $^{106}\text{Cd}$  und daraus gewonnene E1-, M1- und E2-Übergangsstärken. Angegeben sind die Zustandenergie  $E_{Level}$  mit Spin und Parität  $J^\pi$ , die  $\gamma$ -Übergangsenergien  $E_\gamma$ , die relative Zerfallsintensitäten  $I$ , die Multipolmischungsverhältnisse  $\delta$ , die Lebensdauer  $\tau$  und die Übergangsstärken. Für den Fall, daß kein Wissen über die Multipolarität besteht, sind obere Grenzen für die Stärken unter der Annahme reiner Multipolstrahlung angegeben.



# Literaturverzeichnis

- [Alb93] S. Albers, *Dissertation*, Universität zu Köln (1993).
- [And01] W. Andrejtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, N. Pietralla und H. H. Pitz, *Phys. Lett.* **506** 239 (2001).
- [ArI75] A. Arima und F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1069 (1975).
- [ArI78] A. Arima und F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 468 (1978).
- [ArI78b] A. Arima und F. Iachello, *Ann. Phys. (NY)* **111**, 201 (1978).
- [Ash05] S. Ashley, private Mitteilung.
- [Ban03] D. Bandyopadhyay, C.C. Reynolds, S.R. Leshner, C. Fransen, N. Boukharouba, M.T. McEllistrem und S. W. Yates, *Phys. Rev. C* **68**, 014324 (2003).
- [Ban03a] D. Bandyopadhyay, C.C. Reynolds, C. Fransen, N. Boukharouba, M.T. McEllistrem und S.W. Yates, *Phys.Rev. C* **67**, 034319 (2003).
- [Bel74] R.A.I. Bell, *Tables for calibration of Radiation Detectors*, Australian National University Report ANU-P/606 (1974).
- [Bel96] T. Belgya, G. Molnar und S.W. Yates, *Nucl. Phys.* **A607**, 43 (1996).
- [Ber85] U.E.P. Berg, *Systematische Untersuchung magnetischer und elektrischer Übergänge im Atomkern mit Hilfe der Kernresonanzfluoreszenz*, (Habilitationsschrift, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1985).
- [Boh75] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure II*, (Benjamin Reading, 1975).
- [Bre96] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Eßer, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter und A. Zilges, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2029 (1996).

- [Cas77] Programm CASCADE, F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A270**, 267 (1977).
- [Cin73] E. Sheldon und V.C. Rogers, Compt. Phys. Commun. **6**, 99 (1973).
- [Cor01] F. Corminboeuf, T.B. Brown, L. Genilloud, C.D. Hannant, J. Jolie, J. Kern, N. Warr und S.W. Yates, Phys. Rev. C **63**, 014305 (2001).
- [Cor00] F. Corminboeuf, T.B. Brown, L. Genilloud, C.D. Hannant, J. Jolie, J. Kern, N. Warr und S.W. Yates, Phys. Rev. Lett. **84**, 4060 (2000).
- [Del93a] M. Deleze, S. Drissi, J. Kern, P.A. Tercier, J.P. Vorlet, J. Rikovska, T. Otsuka, S. Judge und A. Williams, Nucl. Phys. **A551**, 269 (1993).
- [Del93b] M. Deleze, S. Drissi, J. Jolie, J. Kern und J.P. Vorlet, Nucl. Phys. **A554**, 1 (1993).
- [Ebe92] J. Eberth, Prog. Part. Nucl. Phys. **28**, 495 (1992).
- [Eks92] L.P. Ekström und A. Nordlund, Nucl. Instr. and Meth. **A 313** 421 (1992).
- [End90] P.M. Endt, Nucl. Phys. **A521**, 1 (1990); Errata and Addenda Nucl. Phys. **A529** 763, (1991); Errata Nucl. Phys. **A564**, 609 (1993).
- [End99] J. Enders, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu und A. Richter, Phys. Rev. C **59**, R1851 (1999).
- [Fitz] A. Fitzler, private Mitteilung.
- [Fra98] C. Fransen, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. C **57**, 129 (1998).
- [Fra03] C. Fransen, N. Pietralla, Z. Ammar, D. Bandyopadhyay, N. Boukharouba, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, J. Jolie, U. Kneissl, S. R. Leshner, A.F. Lisetskiy, M.T. McEllistrem, M. Merrick, H. H. Pitz, N. Warr, V. Werner und S. W. Yates, Phys. Rev. C **67**, 024307 (2003).
- [Fra05] C. Fransen, V. Werner, D. Bandyopadhyay, N. Boukharouba, S.R. Leshner, M.T. McEllistrem, J. Jolie, N. Pietralla, P.von Brentano und S.W.Yates, Phys. Rev. C **71**, 054304 (2005).
- [Gad02a] A.Gade, J.Jolie und P.von Brentano, Phys.Rev. C **65**, 041305 (2002).
- [Gad02b] A. Gade, A. Fitzler, C. Fransen, J. Jolie, S. Kasemann, H. Klein, A. Linnemann, V. Werner und P. von Brentano, Phys. Rev. C **66**, 034311 (2002).

- [Gad02c] A. Gade und P. von Brentano, Phys. Rev. **C66**, 014304 (2002).
- [Gad02d] A. Gade, *Dissertation*, Universität zu Köln (2002).
- [Gar96] P.E. Garrett, H. Lehmann, C.A. Mc Grath, M. Yeh und S.W. Yates, Phys. Rev. C **54**, 2259 (1996).
- [Gar99] P.E. Garrett, H. Lehmann, J. Jolie, C.A. McGrath, M. Yeh und S.W. Yates, Phys. Rev. C **59**, 2455 (1999).
- [Hey86] K. Heyde, J. Jolie, J. Moreau, J. Ryckebusch, M. Waroquier, P. van Duppen, M. Huyse und J.L. Wood, Nucl.Phys. **A466**, 189 (1987).
- [Iac81] F. Iachello, Nucl. Phys. **A358**, 89c (1981); Phys. Rev. Lett. **53**, 1427 (1984).
- [Iac87] F. Iachello und A. Arima, *The Interacting Boson Model*, (Cambridge University Press, Cambridge 1987).
- [Isa86] P. van Isacker, K. Heyde, J. Jolie und A. Sevrin, Ann. Phys. **171**, 253 (1986).
- [Jen52] J.H.D. Jensen und M. G. Mayer, Phys. Rev **85** (1952) 1040.
- [Jol04] R.V. Jolos, N.Yu. Shirikova und V.V. Voronov, Phys. Rev. C **70**, 054303 (2004).
- [Kad03] M. Kadi, N. Warr, P.E. Garrett, J. Jolie und S.W. Yates, Phys.Rev. C **68**, 031306 (2003).
- [Kle02] H. Klein, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, C. Fransen, A. Gade und P. von Brentano, Phys.Rev. C **65**, 044315 (2002).
- [Kne96] U. Kneissl, H.H. Pitz und A. Zilges, Prog. Part. Nucl. Phys. **37**, 349 (1996).
- [Kno99] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, (1999).
- [Knoc04] P. Knoch, *Optimierung des Betaschiebers am Horus-Würfelspektrometer*, Examensarbeit (2004).
- [Koh05] C. Kohstall, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, R.-D. Herzberg, J. Jolie, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner und S. W. Yates, Phys. Rev. C **72**, 034302 (2005).
- [Kra70] K.S. Krane und R.M. Steffen, Phys. Rev. C **2**, 724 (1970).

- [Kra73] K.S. Krane, R.M. Steffen und R.M. Wheeler, Nucl. Data Tab. **11**, 351 (1973).
- [Kus88] D. F. Kusnezov, *Dissertation*, Princeton University.
- [Leh96] H. Lehmann, P.E. Garrett, J. Jolie, C.A. McGrath, M. Yeh und S.W. Yates, Phys. Lett. **387B**, 259 (1996).
- [Mar95] J. Margraf, T. Eckert, M. Rittner, I. Bauske, O. Beck, U. Kneissl, H. Maser, H.H. Pitz, A. Schiller, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, N. Pietralla, A. Zilges und H. Friedrichs, Phys. Rev. C **52**, 2429 (1995).
- [Mas96] H. Maser, S. Lindenstruth, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, H. Friedrichs, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, A. Jung, U. Kneissl, J. Margraf, N. Pietralla, H.H. Pitz, C. Wesselborg und A. Zilges, Phys. Rev. C **53**, 2749 (1996).
- [May55] M.G. Mayer und J.H.D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Structure* (Wiley, New York, 1955).
- [Met59] F. Metzger, Prog. in Nucl. Phys. **7**, 54 (1959).
- [Moe05] O. Möller, private Mitteilung.
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, (North Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1976).
- [Nic89] N. Nicolay, *Entwicklung eines VME-Bus Analysators*, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1989).
- [NNDC] D. DE Frenne und E. Jacobs, Nuclear Data Sheets **72**, 1 (1994).
- [Ots78] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello und I. Talmi, Phys. Lett. **76B**, 139 (1978).
- [Ots94] T. Otsuka und K.H. Kim, Phys. Rev. C **50**, R1768 (1994).
- [Pie95a] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H.H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. C **52**, R2317 (1995).
- [Pie98a] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, N. Lo Iudice, H. Maser, H.H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. C **58**, 184 (1998).
- [Pie98b] N. Pietralla, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, T. Otsuka, H.H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver, Phys. Rev. C **58**, 796 (1998).

- [Pie99] N. Pietralla, Phys.Rev. **C59**, 2941 (1999).
- [Ric83] A. Richter, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*, Florenz, 1983, herausgegeben von P. Blasi und R.A. Ricci, Vol.2, Seite 189 (Tipografica Compositori Bologna).
- [Tie99] H. Tiesler, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1999).
- [Wil56] L. Wilets und M. Jean, Phys. Rev. **102**, 788 (1956).
- [Wil96] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges und P. von Brentano, Phys. Rev. C **54**, R449 (1996).
- [Wil98] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano und A. Zilges, Phys. Rev. C **57**, 577 (1998).
- [Win75] K.B. Winterbon, Nucl. Phys. **A246**, 293 (1975).
- [Wir93] R.M. Wirowski, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1993).
- [Www] <http://www.amhorizontdersonne.de/Goetter.htm>
- [Yat00] S.W. Yates, T.B. Brown, C.D. Hannant, J.R. Vanhoy, und N. Warr, Heavy Ion Phys. **12**, 295 (2000).
- [Yat05] S.W. Yates, private Mitteilung.

## Eigene Veröffentlichungen

- [Lin03] A. Linnemann, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, E. Guliyev, R.-D. Herzberg, L. Käubler, A. A. Kuliev, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, R. Schwengner, H. G. Thomas, D. Weisshaar und I. Wiedenhöver, *Change of the dipole strength distribution between the neighbouring g-soft nuclei  $^{194}\text{Pt}$  and  $^{196}\text{Pt}$* , Phys. Lett. **B 554**, 15 (2003).
- [Lin05a] A. Linnemann, C. Fransen, M. Gorska, J. Jolie, U. Kneissl, P. Knoch, D. Mücher, H. H. Pitz, M. Scheck, C. Scholl, and P. von Brentano, *Dipole excitation in  $^{96}\text{Ru}$* , Phys. Rev. C, zur Veröffentlichung angenommen.
- [Sch04a] M. Scheck, H. von Garrel, N. Tsoneva, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, F. Stedile, C. Stoyanov, V. Werner, *Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes  $^{134-138}\text{Ba}$ : A study in the mass region of a nuclear shape transition*, Phys. Rev. C **70**, 044319 (2004).
- [Sch04b] M. Scheck, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, N. Pietralla, H.H. Pitz, F. Stedile, S. Walter und V. Werner, *Low-Lying Dipole Excitations in Nuclei in the Mass Regions of the New Dynamical Symmetries*, Yad.Fiz. **67**, 1710 (2004); Phys. Atomic Nuclei **67**, 1682 (2004).
- [Gad04] A. Gade, N. Pietralla, P. von Brentano, D. Belic, C. Fransen, U. Kneissl, C.Kohstall, A. Linnemann, H. H. Pitz, M. Scheck, N. A. Smirnova, F. Stedile, V. Werner, *Investigation of dipole excitations in  $^{142}\text{Ce}$  using resonant photon scattering*, Phys. Rev. C **69**, 054321 (2004).
- [Fra04a] C. Fransen, N. Pietralla, A. Linnemann, V. Werner, R. Bijker, *Low-spin  $\gamma$ -ray spectroscopy of the (critical-point?) nucleus  $^{122}\text{Ba}$* , Phys. Rev. C **69**, 014313 (2004).
- [Dew04] A. Dewald, O. Möller, D. Toney, A. Fitzler, B. Saha, K. Jessen, S. Heinze, A. Linnemann, J. Jolie, K. O. Zell, P. von Brentano, P. Petkov, R. F.Casten, M. Caprio, J. R. Cooper, R. Krücken, N. V. Zamfir, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, F.Brandolini, C. Ur, G. De Angelis, D. R. Napoli, E. Farnea, N. Marginean, T.Martinez und M.Axiotis, *Shape changes and test of the critical-point symmetry  $X(5)$  in  $N = 90$  nuclei*, Eur. Phys. J. A **20**, 173 (2004).



- [Sch03] M. Scheck, D. Belic, P. von Brentano, J. J. Carroll, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, N. Pietralla, H.H. Pitz, F. Stedile, R. Toman und V. Werner, *Photon scattering experiments off  $^{176}\text{Hf}$  and the systematics of low-lying dipole modes in the stable even-even Hf isotopes*, Phys. Rev. C **67**, 064313 (2003).
- [gad03] A. Gade, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *Dipole excitations in  $^{108}\text{Cd}$* , Phys. Rev. C **67**, 034304 (2003).
- [Jol03] J. Jolie und A. Linnemann, *Prolate-oblate phase transition in the Hf-Hg mass region*, Phys. Rev. C **68**, 031301 (2003).
- [Nor03] A. Nord, J. Enders, A.E. de Almeida Pinto, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Richter, F. Stedile, V. Werner, *Low-energy photon scattering experiments of  $^{151,153}\text{Eu}$ ,  $^{163}\text{Dy}$  und  $^{165}\text{Ho}$  and the systematics of the M1 scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei*, Phys. Rev. C **67**, 034307 (2003).
- [Wer02] 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 und S. W. Yates, *Proton-neutron structure of the  $N=52$  nucleus  $^{92}\text{Zr}$* , Phys. Lett. **550B**, 140 (2002).
- [Gad02] A. Gade, A. Fitzler, C. Fransen, J. Jolie, S. Kasemann, H. Klein, A. Linnemann, V. Werner, P. von Brentano, *Nonyrast states of  $^{108}\text{Cd}$ : Investigation with complementary  $\gamma\gamma$ -spectroscopic methods*, Phys. Rev. C **66**, 034311 (2002).
- [Jol02] Jolie, P. Cejnar, R.F. Casten, S. Heinze, A. Linnemann, and V. Werner, *Triple Point of Nuclear Deformations*, Phys. Rev. Lett. **89**, 182502 (2002).
- [Kau02] L. Käubler, K.D. Schilling, R. Schwengner, F. Dönau, E. Grosse, D. Belic, P. von Brentano, M. Bubner, C. Fransen, M. Grinberg, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, and V. Werner, *Influence of the  $N = 50$  neutron core on dipole excitations in  $^{87}\text{Rb}$* , Phys. Rev. C **65**, 054315 (2002).
- [Bry02] J. Bryssinck, L. Govor, F. Bauwens, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, A. Gade, E. Jacobs, U. Kneissl, C. Kohstall, A.

- Linnemann, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, and V. Werner, *Low-energy electromagnetic excitation strengths in  $^{121}\text{Sb}$  and  $^{123}\text{Sb}$* , Phys. Rev. C **65**, 024313 (2002).
- [Ste01a] F. Stedile, E. Fill, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, M. Scheck und V. Werner, *Low-lying dipole excitations in the odd-proton, midshell nucleus  $^{103}\text{Rh}$* , Phys. Rev. C **63**, 024320 (2001).
- [Ste01b] F. Stedile, E.E. Fill, D. Belic, P. Von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, M. Scheck und V. Werner, *Generating inversion on a nuclear transition - photopumping of  $^{103}\text{Rh}$* , Journal de Physique IV **11** (PR2) (2001) 271.
- [Koh01] C. Kohstall, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, J. Jolie, U. Kneissl, H. Lehmann, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, S.W.Yates, *Low-lying dipole excitations in the stable Cd isotopes: a systematics*, Yad. Fiz. **64**, No 6, 1217 (2001); Phys. Atomic Nuclei **64**, 1141 (2001).
- [Koh00] C. Kohstall, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, J. Jolie, U. Kneissl, H. Lehmann, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, V. Werner, and S.W. Yates, *Systematics of Dipole Excitations in the Stable  $^{110,111,112,113,114,116}\text{Cd}$  Isotopes*, Trans. Bulg. Nucl. Soc. **5**, 179 (2000).
- [Pie99a] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Friessner, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, H.H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver, *Transition Rates between Mixed Symmetry States: First Measurement in  $^{94}\text{Mo}$* , Phys. Rev. Lett. **83**, 1303 (1999).
- [Lin02] A. Linnemann, J. Jolie, H. Börner, M. Jentschel, and P. Mutti, *Structure of excited  $K=0+$  bands in  $^{168}\text{Er}$* , Proceedings of the Eleventh International Symposium Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, (CGS11 2002), 2003, ISBN 981-238-391-3 (World Scientific), 171.
- [Wer01] V. Werner, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, U. Kneissl, A. Linnemann, N. Pietralla, and H.H. Pitz, *The mixed-symmetric one-phonon  $2^+$  state in  $^{96}\text{Mo}$* , Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM2001), Proceedings, Hämeenlinna Finland, 2001, ISBN 3-540-00101-8 (Springer Publishing), 341.

- [Pie98] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, C. Frißner, A. Gade, A. Linnemann, P. Matschinsky, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver, D. Belic, U. Kneissl, A. Nord und H.H.Pitz, *Investigation of the Low-Spin Mixed-Symmetry States with Different Probes*, Contribution to the International Conference on Nuclear Models 1998 - Interacting Bosons and Fermions, Camerino, 1998, Università degli Studi di Camerino, p. 25.
- [Pit99] H.H. Pitz, F. Bauwens, D. Belic, J. Bryssinck, P. von Brentano, C. Fransen, D. De Frenne, L. Govor, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev, M. Scheck, F. Stedile, and V. Werner, *Systematics of Low-Lying E1 and M1 Excitations in Heavy Nuclei from Photon Scattering Experiments*, Proceedings of the Tenth International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Santa Fe, August 30- Sept 3, 1999, AIP Conference Proc **529**, Editor Stephen Wender (2000) 621-623.
- [JoHe03] J. Jolie, S. Heinze, A. Linnemann, V. Werner, P. Cejnar und R.F. Casten, *Landau theory of phase transitions and nuclear groundstate deformation*, Proceedings of the Eleventh International Symposium Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, (CGS11 2002), 2003, ISBN 981-238-391-3 (World Scientific), 36.
- [Sch02] M. Scheck, D. Belic, H. Von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, H.H.Pitz, F. Stedile, J.J. Carrol, R. Toman, P. von Brentano, A. Gade, A. Linnemann, N. Pietralla, and V. Werner, *The systematics of dipole modes in the even-even Hf nuclei*, Proceedings of the Eleventh International Symposium Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, (CGS 2002), 2003 ISBN 981-238-391-3 (World Scientific), 809.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben. Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Herrn Prof. J. Jolie für die Vergabe des Themas, seiner intensiven Betreuung und seinem regen Interesse am Fortgang meiner Arbeit.
- Prof. Dr. P. von Brentano für viele wertvolle Diskussionen und Anregungen.
- Bei Herrn Prof. Dr. U. Kneissl und seiner Photonenstreuerguppe: Herrn Dr. H.H. Pitz, Dr. C. Kohstall, Dipl.-Phys. F. Stedile, Dr. M. Scheck, Dr. H. von Garrel, Dr. D. Belic und Dr. A. Nord. Besonderer Dank für den Einsatz bei der letzten DYNAMITRON-Strahlzeit gilt hierbei Dr. H.H. Pitz und dem zu dieser Zeit “arbeitslosen” Dr. M. Scheck, der so manche Nachtschicht geschoben hat.
- Bei Herrn Prof. S. W. Yates und seiner Crew für die Durchführung zahlreicher  $(n, n'\gamma)$ -Experimente mit „THE SHIPMENT FROM HELL“.
- Bei Prof. Dr. N. Pietralla für zahlreiche Diskussionen und Anregungen (vor, nach und während der Reanimation von OSIRIS).
- Bei meinem alten Zimmergenossen Dr. V. Werner für die gute Zusammenarbeit in und außerhalb der Universität.
- Bei Dr. „Schruuvetrecker“ C. Fransen und Dipl.-Phys. Mücher für das Korrekturlesen und viele hilfreiche Diskussionen.
- Bei Dr. A. Fitzler für die „kleine“ Starthilfe beim Sortieren von Messungen aller Art.
- Bei Dipl.-Phys. O. Möller und Dipl.-Phys D. Mücher für zahlreiche Feierabenddiskussionen.
- Bei dem Netzwerkkontrollteam C. Scholl, D. Mücher und P. Knoch und natürlich bei den Systemadministratoren S. Heinze, R. Schulze und N. Braun, die diese Tests erst ermöglichten.
- Bei S. Ashley für viele Schichten und Runshifts bei der  $^{106}\text{Cd}$  Plungermessung.
- Bei unseren Werkstätten für die prompte Bearbeitung der „Ich brauche mal eben ... Ich weiß, es ist kurz vor 4“ -Aufträge.
- Bei den Operateuren Dipl.-Ing. L. Steinert, W. Schröder, U. Werner, P. Jahnke und O. Rudolph für einen gut fokussierten Strahl.

- Bei Dr. G. Pascovici für seine „kleine“ Einführung in die Welt der Elektronik.
- Bei allen Mitarbeitern für die gute Arbeitsatmosphäre am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln.
- Bei meinen Eltern, meinem Bruder und meinem Onkel für die Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung.

## **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. J. Jolie betreut worden.

## Lebenslauf

Name: Andreas Linnemann  
Geburtsdatum, Ort: 21.9.1971, Paderborn  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Mutter: Maria Linnemann, geb. Runte  
Vater: Johannes Linnemann  
Familienstand: verheiratet

### Schulbildung:

August 1978 - Juli 1982 Grundschule Schwaney  
August 1982 - Juni 1991 Gymnasium St. Kaspar, Neuenheerse  
Mai 1991 Abitur  
Juli 1991 - Juni 1992 Wehrdienst in Höxter

### Hochschulstudium:

Oktober 1992 Immatrikulation an der Gesamthochschule-Universität  
Paderborn für das Studienfach Physik/Diplom  
Juni 1994 Diplom-Vorprüfung  
Oktober 1994 Immatrikulation an der Universität zu Köln  
für das Studienfach Physik/Diplom  
Februar 2001 Diplom im Fach Physik mit dem Thema:  
Suche nach gemischtsymmetrischen Zuständen  
in den Kernen  $^{86}\text{Sr}$  und  $^{194}\text{Pt}$   
Seit März 2001 Promotionsstudium