

Suche nach Signaturen der  
Supersymmetrie in  $^{193}\text{Pt}$  und  
gemischt-symmetrischer  
Zustände in  $^{194}\text{Pt}$  mittels  
 $\gamma$ -Spektroskopie

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

vorgelegt von  
Gunnar Frießner  
aus Düsseldorf

August 2013

Berichterstatter: Prof. Dr. Jan Jolie  
Prof. Dr. Peter Reiter

Tag der mündlichen Prüfung: 14.10.2013

# Abstract

After the general renovation of the experimental halls at the Institute for Nuclear Physics in Cologne, the HORUS-Spectrometer was rebuilt within the scope of this thesis. Following this, two experiments were performed to conduct a  $\gamma\gamma$ -angular correlation analysis. The nuclei  $^{194}\text{Pt}$  and  $^{193}\text{Pt}$  were measured to complete existing data and the results are presented in this thesis.

Both nuclei were measured in  $\beta$ -decay experiments. The mother nuclei were produced in fusion evaporation reactions. In case of  $^{194}\text{Pt}$  10 spins were determined experimentally for the first time. 57 multipole mixing ratios were determined. For the nucleus  $^{193}\text{Pt}$  three spins were measured for the first time.

After the general renovation a new data acquisition system was set up for experimental measurements. During the measurement of  $^{194}\text{Pt}$  two data acquisitions were used, the "old" analog data acquisition and the "new" digital data acquisition. A short comparison of those two data acquisition systems for nuclear-physical measurements are shown in this thesis. The aim is to measure permanently with the new digital data acquisition.

In the region of the gold and platin isotopes there exist even-even nuclei, which can be described via the Interacting-Boson-Model (IBM) and Interacting-Boson-Model-2 (IBM-2). Odd-A nuclei can be illustrated with the Interacting-Boson-Fermion-Model (IBFM). An application of the IBFM is the  $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$  supersymmetry, consisting of the nuclei that are described by the same Hamiltonian and one set of parameters.

To test predictions of  $^{194}\text{Pt}$  and  $^{193}\text{Pt}$ , multipole-mixing-ratios of  $\gamma$ -transitions and spins were determined. The IBM describes the complex structure of a nucleus in a very simplified way. Very good fits of  $^{194}\text{Pt}$  and  $^{193}\text{Pt}$  in the O(6)-Limits of the IBM could be made. In addition fits of the even-even platin isotopes are shown to discuss the systematics of the platin isotopes.



# Kurzzusammenfassung

Nach der Kernsanierung des Beschleunigerbereichs des Instituts für Kernphysik Köln wurde im Rahmen dieser Arbeit das HORUS-Spektrometer wieder aufgebaut. Anschliessend wurden zwei Experimente für eine  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Experimente an den Kernen  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  werden in dieser Arbeit vorgestellt.

Beide zu untersuchenden Kerne wurden in  $\beta$ -Zerfallsexperimenten untersucht. Der Mutterkern wurde mittels einer Fusionsverdampfungsreaktion erzeugt. Im Falle von  $^{194}\text{Pt}$  handelt es sich dabei um eine (p,n) Reaktion. Nach dem  $\beta$ -Zerfall von  $^{194}\text{Au}$  konnten mit Hilfe der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse der Spin von zehn Zuständen zum erstenmal experimentell bestimmt werden. Außerdem konnten 57 Multipolmischungsverhältnisse bestimmt werden. Bei  $^{193}\text{Pt}$  wurde mit einer (p,2n) Reaktion  $^{193}\text{Au}$  erzeugt. In diesem Experiment konnten drei Spins angeregter Zustände in  $^{193}\text{Pt}$  zum erstenmal determiniert werden.

Nach der Kernsanierung wurde ein neues Datenaufnahmesystem zur Messung kernphysikalischer Experimente aufgebaut. Bei der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  wurden zwei Datenaufnahmesysteme verwendet. Zum einen die "alte" Datenaufnahme und zum anderen die "neue" Datenaufnahme des Instituts. Ein kurzer Vergleich der beiden Systeme bei einem kernphysikalischen Experiment wird gezeigt. Ziel ist es, das neue System zur Aufnahme und Auswertung kernphysikalischer Daten dauerhaft einzusetzen.

In der Massenregion der Gold- und Platinisotopen existieren geradegerade Kerne, die sich mit Hilfe des Interacting-Boson-Models (IBM) und des Interacting-Boson-Model-2 (IBM-2) beschreiben lassen. Kerne mit ungerader Nukleonenzahl können mit dem Interacting-Boson-Fermion-Model (IBFM) veranschaulicht werden. Eine spezielle Anwendung des IBFMs ist die sogenannte  $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$  Supersymmetrie. In der Supersymmetrie liegen

Supermultipletts, welche aus Kernen bestehen, die sich mit dem gleichen Hamiltonian und einem Satz von Parametern beschreiben lassen.

Um Vorhersagen in  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  zu überprüfen, wurden Multipolmischungsverhältnisse einiger  $\gamma$ -Übergänge und Spins von Zuständen bestimmt. Das IBM beschreibt die komplexe Natur stark vereinfacht, so konnten erstaunlich gute Fits von  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  gemacht werden. Des Weiteren werden IBM Rechnungen der gerade-gerade Platinisotope der Massen 192 bis 198 gezeigt und die Systematik wird diskutiert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>13</b>
2.1	Das Interacting Boson Model . . . . .	14
2.1.1	Das sd-IBM-1 . . . . .	14
2.1.2	Grenzfälle - Dynamische Symmetrien im sd-IBM-1 . . .	15
2.1.3	Das sd-IBM-2 . . . . .	17
2.2	F-Spin . . . . .	19
2.3	Zerfallsstärken gemischt-symmetrischer Zustände im sd-IBM-2	20
2.4	Das Interacting Boson-Fermion Model . . . . .	21
2.5	Supersymmetrie . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>25</b>
3.1	Das HORUS-Würfelspektrometer . . . . .	26
3.1.1	Das Spektrometer . . . . .	26
3.1.2	Die neue Targetkammer und Targetleiter . . . . .	27
3.2	Strahlführungssystem . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Experimente</b>	<b>31</b>
4.1	Die Messung an $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	32
4.1.1	Experimentelle Daten der Messung an $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	32
4.1.2	Datenaufbereitung . . . . .	33
4.2	Die Messung an $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	38
4.2.1	Experimentelle Daten der Messung an $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	38
4.2.2	Datenaufbereitung . . . . .	39
4.3	Experimentelle Methode . . . . .	40
4.3.1	Eigenschaften von $\gamma$ -Strahlen . . . . .	40
4.3.2	$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse . . . . .	43
4.3.3	Bestimmung der Levels pins und Multipolaritäten . . . .	45
4.3.4	Bestimmung der Zerfallverzweigungsverhältnisse . . . .	47
4.3.5	Übergangswahrscheinlichkeit . . . . .	48

<b>5 Ergebnisse</b>	<b>49</b>
5.1 Ergebnisse der Messung an $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	50
5.2 Ergebnisse der Messung an $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	52
<b>6 Analoge &amp; digitale Datenaufnahme</b>	<b>55</b>
6.1 Analoge Datenaufnahme . . . . .	56
6.2 Digitale Datenaufnahme . . . . .	56
6.3 Vergleich . . . . .	57
6.3.1 Betrachtung des Volumens . . . . .	57
6.3.2 Vergleich Hypothesen von $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation zwischen der analogen und digitalen Datenaufnahme .	59
6.4 Diskussion & Fazit der Datenaufnahme . . . . .	62
<b>7 Diskussion</b>	<b>65</b>
7.1 sd-IBM-1 Fits der Platinisotopenkette . . . . .	66
7.2 Diskussion $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	70
7.2.1 Absolute Übergangsstärken . . . . .	71
7.2.2 sd-IBM-2 Fit . . . . .	72
7.3 Diskussion $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	89
<b>8 Fazit &amp; Ausblick</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>99</b>
A.1 Inputdateien für arbmodel - U(6/12) . . . . .	99
A.2 Technische Zeichnung neue HORUS Targetkammer . . . . .	104
A.3 $^{194}\text{Pt}$ Target . . . . .	106
A.4 Tabelle Offbeam Korrelationsgruppen . . . . .	107
A.5 Levels in $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	108
A.6 Levels in $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	114
A.7 sd-IBM-1 Fits der Platinisotope $^{190,192,194,196,198}\text{Pt}$ . . . . .	117
A.8 sd-IBM-2 Fit von $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	121
A.9 $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$ Fit von $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	122



# Kapitel 1

## Einleitung

*Nur scheinbar hat ein Ding eine Farbe, nur scheinbar ist es süß oder bitter; in Wirklichkeit gibt es nur Atome im leeren Raum.*

*Demokrit - Griechischer Philosoph - ca. 460-340 BC.*

## Geschichtlicher Hintergrund

Der griechische Philosoph Demokrit postulierte, dass es in der Natur unteilbare Teilchen gibt. Solch unteilbare Teilchen nannte er *Atome*. Ab dem 19. Jahrhundert haben herausragende Wissenschaftler wie Dalton, Avogadro, Mendeleev und Faraday, die grundlegende Untersuchungen zur Atomtheorie durchgeführt haben und als Wegbereiter in die moderne Chemie gelten, diese Idee von Demokrit wiederbelebt. Das Periodensystem von Mendeleev wuchs rasant und viele neue Elemente wurden entdeckt. Das Wissen über Atome nahm also zu. Jedoch stellte es die Wissenschaftler vor neue Erkenntnisse, die nicht erklärt werden konnten. Zum Beispiel konnte eine Massendifferenz bei gleichen chemischen Elementen festgestellt werden, die nicht erklärt werden konnte. Heute spricht man bekanntlich von Isotopen.

Im Jahre 1896 entdeckte A. Becquerel die Radioaktivität und Rutherford stellte die Hypothese des Atomkerns im Jahre 1911 auf. Historisch gesehen, kann die Zeit als Geburtsstunde der Kernphysik gesehen werden. Seit der Erforschung des Atomkerns durch Rutherford entwickelte sich die Kernphysik rasant. Chadwick entdeckte das Neutron, Weizsäcker die Massenformel, Heisenberg stellte den Isospin-Formalismus auf und vieles mehr.

In der Atomphysik gibt es ein Kraftzentrum und quantenmechanische Modelle können die Atome genau berechnen. Im Gegensatz dazu existiert im Atomkern kein Kraftzentrum und die Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen sind wesentlich komplexer. Ein einheitliches Kernmodell existiert daher nicht. Kernmodelle beschreiben die Wechselwirkungen zwischen Protonen und Neutronen und geben somit ein wichtiges Verständnis der Kernstruktur. Um 1935 wurde von Weizsäcker und Bohr das erste Kernmodell entwickelt, das sogenannte Tröpfchen-Modell. Später entwickelten Wigner, Goeppert-Mayer und Jensen das Schalenmodell und im Jahre 1953 kam von Bohr und Mottelson das Kollektivmodell.

Im Jahre 1975 wurde von Iachello und Arima [1] das *Interacting Boson Model* eingeführt. Es zeigte sich, dass das Interacting Boson Modell Einteilchen-Anregungen und kollektives Verhalten von Kernen sehr gut beschreiben kann. Eine Eigenschaft des Interacting Boson Modells ist, dass es einer algebraischen Struktur unterliegt und sogenannte *Dynamische Symmetrien* spielen eine wichtige Rolle [2]. Mathematisch beruht das Interacting Boson Modell auf der Gruppentheorie [3].

Im Jahre 1980 führte Iachello die Supersymmetrie ein [4]. Eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen, um ungerade-gerade (ug) Kerne bzw. gerade-ungerade (gu) Kerne mathematisch eleganter zu beschreiben. Er postulierte einen supersymmetrischen Zusammenhang zwischen dem aus  $n$  Bosonen plus einem Fermion bestehenden Atomkern und einem Kern mit  $n+1$  Bosonen. Falls diese dynamische Supersymmetrie in der Natur vorkommt, müssen Energieniveaus eines ug/gu-Kerns und seines gerade-gerade (gg) Nachbarn ähnliche Strukturen aufweisen [5]. Die Struktur aus einem gerade-gerade Kern ließ eine Ableitung der Struktur eines ug-Kerns nicht zu.

Isacker, Jolie, Heyde und Frank veröffentlichten im Jahre 1985 eine Erweiterung der Supersymmetrie [6]. Das Modell beschreibt ein Quartett aus vier Atomkernen in einem gemeinsamem Rahmen, ein sogenanntes *magic quartet* oder magisches Quartett. Im magischen Quartett gibt es einen gg-Kern. In diesem Kern sind Protonen bzw. Neutronen gepaart und es herrscht die Boson-Wechselwirkung. Ein Boson wird nun mit einem Fermion ausgetauscht (eine supersymmetrische Transformation) und man erhält je nach Austausch eines Protonen- oder Neutronenpaars einen ug-Kern bzw. gu-Kern. Werden ein Proton und ein Neutron ersetzt, erhält man einen uu-Kern.

Basierend auf dem magischen Quartett von [7] und der algebraischen  $U_{\pi}(6/4) \otimes U_{\nu}(6/12)$ -Struktur zur Beschreibung der *erweiterten Supersymmetrie*, wurden zwei Experimente im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, um experimentelle Daten mit der Theorie zu vergleichen bzw. die Theorie zu bestätigen. Die Messung an  $^{194}\text{Pt}$  soll vorhandene Datenlücken schließen. Insbesondere sollen Multipolmischungsverhältnisse bestimmt werden, um gemischt-symmetrische Zustände zu finden. Im Falle von  $^{193}\text{Pt}$  sind einige Spins unbekannt und das magische Quartett um  $^{192}\text{Pt}$  soll erweitert werden.



## Kapitel 2

# Theorie

Im Vergleich zum Atom fehlt im Atomkern ein Kraftzentrum. Kräfte zwischen den Nukleonen im Atomkern sind komplizierter als die rein elektromagnetische Wechselwirkung im Atom. Aus diesem Grund wurden Kernmodelle entwickelt. Das Interacting Boson Modell, welches die in dieser Arbeit an  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  benutzt wird, wird in diesem Kapitel vorgestellt.

## 2.1 Das Interacting Boson Model

Im Jahre 1975 führte Arima & Iachello in der Kernphysik das Interacting Boson Model (IBM) ein [1]. Die Grundannahme des IBMs ist, dass die Valenznukleonen außerhalb einer abgeschlossenen Schale zu Valenznukleonenpaaren koppeln. Dabei werden die Valenznukleonenpaare als Bosonen behandelt und der Hamiltonian beruht auf Ein- und Zweikörperwechselwirkungen. Höhere Ordnungen werden meistens vernachlässigt.

Zunächst wird das sd-IBM-1 Modell mit den s- und d-Bosonen vorgestellt, wobei der wesentliche Punkt ist, dass beim sd-IBM-1 keine Unterscheidung zwischen Protonen und Neutronen stattfindet. Anschließend wird in allgemeiner Form das IBM-2 vorgestellt. Das IBM-2 besitzt durch die Unterscheidung zwischen Protonen und Neutronen einen weiteren Freiheitsgrad und kann magische Dipolübergänge (M1-Übergänge) vorhersagen.

### 2.1.1 Das sd-IBM-1

In Anlehnung an [8–10] wird das sd-IBM-1 in diesem Abschnitt beschrieben. Dem Modell zugrunde liegt eine  $U(6)$ -Algebra. Das IBM beruht darauf, dass Valenzneutronen und -protonen zu Paaren koppeln, die sich als Bosonen beschreiben lassen. Wie bereits erwähnt, wird in diesem Modell nicht zwischen Neutronen- oder Protonenpaaren unterschieden. Des Weiteren ist das Modell ausschließlich für gg-Kerne entwickelt. Der Valenzraum hat nur s- und d-Bosonen als Paare von Valenznukleonen, die zu Spin und Parität  $J^\pi = 0^+$  für s-Bosonen und  $J^\pi = 2^+$  für d-Bosonen koppeln. Abgeschlossene Schalen tragen nicht zur Anregung bei. Tiefliegende, kollektive Quadrupolanregungen mit geradzahligem Spin und positiver Parität in gg-Kernen werden im sd-IBM-1 sehr gut beschrieben. Kernzustände werden durch die Energien und Wechselwirkungen der Valenzbosonen beschrieben. Die  $U(6)$ -Gruppe ist eine Lie-Gruppe. Die Elemente der  $U(6)$ -Gruppe können durch eine Exponentialdarstellung in sogenannte Generatoren erzeugt werden. Im Falle der  $U(6)$ -Gruppe ergeben sich 36 Generatoren durch zwölf Leiteroperatoren:

$s^\dagger, s, d_\mu^\dagger, d_\mu$  mit den magnetischen Unterzuständen  $\mu \in -2, -1, 0, 1, 2$  für die Erzeugung bzw. Vernichtung von s- und d-Bosonen. Für die Erzeuger und Vernichter gelten folgende Vertauschungsrelationen

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

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

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

Der allgemeine Hamiltonoperator [1] lautet

$$\begin{aligned} \hat{H}_{IBM-1} = E_0 + \alpha C_1[U(6)] + \beta C_1[U(5)] + \gamma C_2[U(5)] + \delta C_2[U(6)] \\ + \varepsilon C_2[O(6)] + \zeta C_2[O(5)] + \eta C_2[O(3)] + \theta C_2[SU(3)], \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon, \zeta, \eta, \theta$  Fitparameter der jeweiligen Casimiroperatoren  $C_1[U(6)]$ ,  $C_1[U(5)]$ ,  $C_2[U(5)]$ ,  $C_2[U(6)]$ ,  $C_2[O(6)]$ ,  $C_2[O(5)]$ ,  $C_2[O(3)]$  und  $C_2[SU(3)]$  sind. Ausgeschrieben stehen die Generatoren in Iachello [11]. Folglich kann der E2-Übergangsoperator aufgestellt werden.

$$\hat{T}(E2) = q_{eff}([d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi_{E2}[d^\dagger \tilde{d}]^{(2)}), \quad (2.5)$$

wobei hier  $q_{eff}$  die effektive Ladung und  $\chi_{E2}$  der Formparameter ist. Beides sind Variablen und freie Fitparameter. Die E2-Übergangsstärken werden aus den Übergangsmatrixelementen schließlich wie folgt berechnet

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f || \hat{T}(E2) || J_i \rangle|^2. \quad (2.6)$$

Die M1-Übergangsstärken können aufgrund des Einteilchenoperators im sd-IBM-1 nicht berechnet werden. Der Übergangsoperator lautet

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g \hat{L}. \quad (2.7)$$

Eindeutig zu sehen ist, dass der Operator proportional zum Drehimpuls-Operator ist, welcher aufgrund der Drehinvarianz diagonal ist. Letzteres bedeutet, dass zwischen orthonormierten Zuständen kein Übergang berechnet werden kann. Die M1-Übergangsstärken können mit dem IBM-2 berechnet werden, da ein zusätzlicher Freiheitsgrad existiert (siehe Abschnitt 2.1.3).

### 2.1.2 Grenzfälle - Dynamische Symmetrien im sd-IBM-1

Aus den sechs Bosonen Erzeuger- und Vernichtoperatoren des sd-IBM-1, dem s-Boson und den fünf  $d_\mu$ -Bosonen, bildet man die 36 Generatoren der Gruppe U(6). In drei speziellen Fällen, den dynamischen Symmetrien  $SO(3) \supset SO(2)$  als Untergruppen, lässt sich der Hamilton-Operator als Linearkombination von paarweise vertauschenden Casimiroperatoren verschiedener Ketten von Untergruppen von U(6) konstruieren und analytisch lösen (siehe Iachello [11]).

Die Ketten lauten

$$(I) U(6) \supset U(5) \supset SO(5) \supset SO(3) \supset SO(2)$$

$$(II) U(6) \supset SU(3) \supset SO(3) \supset SO(2)$$

$$(III) U(6) \supset SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3) \supset SO(2).$$

Im Grenzfall unendlicher Bosonenzahl haben diese Spezialfälle jeweils eine geometrische Bedeutung:

(I) U(5)-Limit: sphärischer Vibrator

(II) SU(3)-Limit: axialsymmetrischer, prolater Rotor

(III) O(6)-Limit:  $\gamma$ -weicher Kern.

Für jede dynamische Symmetrie können die B(E2)-Werte in der Yrast-Bande berechnet werden. Für die Limits lauten die B(E2)-Werte:

- U(5)-Limit:

$$B(E2, L+2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \cdot \frac{1}{4} (L+2)(2N-1)$$

- SU(3)-Limit:

$$B(E2, L+2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \cdot \frac{3}{4} \cdot \frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)} (2N-L)(2N+L+3)$$

- O(6)-Limit:

$$B(E2, L+2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{L+2}{L+5} (2N-L)(2N+L+8).$$

Der Faktor  $q_{eff}$  wird so gewählt, dass der experimentelle  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Wert reproduziert wird, und N ist die Zahl der Bosonen.<sup>1</sup>

**Hinweis** In dieser Arbeit werden Kerne die <sup>194</sup>Pt und <sup>193</sup>Pt untersucht und mit Hilfe des O(6)-Limits beschrieben. Im Folgenden wird nur das O(6)-Limit beschrieben. Die beiden weiteren Limits sind in Iachello [11] beschrieben.

Der Hamiltonoperator für das O(6)-Limit im sd-IBM-1 reduziert sich zu

$$\begin{aligned} \hat{H}_{IBM-1} = E_0 + \alpha C_1[U(6)] + \beta C_2[U(6)] + \gamma C_2[O(6)] \\ + \delta C_2[O(5)] + \varepsilon C_2[O(3)], \end{aligned} \quad (2.8)$$

An dieser Stelle verweise ich für die genaue Struktur der Casimirooperatoren bzw. Generatoren auf Iachello [11]. Den Gruppen können ebenfalls mit Iachello [11] die folgenden Quantenzahlen zugeordnet werden.

$$\begin{array}{cccccc} U(6) \supset SO(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset SO(2) & & & & & \\ [N] & \sigma & \tau & \nu_{\Delta} L & M_L & \end{array} \quad (2.9)$$

<sup>1</sup>Dieser Abschnitt stammt aus Friessner [8].



Die Eigenwertgleichung im O(6)-Limit lautet somit

$$E(\sigma, \tau, L) = E_0 + \alpha N + \beta N(N+6) + \gamma \cdot \sigma(\sigma+4) + \delta \tau(\tau+3) + \varepsilon L(L+1) \quad (2.10)$$

### 2.1.3 Das sd-IBM-2

Das sd-IBM-1 kann einige Anregungsmoden, z.B. Quadrupolvibrationen von Kernen beschreiben. Ein Nachteil ist, dass das sd-IBM-1 keine  $1^+$ -Zustände beschreibt. Eine Weiterentwicklung ist daher notwendig. Die erste logische Konsequenz ist die Unterscheidung von Protonen und Neutronen. Mit der Unterscheidung zwischen Protonen und Neutronen im sd-IBM-2 erhält man die Möglichkeit M1-Übergänge zu beschreiben.

Die Bosonenerzeugeroperatoren für Protonen lauten  $s_\pi^\dagger, d_{\pi,\mu}^\dagger$  und Vernichter  $s_\pi, d_{\pi,\mu}$  bzw. für Neutronen die Erzeugeroperatoren  $s_\nu^\dagger, d_{\nu,\mu}^\dagger$  und Vernichter  $s_\nu, d_{\nu,\mu}$ . Auch hier gelten für die Erzeuger und Vernichter folgende Vertauschungsrelationen

$$[s_\rho, s_\rho^\dagger] = 1 \quad (2.11)$$

$$[s^\dagger, d_\rho] = [d_\rho^\dagger, s] = 0 \quad (2.12)$$

$$[d_{\rho\mu}, d_{\rho,\mu'}^\dagger] = (-1)^\mu \cdot \delta_{\mu,\mu'}, \quad (2.13)$$

wobei  $\rho = \pi, \nu$  ist. Die weiteren Kommutatoren sind Null und verschwinden. Der Hamiltonoperator des IBM-2 lautet [11]

$$\hat{H}_{IBM-2} = \hat{H}_{\pi\pi} + \hat{H}_{\nu\nu} + \hat{V}. \quad (2.14)$$

Dabei sind  $\hat{H}_{\pi\pi}$  und  $\hat{H}_{\nu\nu}$  die Hamiltonoperatoren aus dem sd-IBM-1 für Protonen bzw. Neutronen. Der Operator  $\hat{V}$  drückt die Proton-Neutron-Wechselwirkung aus unter der Voraussetzung der Erhaltung der d-Bosonenanzahl. Übersichtshalber wird der allgemeine Hamiltonoperator des sd-IBM-2 nicht aufgeführt und ich verweise auf Iachello [11]. Wie bereits im Abschnitt 2.1.2 erwähnt, gibt es auch Limits im sd-IBM-2. Die Limits haben die gleiche geometrische Bedeutung wie im sd-IBM-1. Die Ketten lauten

$$(I) \ U_{\pi+\nu}(6) \supset U_{\pi+\nu}(5) \supset SO_{\pi+\nu}(5) \supset SO_{\pi+\nu}(3) \supset SO_{\pi+\nu}(2)$$

$$(II) \ U_{\pi+\nu}(6) \supset SU_{\pi+\nu}(3) \supset SO_{\pi+\nu}(3) \supset SO_{\pi+\nu}(2)$$

$$(III) \ U_{\pi+\nu}(6) \supset SO_{\pi+\nu}(6) \supset SO_{\pi+\nu}(5) \supset SO_{\pi+\nu}(3) \supset SO_{\pi+\nu}(2).$$

Im Falle dieser Arbeit wird das O(6)-Limit benutzt. Der Hamiltonoperator dieses Limits im sd-IBM-2 lautet

$$\begin{aligned} \hat{H}_{IBM-2} = E_0 + \alpha C_1[U(6)] + \beta C_2[U(6)] + \gamma C_2[O(6)] \\ + \delta C_2[O(5)] + \varepsilon C_2[O(3)]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

An dieser Stelle verweise ich wieder für die Definition der Casimirooperatoren bzw. Generatoren auf Iachello [11]. Den Gruppen können, ebenfalls mit Iachello [11], die folgenden Quantenzahlen zugeordnet werden.

$$\begin{array}{ccccccc} U_\pi(6) \otimes U_\nu(6) \supset & U_{\pi\nu}(6) & \supset & SO_{\pi\nu}(6) & \supset & SO_{\pi\nu}(5) & \supset & SO_{\pi\nu}(3) \\ [N_\pi] & [N_\nu] & [N-f, f] & (\sigma_1, \sigma_2, 0) & & (\tau_1, \tau_2) & & \nu_\Delta L \end{array} \quad (2.16)$$

Die Eigenwertgleichung im O(6)-Limit lautet somit

$$\begin{aligned} E = E_0 + \alpha(N_1 + N_2) + \beta(N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)) + \gamma(\sigma_1(\sigma_1 + 4) \\ + \sigma_2(\sigma_2 + 2)) + \delta(\tau_1(\tau_1 + 3) + \tau_2(\tau_2 + 1)) + \varepsilon L(L + 1), \end{aligned} \quad (2.17)$$

wobei  $[N_1, N_2] = [N + 1, 0]$  oder  $[N, 1]$  sind. Folglich können die M1- und E2-Übergangsoperatoren im IBM-2 aufgestellt werden. Der M1-Übergangsoperator lautet

$$\begin{aligned} \hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left( g_\pi \hat{L}_\pi + g_\nu \hat{L}_\nu \right) \\ = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left( \frac{g_\pi + g_\nu}{2} \left( \hat{L}_{\pi,\mu} + \hat{L}_{\nu,\mu} \right) + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} \left( \hat{L}_{\pi,\mu} - \hat{L}_{\nu,\mu} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

**Hinweis** Der erste untere Term ist proportional zum Drehimpulsoperator. Dieser ist rotationsinvariant und beschreibt nicht die M1-Übergänge. Lediglich der zweite Teil, der nicht rotationsinvariant ist, beschreibt die M1-Übergänge.

Der E2-Übergangsoperator im IBM-2 lautet

$$\begin{aligned} \hat{T}_\mu(E2) = e_\pi \left( [d_{\pi,\mu}^\dagger s_\pi + s_\pi^\dagger \tilde{d}_{\pi,\mu}^\dagger]_\mu^{(2)} + \chi_\pi [d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi]_\mu^{(2)} \right) \\ + e_\nu \left( [d_{\nu,\mu}^\dagger s_\nu + s_\nu^\dagger \tilde{d}_{\nu,\mu}^\dagger]_\mu^{(2)} + \chi_\nu [d_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu]_\mu^{(2)} \right), \end{aligned} \quad (2.19)$$

wobei  $e_\rho$  die effektiven Protonen-/Neutronen-Bosonen-Ladungen sind.

**Hinweis** Analog gibt es die Grenzfälle des U(5)- und SU(3)-Limits. Übersichtshalber wird an dieser Stelle auf die Grenzfälle des sd-IBM-2 nicht weiter eingegangen und verweise auf Iachello [11].

## 2.2 F-Spin

Die starke Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen verursacht Protonen- und Neutronenanregungen, die stark gemischt sind. Bedingt dadurch sind die Quantenzahlen gebrochen und Eigenzustände können analytisch nicht beschrieben werden. Eine Einführung einer neuen Quantenzahl, die die Zustände beschreiben, ist daher sinnvoll. Der sogenannte F-Spin wurde von Arima und Otsuka [12, 13] eingeführt.

Der F-Spin von Bosonen ist analog zum Isospin von Fermionen. Dabei ist der F-Spin jedoch nicht dieselbe physikalische Observable, denn der F-Spin beschreibt die Symmetrieeigenschaften der Bosonwellenfunktion bzgl. des Austauschs von Proton- und Neutronenbosonen. Dies bedeutet, das Nukleon ist dabei ein Spinor mit Isospin  $1/2$ . Entsprechend können Protonen- und Neutronen-Bosonen als zwei Zustände des Bosons definiert werden, dem der F-Spin  $1/2$  zugeordnet ist [9]. Umfangshalber wird auf den mathematischen Hintergrund verzichtet und ich verweise auf Pietralla [14].

Der Isospin und der F-Spin beschreiben die Austauschsymmetrie zwischen Protonen und Neutronen bzw. den entsprechenden Bosonen. Fermionen gehorchen dem Pauliprinzip und durch die starke Proton-Neutron-Wechselwirkung besitzt die Orts-Spinwellenfunktion die größtmögliche Symmetrie. Bedingt dadurch hat die Isospinwellenfunktion minimale Austauschsymmetrie zwischen Protonen und Neutronen. Mit anderen Worten die Isospinwellenfunktion beschreibt gleichzeitig die Antisymmetrisierung und somit den minimalen Isospin. Bei Bosonen ist dies genau umgekehrt und der F-Spin wird maximal bzgl. des Austauschs bei voll symmetrischen Zuständen.

Ist also der F-Spin maximal, so beschreibt dieser die Proton-Neutron symmetrischen Zustände und eine Unterscheidung zwischen den Bosonen ist nicht möglich. Letzteres wird im sd-IBM-1 beschrieben. Ist der F-Spin nicht maximal, so werden die Zustände gemischt-symmetrisch bezeichnet (mixed symmetry) [1, 12, 13]. Dies bedeutet, dass die Zustände nicht vollständig symmetrisch unter der Vertauschung von Protonen- und Neutronenbosonen sind.

Die gemischt-symmetrischen Zustände implizieren einen Proton-Neutron-Freiheitsgrad in schweren Kernen und liefern weitere Erkenntnis der Kernstruktur. Das IBM-2 sagt starke M1-Übergänge zwischen tiefliegenden gemischt-symmetrischen und symmetrischen Zuständen vorher [1, 12] und somit sind solche Zustände von besonderem Interesse.

### 2.3 Zerfallsstärken gemischt-symmetrischer Zustände im sd-IBM-2

In den Limits des sd-IBM-2 können Übergangsstärken für die Zerfälle des  $2_1^+$ , der Scherenmode im SU(3)-Limit und des Ein-Q-Phononen  $2^+$  Zustandes gemischter Symmetrie hergeleitet werden. Zu sehen ist dies ausführlich in [15]. Übersichtshalber werden nur die wichtigen Übergangsstärken des O(6)-Limits angegeben.

#### Übergangsstärken des O(6)-Limits im sd-IBM-2

- $B(M1 : 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{3}{4\pi}(g_\pi - g_\nu)^2 \frac{1}{(N+1)} N_\pi N_\nu$
- $B(M1 : 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi}(g_\pi - g_\nu)^2 \frac{3(N+2)(N+4)}{4N^2(N+1)} N_\pi N_\nu$
- $B(M1 : 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+) = \frac{3}{4\pi}(g_\pi - g_\nu)^2 \frac{(N+4)(N+5)}{2(N-1)N(N+1)} N_\pi N_\nu$
- $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi N_\pi - e_\nu N_\nu)^2 \frac{N+4}{5N}$
- $B(E2 : 2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = (e_\pi - e_\nu)^2 \frac{2(N+2)}{5N(N+1)} N_\pi N_\nu$
- $B(E2 : 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{1}{4N(N+2)}(e_\pi(N - N_\pi(N+4)) + e_\nu(N - N_\nu(N+4)))$

Dabei ist  $N = N_\pi + N_\nu$ , die Summe von Protonen- und Neutronenbosonen,  $e_\pi$ ,  $e_\nu$  die effektive Ladung der Protonen- bzw. Neutronenbosonen und  $g_\pi$ ,  $g_\nu$  der g-Faktor.

**Hinweis** Wie bereits erwähnt, werden Zustände durch Quantenzahlen charakterisiert. Für elektromagnetische Übergänge gelten sogenannte Auswahlregeln (siehe Iachello [11]). In der Abbildung 2.1 sind die erlaubten und nicht erlaubten Übergänge für den ersten  $2_{ms}^+$  und  $1_{ms}^+$  schematisch dargestellt. Umfangshalber verweise ich für den mathematischen Hintergrund auf Pietralla [16].

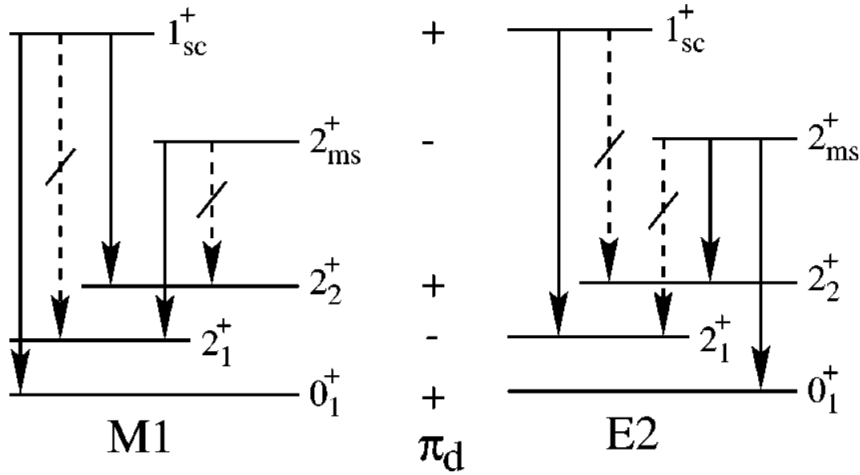


Abbildung 2.1: Erlaubte und nicht erlaubte Übergänge von gemischt-symmetrischen Zuständen zu symmetrischen Zuständen. M1-Übergänge sind links dargestellt und E2-Übergänge rechts. Durchgezogene Pfeile markieren erlaubte Übergänge und gestrichelte Pfeile zeigen die nicht erlaubten Übergänge. Quelle: Pietralla [16].

## 2.4 Das Interacting Boson-Fermion Model

Das Interacting Boson-Fermion Model (IBFM) beschreibt Kerne mit Zuständen halbzahligen Spins und ist eine Erweiterung des sd-IBM-1. Es ist eine logische Konsequenz aus dem sd-IBM-1 einen Fermion-Hamiltonian einzuführen, um Kerne mit ungerader Nukleonenzahl beschreiben zu können. Das IBFM wurde im Jahre 1975 von Iachello und Arima [17] eingeführt.

Analog zu den Bosonen werden für die Fermionen Erzeuger- und Vernichtoperatoren  $a_{jm}^\dagger$  und  $\tilde{a}_{jm}$  eingeführt. Als  $j_a$  dieser Fermionen wird der Spin unter Berücksichtigung der relevanten Schalen mit den magnetischen Unterzuständen  $m = -j_a, -j_a + 1, \dots, j_a - 1, j_a$  gewählt, denn so können Zustände halbzahligen Spins im Modell erzeugt werden [18]. Da es sich dabei um Fermionen handelt, gelten die Anti-Kommutatoren Vertauschungsrelationen (siehe Jolie [19]). Der Hamiltonian lautet mit [17]

$$\hat{H} = \hat{H}^{(B)} + \hat{H}^{(F)} + \hat{V}^{(BF)}, \quad (2.20)$$

wobei  $\hat{H}^{(B)}$  der bekannte sd-IBM-1 Operator,  $\hat{H}^{(F)}$  der Fermion-Operator und  $\hat{V}^{(BF)}$  die Wechselwirkung zwischen den Bosonen und Fermionen beschreiben. In Isacker [17] ist der Operator ausführlich besprochen.

## 2.5 Supersymmetrie

In der Physik bedeutet Symmetrie, dass sich die Eigenschaften eines Systems unter bestimmten Transformationen nicht ändern<sup>2</sup>. Während alle herkömmlichen Symmetrien den Unterschied zwischen Bosonen und Fermionen respektieren, vertauscht die Supersymmetrie die beiden Teilchenarten [5].

Die Supersymmetrie ist eine spezielle Anwendung des IBFM (siehe Dissertation Jolie [7]). Dementsprechend ist der Modellraum des Hamiltonians gegeben durch das IBFM  $(U^{(B)}(6) \text{ und } U^{(F)}(\sum_j (2j+1)) = U^{(F)}(12))$  mit dem Spin der Valenzschalen  $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ . Dem Modell liegt somit eine  $U(6/12)$ -Algebra zugrunde und es kann numerisch gelöst werden. Die einbettende Algebra lautet

$$\begin{aligned} U(6/12) \supset U^{(B)}(6) \times U^{(F)}(12) \\ [N] \quad \quad [N_B, 1^{N_F}]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Das System ist im Limit analytisch lösbar und Eigenwerte lassen sich somit berechnen. Dabei werden ein *pseudo-orbital* mit  $l = 0, 2$  und ein *pseudo-spin* mit  $s = \frac{1}{2}$  eingeführt [6]. Die fermionische Algebra lautet

$$U^{(F)}(12) \supset U^{(F)}(6) \times SU^{(F)}(2) \quad (2.22)$$

Analog zum sd-IBM-1 gibt es drei Gruppenketten, die in  $SO^{(B+F)}(3)$  enden. Die Grenzfälle für die einzelnen Limits wie in Abschnitt 2.1.2 lauten

$$\begin{aligned} U(6/12) \supset U^{(B)}(6) \times U^{(F)}(12) \supset U^{(B)}(6) \times U^{(F)}(6) \times SU^{(F)}(2) \\ \supset U^{(B+F)}(6) \times SU^{(F)}(2) \supset \\ (I) \quad U^{(B+F)}(5) \times SU^{(F)}(2) \supset SO^{(B+F)}(5) \times SU^{(F)}(2) \\ \supset SO^{(B+F)}(3) \times SU^{(F)}(2) \supset Spin(3) \\ (II) \quad SU^{(B+F)}(3) \times SU^{(F)}(2) \supset SO^{(B+F)}(3) \times SU^{(F)}(2) \\ \supset Spin(3) \\ (III) \quad SO^{(B+F)}(6) \times SU^{(F)}(2) \supset SO^{(B+F)}(5) \times SU^{(F)}(2) \\ \supset SO^{(B+F)}(3) \times SU^{(F)}(2) \supset Spin(3) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Dabei ist (I) das  $U(5)$ -Limit, (II) das  $SU(3)$ -Limit, (III) das  $O(6)$ -Limit. Die dazugehörigen Generatoren und Casimiroperatoren sind im Anhang A.1 auf-

<sup>2</sup>Für eine ausführliche Darstellung des mathematischen Hintergrundes siehe z.B. Jolie [19]

geführt. Der Hamiltonian in Casimirform im  $O(6)$ -Limit lautet

$$H = \alpha \cdot C_2[U(6)] + \beta \cdot C_2[SO(6)] + \gamma \cdot C_2[SO(5)] + \delta \cdot C_2[SO(3)] + \varepsilon \cdot C_2[Spin3]. \quad (2.24)$$

Die Eigenwertgleichung lautet

$$E = \alpha[N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)] + \beta[\sigma_1(\sigma_1 + 4) + \sigma_2(\sigma_2 + 2)] + \gamma[\tau_1(\tau_1 + 3) + \tau_2(\tau_2 + 1)] + \delta \cdot L(L + 1) + \varepsilon \cdot J(J + 1), \quad (2.25)$$

wobei  $[N_1, N_2] = [N + 1, 0]$  oder  $[N, 1]$  ist und  $N$  die Anzahl der Bosonen,  $\sigma_i$ ,  $\tau_i$ ,  $L$ ,  $J = \pm L$  sind die Quantenzahlen der jeweiligen Gruppen.

Oft spricht man auch von einem sogenannten magischen Quartett. In diesem existiert ein gerade-gerade Kern. Durch Ersetzen von einem Protonboson oder Neutronboson oder beiden durch das entsprechende Fermion, erhält man drei weitere Kerne ( $ug$ -,  $gu$  und  $uu$ -Kerne), die mittels eines supersymmetrischen Hamiltonians mit gleicher Teilchenzahl beschrieben werden. Die vier Kerne, die durch diesen Hamiltonian mit seinen Parametern gleichzeitig beschrieben werden, heißen magisches Quartett (siehe Jolie [19]).

**Hinweis** Mit Hilfe des Programms *arbmodel* [20] können sd-IBM Berechnungen durchgeführt werden. Dazu werden Inputdateien des Hamiltonian in Casimirform benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Inputdateien des IBFM Hamiltonians für das Programm *arbmodel* geschrieben. Diese sind im Anhang A.1 zu finden.





## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nach der Kernsanierung des Beschleunigerbereichs vom Institut für Kernphysik der Universität zu Köln das HORUS-Würfelspektrometer (siehe Abschnitt 3.1) inklusive des Strahlführungssystem wieder aufgebaut und in Betrieb genommen. Der Aufbau von HORUS und des Strahlführungssystems erfolgte in enger Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Zilges.

### 3.1 Das HORUS-Würfelspektrometer

Das Akronym HORUS<sup>1</sup>-Würfelspektrometer steht für (H)igh efficiency (O)bservatory For  $\gamma$ -(R)ay (U)nique (S)pectroscopy (HORUS). HORUS ist für  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen (siehe Abschnitt 4.3) konstruiert worden. Kurz soll das Spektrometer im folgenden Abschnitt vorgestellt werden. Der fertige und in Betrieb genommene Aufbau ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

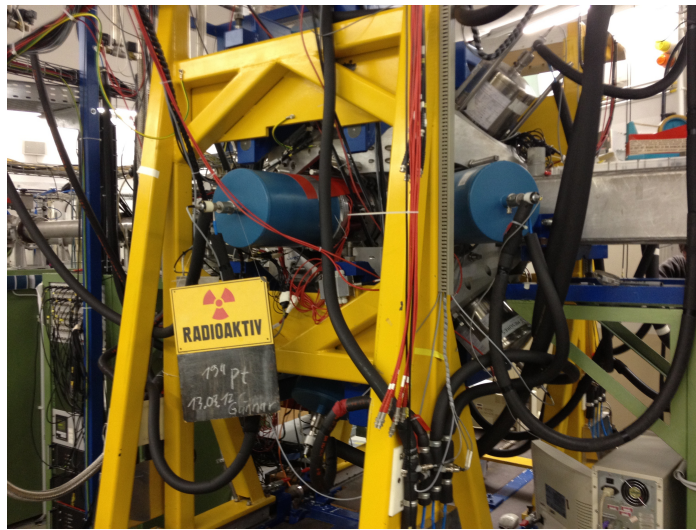


Abbildung 3.1: Der fertige und im Betrieb genommene HORUS-Aufbau für die Messung an  $^{194}\text{Pt}$ .

#### 3.1.1 Das Spektrometer

Das HORUS zeichnet sich durch seinen besonders flexiblen Aufbau aus. Verschiedene Detektortypen können auf insgesamt 14 Positionen eingebaut werden. Hierbei können sowohl hochreine Germaniumdetektoren (Comptonunterdrückt oder ohne Comptonunterdrückung) verwendet werden, wie auch andere Detektortypen z.B. Szintillatoren. Auf allen acht Ecken und auf den sechs Flächen eines gedachten Würfels des Spektrometers

<sup>1</sup>Die ägyptische 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 Osiris' 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 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." Ref. [21]

können im Abstand von ca. 8-15 cm die Detektoren um das Target bzw. Targetkammer angebracht werden. Eine schematische Zeichnung inklusive Anordnung und Numerierung der Detektoren ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

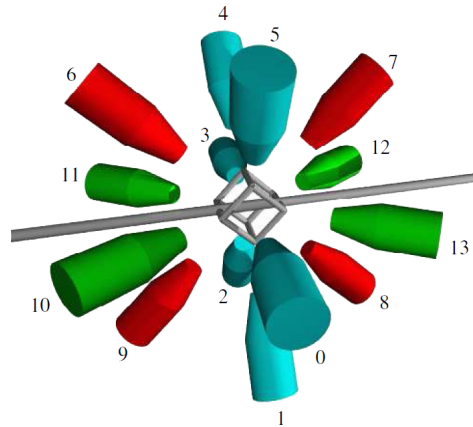


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung HORUS, Quelle: Linnemann [22]

Eine Anleitung für den Aufbau sowie alle möglichen und nötigen Winkelinformationen für eine Auswertung einer  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation sind in Ref. [22] zu finden. Durch den besonders kleinen Abstand der Detektoren zum Target sowie den Einsatz verschiedenartiger Detektortypen ist das HORUS-Würfelspektrometer ein etabliertes und beliebtes „Mikroskop der Atomkerne“ bei der Durchführung von Kernstrukturexperimenten [22].

### 3.1.2 Die neue Targetkammer und Targetleiter

Je nach Experiment (In- oder Off-Beam-Messung) muss eine Targetkammer für die Strahldurchführung im Hochvakuumbereich eingebaut werden. Bei beiden Experimenten im Rahmen dieser Arbeit ist keine Targetkammer nötig gewesen (siehe Abschnitt 4). Dennoch sind während des Aufbaus von HORUS einige Schwachstellen an der Targetkammer entdeckt worden und folglich wurde eine neue HORUS-Targetkammer entwickelt.

Dabei wurde von Elvers [23] ein Strahlrohr-Schnellverschluß entwickelt, um zeitsparenden Einbau einer Targetkammer in HORUS zu ermöglichen. Bisher waren hierfür zeitaufwändigere Arbeiten erforderlich. Die neue HORUS-Targetkammer besitzt nun solch ein Strahlrohr-Schnellverschluß.

Ein weiterer Vorteil betrifft die Messung von  $\gamma$ -Strahlen. Die alte Targetkammer ist mit Schrauben am Strahlrohr befestigt. Dadurch bedingt können die  $\gamma$ -Strahlen besonders von den Detektoren unter einem Winkel von  $35^\circ$ ,

45°, 135° und 145° von den Schrauben gegenüber den anderen Detektoren geschwächt werden. Folglich verliert man Intensitäten.

Mit Hilfe der neuen CNC-Maschine<sup>2</sup> des Instituts für Kernphysik in Köln kann die neue Targetkammer in einem Stück gefräst werden, so dass rund um die Detektoren die  $\gamma$ -Strahlen gleich abgeschwächt werden. Eine kleine technische Zeichnung und 3D Ansicht ist im Anhang A.2 zu finden<sup>3</sup>.

### 3.2 Strahlführungssystem

Wie bereits erwähnt, wurde das Strahlführungssystem im Rahmen dieser Arbeit wieder aufgebaut. Eine schematische Abbildung ist nach dem 21° Ablenkmagnet in Abbildung 3.3 zu sehen.

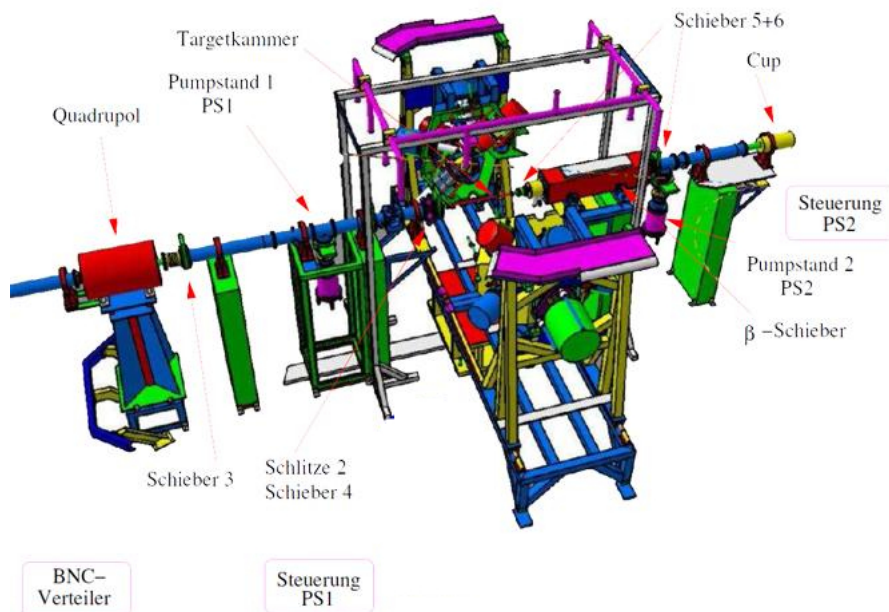


Abbildung 3.3: Schematische Zeichnung HORUS, Quelle: Linnemann [22]

Zuerst kommt ein Quadrupolmagnet, um den Strahl zu fokussieren. Anschließend kommen im Abstand von ca. 1 m Entfernung vom Target die XY-Slitze 2 für die bestmögliche Fokussierung.

<sup>2</sup>Firma: Maschinenfabrik Berthold Hermle AG, Produktbezeichnung: C22

<sup>3</sup>Verweise für eine ausführliche Zeichnung an die Feinmechanik-Werkstatt des Instituts für Kernphysik Köln

Die Schlitze können ebenfalls sehr gut benutzt werden, um das Target in der Targetkammer bzw. im Fall der hier vorgestellten Experimente (siehe Abschnitt 4) in der Halterung optimal in der Höhe der Strahlachse auszurichten. Am Ende des Strahlrohrs ist ein Cup aus Kohlenstoff mit Bleirohr davor eingebaut, der den Strahl abbremst. Die Positionen der Schieber (3-6) sind so gewählt, dass sie einen schnellen Ein- und Ausbau des Targets gewährleisten. Auf die Pumpstände, die Kabeldurchführung der Messelektronik zum Kontrollraum und die Kühlanlage der Detektoren wird nicht weiter eingegangen werden.



## Kapitel 4

# Experimente

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Experimente in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Herrn Dr. Eversheim am Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn (HISKP) am HORUS-Spektrometer in Köln durchgeführt. Die Messungen erfolgten an  $^{194}\text{Pt}$  im März 2012 und an  $^{193}\text{Pt}$  im August 2012. Die notwendigen Aktivierungen wurden am Zyklotron des HISKP Bonn und am Kölner Tandem-Beschleuniger durchgeführt. Chronologisch werden diese zwei Messungen inklusive der Datenaufbereitung vorgestellt.

## 4.1 Die Messung an $^{194}\text{Pt}$

Ziel der Messung ist in erster Linie die Bestimmung von Multipolmischungsverhältnissen in  $^{194}\text{Pt}$ , um relative Übergangsstärken in  $^{194}\text{Pt}$  zu berechnen. Ein weiteres Ziel ist, einen Vergleich zwischen der analogen (alten) Datenaufnahme und der digitalen (neuen) Datenaufnahme vom Institut für Kernphysik zu ziehen, mit dem Ziel die digitale Datenaufnahme in Köln zu etablieren. Die Unterschiede zwischen den Datenaufnahmesystemen werden gesondert im Kapitel 6 vorgestellt und besprochen. Diesbezüglich erfolgen zwei Auswertungen an  $^{194}\text{Pt}$ . Im Rahmen der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  werden daher die Ergebnisse der zwei Datenaufbereitungen (analog & digital) gezeigt.

### 4.1.1 Experimentelle Daten der Messung an $^{194}\text{Pt}$

Die wichtigsten technischen Daten des Experimentes sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Ein schematischer Aufbau der Detektoren ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Während des Experimentes wies der Detektor 10 einen Defekt auf. Dadurch bedingt, wird dieser in der Auswertung nicht berücksichtigt.

Tabelle 4.1: Experimentelle Daten der Messung an  $^{194}\text{Pt}$ . Werte unter anderem bezogen von National Nuclear Data Sheets [24].

Reaktion	$^{194}\text{Pt}(1p, 1n) ^{194}\text{Au} \xrightarrow{\beta^+} ^{194}\text{Pt}$
Halbwertszeit $^{194}\text{Au}$	38.0 h
$Q_{\beta} ^{194}\text{Pt}$	-2.501 MeV [25]
Strahlenergie	12.8 MeV
Ladungszustand	1+
Targets (3 Stck.)	$^{194}\text{Pt}$ (ca. 90 %) 12-14 mg / cm <sup>2</sup> (freitragend)
Messzeit	ca. 280 h

Insgesamt wurden drei freitragende Targets beim HISKP am Zyklotron mit Hilfe der Arbeitsgruppe von Herrn Priv.-Doz. Dr. Eversheim innerhalb von zwei Tagen im März 2012 nacheinander in Bonn aktiviert. Die aktivierten Targets wurden ins Institut für Kernphysik der Universität zu Köln transportiert.

Der Strahlstrom und die Bestrahlungsdauer wurden so gewählt, dass die Targets nacheinander in HORUS mit etwa der gleichen anfänglichen Aktivität eingehängt werden konnten. Dabei ist zu beachten, dass keine Kammer



benötigt wurde und das Target einfach auf einem Targethalter eingesteckt wurde. Das Target wurde in der Mitte des Spektrometers ausgerichtet. Somit sind keine Abschirmungseffekte durch eine Targetkammer vorhanden. Exemplarisch ist ein Target im Anhang A.3 zu sehen.

Des Weiteren wurde die Strahlenergie so gewählt, dass der relative Wirkungsquerschnitt für die gewünschte Reaktion maximal wird. Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $^{194}\text{Pt}(1p, 1n) ^{194}\text{Au} \rightarrow ^{194}\text{Pt}$  ist mit dem Programm cascade [26] durchgeführt worden. Das Ergebnis wird in Tabelle 4.2 gezeigt. Bei einer Strahlenergie von 12.8 MeV wird ein Wirkungsquerschnitt von 632 mb für die Reaktion  $^{194}\text{Pt}(1p, 1n) ^{194}\text{Au}$  erwartet.

Tabelle 4.2: Cascade Berechnung für die Reaktion an  $^{194}\text{Pt}$ 

E	[MeV]	12.00	12.20	12.40	12.60	12.80	13.00
$\hbar$	2.14	2.31	2.48	2.64	2.78	2.92	
Nuc.	chan.	$\sigma / \text{mb}$					
$^{195}\text{Au}$	$\gamma$	0.29	0.29	0.29	0.28	0.28	0.28
$^{194}\text{Au}$	n	498.02	533.94	568.52	598.94	631.86	440.35
$^{193}\text{Au}$	2n	16.59	12.36	9.16	9.70	7.20	228.49
$\sigma_{\text{fusion}}$	[mb]	514.92	546.62	578.02	608.97	639.39	669.18

In den  $\gamma$ -Spektren sind auch  $\gamma$ -Übergänge von  $^{193}\text{Pt}$ , des Tochterkerns von  $^{193}\text{Au}$ , zu sehen. Aufgrund der gewählten Energie bei diesem Experiment wird ein sehr geringer Wirkungsquerschnitt  $^{193}\text{Pt}$  erwartet. Es ist nicht möglich eine Auswertung an  $^{193}\text{Pt}$  mit diesem Experiment durchzuführen. Daher wurde ein weiteres Experiment an  $^{193}\text{Pt}$  im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt (siehe Abschnitt 4.2).

#### 4.1.2 Datenaufbereitung

Im Folgenden wird die Datenaufbereitung kurz erläutert. Die Datenaufbereitung lässt sich in mehrere Abschnitte einteilen: Energiekalibrierung, Effizienzkalibrierung, Driftkorrektur und Sortierung der Matrizen. Ein Vergleich zwischen der analogen und digitalen Datenaufnahme wird in dieser Arbeit angestrebt. Es werden jeweils Plots der analogen und digitalen Datenaufbereitung gezeigt.

### Energiekalibrierung

Als Eichquelle diente ein  $^{226}\text{Ra}$  Präparat, das eine Reihe gut bekannter  $\gamma$ -Übergänge im Energiebereich der erwartenden  $\gamma$ -Übergänge von  $^{194}\text{Pt}$  besitzt. Eine Kanal-Energie-Kalibrierung wurde mit dem Programm *autocal* [27] durchgeführt. Exemplarisch wird dies für Detektor 0 gezeigt. Die Energiespektren für die analoge und digitale Datenaufnahme sind in Abbildung 4.1 und 4.2 zu sehen.

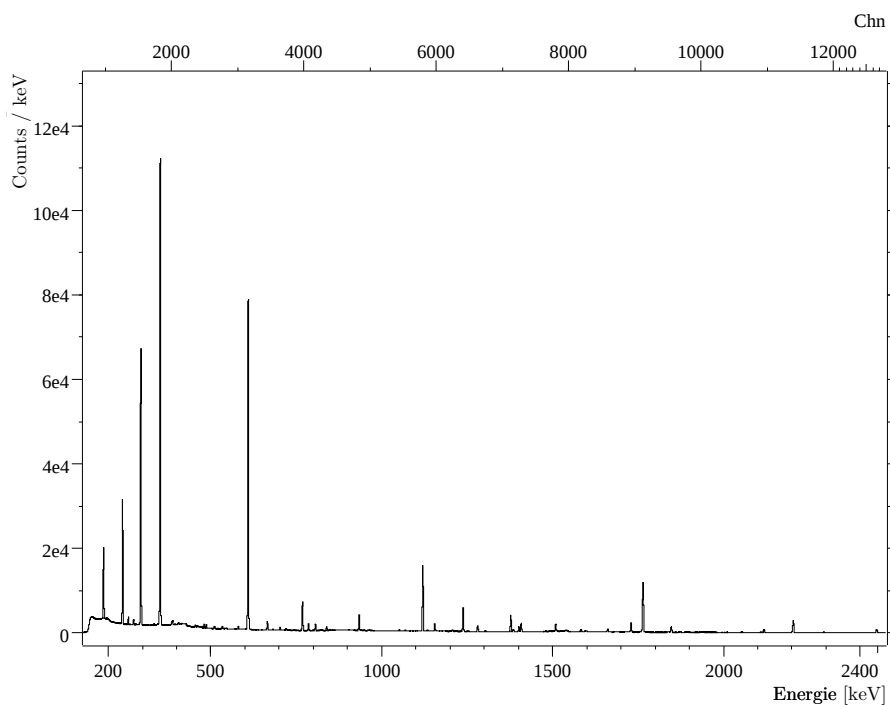
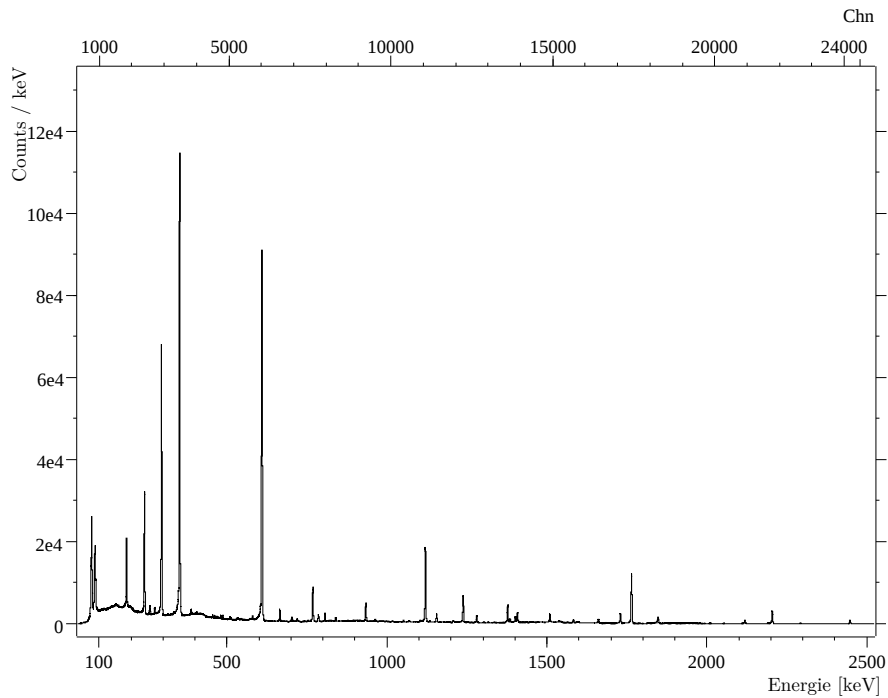


Abbildung 4.1: Analog, Kalibrierungsspektrum  $^{226}\text{Ra}$  Quelle – Detektor 0.

### Effizienzkalibrierung

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors ist abhängig von der einfallenden Energie des  $\gamma$ -Quants. Für eine  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsauswertung wird die Intensität des Übergangs bestimmt. Daher ist eine Effizienzkalibrierung für eine Auswertung unbedingt erforderlich und die Intensitäten der  $\gamma$ -Linien müssen bekannt sein. Für die Effizienzkalibrierung wird wie für die Energiekalibrierung die Eichquelle  $^{226}\text{Ra}$  gewählt.

Eine Effizienzkalibrierung wurde mittels des Programms *topfit* [28] durchgeführt. Als Fit-Funktion diente die empirische Wiedenhöverfunktion [29].

Abbildung 4.2: Digital, Kalibrierungsspektrum  $^{226}\text{Ra}$  Quelle – Detektor 0.

$$\epsilon = a \cdot e^{-b \cdot \ln(E_\gamma - c + d)} e^{-e E_\gamma}. \quad (4.1)$$

Die Effizienzkalibrierungen für die analoge und digitale Datenaufnahme des Detektors 0 sind in Abbildungen 4.3 und 4.4 zu sehen. Es ist zu beachten, dass die unterschiedliche Aufnahmezeiten zu unterschiedlichen Intensitäten im analogem und digitalem Spektrum führen.

### Driftkorrektur

Ein Drift in den Spektren pro Run kommt bedingt z.B. durch Temperaturänderung in der Elektronik, Gain-Verschiebung nach Füllen des Detektors zu stande. Eine Driftkorrektur wurde mit  $t_v$  [30] vorgenommen.

### Sortierung der Matrizen

Nach der Energiekalibrierung und der Driftkorrektur werden die (Roh-)Daten in sogenannte Korrelationsgruppen sortiert (siehe Abschnitt 4.3), um eine  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsauswertung durchzuführen. Dies geschieht mit Hilfe sogenannter Sortiercodes. Nach der Sortierung ergibt sich die Gesamtmatrix. Die Projektion aller echten Koinzidenzen für die jeweilige analoge und digitale

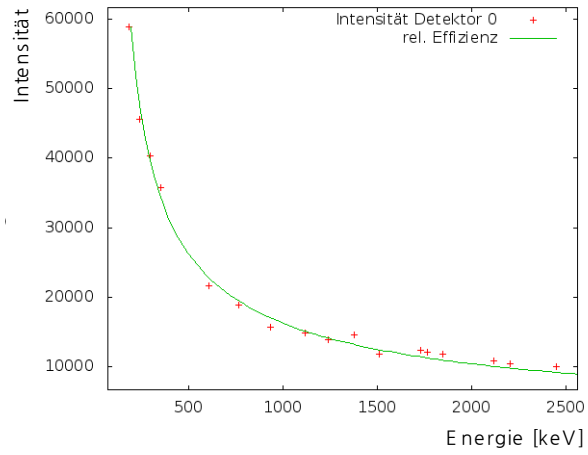


Abbildung 4.3: Analog, relative Effizienzkalibrierung,  $^{226}\text{Ra}$  Quelle – Detektor 0.

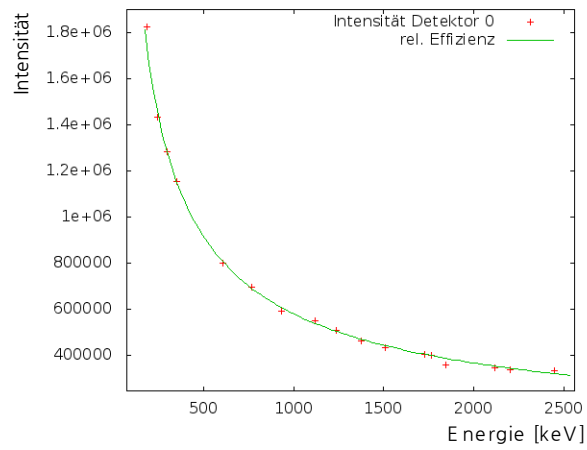
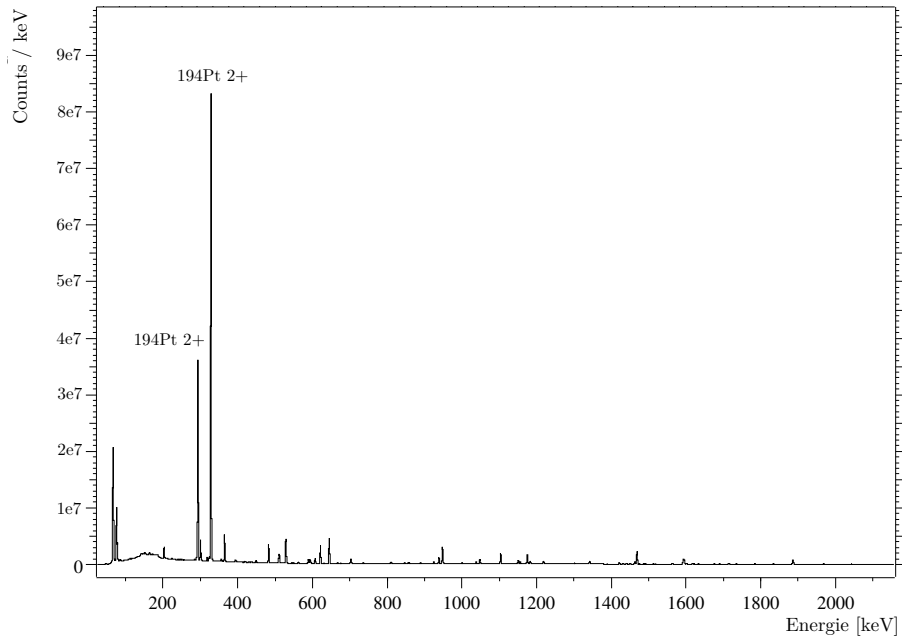
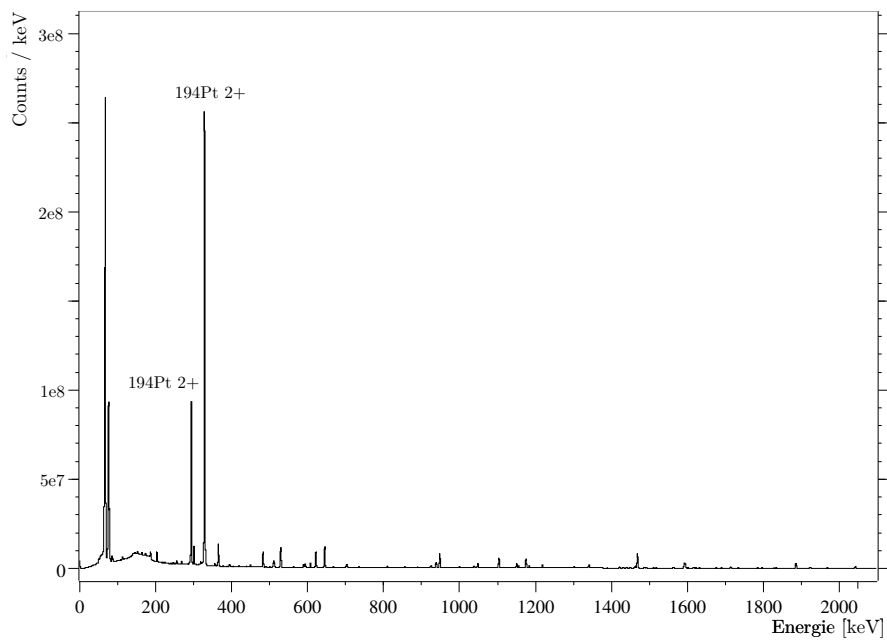


Abbildung 4.4: Digital, relative Effizienzkalibrierung,  $^{226}\text{Ra}$  Quelle – Detektor 0.

Datenaufnahme sind in Abbildungen 4.5 und 4.6 zu sehen.

Abbildung 4.5: Analog, Projektion aller echten Koinzidenzen von  $^{194}\text{Pt}$ .Abbildung 4.6: Digital, Projektion aller echten Koinzidenzen von  $^{194}\text{Pt}$ .

## 4.2 Die Messung an $^{193}\text{Pt}$

Ziel dieser Messung ist insbesondere die Bestimmung des Spins  $J_\pi$  des Zustands bei 232.16 keV. Der Zustand ist von besonderem Interesse für die Theorie der Super-Symmetrie im IBFM, da dieser ein Kandidat für eine vorhergesagten Zustand ist (siehe 2.5). Im Wesentlichen gleicht der Aufbau dem Experiment der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  aus dem vorherigem Abschnitt.

**Hinweis** Ein weiterer Vergleich zwischen der analogen und digitalen Datenaufnahme wird bei diesem Experiment nicht angestrebt (siehe 6). Für die Auswertung werden die mit dem digitalen System aufgenommenen Daten verwendet.

### 4.2.1 Experimentelle Daten der Messung an $^{193}\text{Pt}$

Die wichtigsten experimentellen Daten des Experimentes sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Vor und während des Experimentes wiesen die Detektoren 03/12/13 einen Defekt auf und konnten nicht in der Auswertung berücksichtigt werden.

Tabelle 4.3: Experimentelle Daten der Messung an  $^{193}\text{Pt}$ . Werte unter anderem bezogen von [31].

Reaktion	$^{194}\text{Pt}(p, 2n) ^{193}\text{Au} \xrightarrow{\beta^+} ^{193}\text{Pt}$
Halbwertszeit $^{193}\text{Au}$	17.65 h
$Q_\beta$ $^{194}\text{Pt}$	-2083.5 MeV [25]
Strahlenergie	15.9 MeV
Ladungszustand	1+
Targets (3 Stck.)	$^{194}\text{Pt}$ (ca. 90 %) 12-14 mg / cm <sup>2</sup> (freitragend)
Messzeit	ca. 130 h

Es wurden die gleichen Targets wie bei der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  verwendet. Dabei konnten die Targets nach der abgeschlossenen Kernsanierung des Beschleunigerbereichs im Institut für Kernphysik in Köln aktiviert werden.

Insgesamt wurde eine Woche lang jeden Tag ein Target morgens aktiviert und in das HORUS eingehängt. Bei diesem Experiment war aus technischen Gründen die maximale Strahlenergie auf 15.9 MeV begrenzt. Der Tandem-Beschleuniger konnte noch nicht auf höhere Terminalspannung, und somit höhere Strahlenergie, eingestellt werden. Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $^{194}\text{Pt}(p, 2n) ^{193}\text{Au}$  wurde mit dem Programm

*cascade* durchgeführt. Das Ergebnis wird in Tabelle 4.4 gezeigt. Bei einer Strahlenergie von 15.9 MeV wird ein Wirkungsquerschnitt von 861 mb für die Reaktion  $^{194}\text{Pt}(p, 2n)^{193}\text{Au}$  erwartet.

Tabelle 4.4: Cascade Berechnung für die Messung an  $^{193}\text{Pt}$ 

E	[MeV]	15.30	15.50	15.70	15.90	16.10	16.30
	$\hbar$	4.62	4.76	4.89	5.02	5.16	5.29
Nuc.	chan.	$\sigma / \text{mb}$					
$^{195}\text{Au}$	$\gamma$	0.16	0.14	0.13	0.12	0.11	0.11
$^{194}\text{Au}$	n	173.31	166.08	158.85	150.69	110.72	102.43
$^{193}\text{Au}$	2n	782.08	809.01	835.08	861.23	918.33	942.87
$\sigma_{\text{fusion}}$	[mb]	955.68	975.38	994.22	1012.21	1029.33	1045.58

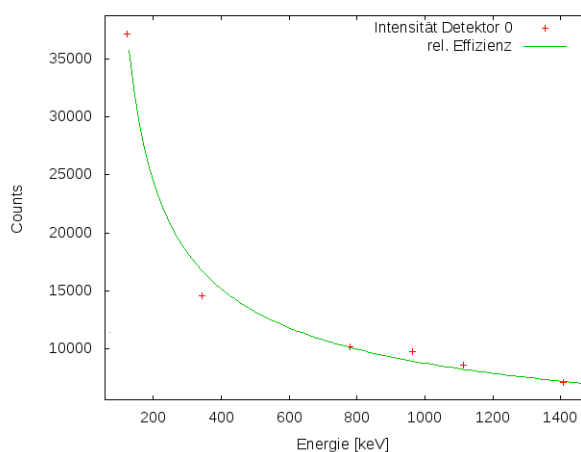
## 4.2.2 Datenaufbereitung

### Energiekalibrierung

Als Eichquelle diente  $^{152}\text{Eu}$ , welche sich ebenfalls oft bei Experimenten bewährt hat und sich mit den Energiebereich der erwartenden  $\gamma$ -Übergängen von  $^{193}\text{Pt}$  abdeckt.

### Effizienzkalibrierung

Eine Effizienzkalibrierung wurde mit  $^{152}\text{Eu}$  durchgeführt. In Abbildung 4.7 ist diese für den Detektor 0 zu sehen.

Abbildung 4.7: Relative Effizienzkalibrierung,  $^{152}\text{Eu}$  Quelle – Detektor 0.

### Sortierung der Matrizen

Nach Abschluss der Sortierung ergibt sich die Gesamtmatrix. Die Projektion der Gesamtmatrix bis zu den bevölkernden Levels für die Messung an  $^{193}\text{Pt}$  ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

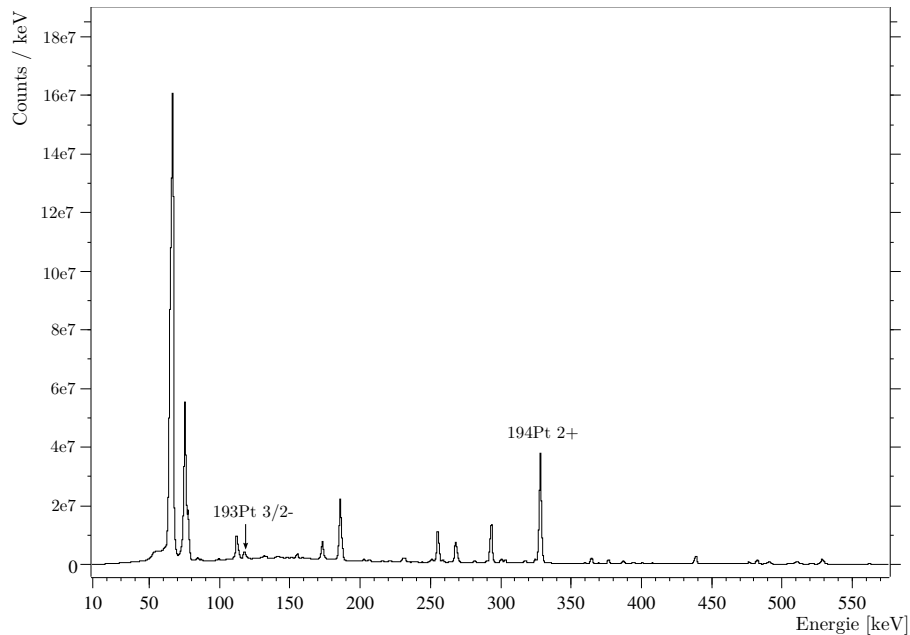


Abbildung 4.8: Projektion aller echten Koinzidenzen von  $^{193}\text{Pt}$ .

## 4.3 Experimentelle Methode

Für eine  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse wird die Strahlungscharakteristik der  $\gamma$ -Quanten in Abhängigkeit der Multipolarität benötigt. Im folgenden Abschnitt werden daher kurz die wichtigen Eigenschaften der  $\gamma$ -Strahlung dargestellt<sup>1</sup>. Anschließend wird die  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse vorgestellt.

### 4.3.1 Eigenschaften von $\gamma$ -Strahlen

Existiert ein angeregter Kern und die Anregungsenergie liegt unterhalb der Schwelle für die Emission von Nukleonen, hier spricht man von gebundenen Zuständen, so kann der angeregte Kern die Anregungsenergie durch elektromagnetische Wechselwirkung abgeben. Die angeregten, bevölkernden

<sup>1</sup>Für eine ausführliche Darstellung wird auf Ref. [32] & Ref. [33] verwiesen



Zustände  $J_i$  zerfallen unter  $\gamma$ -Emission in tieferliegende Zustände  $J_f$  (kurzform:  $\gamma$ -Übergang) und werden mittels Eigenfunktionen des Drehimpulses und der Parität beschrieben<sup>2</sup>. (Bei ungebundenen Zuständen ist dies immer noch möglich und wird als quasistationär bezeichnet [32].)

Als Basis kann die Kugelflächenfunktion  $Y_{l\mu}(\Theta, \Phi)$  dienen, wobei  $l$  der Drehimpuls und  $\mu$  die magnetische Quantenzahl sind. Dabei unterliegen der Drehimpuls und die Paritätseigenschaft den Additionsregeln [34]. Mit Hilfe der quantenmechanischen Auswahlregeln, lässt sich die elektromagnetische Strahlung mit  $\mu = \mu_i - \mu_f$  wie folgt beschreiben

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f|, \quad (4.2)$$

wobei  $J$  die Drehimpulsquantenzahl,  $i, j$  Anfangs- bzw. Endzustand,  $L$  die Multipolarität der elektromagnetischen Welle und  $\pi$  die Parität sind. Kurz beschrieben, kann ein Übergang nur erfolgen, wenn die Parität der beiden Kernzustände wie folgt ist [32]

$$\begin{aligned} \pi_i &= (-1)^L \pi_f && \text{EL-Strahlung} \\ \pi_i &= (-1)^{L+1} \pi_f && \text{ML-Strahlung.} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit eines Zerfalls kann in Weisskopfeinheiten angegeben werden und mit Morinaga [35] ergibt sich für die elektrische und magnetische Übergangswahrscheinlichkeit

$$\begin{aligned} T(EL) &= \frac{4.38(L+1)10^{21}}{L((2L+1)!!)^2} \cdot \left(\frac{2}{L+3}\right)^2 \cdot \left(\frac{E_\gamma}{197\text{MeV}}\right)^{2L+1} \cdot (1.2A^{1/3})^{2L} s^{-1} \\ T(ML) &= \frac{1.94(L+1)10^{21}}{L((2L+1)!!)^2} \cdot \left(\frac{2}{L+3}\right)^2 \cdot \left(\frac{E_\gamma}{197\text{MeV}}\right)^{2L+1} \cdot (1.2A^{1/3})^{2L-2} s^{-1}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

wobei  $E_\gamma$  die Übergangsenergie in  $[MeV]$  und  $1.2A$  der Radius des Kerns sind. Der Faktor  $(1.2A)^{2L} s^{-1}$  zeigt, dass die niedrigeren Quantenzahlen  $L$  bevorzugt werden, denn die Übergangswahrscheinlichkeit für Multipolaritäten  $L+1$  nimmt um den Faktor  $10^4$  ab [35]. Das Verhältnis zwischen der elektrischen und magnetischen Übergangswahrscheinlichkeit beträgt

$$\frac{T(EL)}{T(ML)} = 3.25 \cdot A^{2/3}. \quad (4.5)$$

<sup>2</sup>Ein Zerfall ist natürlich auch über Konversionselektronen möglich - siehe Mayer-Kuckuk [32].

Die Interpretation des Faktors ist, dass die elektrische Übergangswahrscheinlichkeit  $3.25A^{2/3}$  höher ist als die magnetische Übergangswahrscheinlichkeit gleicher Multipolarität. Für verschiedene Multipolaritäten, wobei für einen Übergang mit  $E_\gamma=1$  keV normiert worden ist, ergibt sich

$$\begin{aligned}\frac{T(E2)}{T(M1)} &= 2.32 \cdot 10^{-6} \cdot A^{2/3} \\ \frac{T(M2)}{T(E1)} &= 2.19 \cdot 10^{-7}.\end{aligned}\quad (4.6)$$

**Hinweis** Im Falle der vorgestellten Experimente in dieser Arbeit ergibt sich für die beiden Platinkerne, dass das Verhältnis  $\frac{T(M2)}{T(E1)}$  um vier Größenordnungen kleiner als das Verhältnis  $\frac{T(E2)}{T(M1)}$  ist. Somit wird E1-, M1- und E2-Strahlung erwartet, die ausschliesslich in der Auswertung berücksichtigt werden.

Das Multipolmischungsverhältnis ist definiert nach Morinaga [35]

$$\delta(J_i \rightarrow J_f) = \frac{\langle J_f || \vec{j}_N A_{L+1}^\pi || J_i \rangle}{\langle J_f || \vec{j}_N A_{L+1}^{\pi'} || J_i \rangle}. \quad (4.7)$$

Dabei ist das Matrixelement definiert als

$$\langle J_f || \vec{j}_N A_{L+1}^\pi || J_i \rangle = (-1)^{J_i - J_f + L} \cdot \frac{\sqrt{2J_i + 1}}{\sqrt{2\pi(2J_i + 1)}} \cdot \langle J_f || \hat{T}(\pi L) || J_i \rangle, \quad (4.8)$$

wobei  $\hat{T}(\pi L)$  der Übergangsoperator ist. Ebenfalls mit Morinaga [35] und Casten [36] ergeben sich Grenzwerte für die Multipolmischungsverhältnisse  $\delta$ . In der Tabelle 4.5 sind diese zu sehen.

Tabelle 4.5: Elektromagnetische Auswahlregeln und die Grenzwerte der Multipolmischungsverhältnisse [32].

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

### 4.3.2 $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse

Es wird zwischen einem inbeam-Experiment (Auszeichnung einer Ausrichtung des Zustandes durch den Projektilimpuls - Strahlachse) und einem offbeam-Experiment (keine Ausrichtung vorhanden) unterschieden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur offbeam-Experimente durchgeführt. Vollständigkeitshalber wird zusätzlich auch die Winkelkorrelationsanalyse für inbeam-Experimente vorgestellt<sup>3</sup>.

#### Inbeam-Experimente

Werden die Kerne mittels einer Fusionsverdampfungsreaktion in einem inbeam-Experiment erzeugt, ist der Kern in einem angeregten Zustand, welcher bedingt durch den Strahl mittels des Projektilimpulses eine Ausrichtung besitzt. Klassisch betrachtet steht der Drehimpuls  $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$  senkrecht zur Strahlachse  $\vec{r}$ . Quantenmechanisch entspricht dies der Populierung des magnetischen Unterzustands  $\mu = 0$ . Aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung verlieren die zerfallenden Kerne die Orientierung des Drehimpulses. Diese Verteilung kann mit einer Gaußverteilung mit einer Breite  $\sigma$  für die magnetischen Unterzustände beschrieben werden. Die Gaußverteilung lautet

$$f(\mu) = \frac{1}{\sum_{\mu'=-J}^J e^{-\frac{\mu'^2}{2\sigma^2}}} \cdot e^{-\frac{\mu^2}{2\sigma^2}}. \quad (4.9)$$

Insgesamt ist also die Winkelverteilung abhängig von den Levelspins, der Multipolarität der  $\gamma$ -Strahlung, dem Multipolmischungsverhältnis und der Besetzung der  $\mu$  Unterzustände. Schematisch ist solch ein Zerfall in Abbildung 4.9 zu sehen. Dabei werden  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  in unterschiedlichen Detektoren registriert. Detektoren können bezüglich der Winkel  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und  $\Phi$  ( $\Theta_i$  Emmissionswinkel zwischen den  $\gamma$ -Quanten zur Strahlachse,  $\Phi$  zwischen der Strahl- und Detektorachse) in sogenannte Korrelationsgruppen einsortiert werden. Mit Ref. [37] und Ref. [38] ergibt sich für eine  $\gamma\gamma$ -Winkelverteilung mit orientierten Unterzuständen die Winkelkorrelationsfunktion

$$W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) = \sum_{k, k_1, k_2} B_{k_1}(I_1) A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1) A_{k_2}(\gamma_2) H_{k_1 k_2}(\Theta_1, \Theta_2, \Phi), \quad (4.10)$$

wobei  $B_{k_1}$  der Tensor der Orientierung vom Anfangszustand,  $A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1)$  und  $A_{k_2}(\gamma_2)$  die generellen Relationskoeffizienten der koinzidenten  $\gamma$ -Quanten

<sup>3</sup>Für eine sehr ausführliche, gute Beschreibung bei inbeam-Experimenten für eine  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse verweise ich auf Krane [37]

sind. Dabei ist Reorientierung abhängig von der Emission von  $\gamma_1$  zu  $\gamma_2$  ist.  $B_{k_1}$  lautet

$$B_{k_1}(\gamma_1) = \sqrt{2I_1 + 1} \cdot \sum_{\mu} (-1)^{I_1 + \mu} \cdot \langle I_1 - \mu I_1 \mu | k_1 0 \rangle f(\mu) \quad (4.11)$$

und  $A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1)$  bzw.  $A_{k_2}(\gamma_2)$  sind wie folgt definiert

$$A_k^{k_2 k_1}(\gamma_1) = \frac{F_k^{k_2 k_1}(LLI_1 I_2) + 2\delta_1 F_k^{k_2 k_1}(LL'I_1 I_2) + 2\delta_1^2 F_k^{k_2 k_1}(L'L'I_1 I_2)}{1 + \delta_1^2}, \quad (4.12)$$

$$A_{k_2}(\gamma_2) = \frac{F_{k_2}(llI_2 I_3) + 2\delta_2 F_{k_2}(ll'I_2 I_3) + 2\delta_2^2 F_{k_2}(l'l'I_2 I_3)}{1 + \delta_2^2}, \quad (4.13)$$

wobei die  $F_{k_2}$ -Koeffizienten<sup>4</sup> und  $F_k^{k_2 k_1}$ -Koeffizienten<sup>5</sup> die Winkelverteilungskoeffizienten sind. Somit erhält man die Winkelfunktion

$$H_{k_1 k_2}(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) = \sum_{q=0}^{k'} \frac{4\pi}{2k_2 + 1} \cdot \langle k_1 0 k q | k_2 q \rangle Y_{kq}(\Theta_1, 0) Y_{k_2 q}^*(\Theta_2, \Phi). \quad (4.14)$$

Die Summation besitzt das Limit  $k' = \min(k, k_2)$ . Wenn einer dieser Werte Null ergibt, erhält man die Legendre Polynome.

**Hinweis** Die Tabelle für die Einsortierung der Detektoren in Korrelationsgruppen für inbeam-Experimente ist in Linnemann [22] zu finden.

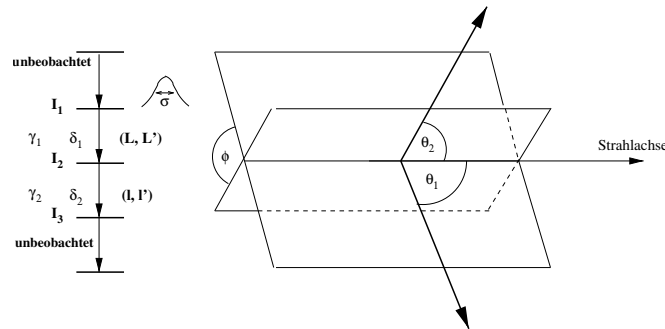


Abbildung 4.9: Schematischer Ablauf einer  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz bei  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen. Quelle: Linnemann [22].

<sup>4</sup>Diese sind in [39] zu finden.

<sup>5</sup>Diese sind in Ref. [38] zu finden.

### Offbeam-Experimente

Handelt es sich um offbeam-Experimente, so gibt es keine ausgerichtete Strahlachse, d.h. der Anfangszustand  $I_1$  besitzt keine Orientierung durch die Reaktion. Daraus folgt  $k_1 = 0$  und somit verkürzt sich die Formel (4.12) zu

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(LLI_1I_2) + 2\delta_1 F_{k_2}(LL'I_1I_2) + 2\delta_1^2 F_{k_2}(L'L'I_1I_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (4.15)$$

und somit erhält man die Winkelkorrelationsfunktion

$$W(\Theta) = \sum_k A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) P_k \cos \Theta. \quad (4.16)$$

Am HORUS ergeben sich für offbeam-Messungen insgesamt vier Korrelationsgruppen. Die Tabelle für die Korrelationsgruppe ist im Anhang A.4 zu finden.

**Hinweis** Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Bestimmung der Multipolmischungsverhältnisse die Konvention von Krane und Steffen benutzt (siehe Krane [40]).

**Hinweis** In der oft zitierten Dissertation von Linnemann [22] ist ein Fehler enthalten. Besonders die Tabelle für die Einsortierung der Detektoren in Korrelationsgruppen für offbeam-Experimente ist in Linnemann [22] leider nicht korrekt. Die korrigierte Tabelle ist im Anhang A.4 zu finden.

### 4.3.3 Bestimmung der Levelspins und Multipolaritäten

Ziel der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  ist im Wesentlichen die Bestimmung von Multipolmischungsverhältnissen und Spin-Quantenzahlen. Ziel der Messung an  $^{193}\text{Pt}$  ist insbesondere die Bestimmung des Spins eines Zustandes bei 232 keV. Daher wird in diesem Abschnitt kurz auf die Bestimmung der Levelspins und der Multipolaritäten eingegangen. Die Bestimmung ist mit dem Programm *vito*, welches in Thomas [18] entwickelt wurde, und dem Programm *corleone* [29] durchgeführt worden.

Zuerst wird das Programm *vito*, welches Schnittspektren aus den einzelnen Korrelationsgruppen bildet und die angefiten Peakflächen (Intensitäten) des zu untersuchenden Übergangs in der Korrelationsgruppe herausschreibt, benutzt. Anschließend werden die relativen Intensitäten mit dem Programm *corleone* ausgewertet. *corleone* fittet die Intensitäten mit der im Abschnitt 4.3.2 gezeigten Winkelfunktion. Der Spin und die Multipolmischungsverhältnisse werden mittels einer hypothesen Analyse über einen  $\chi^2$ -Fit bestimmt.

Das Vorzeichen des Multipolmischungsverhältnisses hängt davon ab, welche Phasenkonvention verwendet wird (siehe Ref. [37]) oder Ref. [41]). Im Rahmen dieser Doktorarbeit wird, wie üblich im Institut für Kernphysik in Köln, die Konvention von Krane und Steffen benutzt [37].

**Hinweis** Wird die analoge Elektronik zur Messung benutzt, so sind unterschiedliche Totzeiten in den einzelnen Modulen des Aufnahmesystems der Detektoren zu finden. Dadurch bedingt, müssen die Intensitäten korrigiert werden. Bisher wurden sogenannte "Schiebefaktoren" benutzt, um die Intensitäten zu korrigieren. Eine bekannte Kaskade (meist  $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ ) wird benutzt um die Intensitäten für einen idealen Fit zu renormalisieren. Diese berechneten Schiebefaktoren werden für jede weitere Kaskade angewendet.

Eine Normierung der Effizienz auf einen Detektor mit Singlespektren hat gezeigt, dass keine Schiebefaktoren mehr bei FERA notwendig sind. Der Korrekturfaktor (Private Kommunikation: Tim Thomas & Hannah Duckwitz (Wissenschaftliche(r) Mitarbeiter des Instituts f. Kernphysik) sieht wie folgt aus

$$\epsilon_{i_{\text{Korrektur}}} = \frac{\epsilon_0}{\frac{V_0}{V_i}}, \quad (4.17)$$

wobei  $\epsilon_0$  die relative Effizienz des Detektors 0 bei einer beliebigen Energie  $X$ ,  $V_0$  Volumen der  $\gamma$ -Linie bei der Energie  $x$  im Spektrum des Detektors  $i$ ,  $\epsilon_i$  relative Effizienz weiterer Detektor bei der Energie  $X$  und  $V_i$  Volumen der  $\gamma$ -Linie bei der Energie  $x$  im Spektrum des Detektors  $i$  ( $i \neq 0$ ) sind.

Im Falle der digitalen Elektronik hat es sich gezeigt, dass keine Schiebefaktoren mehr nötig sind, wenn eine hohe Zählrate vorliegt. Im Falle der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  war dies der Fall und es sind keine Korrekturen nötig (siehe Abschnitt 5.1).

Im Falle der Messung an  $^{193}\text{Pt}$  ist dies leider nicht der Fall. Da die Messung an  $^{194}\text{Pt}$  im April 2012 bzw. an  $^{193}\text{Pt}$  im August 2012 stattgefunden hat und die gleichen Targets benutzt wurden, so konnte die bekannte  $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade von  $^{194}\text{Pt}$ , die an der Messung an  $^{193}\text{Pt}$  ebenfalls zu sehen ist, benutzt werden, um die Intensitäten von  $^{193}\text{Pt}$  zu korrigieren. Derzeit ist die Korrektur der Intensitäten der digitalen Auswertung noch ein Forschungsfeld am Institut für Kernphysik in Köln.

#### 4.3.4 Bestimmung der Zerfallverzweungsverhältnisse

Mittlere Lebensdauern in  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  sind kaum bekannt, um absolute Übergangsstärken zu bestimmen (Quelle: National Nuclear Data Sheets [42]). Daher werden im Rahmen dieser Arbeit relative Übergangsstärken mittels der Zerfallsverzweungsverhältnissen bestimmt.

Im Wesentlichen können Verzweungsverhältnisse auf zwei Arten bestimmt werden. Entweder setzt man ein Energie-Gate A ("von oben") oder ein Energie-Gate B ("von unten"), wie in der schematischen Darstellung in Abbildung 4.10 gezeigt.

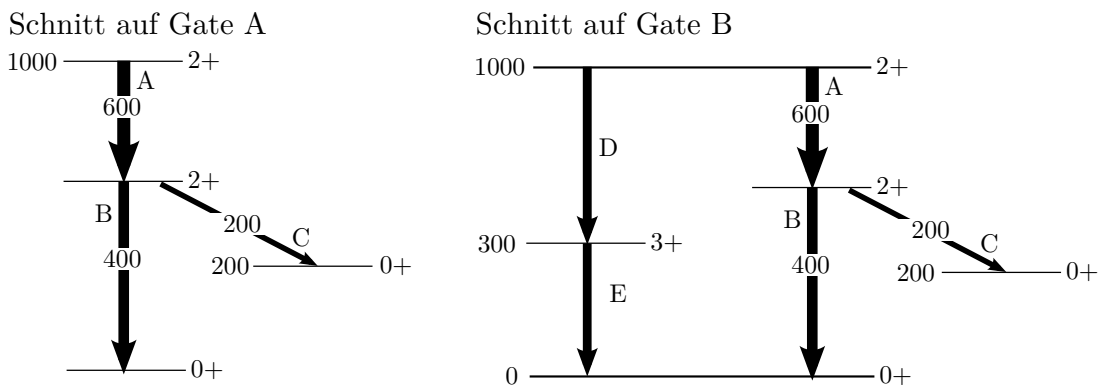


Abbildung 4.10: Schematische Zeichnung zur Bestimmung des Verzweungsverhältnisses.

##### Bestimmung des Verzweungsverhältnisses für Gate A von oben

Die Intensität für einen Übergang in einer Korrelationsgruppe lautet

$$A_i = B_1 \cdot \omega_i \cdot \epsilon_i, \quad (4.18)$$

wobei  $A_i$  das Volumen des Übergangs in der Korrelationsgruppe  $i$  bezeichnet,  $B_1$  das branching der Kaskade,  $\omega_i$  Winkelkorrelation der Korrelationsgruppe und  $\epsilon_i$  die Effizienz sind. Somit ergibt sich

$$A_{tot,1} = \sum_{i=1}^k A_i = B_1 \overbrace{\sum_{i=1}^k \omega_i \cdot \epsilon_i}^{V(\omega, \epsilon)_1}, \quad (4.19)$$

wobei  $V(\omega, \epsilon)_1$  die Verteilung ist. Folglich ist das branching der Kaskade

$$B_1 = \frac{A_{tot,1}}{V(\omega, \epsilon)_1} \quad (4.20)$$

und analog erhalten wir ein branching der Kaskade für  $B_2$ , welches lautet

$$I_B = \frac{B_1}{B_2}. \quad (4.21)$$

Der Fehler wird mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung berechnet.

#### Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses für Gate B von unten

Analog wie im vorherigen Abschnitt bestimmt sich das branching der Kaskade wie folgt

$$B_1 = \frac{A_{tot,1} \cdot \left( \frac{I_B}{100} + \frac{I_C}{100} \right)}{V(\omega, \epsilon)_1}. \quad (4.22)$$

### 4.3.5 Übergangswahrscheinlichkeit

Dieser Abschnitt soll kurz wiedergeben, wie die Übergangswahrscheinlichkeit definiert ist (siehe Friessner [8]). Für einen  $\gamma$ -Übergang der Multipolarität  $\lambda$  von einem Kernzustand  $i$  in den Zustand  $f$  ist die Übergangswahrscheinlichkeit  $T(\lambda)$  gegeben nach Morinaga [35]

$$T(\lambda, j_i \rightarrow j_f) = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda((2\lambda+1)!!)^2} \cdot E_\gamma^{2\lambda+1} \cdot B(\lambda, j_i \rightarrow j_f), \quad (4.23)$$

wobei  $E_\gamma$  die Übergangsenergie und  $j_i, j_f$  der Spin des jeweiligen Kernzustandes sind. Der energieunabhängige Faktor  $B$  wird als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit bezeichnet und sieht wie folgt aus

$$B(\lambda, j_i \rightarrow j_f) = \sum_{\mu, m_f} |\langle j_f m_f | T(\lambda, \mu) | j_i m_i \rangle|^2, \quad (4.24)$$

wobei  $T(\lambda, \mu)$  der Übergangoperator ist [35]. Der  $B(\lambda, j_i \rightarrow j_f)$ -Wert ist die Summe aller Unterzustände  $\mu, m_f$  der quadrierten Übergangsmatrixelemente.



# Kapitel 5

## Ergebnisse

Die Ergebnisse an den Messungen  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  werden in diesem Kapitel vorgestellt.

## 5.1 Ergebnisse der Messung an $^{194}\text{Pt}$

Im Rahmen dieser Arbeit konnten durch die Messung an  $^{194}\text{Pt}$  mittels der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse zehn neue Spins von Zuständen bestimmt werden. Zusätzlich sind 57 Multipolmischungsverhältnisse neu oder genauer bestimmt worden als in bisherigen Arbeiten. Einige Multipolmischungsverhältnisse weichen jedoch stark von [43] ab. Die Verzweigungsverhältnisse stimmen innerhalb der Fehler von [42] überein.

In der Tabelle A.4 sind Zustandsenergien der beobachteten angeregten Zustände, die beobachteten Zerfallskanäle, die Übergangsenergien, die Verzweigungsverhältnisse und die Multipolmischungsverhältnisse der Zerfälle bis 2215 keV zu sehen. Ein Vergleich mit Daten aus [42] ist ebenfalls in der Tabelle A.4 zu finden.

In Abbildung 5.1 ist exemplarisch eine Hypothese der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelations von der Kaskade 811 keV  $\rightarrow$  328 keV  $\rightarrow$  0 keV zu sehen. Insgesamt sind drei Spin-Hypothesen mit  $\sigma = 100$  (keine Ausrichtung durch  $\beta$ -Zerfall),  $\delta_1 = 0$  und  $\delta_2 = 0$  geplottet. Deutlich ist zu erkennen, dass es sich um die bereits bekannte  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Kaskade handelt.

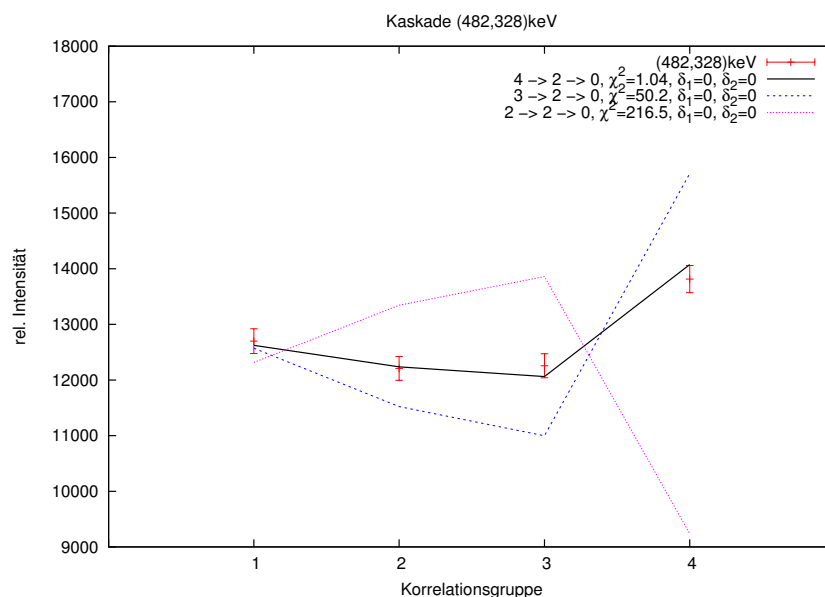


Abbildung 5.1: Untersuchung der Kaskade 811 keV  $\rightarrow$  328 keV  $\rightarrow$  0 keV mit drei Spin-Hypothesen. Die  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Kaskade liefert das beste Ergebnis.

Einige Zustände konnten im Bereich 1600 keV bis 2200 keV mit einem Spin von  $2^+$  bestimmt werden. Diese Zustände sind von besonderem Interesse, da in diesem Energiebereich Kandidaten für gemischt-symmetrische Zustände erwartet werden. Eine Diskussion über die Zustände ist im Kapitel 7 zu finden.

Viele Lebensdauern angeregter Zustände sind in  $^{194}\text{Pt}$  nicht bekannt. Absolute Übergangsstärken anzugeben ist daher kaum möglich. Lebensdauern, um B(E2)-Werte in dieser Arbeit anzugeben, wurden aus [42] entnommen. Für die Kandidaten der gemischt-symmetrischen Zustände werden relative B(E2)-Werte angegeben (siehe Kapitel 7).

## 5.2 Ergebnisse der Messung an $^{193}\text{Pt}$

Die Messung an  $^{193}\text{Pt}$  hat drei wichtige Spins von tiefliegenden Zuständen hervorgebracht, die nicht bekannt waren. Ein weiterer Einblick in die Struktur von  $^{193}\text{Pt}$  wird dadurch möglich. Die neu ermittelten Zustände sind besonders von Interesse für das supersymmetrische magische Quartett (siehe Abschnitt 2.5) an  $^{192}\text{Pt}$ . Für die Diskussion verweise ich auf das Kapitel 7.

Zuerst wird die Kaskade  $232\text{ keV} \rightarrow 114\text{ keV} \rightarrow 1.6\text{ keV}$  gezeigt. Der Spin des Zustandes bei  $232\text{ keV}$  ist unbekannt. Insgesamt sind drei Spin-Hypothesen mit  $\sigma = 100$  (keine Ausrichtung durch  $\beta$ -Zerfall),  $\delta_1 = 0$  und  $\delta_2 = 0.36$  (aus [42]) geplottet. Die  $5/2^- \rightarrow 3/2^- \rightarrow 3/2^- \rightarrow 3/2_1^-$  Kaskade liefert deutlich das beste Ergebnis und der Spin des Zustandes bei  $232\text{ keV}$  kann auf  $5/2$  festgesetzt werden.

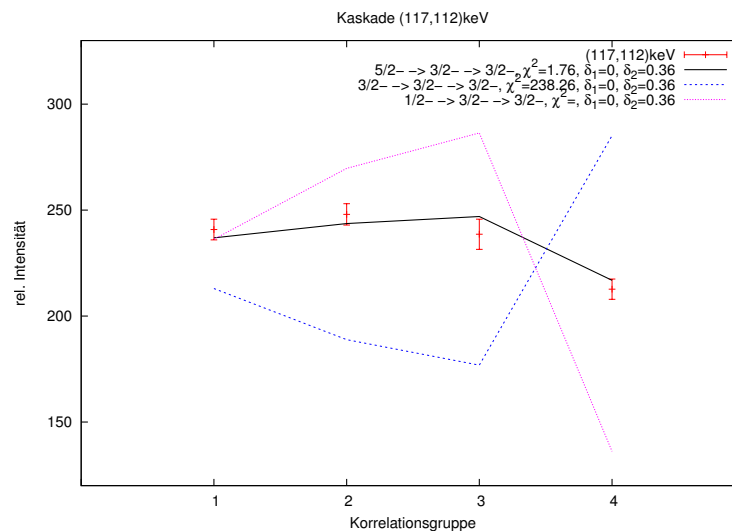


Abbildung 5.2: Untersuchung der Kaskade  $232\text{ keV} \rightarrow 114\text{ keV} \rightarrow 1.6\text{ keV}$  mit drei Spin-Hypothesen.

Die weiteren zwei wichtigen  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalysefits sind in den Abbildungen 5.3 und 5.4 zu sehen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse von  $^{193}\text{Pt}$  ist in Tabelle A.5 zu finden.

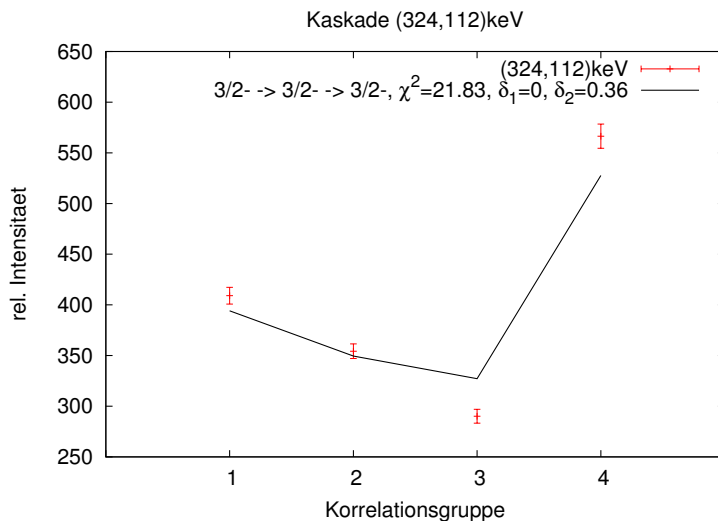


Abbildung 5.3: Untersuchung der Kaskade  $439 \text{ keV} \rightarrow 114 \text{ keV} \rightarrow 1.6 \text{ keV}$  mit drei Spin-Hypothesen. Die  $3/2_2^- \rightarrow 3/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$  Kaskade liefert das beste Ergebnis.

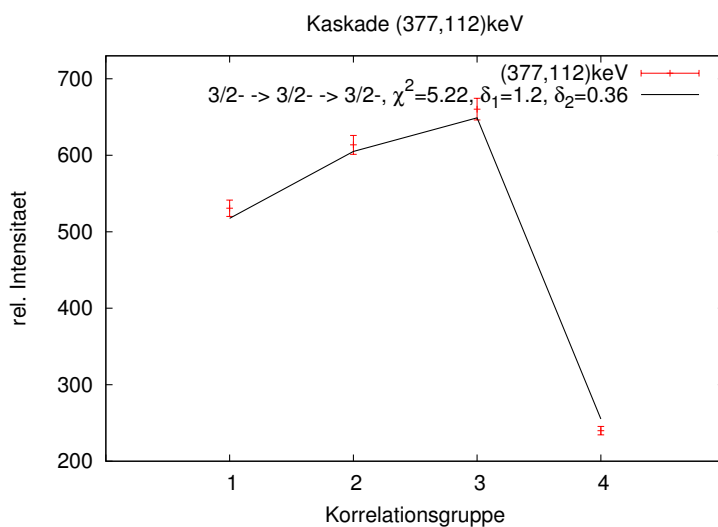


Abbildung 5.4: Untersuchung der Kaskade  $491 \text{ keV} \rightarrow 114 \text{ keV} \rightarrow 1.6 \text{ keV}$  mit drei Spin-Hypothesen. Die  $3/2_2^- \rightarrow 3/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$  Kaskade liefert das beste Ergebnis.



## Kapitel 6

# Analoge & digitale Datenaufnahme

Im Institut für Kernphysik Köln existieren derzeit zwei Datenaufnahmesysteme. Zum einen werden Daten mit dem "alten" analogen System (siehe Dissertation von Tiesler [44]) zum anderen mit dem "neuen" digitalen System (siehe Dissertation von Elvers [23]) aufgenommen. Seit 2011 ist das digitale System einsetzbar und geht von der Testphase in den regulären Messbetrieb. Die Messung an  $^{194}\text{Pt}$  war die erste physikalische Messung mit dem HORUS-Würfelspektrometer nach der Kernsanierung. Während der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  sind beide Systeme eingesetzt worden. Ein Vergleich zwischen der analogen und digitalen Datenaufnahme soll hier gezogen werden.

## Vorwort

Der Hauptbestandteil der Arbeit ist die Messung an  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$ . Kurz wird daher die analoge und digitale Datenaufnahme vorgestellt. Somit verweise ich für eine ausführliche Beschreibung inklusive der verwendeten Module und dessen Revisionen der analogen und digitalen Datenaufnahme, Elektronik und Sortierung auf die angegebene Literatur<sup>1</sup>.

## 6.1 Analoge Datenaufnahme

Die Detektorsignale werden bei der analogen Elektronik in zwei Zweige geteilt. Zum einen in den langsameren Energiezweig und zum anderem in den sogenannten Zeit-Zweig. Der erste langsame Zweig erzeugt das gaußförmige Energiesignal für den ADC<sup>2</sup>. Der zweite schnelle Teil mit dem Timing-Filter Verstärker und dem Constant-Fraction-Diskriminator erzeugt das logische Zeitsignal. Anschließend geht das Signal in die Koinzidenzelektronik und zum Schluß wird das Signal mittels eines ADCs digitalisiert.

Ein wesentlicher Nachteil der analogen Datenaufnahme ist die Beschränktheit der Datenrate. Aufgrund der langen Filter-Zeit besitzt die analoge Datenaufnahme eine große Totzeit (siehe Knoll [45]) und viele Ereignisse werden verworfen.

## 6.2 Digitale Datenaufnahme

Beim analogen Prozess wird das Signal direkt verarbeitet, bei der digitalen wird es gesampelt. (Weitere Prozesse in der analogen Elektronik zu integrieren sind nicht möglich [23].) Hingegen wird bei der digitalen Aufnahme das Vorverstärkersignal stückweise abgetastet und somit erhält man wesentliche Vorteile gegenüber der analogen Datenaufnahme. Kurz werden diese Vorteile (aus Elvers [23] Seite 56-57) angegeben

- Zusätzliche Filter können implentiert werden. Statt Gaußförmige Filter werden oft *triangle-* oder *trapezodial-*Filter verwendet, da weniger Rauschen und eine besser Energieauflösung zustande kommt [46].
- Der *trapezoidal filter* korrigiert *trapping effects* und *ballistic deficits* wegen unterschiedlicher Ansprechwahrscheinlichkeit. Ohne diese Korrektur

---

<sup>1</sup>Im Wesentlichen verweise ich auf Tiesler [44] für die analoge bzw. Elvers [23] für die digitale Elektronik und dessen angegebenen Literatur.

<sup>2</sup>Analog Digital Converter



wird die Energieauflösung schlechter bzw. Doppel-Peaks wären zu sehen. [47]

- Schlechte Energieauflösung der Detektoren (z.B. verursacht durch Neutronenschäden) können mit der Pulsform Analyse korrigiert werden [48].
- Pile Up Unterdrückung kann leicht implimentiert werden im Gegensatz zur analogen Elektronik (siehe Tiesler [44]).
- Durch wesentlich schnellere Shaping Time können höhere Raten verarbeitet werden. Des Weiteren können auch Pile Ups z.T. kompensiert werden [49].
- Verschiedene Pulsformen können leicht durch verschiedene Algorithmen implimentiert werden, d.h. es können z.B. Signale von HPGe-Detektoren, TAC-Signale verarbeitet werden. Eine Änderung der Hardware ist nicht nötig.

## 6.3 Vergleich

Nach Aufbereitung der experimentellen Daten wird nun ein Vergleich zwischen der analogen und digitalen Elektronik gezeigt. Insgesamt erstreckt sich der Vergleich auf zwei Methoden. Zum einen werden Peakflächen von  $\gamma$ -Übergängen betrachtet und zum anderem werden Hypothesen von  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen betrachtet.

### 6.3.1 Betrachtung des Volumens

Jede  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz des Germanium-Detektors auf Position 4 des HORUS-Spektrometers mit einem anderem Germanium-Detektors des HORUS-Spektrometers wurde in eine Gruppe sortiert. Unterschiedliche Runs von einem Target von hohen bis zu niedrigen Zählraten werden verglichen. Dabei werden verschiedene  $\gamma$ -Übergänge von Zuständen mit unterschiedlichen Energieleveln betrachtet. Das Verhältnis (Ratio) des Volumens der jeweiligen  $\gamma$ -Übergänge der digitalen ( $V_{digital}$ ) durch das der analogen ( $V_{analog}$ ) Elektronik wird bestimmt und lautet

$$R = \frac{V_{digital}}{V_{analog}}. \quad (6.1)$$

Das Verhältnis gibt also den Faktor wieder, um wieviel die digitale Elektronik mehr ( $R > 1$ ) bzw. weniger ( $R < 1$ ) an  $\gamma$ -Strahlung verarbeitet und speichert.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zu sehen.

Tabelle 6.1: Ergebnisse des Vergleiches (Ratio) der analogen und digitalen Aufnahme. Die Zählrate betrug von ca. 16.9 kHz beim Run 174 bis ca. 2.4 kHz beim Run 300.

Run-Nummer		Zählrate	Peakfläche		Ratio
Digital*	Analog**	[kHz]***	Digital	Analog	
Levelenergie 810.72 keV $\gamma$ -Linie 482.52 keV					
525	174	16.9	6830	2561	<b>2.67</b>
626	200	11.4	6853	3095	<b>2.21</b>
737	227	7.4	4483	2833	<b>1.58</b>
813	246	5.5	3778	2567	<b>1.47</b>
949	280	3.1	2568	1805	<b>1.42</b>
1029	300	2.4	1768	1411	<b>1.25</b>
Levelenergie 1266.53 keV $\gamma$ -Linie 938.46 keV					
525	174	16.9	4440	1641	<b>2.71</b>
626	200	11.4	4269	1831	<b>2.33</b>
737	227	7.4	2878	1868	<b>1.54</b>
813	246	5.5	2337	1620	<b>1.44</b>
949	280	3.1	1531	1143	<b>1.34</b>
1029	300	2.4	1179	868	<b>1.36</b>
Levelenergie 1796.58 keV $\gamma$ -Linie 1468.68 keV					
525	174	16.9	20145	7487	<b>2.69</b>
626	200	11.4	20064	8838	<b>2.27</b>
737	227	7.4	13239	8584	<b>1.54</b>
813	246	5.5	10993	7447	<b>1.48</b>
949	280	3.1	7284	5333	<b>1.37</b>
1029	300	2.4	5205	4073	<b>1.28</b>
Levelenergie 2215.31 keV $\gamma$ -Linie 1886.70 keV					
525	174	16.9	8731	3166	<b>2.76</b>
626	200	11.4	8502	3837	<b>2.22</b>
737	227	7.4	5768	3737	<b>1.54</b>
813	246	5.5	4736	3218	<b>1.47</b>
949	280	3.1	3165	2187	<b>1.45</b>
1029	300	2.4	2330	1748	<b>1.33</b>

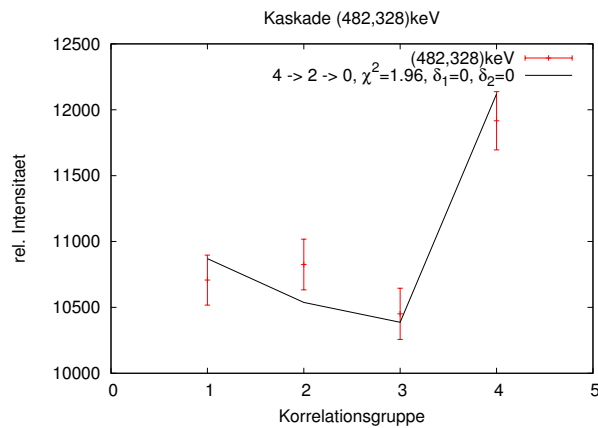
\* Plus drei Runs. Zeit pro Run bei der digitalen Aufnahme wurde auf 15 Minuten eingestellt.

\*\* Zeit pro Run 60 Minuten.

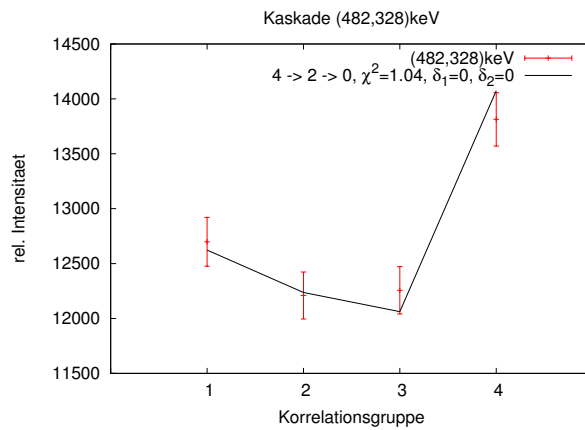
\*\*\* Zählrate des Detektors 4.

### 6.3.2 Vergleich Hypothesen von $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation zwischen der analogen und digitalen Datenaufnahme

Des Weiteren werden Hypothesen der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen betrachtet. Insgesamt werden drei Hypothesen-Fits der analogen und der digitalen Datenaufnahme gezeigt. Die Hypothesen der Winkelkorrelationsanalyse sind in Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 zu sehen.

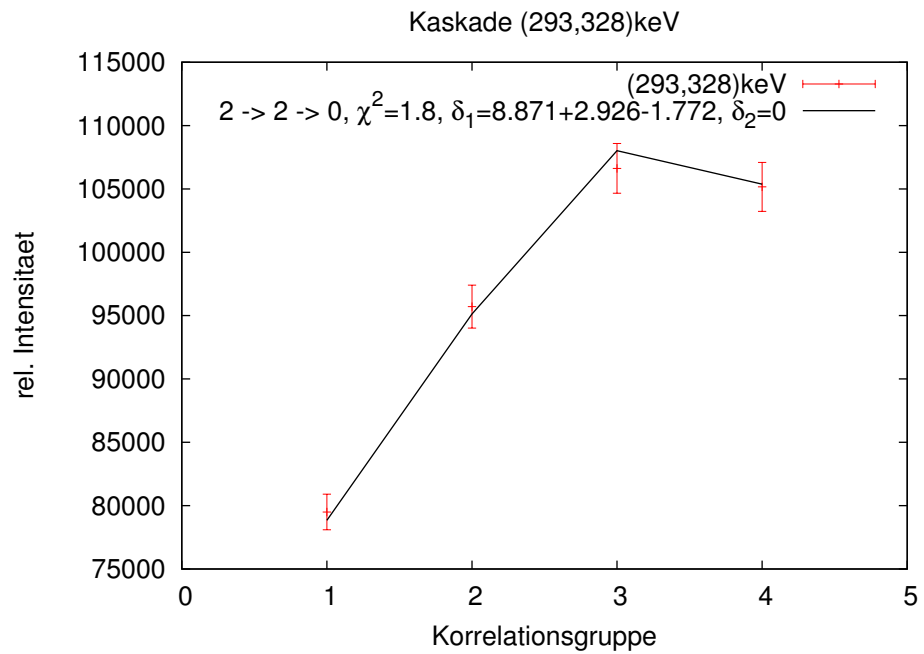


(a) Analoge Elektronik

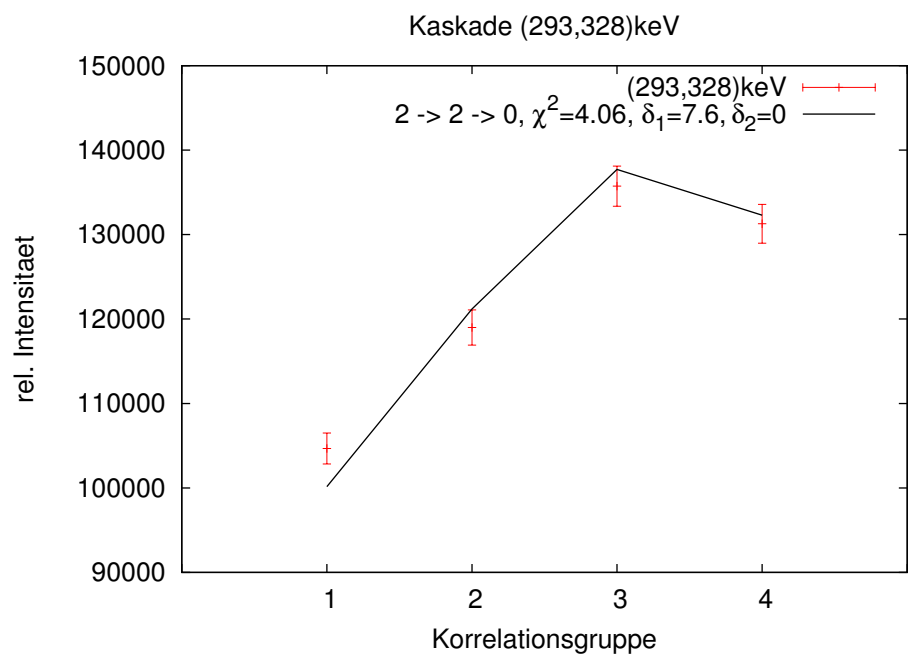


(b) Digitale Elektronik

Abbildung 6.1: Übergang der bekannten  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Kaskade ( $482\text{keV} \rightarrow 328\text{keV} \rightarrow 0\text{keV}$ ). Dabei ist  $\sigma = 100$ ,  $\delta_1 = 0$  und  $\delta_2 = 0$ .



(a) Analoge Elektronik



(b) Digitale Elektronik

Abbildung 6.2: Fit des Übergangs  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  ( $293\text{keV} \rightarrow 328\text{keV} \rightarrow 0\text{keV}$ ). Dabei ist  $\sigma = 100$  und  $\delta_2 = 0$ .

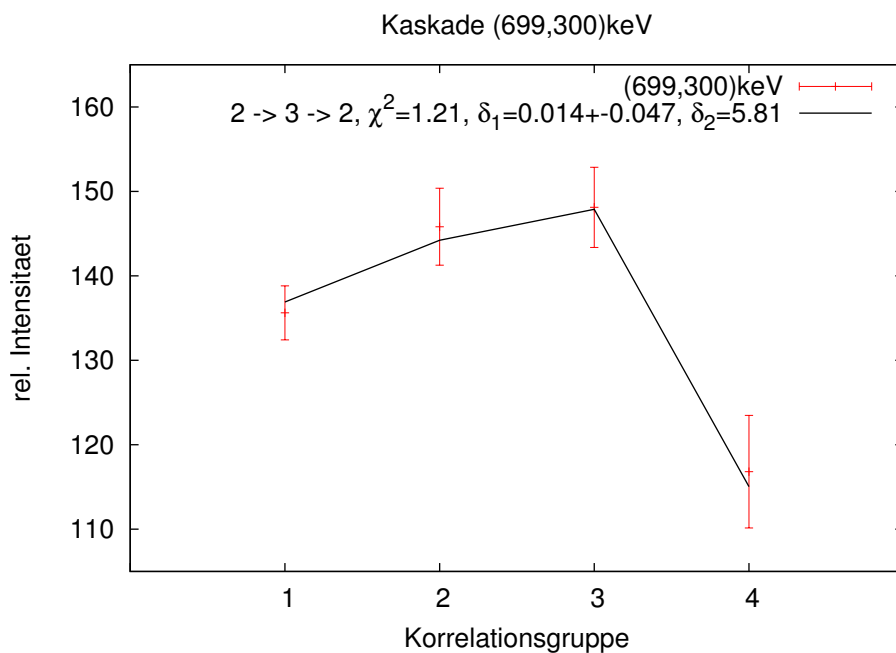
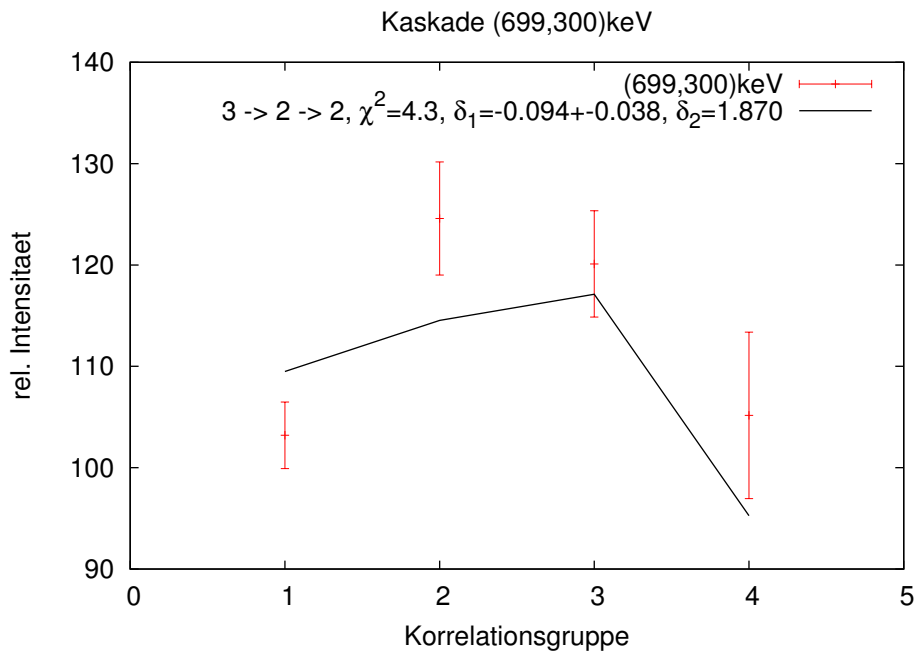


Abbildung 6.3: Fit des Übergangs  $2_4^+ \rightarrow 3_1^+ \rightarrow 2_2^+$  ( $699\text{keV} \rightarrow 300\text{keV} \rightarrow 293\text{keV}$ ). Dabei ist  $\sigma = 100$  und  $\delta_2 = 0$ . Dieser Übergang besitzt ein  $\gamma$ -Verzweigungsverhältnis von 6.6 % relativ zum stärksten Zerfallskanal des  $2_4^+$  Zustandes.

## 6.4 Diskussion & Fazit der Datenaufnahme

Das neue digitale Datenaufnahmesystem zeigt eine wesentliche Verbesserung der registrierten  $\gamma$ -Strahlung bei Kernstrukturexperimenten für eine Winkelkorrelationsanalyse durch das HORUS-Spektrometer gegenüber dem analogen System. Besonders bei höheren Zählraten, siehe Tabelle 6.1, zeigt sich die Stärke der digitalen Elektronik bei der Betrachtung der Peakflächen (siehe Abschnitt 6.3.1) einiger  $\gamma$ -Übergängen.

Ein Verhältnis von ungefähr  $R=2.7$  bei ca. 17 kHz Zählrate ist eine deutliche Verbesserung. Bei kleineren Zählraten wird das Verhältnis geringer, aber immer noch wird im Schnitt ca. 20% mehr Statistik gespeichert. Zurückzuführen des wesentlich größerem Verhältnis bei höheren Zählraten, ist dies auf die verarbeitende Logik der analogen Elektronik und somit der wesentlich verbundenden höheren Totzeit des Systems. Da der Totzeiteffekt der analogen Elektronik mit geringer Zählrate gegenüber der digitalen Elektronik abnimmt, wird auch dementsprechend ein geringeres Verhältnis erwartet, welches sich auch im Verlauf des  $\beta$ -Zerfalls mit abnehmender Aktivität in der Tabelle 6.1 zeigt. Des Weiteren können, wie in Abschnitt 6.2 bereits erwähnt, zum Beispiel auch Pile-Ups in der digitalen Elektronik verarbeitet werden, wodurch unter anderem höhere Statistik zustande kommt.

In Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 sind Vergleiche von Hypothesen der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen zwischen der analogen und digitalen Aufnahme von  $^{194}\text{Pt}$  zu sehen. Es ist zu beachten, dass die Fits der Intensitäten in der Winkelkorrelationsgruppen aufgenommen mit der analogen Elektronik eine Totzeit-Korrektur beinhalten (siehe Abschnitt 4.3.3 Hinweis). Bereits in der Abbildung 6.1 ist zusehen, dass die digitale Elektronik ein besseres Ergebnis der  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0^+$  Kaskade liefert, da die digitale Elektronik keine Totzeitkorrektur benötigt. Betrachtet man die Abbildung 6.2 sind kaum Unterschiede inklusive der Totzeitkorrektur der analogen Elektronik zu sehen. Hingegen in der Abbildung 6.3 ist deutlich der Vorteil der digitalen Elektronik zu sehen. Wesentlich höhere, relative und ausgeprägte Intensitäten der Kaskade  $2_4^+ \rightarrow 3_1^+ \rightarrow 0^+$  sind zu sehen. Die Fehler sind kleiner, die Datenpunkte werden bei der digitalen Elektronik wesentlich besser beschrieben und ermöglichen somit einen sehr guten Fit gegenüber der analogen Elektronik.  $\gamma$ -Übergänge mit geringerer Intensität lassen sich somit auswerten.

Ein weiteres Experiment<sup>3</sup> an  $^{102}\text{Ru}$  mit dem digitalen Aufnahmesystem und hohen Zählraten am ILL, Grenoble<sup>4</sup> zeigt ebenfalls, dass keine Totzeitkorrekturen nötig sind. Derzeit wird weiterhin die Totzeitkorrektur mit unterschiedlichen Zählraten am Institut für Kernphysik in Köln untersucht.

Die deutlich höhere Statistik durch das digitale Aufnahmesystem ermöglicht ein größeres Peak zu Background Verhältnis. Das wesentlich bessere Peak zu Background Verhältnis läßt eindeutigeren Hypothesenfits der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen zu. Besonders bei hohen Zählraten erweist sich das digitale Aufnahmesystem als das bessere System und eine Totzeitkorrektur ist nicht nötig. Das Ratio bleibt bei geringeren Zählraten größer eins. Dies ist im Wesentlichen auf die bessere Verarbeitungslogik der digitalen Elektronik zurückzuführen. Im Folgendem werden im Rahmen dieser Arbeit nur die Daten der digitalen Elektronik ausgewertet.

---

<sup>3</sup>Private Kommunikation Dipl.-Phys.-Candidate Samer Ahmed des Instituts für Kernphysik Köln, Arbeitsgruppe Jolie

<sup>4</sup>Institut Laue-Langevin, BP 156, 6 rue Jules Horowitz, 38042 Grenoble Cedex 9, France





## Kapitel 7

# Diskussion

*Die Physik ist ihrem Wesen nach eine konkrete und anschauliche Wissenschaft. Die Mathematik gibt uns nur die Mittel in die Hand, um die Gesetze auszudrücken, wonach die Erscheinungen sich vollziehen.*

*Albert Einstein - Physiker - \* 14. März 1879 in Ulm; † 18. April 1955.*

## Vorwort

Im ersten Abschnitt der Diskussion werden sd-IBM-1 Fits der Platinisotope  $^{190,192,194,196,198}\text{Pt}$  gezeigt. In der Reihe der Platinisotope ist durch die sd-IBM-1 Fits eine Systematik zu erkennen. Kurz wird die Systematik diskutiert.

Das sd-IBM-2 und das IBFM sind Erweiterungen des sd-IBM-1 (siehe Abschnitt 2.1.3). Ausgehend von den gewonnenen Fit-Parametern aus dem sd-IBM-1 können weitere Fits im sd-IBM-2 und IBFM durchgeführt werden. Schließlich werden die Ergebnisse aus den untersuchten Kernen  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  im Rahmen des sd-IBM-2 und des IBFM interpretiert.

**Hinweis** Für den bestmöglichen Fit des Hamiltonian wurde das Programm *scanfit* [50] benutzt.

## 7.1 sd-IBM-1 Fits der Platinisotopenkette

Insgesamt sind Levelenergien mit bekannten Spins der fünf stabilen geradegerade Platinisotope an den Hamiltonian aus dem Abschnitt 2.1.2 im  $O(6)$ -Limit gefittet worden. Die dafür benötigten Daten als Input für das Programm *arbmodel* wurden existierenden Datensätze für  $^{190}\text{Pt}$  aus [51],  $^{192}\text{Pt}$  aus [52],  $^{196}\text{Pt}$  aus [53] und  $^{198}\text{Pt}$  aus [54] entnommen. Für den Kern  $^{194}\text{Pt}$  werden Daten aus dieser Arbeit verwendet (siehe Kapitel 2). Die Datenlage bei den Isotopen  $^{190,192,198}\text{Pt}$  ist spärlich. Nur wenige Zustände sind mit Spin und Parität bestimmt. Ein sd-IBM-1 Fit ist dennoch möglich.

**Hinweis** Die einzelnen sd-IBM-1 Fits der Platinisotope inklusive der experimentellen Levelenergien, sind im Anhang A.7 in Tabellen zu finden.

Die Fitparameter des Hamiltonians werden kurz erläutert. Für die geraden Platinkerne spielt die Aufspaltung der  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ -Quantenzahl der  $O(6)$ -Gruppe eine wichtige Rolle. Anschaulich beschreibt der  $O(6)$ -Term das Pairing zwischen den d- und s-Bosonen. Der Fitparameter des  $O(6)$ -Terms ist  $\gamma$ . Der  $O(5)$ -Term mit dem Fitparameter  $\delta$  und den Quantenzahlen  $\tau_1, \tau_2$  wird als Pairing zwischen den d-Bosonen interpretiert. Der letzte  $O(3)$ -Term beschreibt den Drehimpuls und besitzt die Quantenzahl  $L$  (siehe für eine Beschreibung in Frank [3]). Der  $O(3)$ -Term hat den Fitparameter  $\varepsilon$ . Die ermittelten Fitparameter der Platinisotope sind in Tabelle 7.1 zu sehen.

Tabelle 7.1: sd-IBM-1 Fitparameter von den Isotopen  $^{190,192,194,196,198}\text{Pt}$ .

Pt	N*	P**	$C_2[SO(6)]$	$C_2[SO(5)]$	$C_2[SO(3)]$
			$\gamma$ [keV]	$\delta$ [keV]	$\varepsilon$ [keV]
190	7	2	-30.0	44.1	12.2
192	6	2	-32.3	58.3	7.0
194	5	2	-34.9	59.8	9.1
196	4	2	-35.8	63.8	3.0
198	3	2	-38.9	77.8	2.8

\* Bosonnenneutronenpaare

\*\* Bosonnenprotonenpaare

Deutlich ist bei den Fitparametern eine Systematik zu erkennen. Der Fitparameter  $\gamma$  lautet für  $^{192}\text{Pt}$  -30.0 keV und wird im Verlauf zu geringeren Nukleonenzahlen kleiner und lautet für  $^{198}\text{Pt}$  -38.9 keV. Für den O(5)-Term wird  $\gamma$  stets größer und geht von 44.1 keV  $^{190}\text{Pt}$  bis 77.8 keV bei  $^{198}\text{Pt}$ . Das Verhalten beider Fitparameter liegt im erwarteten Bereich. Dies lässt sich mit der Entwicklung der steigenden Anregungsenergie der Zustände zum Schalenabschluss bei N=128 erklären. Der Fitparameter  $\varepsilon$  für  $^{190}\text{Pt}$  ist 12.2 keV und wird kleiner bis hin zu 2.8 keV für  $^{198}\text{Pt}$ . Lediglich zwischen  $^{190}\text{Pt}$  und  $^{194}\text{Pt}$  springt der Fitparameter einmal und nimmt nicht stetig ab. Der Sprung ist möglicherweise auf die wenigen bekannten Levelenergien in  $^{190,192}\text{Pt}$  zurückzuführen. Der Fitparameter  $\varepsilon$  steht für die Aufspaltung der entarteten  $(\sigma, \tau)$ -Zustände durch den Drehimpuls. Der mittlere Radius wird zum Schalenabschluss kleiner, folglich wird der O(3)-Term kleiner.

In Abbildung 7.1 sind die experimentellen Levelenergien mit positiver Parität und Spins (links) und die theoretischen Levelenergien aus den sd-IBM-1 Rechnungen inklusive Spins (rechts) aufgetragen. Übersichtshalber wird auf die Zuordnung der Quantenzahlen verzichtet.

Die theoretischen Energien stimmen quantitativ in einer Größenordnung der Abweichungen im Bereich von ca. 100 keV im Mittel mit den experimentellen Energien überein. Gerade die Grundzustandsbande bis zum  $6^+$ -Zustand, soweit Daten vorhanden sind, werden gut reproduziert. Werden die zweiten und dritten  $2^+$ -Zustände betrachtet, so stimmen die theoretischen

Werte in sehr guter Näherung mit den experimentellen Werten überein. Lediglich die experimentellen  $0^+$ - und  $3^+$ -Zustände weichen stärker von den theoretischen Levelenergien ab, stimmen aber trotzdem in guter Näherung überein.

Die Platinisotope zeigen im  $O(6)$ -Limit im sd-IBM-1 die Eigenschaften des  $\gamma$ -weichen Rotors. Trotz der komplizierten Wechselwirkung im Kern können die Platinisotope in sehr guter Näherung mit nur drei Parametern beschrieben werden. Eine Systematik ist deutlich durch den Aufstieg des Fitparameters  $\delta$  und den Abstieg der Fitparameter  $\gamma$  und  $\varepsilon$  zum Schalenabschluss zu erkennen. Abschließend kann man sagen, dass die sd-IBM-1 Fits von den stabilen Platinisotopen im  $O(6)$ -Limit erfolgreich sind.

**Hinweis** Die gewonnenen Fitparameter von  $^{192}\text{Pt}$  und  $^{194}\text{Pt}$  werden für weitere Rechnungen in den Abschnitten 7.2 und 7.3 angewendet.

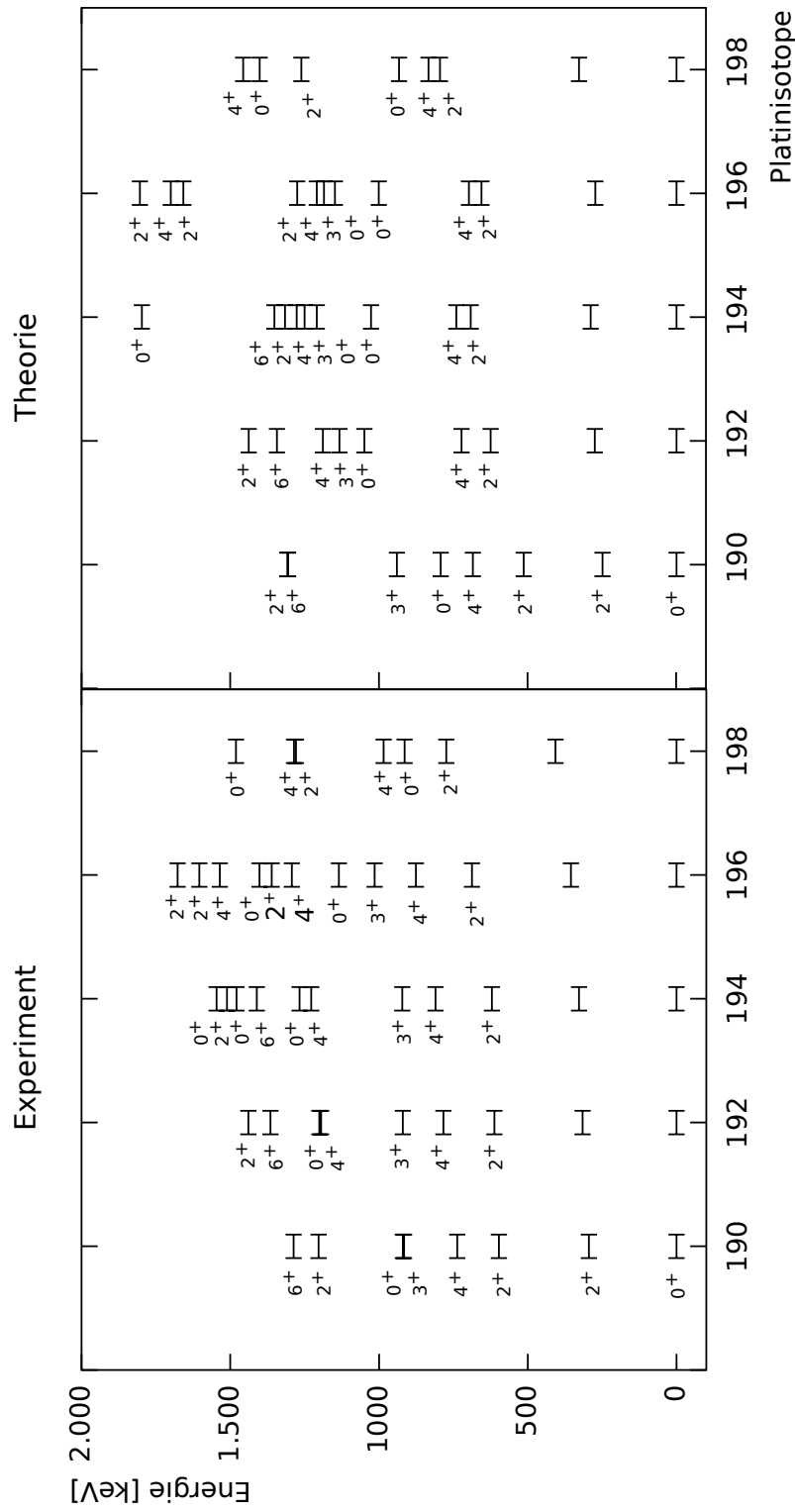


Abbildung 7.1: Links experimentelle Levelenergien inklusive Spin mit positiver Parität für die Platinisotope von  $^{190}\text{Pt}$  bis  $^{198}\text{Pt}$ . Rechts sd-IBM-1 Rechnungen mit Hilfe des Programs *arbmol*.

## 7.2 Diskussion $^{194}\text{Pt}$

Im sd-IBM-1 wird, wie bereits erwähnt, nicht zwischen Neutronen- und Protonenbosonen unterschieden. Die Erweiterung des sd-IBM-1 führt einen weiteren Freiheitsgrad ein und unterscheidet zwischen den Neutronen- und Protonenbosonen. Durch den weiteren Freiheitsgrad sagt das sd-IBM-2 gemischt-symmetrische Zustände vorher.

Im Bereich der seltenen Erden wurden gemischt-symmetrische Zustände mit  $J^\pi = 1^+$  in einer Vielzahl von Rotorkernen (siehe [55]) oder in  $^{156}\text{Gd}$  bereits beobachtet (siehe Bohle [56]). Eine Beschreibung durch das sd-IBM-2 ist erfolgreich (siehe Scholten [57]).

Für die Vorhersagen im sd-IBM-2 ist die verwendete Gruppenkette im Abschnitt 2.1.3 zu sehen. Das zugrunde liegende magische Quartett ist in Abbildung 7.2 schematisch abgebildet. Der Kern  $^{194}\text{Pt}$  besitzt zu den Schalenabschlüssen  $Z=82$ ,  $N=126$  fünf Protonenbosonen und zwei Neutronenbosonen. Die Energie eines Zustands läßt sich mit den Quantenzahlen  $(N, \sigma, \tau, L)$  durch die Eigenwertgleichung berechnen (siehe Abschnitt 2.1.3).

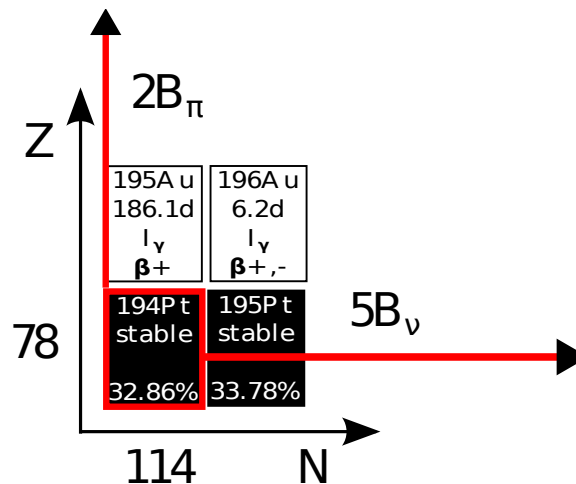


Abbildung 7.2: Das magische Quartett von  $^{194}\text{Pt}$  mit Anzahl der Bosonen zum jeweiligem Schalenabschluss. Dabei steht  $\pi$  für die Anzahl der Protonenbosonen bis zum Schalenabschluss  $Z=82$  und  $\nu$  für Anzahl der Neutronenbosonen bis zum Schalenabschluss  $Z=126$ .

Das magische Quartett wird in Metz [58] diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit wird das sd-IBM-2 benutzt. Die absoluten Übergangsstärken und die gemischt-symmetrischen Zustände werden betrachtet.

### 7.2.1 Absolute Übergangsstärken

Ein wichtiger Test eines Modells ist die Betrachtung der B(M1)- und B(E2)-Übergangsstärken. Für die Übergangsstärken werden die Lebensdauer des Zustands, Zerfallsverzweigungsverhältnisse, die Multipolarität und das Multipolmischungsverhältnis der  $\gamma$ -Strahlung benötigt. Die Daten für den Kern <sup>194</sup>Pt werden, bis auf die Lebensdauern, aus dieser Arbeit entnommen. Die soweit bekannten Lebensdauern werden aus [24] entnommen. Die Übergangsstärken werden mittels des Programms *transnuklear* (siehe Literatur [59]) berechnet. Der B(E2)-Übergangsoperator im sd-IBM-2 ist im Abschnitt 2.1.3 zu finden. Dabei werden die Fitparameter  $e_\pi$  für die Bosonenladung und  $e_\nu$  für die Neutronenladung so angepaßt, dass die Übergangsstärke von dem  $\gamma$ -Übergang  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  reproduziert wird. Die Ergebnisse der experimentellen B(E2)-Übergangsstärken mit den bekannten Lebensdauern in <sup>194</sup>Pt aus [24] und den theoretischen B(E2)-Übergangsstärken sind in der Tabelle 7.2 zu sehen.

Tabelle 7.2: Absolute Übergangsstärken in <sup>194</sup>Pt

$B(E2)$ $\langle \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 \rangle, (\tau_1, \tau_2), J$	Theorie [W.u.]	Experiment [W.u.]	$E_\gamma$ [keV]
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (0, 0), 0_1^+$	49.6	49.6(7)	328 $\rightarrow$ 0
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 2_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+$	65.8	87.4(117)	622 $\rightarrow$ 328
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 2_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (0, 0), 0_1^+$	0.0	0.31(5)	622 $\rightarrow$ 0
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 4_1^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+$	65.8	85.7(55)	811 $\rightarrow$ 328
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (3, 0), 4_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 4_1^+$	33.0	19.7(23)	1229 $\rightarrow$ 811
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (3, 0), 4_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 2_2^+$	36.3	20.5(21)	1229 $\rightarrow$ 622
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (3, 0), 4_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+$	0.0	0.42(4)	1229 $\rightarrow$ 328
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (3, 0), 0_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 2_2^+$	6.9	8.2(23)	1267 $\rightarrow$ 622
$B(E2; \langle 7, 0, 0 \rangle, (3, 0), 0_2^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+$	0.0	0.66(18)	1267 $\rightarrow$ 328
$B(E2; \langle 5, 0, 0 \rangle, (0, 0), 0_3^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 2_2^+$	0.0	14.2(12)	1547 $\rightarrow$ 622
$B(E2; \langle 5, 0, 0 \rangle, (0, 0), 0_3^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+$	0.0	13.9(12)	1547 $\rightarrow$ 328

Quelle Verzweigungsverhältnisse: [24]

Die theoretischen B(E2)-Übergangsstärken stimmen in guter Näherung mit den experimentell bestimmten B(E2)-Übergangsstärken überein. Lediglich auf zwei B(E2)-Übergangsstärken möchte ich an dieser Stelle hinweisen. Die B(E2)-Übergangsstärken  $B(E2; \langle 5, 0, 0 \rangle, (0, 0), 0_3^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (2, 0), 2_2^+$  und  $B(E2; \langle 5, 0, 0 \rangle, (0, 0), 0_3^+) \rightarrow \langle 7, 0, 0 \rangle, (1, 0), 2_1^+$  sind im O(6)-Limit des sd-IBM-2 verboten. Experimentell kann deutlich ein E2-Anteil der betreffenden Übergänge bestimmt werden. Zurückzuführen ist dies darauf, dass sehr viele Mischungen durch einen großen Valenzraum im Bereich der Platinisoto-

pe stattfinden. Der Fit der B(E2)-Übergangsstärken im O(6)-Limit des sd-IBM-2 ist ein weiterer Hinweis, dass der Kern  $^{194}\text{Pt}$   $\gamma$ -weiche Eigenschaften besitzt.

### 7.2.2 sd-IBM-2 Fit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein sd-IBM-2 Fit mit den neu gewonnenen Daten erstellt. Der Hamiltonian ist im Abschnitt 2.1.3 zu finden. Der Fitparameter  $\beta$  beschreibt anschaulich die gemischt-symmetrischen Zustände und bricht die Symmetrie bezüglich der O(6)-Symmetrie. Die Quantenzahlen des U(6)-Terms lauten  $[N_1, N_2]$ . Die weiteren Terme wurden bereits im Abschnitt 7.1 beschrieben. Die Auswahlregeln der  $\gamma$ -Übergänge im O(6)-Limit des sd-IBM-2 sind in Iachello [11] zu finden. Das Ergebnis der gewonnenen Fitparameter des sd-IBM-2 Fits ist in Tabelle 7.3 zu sehen.

Tabelle 7.3: Fitparameter für den sd-IBM-2 Fit. Zur Übersicht sind die Fitparameter vom sd-IBM-1 Fit von  $^{194}\text{Pt}$  aus der Tabelle 7.1 mit abgebildet. Einheit in  $[keV]$ .

Fitparameter sd-IBM-1 Fit von $^{194}\text{Pt}$			
$C_2[SO(6)]$	$C_2[SO(5)]$	$C_2[SO(3)]$	
$\beta$	$\gamma$	$\delta$	
-34.9	59.8	9.1	
Fitparameter sd-IBM-2 Fit von $^{194}\text{Pt}$			
$C_2[U(6)]$	$C_2[SO(6)]$	$C_2[SO(5)]$	$C_2[SO(3)]$
$\beta$	$\gamma$	$\delta$	$\varepsilon$
-66.7	-34.9	59.8	9.1

In Abbildung 7.3 sind die experimentellen Levelenergien der Zustände mit positiver Parität und deren Spins (links) und die theoretischen Levelenergien von der sd-IBM-2 Rechnung inklusive Spins (rechts) aufgetragen. Die gemischt-symmetrischen Zustände werden gesondert betrachtet und weiter unten diskutiert. Der Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Levelenergien aus dem sd-IBM-2 Fit inklusive den  $\sigma$ - und  $\tau$ -Quantenzahlen ist in der Table A.8 zu sehen.



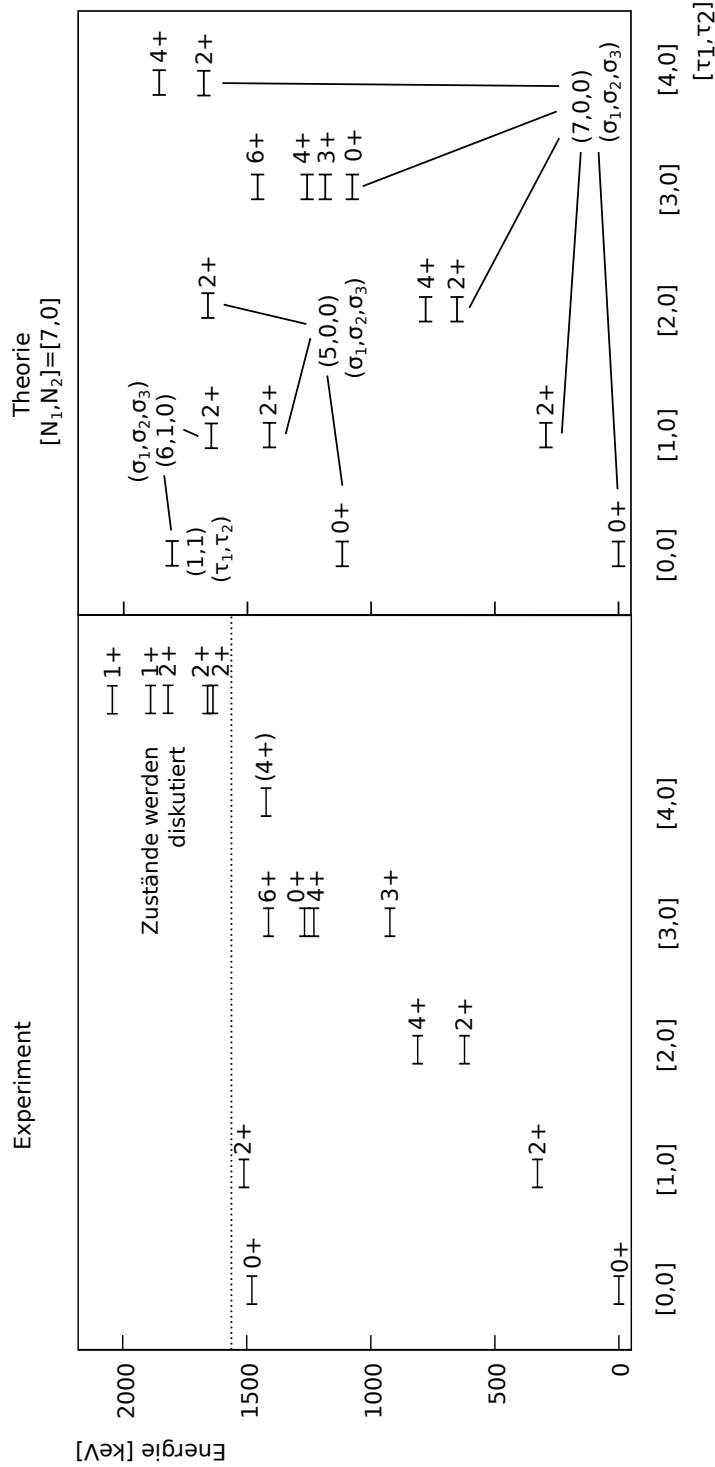


Abbildung 7.3: Links sind die angeregten Zustände von <sup>194</sup>Pt bis zur Levelenergie 1511 keV, die den theoretischen Levelenergien zugeordnet werden konnten, zu sehen. Die experimentellen Zustände über der Levelenergie 1511 keV werden gesondert weiter unten diskutiert. Rechts ist der Fit von <sup>194</sup>Pt inklusive der Quantenzahlen im sd-IBM-2 zu sehen. Die Banden werden unterschieden durch die  $\tau$ -Quantenzahlen.

Der Vergleich zwischen den experimentellen und theoretischen Levelenergien zeigt gute Übereinstimmung. Zuerst werden die Zustände mit den  $\sigma$ -Quantenzahlen (7,0,0) betrachtet. Die ersten beiden Multipletts mit den  $\tau$ -Quantenzahlen [1,0] und [2,0] werden den experimentellen Levelenergien 328 keV und 622 keV zugeordnet. Die theoretischen Energien entsprechen sehr gut den experimentellen Energien. Das Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen [3,0] stimmt mit den theoretischen und experimentellen Levelenergien in guter Näherung überein. Der  $0_1^+$ -Zustand wird ein wenig tiefer erwartet, wird aber gut reproduziert. Der  $3_1^+$ -Zustand liegt experimentell niedriger. Das Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen [4,0] kann dem  $(4)_3^+$ -Zustand<sup>1</sup> mit der Levelenergie 1422 keV zugeordnet werden. Eine experimentelle Bestätigung mit den Daten aus dieser Arbeit ist leider nicht möglich, da dieser Zustand im  $\beta$ -Zerfallsexperiment nicht bevölkert wird. Der  $2^+$ -Zustand im Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen [4,0] wird gesondert betrachtet (siehe weiter unten).

Die weiteren theoretischen Zustände mit den  $\sigma$ -Quantenzahlen (7,0,0) entsprechen den experimentellen Energien 1479 keV und 1511 keV. Das Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen [0,0] kann dem  $0^+$ -Zustand mit der Levelenergie 1479 keV zugeordnet werden. Der  $2^+$ -Zustand mit der Levelenergie 1511 keV kann dem Multiplett mit den Quantenzahlen [1,0] zugeordnet werden.

Abschließend ist zu sagen, dass bis zur Levelenergie 1511 keV die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Berechnungen gut übereinstimmen. Wie bereits im Abschnitt 7.1 erwähnt, zeigt der Kern  $^{194}\text{Pt}$  Eigenschaften eines  $\gamma$ -weichen Kerns. In diesem Abschnitt wurden die experimentellen Levelenergien bis zu 1511 keV und den Multipletts mit symmetrischen Zuständen zugeordnet. Deutlich ist zu erkennen, dass der Kern  $^{194}\text{Pt}$  im O(6)-Limits des sd-IBM-1 beschrieben werden kann. Weiterhin werden in den nächsten Absätzen gesondert die gemischt-symmetrischen Zuständen nach Vorhersage des sd-IBM-2 betrachtet.

### Gemischt-symmetrische Zustände

Die Auswertung der Daten von  $^{194}\text{Pt}$  ergibt drei Kandidaten für den ersten gemischt-symmetrischen  $2_{ms}^+$ -Zustand und zwei Kandidaten für den ersten  $1_{ms}^+$ -Zustand. Die Kandidaten der  $2_{ms}^+$ -Zustände liegen bei den Levelenergien 1622 keV, 1670 keV und 1816 keV und die Kandidaten für den  $1_{ms}^+$ -Zustand bei Levelenergien 1924 keV und 2042 keV.

<sup>1</sup>Daten wurden aus [24] entnommen.

Werden die experimentellen Daten an den oben genannten Hamiltonian angefügt, so erhält man die Vorhersage von mehreren gemischt-symmetrischen Zuständen. Die ersten gemischt-symmetrischen Zustände mit dem Spin  $1^+$  und  $2^+$  aus dem sd-IBM-2 Fit inklusive den Quantenzahlen sind in der Tabelle 7.4 zu sehen.

Tabelle 7.4: Die ersten gemischt-symmetrische Zustände mit dem Spin  $1^+$  und  $2^+$  aus dem sd-IBM-2 Fit. Die verwendeten Fitparameter sind in der Tabelle 7.3 zu finden.

Quantenzahlen			Levelenergie	
$[N_1, N_2]$	$[\sigma_1, \sigma_2]$	$[\tau_1, \tau_2]$	$[J]$	$[keV]$
$[6, 1]$	$[6, 1]$	$[1, 0]$	2	1716
$[6, 1]$	$[6, 1]$	$[1, 1]$	1	1799

Eine wichtige Observable für den gemischt-symmetrischen Zustand ist die Betrachtung der Übergangsstärken. Wichtig hierbei ist, dass der Übergang vom  $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$  ein starker M1-Übergang und für den  $1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$  ein schwach kollektiver E2-Übergang sein sollen (siehe Abschnitt 2.3).

**Hinweis** Im Folgenden werden die Multipolmischungsverhältnisse  $\delta(\frac{M1}{E2})$  betrachtet.

Für die Übergangsstärken werden die Lebensdauer des Zustands, Zerfallsverzweigungsverhältnisse, die Multipolarität und das Multipolmischungsverhältnis der  $\gamma$ -Strahlung benötigt. Lebensdauern sind von den oben genannten Kandidaten nicht bekannt. Um ein Vergleich mit bekannten gemischt-symmetrischen Zuständen <sup>94,96</sup>Mo zu ziehen (siehe Veröffentlichungen [60] und [61]), wird im Rahmen dieser Arbeit das Verhältnis von B(M1) über B(E2) eines  $\gamma$ -Übergangs betrachtet. Das Verhältnis lautet  $R_B = B(M1)/B(E2)$  für einen  $\gamma$ -Übergang mit einem magnetischen Dipol und elektrischen Quadrupol.

Die relativen B(M1)- und B(E2)-Übergangsstärken wurden mittels des Programms *transnuklear* bestimmt [59]. In der Tabelle 7.5 sind die Kandidaten inklusive den relativen Übergangsstärken aufgelistet. Jeder Kandidat für den gemischt-symmetrischen Zustand wird im Folgendem diskutiert.

Tabelle 7.5: Kandidaten für den ersten gemischt-symmetrischen Zustand inklusive der relativen Übergangsstärken  $R_B = \frac{B(M1)}{B(E2)}$ .

$E_{level}$ [keV]	$J^\pi$	$\gamma$ -Übergang [keV]	$J_f^\pi$	$E_{level}$ [keV]	$\delta$	Rel. Übergangsstärke $R_B$
1621	2+	699	$3_1^+$	921	0.024+-0.049	2.208+0.068-0.399
		999	$2_2^+$	621	0.471+-0.278	0.010+-0.001
		1293	$2_1^+$	328	-0.097+-0.041	0.461+0.114-0.122
		1622*	$0_1^+$	0	‡	‡
1669	2+	859	$4_1^+$	482	>100	-
		1048	$2_2^+$	621	0.484+-0.221-0.189	0.012+0.004-0.005
		1341	$2_1^+$	328	-0.258+-0.034	0.070+0.047-0.032
		1670*	$0_1^+$	0	‡	‡
1816	2+	893	$3_1^+$	921	0.949+0.214-0.177	0.002+-0.002
		1194	$2_2^+$	621	2.670+1.954-6.924	$5.0 \cdot 10^{-5} + 6.5 \cdot 10^{-4} - 5.5 \cdot 10^{-4}$
		1489	$2_1^+$	328	0.503+-0.036	0.023+-0.021
		1816*	$0_1^+$	0	‡	‡
1923	1+	253	$2_5^+$	1670	n.m.	n.m.
		412	$2_3^+$	1511	n.m.	n.m.
		1302	$2_2^+$	621	0.612+-0.114   -0.392+-0.026	0.012+0.0+4   0.029+-0.004
		1595	$2_1^+$	328	-0.076	1.145+-0.079
		1923	$0_1^+$	0	†	†
2042	1+	373*	$2_5^+$	1670	n.m.	n.m.
		421	$2_4^+$	1621	-16.170+4.485-12.024	-
		1421	$2_2^+$	621	-0.250+-0.206	0.084+0.005-0.004
		1715	$2_1^+$	328	-0.941+-0.040	0.009+0.008-0.007
		2043*	$0_1^+$	0	†	†

‡ reiner E2-Übergang

† reiner M1-Übergang

Quelle Verzweigungsverhältnisse: [24]

n.m. Auswertung nicht möglich.

**2<sub>4</sub><sup>+</sup>-Zustand bei 1622 keV - Kandidat 2<sub>ms</sub><sup>+</sup>-Zustand**

Der tiefste Kandidat für einen 2<sub>ms</sub><sup>+</sup>-Zustand besitzt die Levelenergie 1622 keV und vier  $\gamma$ -Übergänge. Der Zustand zerfällt in den 3<sub>1</sub><sup>+</sup>-Zustand mit der Übergangsenergie 699 keV und dem dazugehörigen Multipolmischungsverhältnis 0.024+-0.049, in den 2<sub>2</sub><sup>+</sup>-Zustand mit der Übergangsenergie 999 keV und dem Multipolmischungsverhältnis 0.471+-0.278 und in den 2<sub>1</sub><sup>+</sup>-Zustand mit der Übergangsenergie 1293 keV und dem Multipolmischungsverhältnis -0.097+-0.04. Der vierte  $\gamma$ -Übergang zerfällt in den 0<sub>1</sub><sup>+</sup>-Zustand mit einer Übergangsenergie 1622 keV und ist ein reiner E2-Übergang.

Der  $\gamma$ -Übergang in den 3<sub>1</sub><sup>+</sup>-Zustand besitzt eine relative Übergangsstärke von  $R_B=2.208+0.068-0.399$ . Der magnetische Anteil überwiegt deutlich. Hingegen beim  $\gamma$ -Übergang in den 2<sub>2</sub><sup>+</sup>-Zustand überwiegt der elektrische Anteil mit einer relativen Übergangsstärke von 0.010+-0.001. Der  $\gamma$ -Übergang bei der Energie 1293 keV in den 2<sub>1</sub><sup>+</sup>-Zustand hat einen Wert von  $R_B=0.461+0.114-0.122$ . In der Abbildung 7.4 sind die  $\gamma$ -Übergänge schematisch inklusive den erlaubten und verbotenen Übergängen aus der Theorie (siehe Frank [3]) dargestellt.

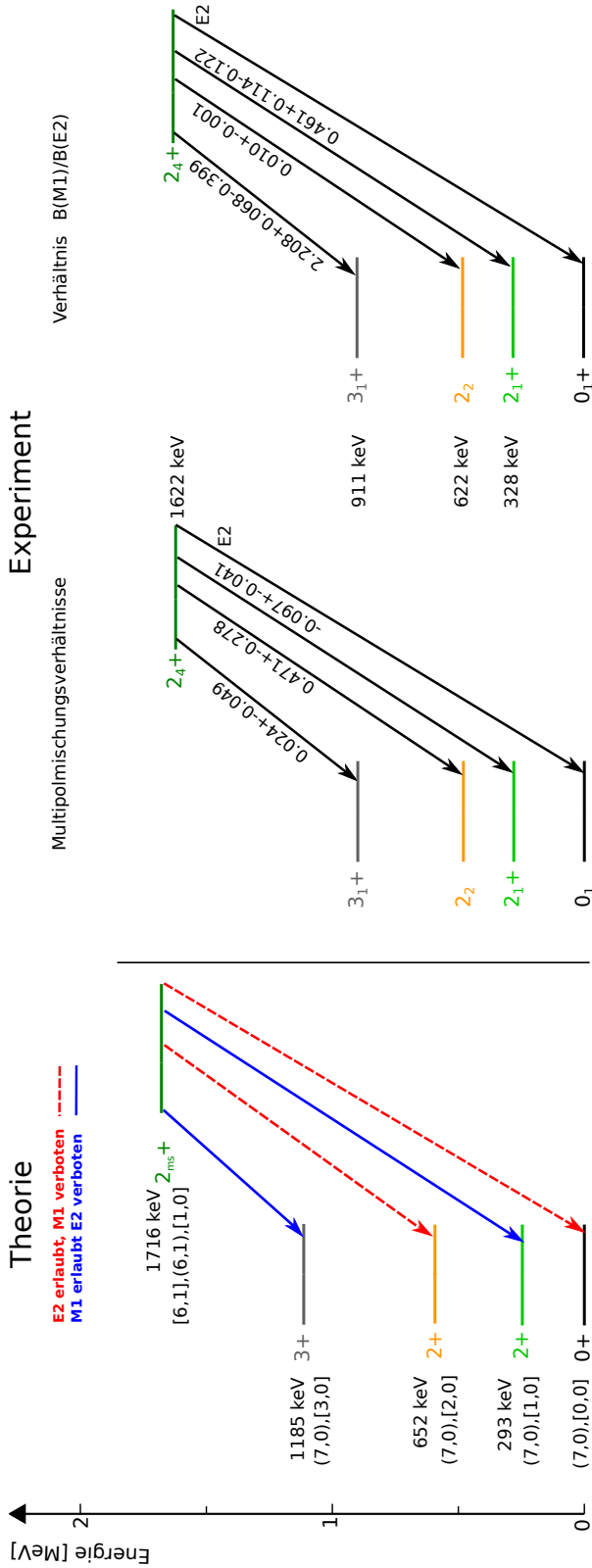


Abbildung 7.4: Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands bei der Levelenergie 1622 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern, rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben.

Die zwei  $\gamma$ -Übergänge in den  $3_1^+$ -Zustand und  $2_2^+$ -Zustand stimmen mit den Vorhersagen der Theorie sehr gut überein. In den  $3_1^+$ -Zustand ist ein  $\gamma$ -Übergang mit der Multipolarität M1 erlaubt und E2 verboten. Deutlich mit einem Verhältnis von  $R_B=2.208+0.068-0.399$  stimmt dies mit der Theorie überein. Beim  $\gamma$ -Übergang in den  $2_2^+$ -Zustand stimmt die Theorie mit dem experimentellen Ergebnis ebenfalls überein. Ein E2-Übergang ist erlaubt und M1-Übergang verboten. Das Verhältnis von  $R_B=0.010+-0.001$  gibt den E2-Übergang deutlich wieder. Der dritte  $\gamma$ -Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand deutet ebenfalls auf einen M1-Übergang hin. Als weiterer Hinweis auf die gemischt-symmetrische Natur dieses Levels sei hier ein Vergleich mit den relativen Übergangsstärken des gemischt-symmetrischen Zustands in <sup>94</sup>Mo und <sup>96</sup>Mo angestrebt. Ein gemischt-symmetrischer Zustand in <sup>94</sup>Mo wurde bei der Levelenergie 2067 keV (siehe Fransen [60]) nachgewiesen und im sd-IBM-2 O(6)-Limit gefittet. Die relative Übergangsstärke von  $R_B=0.062+-0,01$  bei dem  $\gamma$ -Übergang in <sup>94</sup>Mo vom  $2_{ms}^+$ -Zustand in den  $2_1^+$ -Zustand gleicht dem Übergang in <sup>194</sup>Pt. In <sup>96</sup>Mo wurde ein gemischt-symmetrischer Zustand bei der Levelenergie 2095 keV (siehe Lesher [61]) identifiziert. Die relative Übergangsstärke für den  $\gamma$ -Übergang  $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$  in <sup>96</sup>Mo lautet  $R_B=0.219+-0.002$ . Der  $\gamma$ -Übergang von <sup>194</sup>Pt mit der Energie 1293 keV in den  $2_1^+$ -Zustand mit der relativen Übergangsstärke  $0.461+0.114-0.122$  deutet somit auf einen M1-Übergang hin. Der E2-Übergang in den  $0_1^+$ -Zustand ist erlaubt und zu sehen.

### **$2_5^+$ -Zustand bei 1670 keV - Kandidat $2_{ms}^+$ -Zustand**

Der Zustand bei der Levelenergie 1670 keV besitzt ebenfalls vier  $\gamma$ -Übergänge. Der  $\gamma$ -Übergang zum  $4_1^+$ -Zustand weist eine Übergangsenergie von 859 keV auf. Dieser besitzt ein Multipolmischungsverhältnis von größer 100. Somit handelt es sich eindeutig um einen E2-Übergang. Ein weiterer  $\gamma$ -Übergang hat eine Übergangsenergie von 1048 keV, zerfällt in den  $2_2^+$ -Zustand und hat ein experimentelles Multipolmischungsverhältnis von  $0.484+-0.221-0.189$ . Der  $\gamma$ -Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand besitzt eine Übergangsenergie von 1341 keV und ein Multipolmischungsverhältnis von  $-0.258+-0.034$ . In den  $0_1^+$ -Zustand existiert ein E2-Übergang mit der Übergangsenergie 1670 keV. In der Abbildung 7.5 sind die  $\gamma$ -Übergänge schematisch inklusive den erlaubten und verbotenen Übergängen dargestellt.

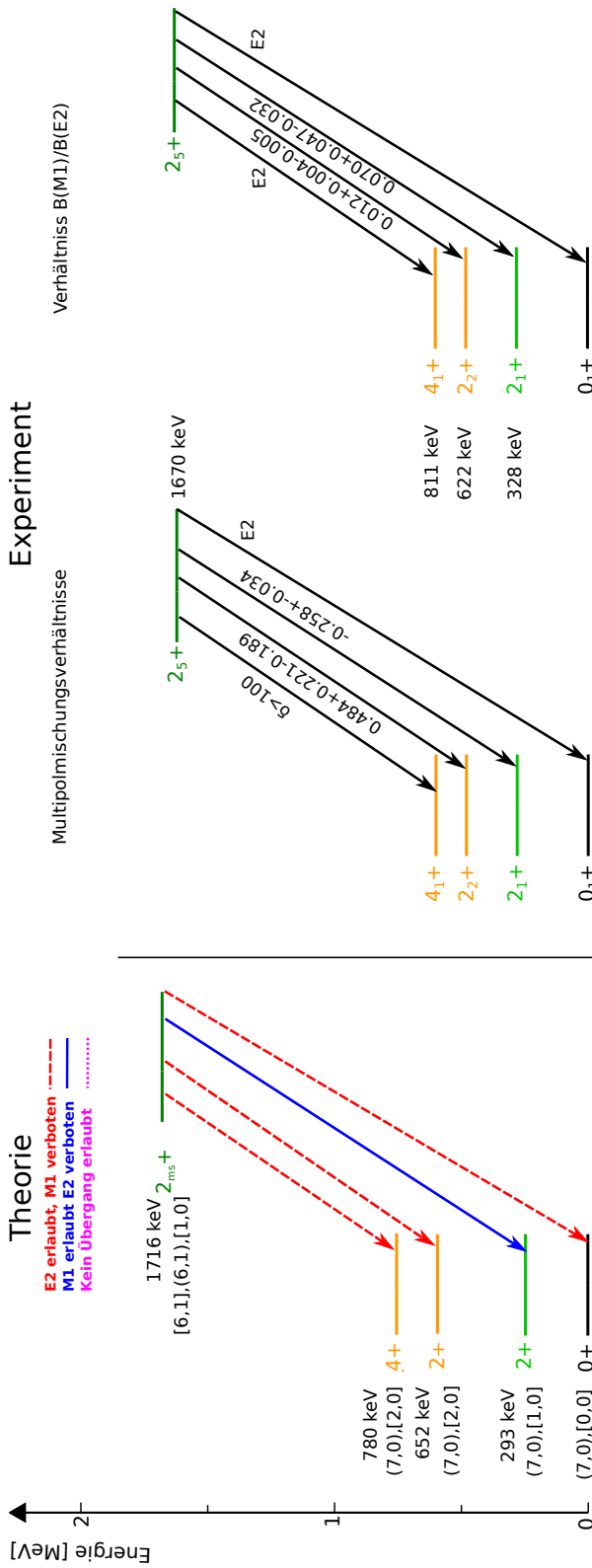


Abbildung 7.5: Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands bei der Levelenergie 1670 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben.



Der  $\gamma$ -Übergang in den  $4_1^+$ -Zustand ist ein E2-Übergang und eine Übereinstimmung mit Hilfe der Auswahlregeln des sd-IBM-2 ist vorhanden. Der Zerfall in den  $2_2^+$ -Zustand mit der Übergangsenergie 1048 keV ist ein starker E2-Übergang mit dem Multipolmischungsverhältnis  $0.012+0.004-0.005$  und stimmt ebenfalls mit der Theorie überein. Der Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand besitzt eine relative Übergangsstärke  $0.070+0.047-0.032$  und deutet auf einen starken M1-Übergang hin. Nach den Auswahlregeln in Frank [3] ist ein M1-Übergang erlaubt und ein E2-Übergang verboten. Der E2-Übergang in den  $0_1^+$ -Zustand ist erlaubt und zu sehen.

### **$2_6^+$ -Zustand bei 1816 keV - Kandidat $2_{ms}^+$ -Zustand**

Ein weiterer Kandidat für den ersten gemischt-symmetrischen  $2_{ms}^+$ -Zustand besitzt die Levelenergie 1816 keV und vier  $\gamma$ -Übergänge. Diese führen in den  $3_1^+$ -,  $2_2^+$ -,  $2_1^+$  und  $0_1^+$ -Zustand mit der jeweiligen  $\gamma$ -Übergangsenergie 921 keV, 1194 keV, 1489 keV und 1816 keV. Die jeweiligen Multipolmischungsverhältnisse lauten  $0.949+0.214-0.177$ ,  $2.670+1.954-6.924$  und  $0.503+-0.036$ . In der Abbildung 7.6 sind die  $\gamma$ -Übergänge schematisch inklusive den erlaubten und verbotenen Übergängen dargestellt.

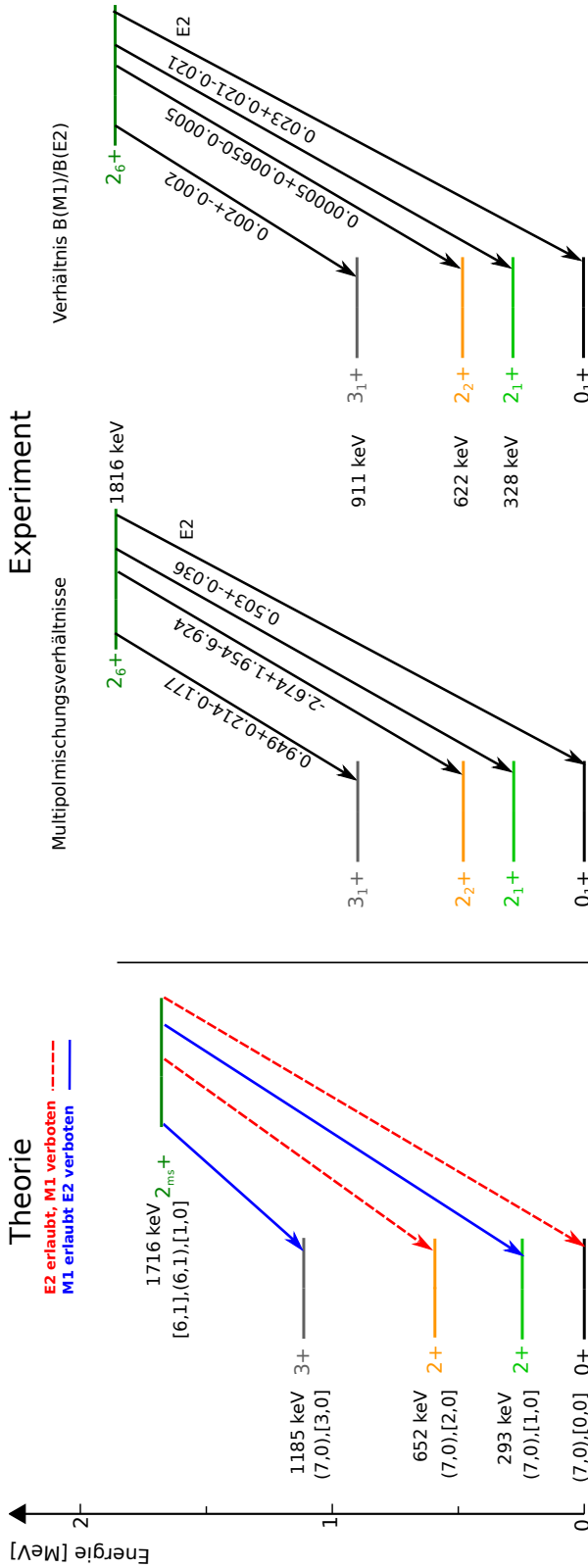


Abbildung 7.6: Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands bei der Levelenergie 1816 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben.

Die relative Übergangsstärke des  $2_6^+ \rightarrow 3_1^+$ -Zerfalls mit der  $\gamma$ -Übergangsenergie 921 keV lautet  $R_B=0.002\pm 0.002$ . Ein Übergang ist erlaubt, allerdings deutet die kleine relative Übergangsstärke auf einen E2-Übergang hin. Der  $2_6^+ \rightarrow 2_1^+$  Zerfall mit der  $\gamma$ -Übergangsenergie 1194 keV besitzt eine relative Übergangsstärke  $5.0 \cdot 10^{-5} + 6.5 \cdot 10^{-4} - 5.5 \cdot 10^{-4}$ . Die relative Übergangsstärke ist sehr klein und deutet ebenfalls auf einen E2-Übergang hin. Übereinstimmend mit der Theorie ist der E2-Übergang erlaubt. Der  $\gamma$ -Übergang mit der Übergangsenergie 1489 keV hat eine relative Übergangsstärke von  $0.023\pm 0.021$ . Mit den relativen Übergangsstärken aus <sup>94,96</sup>Mo (siehe oben), deutet der  $\gamma$ -Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand auf eine Übereinstimmung mit der Theorie für einen gemischt-symmetrischen Zustand hin. Der E2-Übergang in den  $0_1^+$ -Zustand ist erlaubt und zu sehen.

### **$1_1^+$ -Zustand bei 1924 keV - Kandidat $1_{ms}^+$ -Zustand**

Der  $1_1^+$ -Zustand bei der Levelenergie 1924 keV besitzt fünf  $\gamma$ -Übergänge. Die  $\gamma$ -Übergänge in den  $2_5^+$ ,  $2_3^+$ ,  $2_2^+$ ,  $2_1^+$ ,  $0_1^+$  liegen bei  $\gamma$ -Übergangsenergien von 253 keV, 412 keV, 1301 keV, 1595 keV und 1923 keV. Die ersten beiden  $\gamma$ -Übergänge konnten experimentell auf Grund geringer Statistik verifiziert werden. Die Daten wurden, soweit vorhanden, aus [62] entnommen. In der Abbildung 7.7 sind die Übergänge inklusive den Multipolmischungsverhältnisse und relativen Übergangsstärken abgebildet.

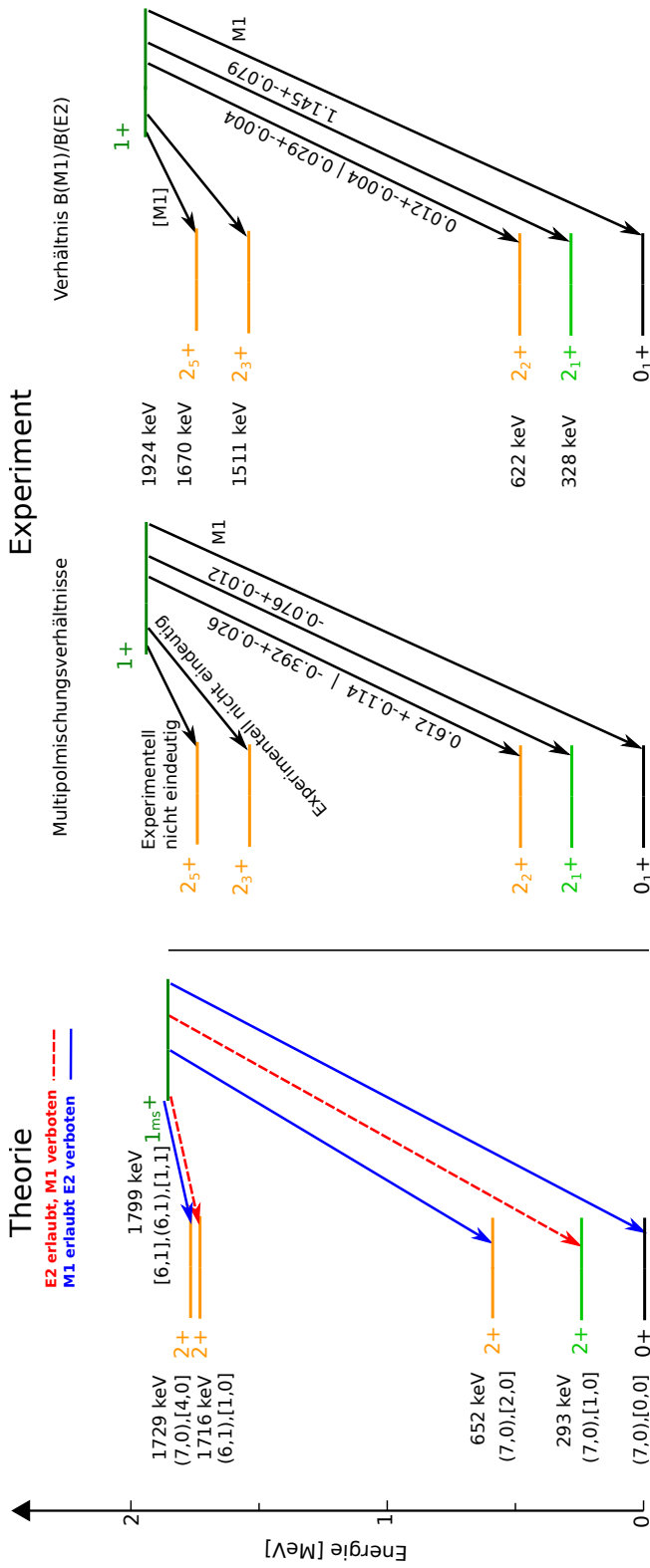


Abbildung 7.7: Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands mit dem Spin  $1^+$  bei der Levelenergie 1942 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben.

Experimentell konnte der Spin des Zustands im Rahmen dieser Arbeit nicht als ein  $1^+$ -Zustand identifiziert werden. Insgesamt erlaubten die Daten dieser Arbeit drei gleich gute Spin-Hypothesen mit dem Spin 1, 2, 3 bei der Levelenergie 1924 keV. Wird dennoch ein  $1^+$ -Zustand angenommen (siehe Veröffentlichung [62]), zeigt ein Vergleich zwischen den theoretischen und den experimentellen Ergebnissen deutlich einen nicht erlaubten Übergang. Der Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand hat eine relative Übergangsstärke von  $1.145 \pm 0.079$  und deutet stark auf einen M1-Übergang hin. Der M1-Übergang ist laut Theorie nicht erlaubt.

### $1_2^+$ -Zustand bei 2042 keV - Kandidat $1_{ms}^+$ -Zustand

Ein weiterer  $1_{ms}^+$ -Zustand liegt experimentell bei der Levelenergie 2042 keV. Der Zustand hat insgesamt sechs bereits bekannte  $\gamma$ -Übergänge. Zwei  $\gamma$ -Übergänge sind nicht eindeutig identifizierbar. Auf Grund geringer Statistik ist der hier nicht eindeutig identifizierbare  $\gamma$ -Übergang in den  $2_5^+$ -Zustand mit der  $\gamma$ -Energie 373 keV (siehe [24]) nicht auswertbar. Der zweite  $\gamma$ -Übergang besitzt mehrere mögliche Multipolmischungsverhältnisse. Dieser führt in den  $3_1^+$ -Zustand und besitzt eine  $\gamma$ -Übergangsenergie von 1120 keV. Die Multipolmischungsverhältnisse sind im Anhang in der Tabelle A.4 zu finden.

Die weiteren  $\gamma$ -Übergänge führen in die  $2_4^+$ -,  $2_2^+$ -,  $2_1^+$ - und  $0_1^+$ -Zustände. Die dazugehörigen  $\gamma$ -Übergangsenergien lauten 420 keV, 1421 keV, 1715 keV und 2043 keV. Schematisch sind die Zerfälle inklusive den Multipolmischungsverhältnissen, den relativen Übergangsstärken und den dazugehörigen erlaubten und verbotenen Übergängen in der Abbildung 7.8 zu sehen.

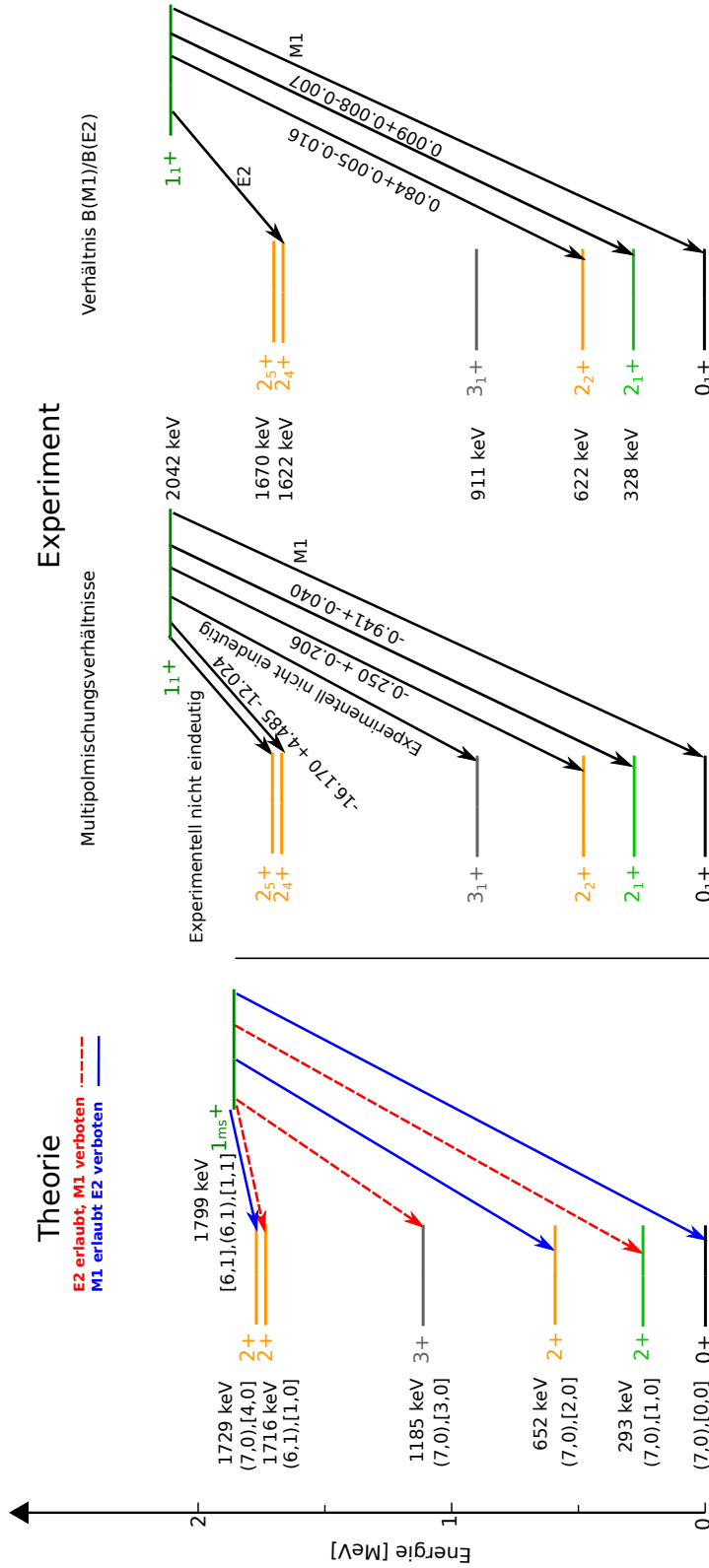


Abbildung 7.8: Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands mit dem Spin 1<sup>+</sup> bei der Levelenergie 2042 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte werden die  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben.

Die  $\gamma$ -Übergänge mit den relativen Übergangsstärken stimmen generell mit dem erwarteten Verhalten eines gemischt-symmetrischen Zustands überein. Die Theorie vom Übergang in den  $2_4^+$ -Zustand sagt einen E2-Übergang vorher. Das Multipolmischungsverhältnis mit  $-16.170+4.485-12.024$  zeigt deutlich einen E2-Übergang. Der Zerfall in den  $2_2^+$ -Zustand und der relativen Übergangsstärke von  $0.084+0.005-0.004$  deutet auf einen M1-Übergang hin und stimmt mit der Theorie überein. Eine Übereinstimmung mit der Theorie und dem experimentellen Ergebnis ist auch bei dem Übergang in den  $2_1^+$ - und  $0_1^+$ -Zustand zu sehen.

### Fazit gemischt-symmetrische Zustände

Die Betrachtung der relativen Übergangsstärken für die einzelnen Zustände mit den Levelenergien 1622 keV, 1670 keV und 1816 keV deuten bei den Zuständen mit der Levelenergie 1622 keV und 1670 keV stark auf Fragmente des gemischt-symmetrischen Zustandes  $2_{m.s}^+$  hin. Beim Zustand mit der Levelenergie 1622 keV stimmen zwei der  $\gamma$ -Übergänge mit den Energien 699 keV, 999 keV und deren Multipolaritäten deutlich mit der Vorhersage der Theorie überein. Der  $\gamma$ -Übergang mit der Energie 1293 keV besitzt eine kleine relative Übergangsstärke. Ein Vergleich mit den relativen Übergangsstärken aus <sup>94,96</sup>Mo für die bekannten gemischt-symmetrischen Zustände zeigt, dass der  $\gamma$ -Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand von <sup>194</sup>Pt einen starken M1-Anteil besitzt. Die vier  $\gamma$ -Übergänge mit den relativen Übergangsstärken des  $2_4^+$ -Zustands bei 1622 keV stimmen sehr gut mit der Vorhersage der Theorie überein. Ebenso ist der  $2_5^+$ -Zustand mit der Levelenergie 1670 keV ein guter Kandidat für ein Fragment eines gemischt-symmetrischen Zustands. Die vier Übergänge mit den relativen Übergangsstärken stimmen sehr gut mit der Theorie überein. Der Kern <sup>194</sup>Pt besitzt einen großen Valenzraum, somit kann eine Fragmentierung stattfinden. Die Existenz von gemischt-symmetrischen Zuständen sind möglich.

Der Zustand bei der Levelenergie 1816 keV hat hingegen generell sehr kleine relative Übergangsstärken, somit überwiegen deutlich die E2-Komponenten. Die Vorhersage der Theorie und die erwarteten M1-Übergänge in den  $3_1^+$ - und  $2_1^+$ -Zustand werden nicht bestätigt. Der Kandidat bei den Levelenergien 1816 keV zeigt keine starken Hinweise für den ersten gemischt-symmetrischen Zustand und kann dem  $\tau$ -Multipllett mit den Quantenzahlen [4,0] zugeordnet werden (siehe Abbildung 7.3).

Der erste Kandidat für den gemischt-symmetrischen Zustand mit dem

Spin  $1^+$  bei der Levelenergie 1924 keV zeigt aus den experimentell gewonnenen Daten keine gute Übereinstimmung mit der Vorhersage aus dem sd-IBM-2. Besonders der  $\gamma$ -Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand stimmt nicht mit der Theorie überein. Des Weiteren konnte experimentell der Spin des Zustands im Rahmen dieser Arbeit nicht als ein  $1^+$ -Zustand identifiziert werden. Zugriff auf die Veröffentlichung im Jahre 1972 [62] war nicht möglich. Eine erneute Messung zur Identifikation des Spins sollte erfolgen. Hingegen der Zustand bei der Levelenergie 2042 keV zeigt hervorragende Übereinstimmung mit der Theorie. Bis auf zwei nicht eindeutig identifizierbaren  $\gamma$ -Übergänge stimmen die relativen Übergangsstärken sehr gut mit der Theorie überein. Der Zustand mit der Levelenergie 2042 keV deutet stark auf den ersten gemischt-symmetrischen Zustand im  $O(6)$ -Limit hin. Abschließend sind Kandidaten für die ersten gemischt-symmetrischen Zuständen im sd-IBM-2 des  $O(6)$ -Limits gefunden worden.



### 7.3 Diskussion $^{193}\text{Pt}$

Mit der zweiten Messung im Rahmen dieser Arbeit konnten neue Daten von  $^{193}\text{Pt}$  gewonnen werden. Somit ist es möglich, die Vorhersagen des IBFM im supersymmetrischen  $O(6)$ -Limit zu überprüfen. Die verwendete Gruppenkette ist im Abschnitt 2.5 zu sehen. Das zugrunde liegende magische Quartett ist in Abbildung 7.9 schematisch abgebildet. Die Auswahlregeln wurden aus Isacker [63] entnommen. Die gewonnenen Ergebnisse sind im Anhang in der Tabelle A.5 zu finden.

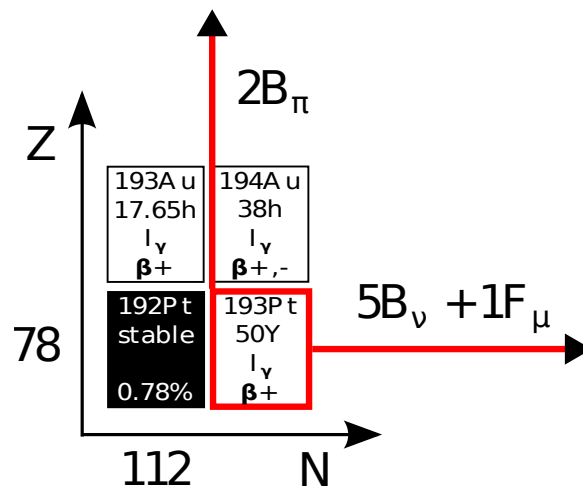


Abbildung 7.9: Das magische Quartett von  $^{192}\text{Pt}$  mit Anzahl der Bosonen zum jeweiligen Schalenabschluss. Dabei steht  $\pi$  für Protonenbosonen bis zum Schalenabschluss  $Z=82$ ,  $\nu$  für Neutronenbosonen und  $\mu$  für Fermionen bis zum Schalenabschluss  $Z=126$ .  $^{193}\text{Pt}$  ist in rot markiert.

#### $U_{\nu}(6/12) \otimes U_{\pi}(6/4)$ Fit

Betrachtet man die Nukleonenzahl von  $^{193}\text{Pt}$  bis zum nächsten Schalenabschluss, so besitzt  $^{193}\text{Pt}$  sieben Nukleonbosonen und ein Nukleonfermion. Der Grundzustand hat Spin und Parität  $\frac{1}{2}^-$ . Die Eigenwertgleichung des Hamiltonians ist in Abschnitt 2.5 zu finden. Der Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Levelenergien aus dem  $U_{\nu}(6/12) \otimes U_{\pi}(6/4)$  Fit inklusive der  $\sigma$ - und  $\tau$ -Quantenzahlen ist in der Tabelle A.9 zu sehen.

Der Fitparameter  $\alpha$  aus der Eigenwertgleichung in Abschnitt 2.5 gibt die Stärke der Aufhebung der Entartung bezüglich der  $O(6)$ -Symmetrie an. Die Kopplung zwischen dem Drehimpuls wird durch den Fitparameter  $\varepsilon$

beschrieben. Die neun Zustände aus der Tabelle A.5 mit negativer Parität und bekannten Spins ( $j=1/2, 3/2, 5/2$ ) werden an den Hamiltonian aus dem Abschnitt 2.5 gefittet. Bei dem durchgeführten Fit wurde lediglich die Energie, nicht jedoch die Übergangsstärken berücksichtigt. Aufgrund unbekannter Lebensdauern ist ein Fit inklusive Übergangsstärken nicht möglich. Das Ergebnis der Fitparameter ist in Tabelle 7.6 zu sehen.

Tabelle 7.6: Parameter für das magische Quartett um  $^{192}\text{Pt}$ . Zur Übersicht sind die Fitparameter von  $^{192}\text{Pt}$  aus der Tabelle 7.1 abgebildet und unten die Fitparameter von  $^{193}\text{Pt}$  für die Eigenwertgleichung 2.25. Einheit in [keV].

Fitparameter sd-IBM-1 Fit von $^{192}\text{Pt}$				
$C_2[SO(6)]$	$C_2[SO(5)]$	$C_2[SO(3)]$		
$\beta$	$\gamma$	$\delta$		
-32.3	58.3	7.0		
Fitparameter U(6/12) Fit von $^{193}\text{Pt}$				
$C_2[U(6)]$	$C_2[SO(6)]$	$C_2[SO(5)]$	$C_2[SO(3)]$	$C_2[Spin3]$
$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$	$\varepsilon$
48.0	-32.3	55.8	7.0	1.8

Insgesamt konnten nun 21 theoretische Zustände neun experimentellen Zuständen zugeordnet werden. Die Zuordnung der Quantenzahlen zu den entsprechenden Energieleveln sind in der Abbildung 7.10 zu sehen. Die rot markierten Zustände wurden im Rahmen dieser Arbeit identifiziert.

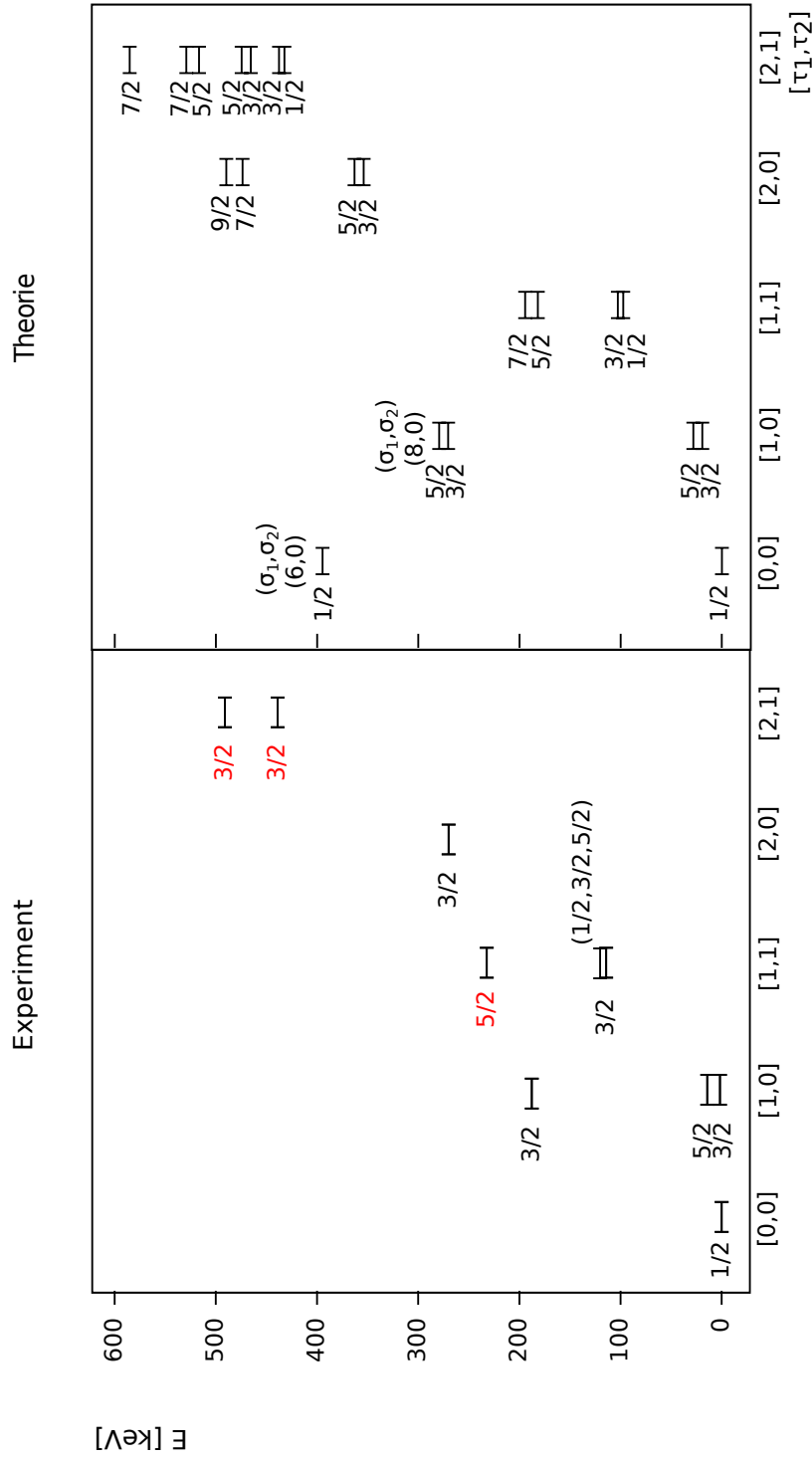


Abbildung 7.10: Links sind die experimentellen Daten bis zur Levelenergie 491 keV zu sehen. Die rot markierten Spins wurden erstmals bestimmt. Rechts ist der Fit der negativen Parität von <sup>193</sup>Pt inklusive der Quantenzahlen von U(6/12) abgebildet. Die Banden werden unterschieden nach den τ-Quantenzahlen. Der Spin J ist neben den jeweiligen Energielevels zu sehen und die Quantenzahlen σ lauten, wenn nicht anders angegeben, (7,1).

Deutlich ist zu erkennen, dass die ersten  $\tau$ -Multipletts mit den Quantenzahlen  $[1,0]$  und  $[1,1]$  sehr gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen. Eine Datenlücke ist noch beim zweiten  $\tau$ -Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen  $[1,1]$  vorhanden. Der Spin des ersten  $(1/2, 3/2, 5/2)^-$ -Zustands bei der Levelenergie 121 keV konnte aufgrund geringer Statistik nicht eindeutig bestimmt werden. Mit dem Vergleich des Kerns  $^{195}\text{Pt}$  aus Jolie [64] lässt sich der Zustand bei der Levelenergie 121 keV als Kandidat für den  $1/2_2^-$  festlegen und dem  $\tau$ -Multiplett  $[1,1]$  zuordnen. Ein von der Theorie vorhergesagter  $7/2^-$ -Zustand wurde im  $\gamma$ -Spektrum des  $\beta$ -Zerfallsexperiments nicht beobachtet. Wichtig bei dem  $\tau$ -Multiplett  $[1,1]$  ist, dass der Zustand bei der Levelenergie von 232 keV als ein  $5/2^-$  identifiziert werden konnte und dem  $\tau$ -Multiplett  $[1,1]$  zugeordnet werden kann.

Der  $3/2^-$ -Zustand mit der Levelenergie 187 keV kann dem Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen  $[1,0]$  und  $\sigma$ -Quantenzahlen  $(8,0)$  zugeordnet werden. Ein weiterer Zustand mit dem Spin  $3/2$  und negativer Parität bei der Levelenergie 269 keV kann dem Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen  $[2,0]$  und  $\sigma$ -Quantenzahlen  $(7,1)$  zugeordnet werden.

Die zwei neu gefunden Spins  $3/2$  mit negativer Parität bei einer Levelenergie 439 keV und 491 keV können dem Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen  $[2,1]$  zugeordnet werden. Eine Datenlücke ist im Multiplett mit den  $\tau$ -Quantenzahlen  $[2,1]$  noch vorhanden (siehe weiter unten).

### Relative Übergangsstärken

Wie bereits erwähnt, ist ein weiterer wichtiger Test eines Modells die Betrachtung der M1- und E2-Übergangsstärken. Da insgesamt nur zwei Lebensdauern von  $^{193}\text{Pt}$  bekannt sind, dabei handelt es sich um die Lebensdauern bei den Levelenergien 1.6 keV und 14.3 keV, werden in dieser Arbeit relative Übergangsstärken betrachtet. Es wurde jeweils auf die größte Übergangsstärke normiert. Die relativen, experimentellen Übergangsstärken mit den relativen, theoretischen Übergangsstärken sind in der Tabelle 7.7 im Vergleich zu sehen.

Tabelle 7.7: Relative Übergangsstärken in <sup>193</sup>Pt. Auf die jeweilige stärkste Übergangsstärke wurde normiert. Die Übergangsstärken wurden mit Hilfe des Programms *transnuklear* berechnet [59].

$\gamma$ -Übergang [keV]	Verzweigungs- verhältnis	B(M1) Theorie	B(E2)	B(M1) Experiment**	B(E2)
Levelenergie 1.6 keV					
1.6 <sup>†</sup>					
Levelenergie 14.3 keV					
12.6 <sup>†</sup>					
Levelenergie 114 keV					
100	6.30	0.0	1.00	0.06(1)	0.43(10)
112	100.00	0.0	0.43	1.00(10)	1.00(20)
114	36.00	1.00	0.00	0.32(8)	0.55(20)
Levelenergie 187 keV					
73*	1.10	0.0	0.06	0.20(4)	0.0
173	29.00	0.02	0.00	0.35(4)	0.50(6)
186	100.00	1.00	0.00	1.00(10)	1.00(32)
187**	9.00	0.0	1.00	0.0	0.94(42)
Levelenergie 232 keV					
44	11.50	0.0	0.14	1.00(13)	0.00
117	100.00	1.00	0.00	0.46(9)	0.00
230**	96.00	0.0	1.00	0.00	1.00(14)
232	96.00	0.0	0.00	0.00	0.96(13)
Levelenergie 269 keV					
37	0.33	1.00	0.0	1.00(15)	0.29(15)
155	5.20	0.03	0.0	0.22(10)	0.0
255	100.00	0.0	0.43	0.83(14)	0.50(20)
268	58.00	0.0	1.00	0.18(9)	1.00(26)
269	13.00	0.15	0.0	0.0	0.35(9)
Levelenergie 439 keV					
206*	4.70	0.0	0.33	0.45(11)	0.00
251 <sup>†</sup>					
317 <sup>†</sup>					

324	18.00	0.0	1.00	0.44(8)	0.0
424*	7.90	1.00	0.0	0.09(2)	0.0
437	26.00	0.38	0.0	0.26(5)	0.0
439	100.00	0.0	0.0	1.00(10)	0.0
Levelenergie 491 keV					
52	2.30	1.00	0.0	1.00(20)	0.0
221	11.00	0.0	0.38	0.02(2)	1.00(48)
259	29.00	0.0	0.73	0.10(8)	0.0
303	39.00	0.0	0.0	0.0	0.99(29)
377	73.00	0.0	1.00	0.03(2)	0.37(13)
476**	67.00	0.47	0.0	0.0	0.18(4)
489*	33.00	0.07	0.0	0.02(1)	0.0
491**	100.00	0.0	0.0	0.0	0.23(4)

\* Multipolarität M1 angenommen.

\*\* Multipolarität E2 angenommen.

† Auswertung nicht möglich.

Quelle: [31].

Bei den ersten drei Zuständen mit den Levelenergien 1.6 keV, 14.3 keV und 114 keV weichen die berechneten Übergangsstärken (RTU) stark von den experimentellen Übergangsstärken (REU) ab. Die Abweichungen lassen sich mit Hilfe der Formel 4.6 erklären. Die Übergangswahrscheinlichkeit für M1-Übergänge nimmt bei niedrigeren Energien zu. Die Wellenfunktion im Modell ist jedoch energieunabhängig [17]. Folglich kann eine Abweichung zwischen Theorie und Experiment erfolgen.

Vergleicht man die Zustände bei den Levelenergien bei 187 keV und 232 keV stimmen RTU mit den REU bei hohen Verzweigungsverhältnisse in guter Näherung überein. Ein starker E2-Übergang ist bei der Levelenergie 232 keV mit der  $\gamma$ -Übergangsenergie 232 keV zu sehen (siehe [31]). Ein Übergang ist aus der Theorie nicht erlaubt.

Die RTU und REU stimmen bei der Levelenergie 269 keV sehr gut überein. Besonders zu erwähnen ist, dass eine gute Übereinstimmung auch bei den relativen Übergangsstärken bei den  $\gamma$ -Übergängen mit geringem Verzweigungsverhältnis zu sehen ist.

Bei der Levelenergie 439 keV sind E2-Übergänge experimentell nicht beobachtet worden (siehe [31]). Die theoretische Vorhersage stimmt mit

den experimentellen Ergebnissen überein. Lediglich ein relativ starker E2-Übergang wird bei der  $\gamma$ -Übergangsenergie 424 keV vorhergesagt und nicht beobachtet.

Der Zustand bei der Levelenergie 491 keV besitzt acht  $\gamma$ -Übergänge. In guter Näherung stimmen die vorhergesagten RTU mit den REU sehr gut überein.

### Fazit

Das supersymmetrische Modell betrachtet insbesondere  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  und  $5/2^-$ -Orbitale (siehe Metz [58]). Die vorhergesagten  $7/2^-$ -Zustände konnten bislang noch nicht identifiziert werden. In Berrier [65] wurden mittels einer Transferreaktion neue angeregte Zustände gefunden mit nicht eindeutigen Spins. Diese sind nicht im  $\gamma$ -Spektrum des  $\beta$ -Zerfallsexperiments zu sehen. Die gefundenen Zustände, deren Spin und Parität noch nicht eindeutig identifiziert sind, könnten jedoch die fehlenden Lücken ergänzen.

Die Auswahlregeln im U(6/12)-Limit geben erlaubte  $\gamma$ -Übergänge an. Relative Übergangsstärken konnten berechnet werden. Eine gute Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Ergebnisse liegt vor. Dies ist ein Hinweis dafür, dass der Kern <sup>193</sup>Pt der Supersymmetrie gehorcht.

Die Daten von [31] und besonders die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse unterstützen stark eine Interpretation des Kerns <sup>193</sup>Pt im Rahmen der Supersymmetrie. Die Fitparameter von <sup>192</sup>Pt konnten im U(6/12) supersymmetrischen Schema für den Kern <sup>193</sup>Pt verwendet werden.

Bedenkt man, dass ein Atomkern sehr komplex ist, ist eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen, angeregten Levelenergien mit den theoretischen Levelenergien unter Verwendung von nur fünf Parametern deutlich zu erkennen. Abschließend ist eine Beschreibung der Levelenergien von <sup>193</sup>Pt in der U(6/12)-Algebra erfolgreich.





# Kapitel 8

## Fazit & Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das HORUS-Spektrometer inklusive Strahlführungssystem nach der Kernsanierung der Experimentierhallen des Instituts für Kernphysik in Köln wieder aufgebaut. Anschliessend wurden zwei  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen an den Kernen  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  erfolgreich durchgeführt. Mit Hilfe des HISKP-Bonn konnte der Kern  $^{194}\text{Pt}$  mit der Reaktion  $^{194}\text{Pt}(p,n)^{194}\text{Au}$  erzeugt werden. Durch  $\beta^+$ -Zerfall konnte das  $\gamma$ -Spektrum von  $^{194}\text{Pt}$  untersucht werden. Im Falle von  $^{193}\text{Pt}$  fand die Aktivierung mit dem Kölner Tandem Beschleuniger nach der abgeschlossenen Kernsanierung statt. Bei beiden Messungen handelt es sich um  $\beta$ -Zerfallsexperimente.

Bei der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  wurden zwei Datenaufnahmesysteme benutzt. Das neue digitale Datenaufnahmesysteme wurde zum ersten mal im Institut für Kernphysik für ein Kernstrukturexperiment verwendet. Es zeigte sich, dass die neue digitale Datenaufnahme geringere Totzeit hat und somit wesentlich mehr Statistik bei Kernstrukturmessungen liefert als die alte analoge Datenaufnahme. Mit Hilfe der digitalen Datenaufnahme können Zustände, Multipolmischungsverhältnisse und Spins genauer bestimmt werden. Des Weiteren kam zum Vorschein, dass bei sehr hohen Zählraten keine Totzeitkorrekturen nötig sind, eine weitere Untersuchung sollte jedoch noch stattfinden. Nach der ersten erfolgreichen Messung wurde das digitale System bereits mehrfach mit großem Erfolg eingesetzt. Beide Datenaufnahmesysteme liefern konsistente Ergebnisse. Für beide Auswertungen an  $^{194}\text{Pt}$  und  $^{193}\text{Pt}$  wurde das neue digitale System erfolgreich benutzt.

Die  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsanalyse an  $^{194}\text{Pt}$  erlaubte die Bestimmung von zehn neuen Spins angeregter Zustände und 57 Multipolmischungsverhältnissen von Zerfällen. Ein zentraler Punkt von der Messung an  $^{194}\text{Pt}$  war die Bestim-

mung von Multipolmischungsverhältnissen. Durch die Multipolmischungsverhältnisse und Lebensdauern kann ein Nachweis gemischt-symmetrischer Zustände in  $^{194}\text{Pt}$  erfolgen. Drei Kandidaten für den ersten gemischt-symmetrischen  $2^+$ -Zustand wurden diskutiert. Deutliche Hinweise für die Existenz zweier fragmentierter gemischt-symmetrischen  $2^+$ -Zustände bei der Levelenergie 1622 keV und 1670 keV durch den Vergleich der gewonnenen experimentellen Daten und Betrachtung des Verhältnisses der relativen Übergangsstärken konnten erbracht werden. Allgemein konnten die Ergebnisse das Niedrigspin-Termschema von  $^{194}\text{Pt}$  erweitert werden. Die neuen Ergebnisse ermöglichen es, einen Fit der Daten im sd-IBM-2 durchzuführen. Die sehr gute Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Ergebnisse wurden präsentiert. Für eine tiefergehende Analyse sollte zusätzlich eine Lebensdauerermessung erfolgen. Reaktionen für Messung der Lebensdauern im Bereich der seltenen Erden zu finden, ist eine Herausforderung. Inverse Kinematik sollte mit einem Wasserstoff-Target und Iridium probiert werden. Eine weitere Möglichkeit Lebensdauern zu messen, wäre ein hochreines  $^{194}\text{Pt}$ -Target in Verbindung mit einem  $(n,n'\gamma)$ -Experiment durchzuführen (siehe DiPrete [66]).

Das zweite Experiment, die Messung an  $^{193}\text{Pt}$ , erlaubte eine Zuordnung von drei neuen Spins angeregter Zustände. Insbesondere konnte der Zustand mit der Levelenergie 232 keV als ein  $5/2^-$  identifiziert werden. Dieser Zustand ist von besonderem Interesse für die Bestätigung als ein Kern mit Eigenschaften der  $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$  Supersymmetrie in  $^{193}\text{Pt}$ . Ein supersymmetrischer Fit konnte im Rahmen dieser Arbeit erbracht werden. Somit konnten die drei Spins durch den Fit der Supersymmetrie einem  $[\tau_1, \tau_2]$  Multiplett zugeordnet werden. Auch bereits vorhandene Daten von  $^{193}\text{Pt}$  konnten Zuständen der Multipletts zugeordnet werden. Eindeutige Hinweise, dass der Kern  $^{193}\text{Pt}$  der Supersymmetrie unterliegt, wurde in dieser Arbeit gezeigt. Einige Datenlücken sind in  $^{193}\text{Pt}$  noch vorhanden. Durch Transferreaktionen oder Inbeam-Messungen könnten die fehlenden Lücken geschlossen werden. Eine Lebensdauerermessung sollte, wie auch bei  $^{194}\text{Pt}$ , ebenfalls durchgeführt werden, um absolute Übergangsstärken zu berechnen.

# Anhang A

## A.1 Inputdateien für arbmodel - U(6/12)

Tabelle A.1: Casimir-Operatoren von  $U^{(B+F)}(6)$  und den Untergruppen mit Eigenwerten

Casimir Operator	Eigenwerte (m=1)
$C_{1U6} = G^{(0)}(00) + \sqrt{5}G^{(0)}(22)$	$N + 1$
$C_{2U6} = G^{(0)}(00) \cdot G^{(0)}(00) + G^{(2)}(02) \cdot G^{(2)}(20)$ $+ G^{(2)}(20) \cdot G^{(2)}(02) + \sum_{k=0}^4 G^{(k)}(22) \cdot G^{(k)}(22)$	$N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)$
$C_{1U5} = \sqrt{5}G^{(0)}(22)$	$n_1 + n_2$
$C_{2U5} = \sum_{k=0}^4 G^{(k)}(22) \cdot G^{(k)}(22)$	$n_1(n_1 + 4) + n_2(n_2 + 2)$
$C_{2SU3} = 2Q \cdot Q + \frac{3}{4}L \cdot L$	$\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu$
$C_{2SO6} = -[G^{(2)}(02) - G^{(2)}(20)] \cdot [G^{(2)}(02) - G^{(2)}(20)]$ $+ 2G^{(1)}(22) \cdot G^{(1)}(22) + 2G^{(3)}(22) \cdot G^{(3)}(22)$	$\sigma_1(\sigma_1 + 4) + \sigma_2(\sigma_2 + 2)$
$C_{2SO5} = 2G^{(1)}(22) \cdot G^{(1)}(22) + 2G^{(3)}(22) \cdot G^{(3)}(22)$	$\tau_1(\tau_1 + 3) + \tau_2(\tau_2 + 1)$
$C_{2SO3} = L \cdot L$	$L(L + 1)$
$C_{2Spin3} = J \cdot J$	$J(J + 1)$

Anmerkung:

$$L = \sqrt{10}G^{(1)}(22)$$

$$Q = G^{(2)}(02) + G^{(2)}(20) - (\sqrt{7}/2)G^{(2)}(22)$$

Quelle: [6].

Tabelle A.2: Generatoren von  $U^{(B+F)}(6)$ ,  $SU^{(F)}(2)$  and Spin 3

$G^{(0)}(00) = (s^\dagger s)^{(0)} - \sqrt{2}(a_{1/2}^\dagger a_{1/2})^{(0)}$
$G^{(0)}(02) = (s^\dagger \tilde{d})^{(2)} - \sqrt{4/5}(a_{1/2}^\dagger a_{3/2})^{(2)} - \sqrt{6/5}(a_{1/2}^\dagger a_{5/2})^{(2)}$
$G^{(0)}(20) = (d^\dagger \tilde{s})^{(2)} + \sqrt{4/5}(a_{3/2}^\dagger a_{1/2})^{(2)} - \sqrt{6/5}(a_{5/2}^\dagger a_{1/2})^{(2)}$
$G^{(0)}(22) = (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} - \sqrt{4/5}(a_{3/2}^\dagger a_{3/2})^{(2)} - \sqrt{6/5}(a_{5/2}^\dagger a_{5/2})^{(2)}$
$G^{(1)}(22) = (d^\dagger \tilde{d})^{(1)} - 3\sqrt{2}/5(a_{3/2}^\dagger a_{3/2})^{(1)} - 2\sqrt{7}/5(a_{5/2}^\dagger a_{5/2})^{(1)} + \sqrt{2}/5(a_{3/2}^\dagger a_{5/2} - a_{5/2}^\dagger a_{3/2})^{(1)}$
$G^{(2)}(22) = (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} - \sqrt{14}/5(a_{3/2}^\dagger a_{3/2})^{(2)} - 2\sqrt{6}/5(a_{5/2}^\dagger a_{5/2})^{(2)} + \sqrt{6}/5(a_{3/2}^\dagger a_{5/2} - a_{5/2}^\dagger a_{3/2})^{(2)}$
$G^{(3)}(22) = (d^\dagger \tilde{d})^{(3)} - 2\sqrt{2}/5(a_{3/2}^\dagger a_{3/2})^{(3)} - 3\sqrt{2}/5(a_{5/2}^\dagger a_{5/2})^{(3)} + 2\sqrt{3}/5(a_{3/2}^\dagger a_{5/2} - a_{5/2}^\dagger a_{3/2})^{(3)}$
$G^{(4)}(22) = (d^\dagger \tilde{d})^{(4)} - \sqrt{2}/5(a_{5/2}^\dagger a_{5/2})^{(4)} + \sqrt{4/5}(a_{3/2}^\dagger a_{5/2} - a_{5/2}^\dagger a_{3/2})^{(4)}$
$J = \sqrt{10}(d^\dagger \tilde{d})^{(1)} - \sqrt{1/2}(a_{1/2}^\dagger a_{1/2})^{(1)} - \sqrt{5}(a_{3/2}^\dagger a_{3/2})^{(1)} - \sqrt{35/2}(a_{5/2}^\dagger a_{5/2})^{(1)}$

Quelle: [6].

## Inputdatei für Arbmodel

## Hinweis

Die Fitparameter sind in diesem Fall auf 1 gestellt.

```

# some general settings
FolderOfISF      ../ISFDataBase
# the model:
ParticleTypeNumber      5
ParticleTypeNames      s  d  f1  f3  f5
ParticleTypeParities    1  1  1  1  1
ParticleTypeSymmetries  1  5  2  4  6
ParticleTypeMaxNums     -1 -1  1  1  1
ParticleTypeSeniorities -1 -1 -1 -1 -1
BasisLimit             1  1  0  0  0  = 6
BasisLimit             0  0  1  1  1  = 1
# the states to calculate:
TotalParticleNumber     7
TotalSpin                1  3  5
TotalParity              1  1  1
NumberOfStatesToCalc    -1 -1 -1
UseHamiltonian          H1 H1 H1
# tell the code which diagonalisation it should use
DiagMethod              1  1  1
# tell the code what to print out
PrintBasis              n  n  n
PrintEigenvalues        y  y  y
PrintEigenvectors       n  n  n
PrintInputsummary       n
VerbosityLevel          0
Groundstate             1
# definition of some operators
# matrix elements of operators to calculate
# the hamiltonian

H H1 s + s ~ s + s ~ 0 1.000000000000000e+00
H H1 s + s ~ f1 + f1 ~ 0 1.414213562373095e+00
H H1 f1 + f1 ~ s + s ~ 0 1.414213562373095e+00
H H1 f1 + f1 ~ f1 + f1 ~ 0 2.000000000000000e+00
H H1 s + d ~ d + s ~ 4 2.236067977499790e+00
H H1 s + d ~ f3 + f1 ~ 4 -2.000000000000000e+00
H H1 s + d ~ f5 + f1 ~ 4 2.449489742783178e+00
H H1 f1 + f3 ~ d + s ~ 4 2.000000000000000e+00
H H1 f1 + f3 ~ f3 + f1 ~ 4 -1.78885438199832e+00
H H1 f1 + f3 ~ f5 + f1 ~ 4 2.190890230020664e+00
H H1 f1 + f5 ~ d + s ~ 4 2.449489742783178e+00
H H1 f1 + f5 ~ f3 + f1 ~ 4 -2.190890230020664e+00
H H1 f1 + f5 ~ f5 + f1 ~ 4 2.683281572999747e+00
H H1 d + s ~ s + d ~ 4 2.236067977499790e+00
H H1 d + s ~ f1 + f3 ~ 4 2.000000000000000e+00
H H1 d + s ~ f1 + f5 ~ 4 2.449489742783178e+00
H H1 f3 + f1 ~ s + d ~ 4 -2.000000000000000e+00
H H1 f3 + f1 ~ f1 + f3 ~ 4 -1.78885438199832e+00
H H1 f3 + f1 ~ f1 + f5 ~ 4 -2.190890230020664e+00
H H1 f5 + f1 ~ s + d ~ 4 2.449489742783178e+00
H H1 f5 + f1 ~ f1 + f3 ~ 4 2.190890230020664e+00
H H1 f5 + f1 ~ f1 + f5 ~ 4 2.683281572999747e+00
H H1 d + d ~ d + d ~ 0 1.000000000000000e+00
H H1 d + d ~ f3 + f3 ~ 0 8.944271909999159e-01
H H1 d + d ~ f5 + f5 ~ 0 1.095445115010332e+00
H H1 f3 + f3 ~ d + d ~ 0 8.944271909999159e-01
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f3 ~ 0 7.999999999999999e-01
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f5 ~ 0 4.797958971132712e-01
H H1 f5 + f5 ~ d + d ~ 0 1.095445115010332e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f3 ~ 0 9.797958971132712e-01
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f5 ~ 0 1.200000000000000e+00
H H1 d + d ~ d + d ~ 2 -1.732050807568877e+00
H H1 d + d ~ f3 + f3 ~ 2 -1.469693845669907e+00
H H1 d + d ~ f5 + f5 ~ 2 -1.833030277982336e+00
H H1 d + d ~ f3 + f5 ~ 2 4.898979485566356e-01
H H1 d + d ~ f5 + f3 ~ 2 -4.898979485566356e-01
H H1 f3 + f3 ~ d + d ~ 2 -1.469693845669907e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f3 ~ 2 -1.247076581449592e+00
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f5 ~ 2 -1.555377767617887e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f5 ~ 2 4.156921938165306e-01
H H1 f5 + f5 ~ d + d ~ 2 -1.833030277982336e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f3 ~ 2 -1.555377767617887e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f5 ~ 2 -1.939896904477143e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f5 ~ 2 5.184592558726289e-01
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f3 ~ 2 -5.184592558726289e-01
H H1 f3 + f5 ~ d + d ~ 2 4.898979485566356e-01
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f3 ~ 2 4.156921938165306e-01
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f5 ~ 2 5.184592558726289e-01
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f5 ~ 2 -1.385640646055102e-01
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f3 ~ 2 1.385640646055102e-01
H H1 f5 + f3 ~ d + d ~ 2 -4.898979485566356e-01
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f3 ~ 2 4.156921938165306e-01
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f5 ~ 2 5.184592558726289e-01
H H1 d + d ~ d + d ~ 4 2.236067977499790e+00
H H1 d + d ~ f3 + f3 ~ 4 1.673320053068151e+00
H H1 d + d ~ f5 + f5 ~ 4 2.190890230020664e+00
H H1 d + d ~ f3 + f5 ~ 4 -1.095445115010332e+00
H H1 d + d ~ f5 + f3 ~ 4 1.095445115010332e+00
H H1 f3 + f3 ~ d + d ~ 4 1.673320053068151e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f3 ~ 4 1.252198067399882e+00
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f5 ~ 4 1.639512122553536e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f5 ~ 4 -8.197560612767678e-01
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f3 ~ 4 8.197560612767678e-01
H H1 f5 + f5 ~ d + d ~ 4 2.190890230020664e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f3 ~ 4 1.639512122553536e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f5 ~ 4 2.146625258399798e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f5 ~ 4 -1.073312629199899e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f3 ~ 4 1.073312629199899e+00
H H1 f3 + f5 ~ d + d ~ 4 -1.095445115010332e+00
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f3 ~ 4 -8.197560612767678e-01
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f5 ~ 4 -1.073312629199899e+00
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f5 ~ 4 5.366563145999496e-01
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f3 ~ 4 -5.366563145999496e-01
H H1 f5 + f3 ~ d + d ~ 4 1.095445115010332e+00
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f3 ~ 4 8.197560612767678e-01
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f5 ~ 4 1.073312629199899e+00
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f5 ~ 4 -5.366563145999496e-01
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f3 ~ 4 5.366563145999496e-01
H H1 d + d ~ d + d ~ 6 -2.645751311064591e+00
H H1 d + d ~ f3 + f3 ~ 6 -1.496662954709577e+00
H H1 d + d ~ f5 + f5 ~ 6 -2.244994432064365e+00
H H1 d + d ~ f3 + f5 ~ 6 1.833030277982336e+00
H H1 d + d ~ f5 + f3 ~ 6 -1.833030277982336e+00
H H1 f3 + f3 ~ d + d ~ 6 -1.496662954709577e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f3 ~ 6 -8.466404195406690e-01
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f5 ~ 6 -1.269960629311004e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f5 ~ 6 1.036918511745258e+00
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f3 ~ 6 -1.036918511745258e+00
H H1 f5 + f5 ~ d + d ~ 6 -2.244994432064365e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f3 ~ 6 -1.269960629311004e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f5 ~ 6 -1.904940943966506e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f5 ~ 6 1.555377767617887e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f3 ~ 6 -1.555377767617887e+00
H H1 f3 + f5 ~ d + d ~ 6 1.833030277982336e+00
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f3 ~ 6 1.036918511745258e+00
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f5 ~ 6 1.555377767617887e+00
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f5 ~ 6 -1.269960629311004e+00
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f3 ~ 6 1.269960629311004e+00
H H1 f5 + f3 ~ d + d ~ 6 -1.833030277982336e+00
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f3 ~ 6 -1.036918511745258e+00
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f5 ~ 6 -1.36918511745258e+00
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f5 ~ 6 -1.555377767617887e+00
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f3 ~ 6 1.269960629311004e+00
H H1 d + d ~ d + d ~ 8 3.000000000000000e+00
H H1 d + d ~ f5 + f5 ~ 8 1.897366596101028e+00
H H1 d + d ~ f3 + f5 ~ 8 -2.683281572999748e+00
H H1 d + d ~ f5 + f3 ~ 8 2.683281572999748e+00
H H1 f5 + f5 ~ d + d ~ 8 1.897366596101028e+00

```



```
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f3 ~ 6 -2.539921258622007e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f5 ~ 6 -3.809881887933012e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f5 ~ 6 3.110755535235774e+00
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f3 ~ 6 -3.110755535235774e+00
H H1 f3 + f5 ~ d + d ~ 6 3.666060555964672e+00
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f3 ~ 6 2.073837023490515e+00
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f5 ~ 6 3.110755535235774e+00
H H1 f3 + f5 ~ f3 + f5 ~ 6 -2.539921258622007e+00
H H1 f3 + f5 ~ f5 + f3 ~ 6 2.539921258622007e+00
H H1 f5 + f3 ~ d + d ~ 6 -3.666060555964672e+00
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f3 ~ 6 -2.073837023490515e+00
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f5 ~ 6 -3.110755535235774e+00
H H1 f5 + f3 ~ f3 + f5 ~ 6 2.539921258622007e+00
H H1 f5 + f3 ~ f5 + f3 ~ 6 -2.539921258622007e+00
H H1 d + d ~ d + d ~ 2 -1.732050807568877e+01
H H1 d + d ~ f1 + f1 ~ 2 -3.872983346207417e+00
H H1 d + d ~ f3 + f3 ~ 2 -1.224744871391589e+01
H H1 d + d ~ f5 + f5 ~ 2 -2.291287847477920e+01
H H1 f1 + f1 ~ d + d ~ 2 -3.872983346207417e+00
H H1 f1 + f1 ~ f1 + f1 ~ 2 -8.660254037844388e-01
H H1 f1 + f1 ~ f3 + f3 ~ 2 -2.738612787525831e+00
H H1 f1 + f1 ~ f5 + f5 ~ 2 -5.123475382979799e+00
H H1 f3 + f3 ~ d + d ~ 2 -1.224744871391589e+01
H H1 f3 + f3 ~ f1 + f1 ~ 2 -2.738612787525831e+00
H H1 f3 + f3 ~ f3 + f3 ~ 2 -8.660254037844387e+00
H H1 f3 + f3 ~ f5 + f5 ~ 2 -1.620185174601965e+01
H H1 f5 + f5 ~ d + d ~ 2 -2.291287847477920e+01
H H1 f5 + f5 ~ f1 + f1 ~ 2 -5.123475382979799e+00
H H1 f5 + f5 ~ f3 + f3 ~ 2 -1.620185174601965e+01
H H1 f5 + f5 ~ f5 + f5 ~ 2 -3.031088913245535e+01
```

## A.2 Technische Zeichnung neue HORUS Targetkammer

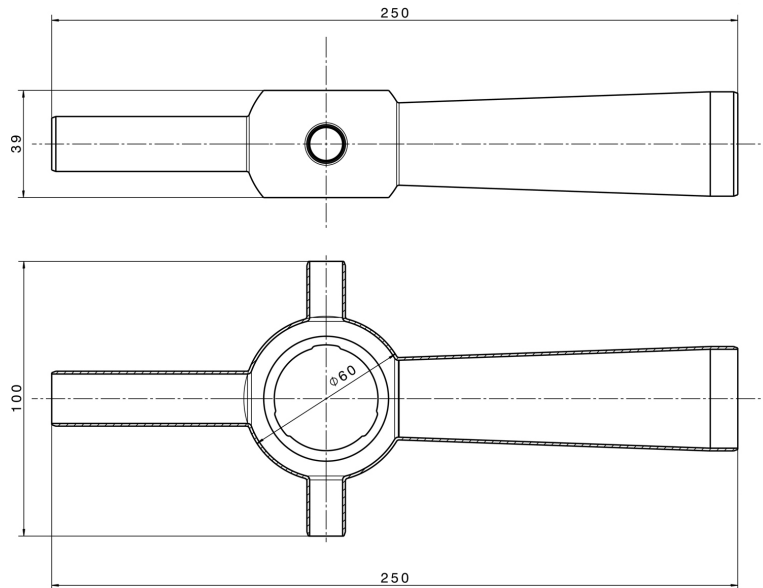


Abbildung A.1: Technische Zeichnung der neuen HORUS Kammer. Oben Topansicht, in der Mitte Seitenansicht und unten Seitenschnitt.



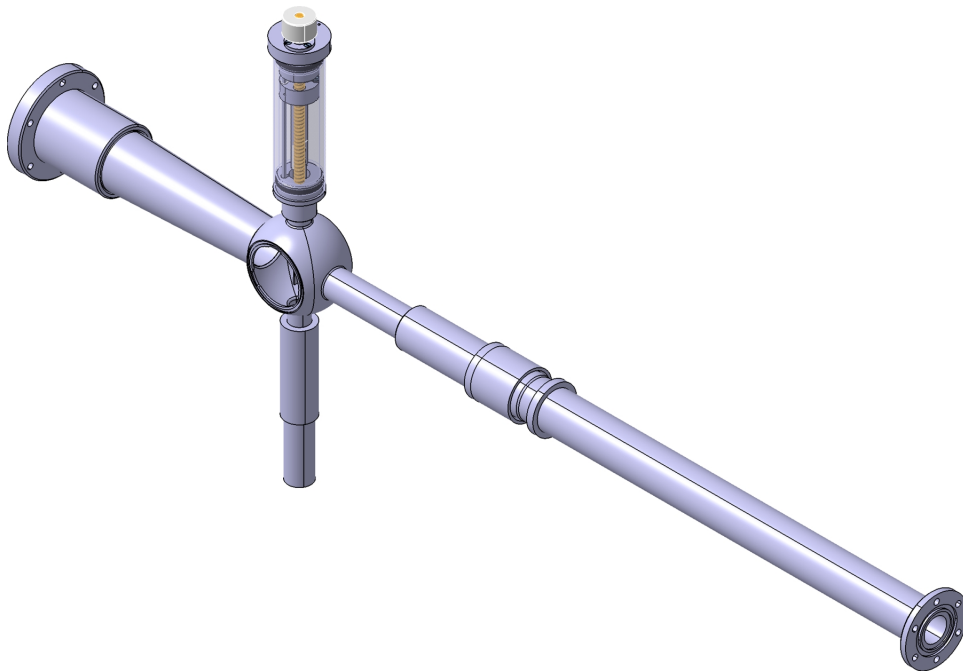


Abbildung A.2: Technische 3D Ansicht der neuen Targetkammer inklusive der neuen Targetleiter.

**A.3  $^{194}\text{Pt}$  Target**

Abbildung A.3: Exemplarisch eines von drei  $^{194}\text{Pt}$ -Targets, welches bei beiden Experimenten benutzt wurde.

## A.4 Tabelle Offbeam Korrelationsgruppen

Tabelle A.3: Einsortierung der Detektoren in Winkelkorrelationsgruppen bei offbeam-Messung des Kölner HORUS-Würfelspektrometers. Dabei ist  $\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$  der Relativwinkel zweier Detektoren untereinander.

Gruppe	$\Theta$ [°]	#	Detektorpaar
1	54.7	96	(0 1), (1 0), (0 2), (2 0), (0 4), (4 0), (0 5), (5 0), (0 10), (10 0) (0 11), (11 0), (0 12), (12 0), (0 13), (13 0), (1 3), (3 1), (1 6), (6 1) (1 7), (7 1), (1 8), (8 1), (1 9), (9 1), (2 3), (3 2), (2 6), (6 2), (2 7), (7 2), (2 8), (8 2), (2 9), (9 2), (3 4), (4 3), (3 5), (5 3), (3 10), (10 3) (3 11), (11 3), (3 12), (12 3), (3 13), (13 3), (4 6), (6 4), (4 7), (7 4), (4 8), (8 4), (4 9), (9 4), (5 6), (6 5), (5 7), (7 5), (5 8), (8 5), (5 9), (9 5), (6 10), (10 6), (6 11), (11 6), (6 12), (12 6), (6 13), (13 6), (7 10), (10 7), (7 11), (11 7), (7 12), (12 7), (7 13), (13 7), (8 10), (10 8), (8 11), (11 8), (8 12), (12 8), (8 13), (13 8), (9 10), (10 9), (9 11), (11 9), (9 12), (12 9), (9 13), (13 9)
2	70.4	48	(1 2), (2 1), (1 5), (5 1), (1 10), (10 1), (1 11), (11 1), (1 12), (12 1), (1 13), (13 1), (2 4), (4 2), (2 10), (10 2), (2 11), (11 2), (2 12), (12 2), (2 13), (13 2), (4 5), (5 4), (4 10), (10 4), (4 11), (11 4), (4 12), (12 4), (4 13), (13 4), (5 10), (10 5), (5 11), (11 5), (5 12), (12 5), (5 13), (13 5), (10 11), (11 10), (10 13), (13 10), (11 12), (12 11), (12 13), (13 12)
3	90	24	(0 6), (6 0), (0 7), (7 0), (0 8), (8 0), (0 9), (9 0), (3 6), (6 3), (3 7), (7 3), (3 8), (8 3), (3 9), (9 3), (6 7), (7 6), (6 9), (9 6), (7 8), (8 7), (8 9), (9 8)
4	180	14	(0 3), (3 0), (1 4), (4 1), (2 5), (5 2), (6 8), (8 6), (7 9), (9 7), (10 12), (12 10), (11 13), (13 11)

A.5 Levels in  $^{194}\text{Pt}$ Tabelle A.4: Anregungszustände, Übergänge und Multipol-Mischungsverhältnisse in  $^{194}\text{Pt}$ .

E-Level [keV]	E-Level [keV] (NUDAT#)	$J_i^\pi$ (Exp.)	$J_i^\pi$ (NUDAT#)	$E_\gamma$ [keV] (Exp.)	$E_\gamma$ [keV] (NUDAT#)	$I_\gamma$ (Exp.)	$I_\gamma$ (NUDAT#)	$\gamma$ mult. (NUDAT#)	$\delta$	$\Delta\delta$	$E_{C_{ut}}$ [keV]	E-Level	$J_f^\pi$ [keV]
328.20	328.46	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	293.28	293.55	100(2)	100(0)	$E_2$	7.640	1.964	328.20	328.20	0 <sup>+</sup>
621.48	622.00	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	293.28	293.55	100(2)	100(0)	$E_2 + M_1 + E_0$	8.108	1.990	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
810.72	811.27	4 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	621.35	621.99	14.63(23)	13.69(23)	$E_2$			328.20	328.20	0 <sup>+</sup>
921.89	922.75	3 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	482.52	482.80	100(2)	100	$E_2$			482.52	810.72	2 <sup>+</sup>
				111.18	n.m.	n.m.	0.49(15)	$[M_1, E_2]$			293.28	621.48	4 <sup>+</sup>
				300.48	300.75	100(2)	100(10)	$E_2(+M_1)$	5.823	16.083	621.35	621.48	2 <sup>+</sup>
				300.48	300.75	100(2)	100(10)	$E_2(+M_1)$	8.795	1.894	621.35	621.48	2 <sup>+</sup>
				593.49	594.28	22.60(34)	18.4(6)	$E_2(+M_1)$	-0.218	0.017	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
1228.82	1229.49	4 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	417.94	417.96	14.86(126)	14.4(14)	$E_2(+M_1)$	42.890	97.545	482.52	810.72	4 <sup>+</sup>
				607.24	607.50	100(8)	100(12)	$E_2$	8.808	11.105	293.28	621.48	2 <sup>+</sup>
				900.88	901.16	14.54(115)	12.2(8)	$[E_2]$	-2.552	1.380	621.35	621.48	2 <sup>+</sup>
				644.92	645.15	100(2)	100(10)	$E_2$	0.020	0.122	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
1266.53	1267.17	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	938.46	938.71	52.46(80)	49.3(8)	$E_2$			621.35	621.48	2 <sup>+</sup>
				1373.03	1373.75	5-	(5-)	$E_0$			328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
				1431.84	1432.52	3-	3-	$(E_1)$	-0.023	0.025	482.52	810.72	4 <sup>+</sup>
				202.70	203.08	13.47(78)	16(6)	$(E_2)$	-0.144	0.186	417.94	1228.82	4 <sup>+</sup>
				621.35	621.26	39.86(61)	39(11)	$E_1$	8.433	18.013	607.50	607.50	0 <sup>+</sup>
				810.29	810.53	8.65(13)	8.1(3)	$E_1$	-0.059	0.089	900.88	900.88	0 <sup>+</sup>
				1103.81	1104.04	100(2)	100(9)	$E_1$	0.006	0.016	482.52	810.72	4 <sup>+</sup>
				1432.10	1432.50	3.3(3)	3.3(3)	$[E_3]$	-0.536	0.412	293.28	621.48	2 <sup>+</sup>
1478.74	1479.24	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	857.29	857.29	1.16(7)	0.8(3)	$[E_3]$	-5.457	3.912	621.35	621.48	2 <sup>+</sup>
				1150.55	1150.77	100(2)	100(10)	$E_2$	0.009	0.031	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
									-0.072	0.018	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
											328.20	328.20	2 <sup>+</sup>

1511.34	1511.97	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1479.27	2.79(11)	2.59(21)	$E_0$ $E_2$	644.92	1266.53	0 <sup>+</sup>
	244.80	2 <sup>+</sup>		244.86	49.65(80)	44.3(13)	$E_2 + M_1$	938.46	921.89	3 <sup>+</sup>
	588.96			589.19				-4.237		
								-1.761		
	700.41			700.60	9.47(20)	9.2(4)	$E_2$	15.068	9.627	4 <sup>+</sup>
	889.73			889.98	17.53(42)	17.7(14)	$E_2 + M_1$	7.966	3.118	2 <sup>+</sup>
								-0.525	0.033	
	1183.35			1183.52	100(2)	100(9)	$E_2 + M_1$	0.006	0.029	4 <sup>+</sup>
	1511.46			1511.98	8.46(17)	6.7(17)	$(E_2)$	1.070	0.722	2 <sup>+</sup>
	924.98	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	925.24	25.88(43)	25.6(12)	$E_2$	0.856	0.159	2 <sup>+</sup>
1546.60	1547.25	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	1218.36	100(2)	100(11)	$E_2$	0.301	0.024	2 <sup>+</sup>
				1218.78				293.28	621.48	2 <sup>+</sup>
				1547.90				621.35	328.20	2 <sup>+</sup>
				699.23	9.14(18)	6.6(20)	$E_0$	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
1621.40	1622.19	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	999.94	77.20(121)	85(10)	$E_2 + M_1$	0.024	0.049	0 <sup>+</sup>
				1293.55	76.32(48)	75(5)	$E_2 + M_1 + E_0$	-0.562	0.086	3 <sup>+</sup>
				1622.10	100(2)	100(4)	$E_2$	0.471	0.278	2 <sup>+</sup>
1669.98	1670.63	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	859.31	5.89(20)	4.2(9)	$(E_2)$	-0.097	0.041	2 <sup>+</sup>
				1048.36	70.94(138)	68(7)	$M_1(+E_2)$	0.000	0.021	4 <sup>+</sup>
				1342.16	100(2)	100(14)	$M_1 + E_2$	0.484	0.221	2 <sup>+</sup>
				1541.89	18.82(47)	13.9(7)	$M_1 + E_2$	-0.258	0.034	2 <sup>+</sup>
				1670.30	100(2)	100(10)				2 <sup>+</sup>
1736.30	1737.33	(3 <sub>2</sub> <sup>-</sup> )	(3 <sub>2</sub> <sup>-</sup> )	304.61				202.70	1431.84	3 <sup>-</sup>
				363.10	35.21(34)	33(7)		1103.81		
				814.41	43.87(26)	40(7)		562.32		5 <sup>-</sup>
1777.77	1778.56	(1,2,3) <sup>+</sup>	(1) <sup>+</sup>	855.54	16.56(42)	14.5(9)	$(E_2)$	300.48	921.89	3 <sup>+</sup>
				1156.31	100(2)	100(22)	$M_1(+E_2)$	593.49		3 <sup>+</sup>
				1449.90	73.36(47)	70.5(14)	$M_1 + E_2$	300.48	921.89	3 <sup>+</sup>
				1777.92	10.58(40)	9.0(3)	(M1)	593.49		3 <sup>+</sup>
				249.82	1.39(10)	0.48(5)	$E_1$	293.28	621.48	2 <sup>+</sup>
1796.58	1797.35	1 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup>	250.12				621.35	328.20	2 <sup>+</sup>
				318.01	5.13(20)	3.17(7)	$E_1$	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
				364.55	25.16(38)	23.43(21)	$E_2$	954.98	1546.60	0 <sup>+</sup>
				529.88	20.35(77)	9.02(13)	$E_1$	1218.56		0 <sup>+</sup>
								1150.55	1478.74	0 <sup>+</sup>
								202.70	1431.84	3 <sup>-</sup>
								-27.067	7.413	
								-0.206	1.820	
								-6.499		
								5.853		
								1103.81		
								644.92	1266.53	0 <sup>+</sup>

	1175.13	1175.35	48.87(81)	32(3)	E1	-0.391	0.172	6.500	938.46	293.28	621.48	2 <sup>+</sup>
						0.000						
	1468.68	1468.88	100(2)	100(13)	E1	-0.016	-0.012		621.35	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
	1797.00	1797.38	9.85(21)	9(3)	E1	0.009	0.011					0 <sup>+</sup>
1816.21	893.71	894.11	100(2)	100(8)		5.784	1.556	-1.022	244.80	300.48	151.134	2 <sup>+</sup>
	1194.36	1194.62	88.94(41)	85(5)	E2	0.949	0.214	-0.177	593.49	921.89	921.89	3 <sup>+</sup>
						-2.674	1.954	-6.924	293.28	621.48	621.48	2 <sup>+</sup>
						-0.526	0.133					
						-1.159	0.346	-0.525	621.35	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
	1489.00	1488.50	48.72(30)	47(12)		0.503	0.036					
		1816.30	28.43(20)	24(7)								
		253.60		0.14(6)	[M1]						1621.40	2 <sup>+</sup>
1923.59*		412.20		0.69(19)							1511.34	2 <sup>+</sup>
	1301.99	1302.24		11.7(3)	M1(+E2)	0.612	0.114		293.28	621.48	621.48	2 <sup>+</sup>
	1595.52	1595.80		82.9(17)	M1(+E2)	-0.392	0.026					
	1923.98	1924.23		100(4)	M1	-0.076	0.012		328.20	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
	1007.30	1007.54		28.4(16)	E2(+M1)	2.797	0.237		300.48	921.89	921.89	3 <sup>+</sup>
1929.53*						-1.132	0.127		593.49			
	1118.82	1119.00		26(6)					482.52	810.72	810.72	4 <sup>+</sup>
	1308.09	1308.32		59.4(19)	E2(+M1)	1.958	2.055	-0.771	293.28	621.48	621.48	2 <sup>+</sup>
						0.635	0.101	-0.092	621.35	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
	1601.62	1601.85		100(3)	M1(+E2)	-0.308	0.042					
		164.01	7.71(35)	6.68(14)	M1+E2							
		223.99	2.08(6)	1.92(7)	(M1+E2)							
	290.42	290.69	13.93(75)	11.1(4)	[E1]				328.20	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
						1.511	0.930	-0.501	1342.16	1669.98	1669.98	2 <sup>+</sup>
						1.733	0.910	-0.509				
	449.01	449.30	9.39(45)	8.36(14)	E1	0.081	0.021		1622.10	1621.40	1621.40	2 <sup>+</sup>
						-2.861	0.174		1183.35	1511.34	1511.34	2 <sup>+</sup>
	528.48	528.77	100(3)	100(11)	E2+M1	-0.750	0.052		1103.81	1431.84	1431.84	3 <sup>-</sup>
						-2.388	0.210					
						2.546	0.156					
	1038.27	1038.57	18.94(46)	17.5(21)	E1	0.460	0.221	-0.189	300.48	921.89	921.89	3 <sup>+</sup>
	1339.06	1339.26	13.04(65)	12.4(4)	E1	1.053	0.488	-0.328	293.28	621.48	621.48	2 <sup>+</sup>
						-0.042	-0.025		328.20	328.20	328.20	2 <sup>+</sup>
2002.55*	1632.36	1632.79	16.87(67)	15.0(5)	E1(+M2)	-0.113	0.069					
	1080.65	1080.00		19(7)							1621.40	2 <sup>+</sup>
	1675.01	1675.27		100(60)							1511.34	2 <sup>+</sup>

2042.90	2043.68	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	373.33	0.18(4)		33.438	194.689	-18.307	1048.56	1669.98	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
					421.40	0.79(5)		-0.342	0.040				2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					1120.69	1.0(8)		-16.170	4.845	-12.024	999.42	1621.40	2 <sub>4</sub> <sup>+</sup>
						0.99(20)		4.406	0.368	0.354	300.48	921.89	3 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
								0.006	0.017		593.49		
								-0.049	0.071	2.203			
								6.242	7.062				
					1421.46	11.45(84)	9.48(17)	-0.250	0.206		293.28	621.48	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
					1715.00	22.60(108)	19.1(5)	0.183	0.016		621.35		
					2043.12	100(2)	100(5)	-0.941	0.040		328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2052.56	2052.86	0 <sup>+</sup>	(0 <sup>+</sup> , 1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> )		1430.74	61.57(184)	100(8)				293.00	621.48	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
											621.35		
					1724.30	100(2)	53(2)				328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2062.90*	2063.65	1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup>		1140.67		6.4(5)				300.48	921.89	3 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
											593.49	921.89	
					1441.47		55.7(14)				621.35	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					1735.01		100(3)				328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					2063.10		2.6(8)				293.28	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2084.80*	2085.44	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>		1463.20		100(17)				621.35	328.20	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
											293.28	621.48	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					1756.73		8.6(6)				621.35		
					2085.01						328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2108.56*	2109.09	1+, 2+	1+, 2+		1186.05		60(3)				300.48	921.89	3 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
											593.49		
					1486.81		100(20)				293.28	621.48	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
											621.35		
					1780.65		30(2)				328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2113.39*	2114.08	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>		189.84		0.9(6)				1595.52	1923.59	1 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					601.84		4.2(17)				1183.35	1511.34	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					846.62		13(4)		0.050		644.92	1266.53	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
											938.46		
					1491.84		42.3(9)				293.28	621.48	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>
											621.35		
					1785.26		100(3)		0.536		621.35	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
					2113.85		65(3)		0.023		328.20	328.20	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2133.55*	2134.20	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup>		1511.94		40(10)		0.013		293.28	621.48	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
											621.35		
					1805.48		100(5)		-0.347	0.316	328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
2140.01*	2140.66	1 <sup>+</sup>	(0 <sup>+</sup> , 1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> )		1518.41		100(5)		-0.111	0.071	293.28	621.48	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
									-0.027	0.015	328.20	328.20	2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>
									-0.311	0.217	293.28	621.48	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>





705.21	703.56	16(3)	1511.34	$2\frac{+}{-}$
736.48	736.56	4.54(11)	1266.53	$0\frac{+}{-}$
948.04	948.31	100.0(8)	1266.53	$0\frac{+}{-}$
1593.51	1593.63	31.8(21)	621.48	$2\frac{+}{-}$
1886.78	1886.89	98(8)	328.20	$2\frac{+}{-}$
2215.26	2215.47	7.5(5)		$2\frac{+}{-}$

# =Quelle [42]

\* Verzweigungsverhältnisse wurden nicht bestimmt.  
Fehler der Energie wird mit 1.5 keV angenommen.

A.6 Levels in  $^{193}\text{Pt}$ Tabelle A.5: Spinbestimmung in  $^{193}\text{Pt}$ 

$E_{level}$ [keV] (Nudat <sup>#</sup> )	$E_{level}$ [keV] (Exp.)	$J_i^\pi$ (Nudat <sup>#</sup> )	$E_\gamma$ [keV]	$E_\gamma$ [keV] (Nudat <sup>#</sup> )	$I_\gamma$ (Nudat <sup>#</sup> )	Multipolarität (Nudat <sup>#</sup> )	$E$ (Nudat <sup>#</sup> )	$J_f^\pi$
1.64		3/2 <sup>-</sup>	n.m.	1.64	100	M1	0	1/2 <sup>-</sup>
14.28		5/2 <sup>-</sup>	n.m.	12.63	100	M1+E2	1.642	3/2 <sup>-</sup>
114.16	3/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>	n.m.	99.88	6.3(11)	M1+E2	14.276	3/2 <sup>-</sup>
			112.19	112.52	100(7)	M1+E2	1.642	3/2 <sup>-</sup>
			114.25	114.16	36(7)	M1+E2	0	1/2 <sup>-</sup>
121.29	1/2,3/2,5/2	1/2,3/2,5/2	119.34	119.64	100	M1	14.276	3/2 <sup>-</sup>
187.81	3/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>	n.m.	73.62	1.1(2)	(M1)	114.252	3/2 <sup>-</sup>
			173.52	173.52	29	M1+E2	14.276	3/2 <sup>-</sup>
			186.16	186.17	100(6)	M1+E2	1.642	3/2 <sup>-</sup>
			187.82	187.83	9(4)	(M1+E2)	0	1/2 <sup>-</sup>
232.16	5/2 <sup>-</sup>	(5/2 <sup>-</sup> )	n.m.	44.33	11.5(10)	M1	187.81	3/2 <sup>-</sup>
			117.67	117.99	100(16)	M1	114.252	3/2 <sup>-</sup>
			230.29	230.50	96(10)	(E2)	1.642	3/2 <sup>-</sup>
			231.90	232.18	96(10)	E2	0	1/2 <sup>-</sup>
269.83	3/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>	n.m.	37.65	0.33(4)	M1+E2	232.16	5/2 <sup>-</sup>

439.05	3/2 <sup>-</sup>	(3/2) <sup>-</sup>	155.34	155.68	5.2(13)	M1	114.252	3/2 <sup>-</sup>
			255.21	255.57	100(9)	M1+E2	14.276	3/2 <sup>-</sup>
			268.11	268.22	58(5)	M1+E2	1.642	3/2 <sup>-</sup>
			269.79	269.84	13(3)	E2	0	1/2 <sup>-</sup>
			206.52	206.85	4.7(11)	(M1)	232.16	5/2 <sup>-</sup>
			251.13	251.40	14(6)	M1	187.81	3/2 <sup>-</sup>
			317.59	317.73	12(3)	(M1)	121.29	1/2 <sup>-</sup>
			324.62	324.89	18(3)	M1	114.252	3/2 <sup>-</sup>
			424.42	424.76	7.9(15)	(M1)	14.276	3/2 <sup>-</sup>
			437.39	437.41	26(5)	M1	1.642	3/2 <sup>-</sup>
			439.30	439.41	100(8)	M1	0	1/2 <sup>-</sup>
491.24	3/2 <sup>-</sup>	(5/2) <sup>-</sup>	n.m.	52.18	2.4(4)	M1	439.05	3/2 <sup>-</sup>
			221.09	221.40	11(3)	M1+E2	269.83	3/2 <sup>-</sup>
			258.76	259.05	29(13)	M1	232.16	5/2 <sup>-</sup>
			303.19	303.41	39(11)	(M1+E2)	187.81	3/2 <sup>-</sup>
			376.77	377.10	73(10)	M1+E2	114.252	3/2 <sup>-</sup>
			476.72	476.98	67(13)	(E2)	14.276	3/2 <sup>-</sup>
			489.58	489.61	33(7)	(M1)	1.642	3/2 <sup>-</sup>
			491.30	491.28	100(17)		0	1/2 <sup>-</sup>
522.53	1/2,3/2,5/2	(3/2 <sup>-</sup> ,5/2 <sup>-</sup> )	290.11	290.33	67(27)	(M1)	232.16	5/2 <sup>-</sup>
			334.43	334.70	49(29)		187.81	3/2 <sup>-</sup>
			408.04	408.40	100(20)	(M1,E2)	114.252	3/2 <sup>-</sup>
			508.27	508.26	42(11)	(M1+E2)	14.276	3/2 <sup>-</sup>

521.00	520.97	60(13)	(E2)	1.642	3/2-
522.60	522.66	56(11)	(E2)	0	1/2-

#=Quelle [31]

Fehler der Energie wird mit 1.5 keV angenommen.

**A.7 sd-IBM-1 Fits der Platinistope <sup>190,192,194,196,198</sup>Pt**Tabelle A.6: Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von <sup>190</sup>Pt inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

$J^\pi$	(Theorie)	(Exp.)	Abweichung
	$E_{level}$ [MeV]	$E_{level}$ [MeV]	
$0_1^+$	0.0	0.0	0.0
$0_2^+$	0.793	0.9200	-0.1262
$2_1^+$	0.249	0.295	-0.0454
$2_2^+$	0.514	0.597	-0.0828
$2_3^+$	1.308	1.203	0.1050
$3_1^+$	0.940	0.916	0.0242
$4_1^+$	0.685	0.737	-0.0520
$6_1^+$	1.306	1.287	0.0192

O(6)=-0.0300, O(5)=0.0441, O(3)=0.0122,  $\chi^2=0.039$

Tabelle A.7: Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von <sup>192</sup>Pt inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

$J^\pi$	(Theorie)	(Exp.)	Abweichung
	$E_{level}$ [MeV]	$E_{level}$ [MeV]	
$0_1^+$	0.0	0.0	0.0
$0_2^+$	1.049	1.195	-0.145
$2_1^+$	0.275	0.316	-0.0408
$2_2^+$	0.625	0.612	0.0130
$2_3^+$	1.438	1.439	-0.001
$3_1^+$	1.133	0.920	0.2134
$4_1^+$	0.723	0.784	-0.0610
$4_2^+$	1.189	1.201	-0.0116
$6_1^+$	1.343	1.365	-0.0216

O(6)=-0.0323, O(5)=0.0583, O(3)=0.0070,  $\chi^2=0.072$

Tabelle A.8: Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von  $^{194}\text{Pt}$  inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

$J^\pi$	(Theorie)	(Exp.)	Abweichung [MeV]
	$E_{level}$ [MeV]	$E_{level}$ [MeV]	
$0_1^+$	0.0	0.0	0.0
$0_2^+$	1.027	1.267	-0.2398
$0_3^+$	1.209	1.479	-0.2694
$0_4^+$	1.797	1.546	0.2516
$2_1^+$	0.289	0.328	-0.0388
$2_2^+$	0.692	0.621	0.0714
$2_3^+$	1.316	1.511	-0.1946
$3_1^+$	1.250	0.922	0.3284
$4_1^+$	0.740	0.810	-0.0700
$4_2^+$	1.277	1.228	0.0496
$6_1^+$	1.352	1.411	-0.0586

O(6)=-0.0349, O(5)=0.0598, O(3)=0.0091,  $\chi^2=0.895$

Tabelle A.9: Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von <sup>196</sup>Pt inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

$J^\pi$	(Theorie)	(Exp.)	Abweichung [MeV]
	$E_{level}$ [MeV]	$E_{level}$ [MeV]	
$0_1^+$	0.0	0.0	0.0
$0_2^+$	1.001	1.135	-0.1334
$0_3^+$	1.148	1.402	-0.2534
$2_1^+$	0.273	0.355	-0.0822
$2_2^+$	0.656	0.688	-0.0323
$2_3^+$	1.275	1.361	-0.0862
$2_4^+$	1.658	1.604	0.0541
$2_5^+$	1.804	1.677	0.1279
$3_1^+$	1.185	1.015	0.1700
$4_1^+$	0.698	0.876	-0.1779
$4_2^+$	1.209	1.293	-0.0839
$4_3^+$	1.700	1.535	0.1657

O(6)=-0.0358, O(5)=0.0638, O(3)=0.0030,  $\chi^2=0.212$

Tabelle A.10: Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von  $^{198}\text{Pt}$  inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

$J^\pi$	(Theorie)	(Exp.)	Abweichung
	$E_{level}$ [MeV]	$E_{level}$ [MeV]	
$0_1^+$	0.0	0.0	0.0
$0_2^+$	0.933	0.914	0.0191
$0_3^+$	1.401	1.481	-0.0797
$2_1^+$	0.328	0.407	-0.0788
$2_2^+$	0.795	0.774	0.0213
$2_3^+$	1.261	1.279	-0.0176
$4_1^+$	0.834	0.985	-0.1505
$4_2^+$	1.457	1.286	0.1713

$O(6)=-0.0389, O(5)=0.0778, O(3)=0.0028, \chi^2=0.066$



## A.8 sd-IBM-2 Fit von $^{194}\text{Pt}$

Tabelle A.11: Ergebnisse des sd-IBM-2 Fits von  $^{194}\text{Pt}$  inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.3 zu finden.

$J^\pi$	$(N_1, N_2)$	$(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$	$(\tau_1, \tau_2)$	Theorie [MeV]	Experiment [MeV]	Abweichung [MeV]
$0^+$	(7,0)	(7,0,0)	(0,0)	0.0	0	0.0
$0^+$	(7,0)	(7,0,0)	(3,0)	1.076	1.267	0.190
$0^+$	(7,0)	(5,0,0)	(0,0)	1.117	1.479	0.362
$1^+$	(6,1)	(6,1,0)	(1,1)	1.799	1.924   2.042	0.118   0.243
$2^+$	(7,0)	(7,0,0)	(1,0)	0.294	0.328	0.034
$2^+$	(7,0)	(5,0,0)	(1,0)	1.411	1.511	0.100
$2^+$	(7,0)	(7,0,0)	(2,0)	0.653	0.621	-0.031
$2^+$	(6,1)	(6,1,0)	(1,0)	1.716	1.622	-0.094
$2^+$	(7,0)	(7,0,0)	(4,0)	1.729	1.670	-0.059
$2^+$	(7,0)	(5,0,0)	(2,0)	1.769	1.816	0.046
$3^+$	(7,0)	(7,0,0)	(3,0)	1.186	9.22	-0.263
$4^+$	(7,0)	(7,0,0)	(2,0)	0.780	0.810	0.030
$4^+$	(7,0)	(7,0,0)	(3,0)	1.258	1.228	-0.030
$6^+$	(7,0)	(7,0,0)	(3,0)	1.459	1.411	-0.047
$(4)^{*+}$	(7,0)	(7,0,0)	(4,0)	1856	(1422)	-0.434

$U(6)=-0.0667, O(6)=-0.0349, O(5)=0.0558, O(3)=0.0091, \chi^2=0.895348$

\* Im Fit nicht berücksichtigt.

### A.9 $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$ Fit von $^{193}\text{Pt}$

Tabelle A.12: Ergebnisse des  $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$  Fits von  $^{193}\text{Pt}$  inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.5 zu finden.

$J^\pi$	$(N_1, N_2)$	$(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$	$(\tau_1, \tau_2)$	Theorie [MeV]	Experiment [MeV]	Abweichung [MeV]
$1/2^-$	(8, 0)	(8, 0, 0)	(0, 0)	0.0	0.0	0.0
$(1/2^-)^*$	(7,1)	(7, 1, 0)	(1, 1)	0.098	0.121	0.023
$3/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(1, 0)	0.019	0.001	-0.072
$3/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(1, 1)	0.103	0.114	0.011
$3/2^-$	(8, 0)	(8, 0, 0)	(1, 0)	0.271	0.188	-0.082
$3/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 0)	0.354	0.270	-0.084
$3/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.438	0.491	0.053
$5/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(1, 0)	0.028	0.014	-0.014
$5/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(1, 1)	0.182	0.232	0.050
$1/2^-$	(7,1)	(6, 0, 0)	(0, 0)	0.395	-	-
$1/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.432	-	-
$3/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.466	-	-
$5/2^-$	(8, 0)	(8, 0, 0)	(1, 0)	0.280	-	-
$5/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 0)	0.363	-	-
$5/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 0)	0.474	-	-
$5/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.475	-	-
$5/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.517	-	-
$7/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(1, 1)	0.195	-	-
$7/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.529	-	-
$7/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 1)	0.585	-	-
$9/2^-$	(7,1)	(7, 1, 0)	(2, 0)	0.490	-	-

$U(6)=-0.0480$ ,  $O(6)=-0.0323$ ,  $O(5)=0.0558$ ,  $O(3)=0.0070$ ,  $\text{Spin}3=0.0018$   $\chi^2=0.019983$

\* Im Fit nicht berücksichtigt.

# Abbildungsverzeichnis

2.1 Erlaubte und nicht erlaubte Übergänge von gemischt-symmetrischen Zuständen zu symmetrischen Zuständen. M1-Übergänge sind links dargestellt und E2-Übergänge rechts. Durchgezogene Pfeile markieren erlaubte Übergänge und gestrichelte Pfeile zeigen die nicht erlaubten Übergänge. Quelle: Pietralla [16]. . . . .	21
3.1 Der fertige und im Betrieb genommene HORUS-Aufbau für die Messung an $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	26
3.2 Schematische Zeichnung HORUS, Quelle: Linnemann [22] . . .	27
3.3 Schematische Zeichnung HORUS, Quelle: Linnemann [22] . . .	28
4.1 Analog, Kalibrierungsspektrum $^{226}\text{Ra}$ Quelle – Detektor 0. . . . .	34
4.2 Digital, Kalibrierungsspektrum $^{226}\text{Ra}$ Quelle – Detektor 0. . . . .	35
4.3 Analog, relative Effizienzkalibrierung, $^{226}\text{Ra}$ Quelle – Detektor 0.	36
4.4 Digital, relative Effizienzkalibrierung, $^{226}\text{Ra}$ Quelle – Detektor 0.	36
4.5 Analog, Projektion aller echten Koinzidenzen von $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	37
4.6 Digital, Projektion aller echten Koinzidenzen von $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	37
4.7 Relative Effizienzkalibrierung, $^{152}\text{Eu}$ Quelle – Detektor 0. . . . .	39
4.8 Projektion aller echten Koinzidenzen von $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	40
4.9 Schematischer Ablauf einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenz bei $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen. Quelle: Linnemann [22]. . . . .	44
4.10 Schematische Zeichnung zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses. . . . .	47
5.1 Untersuchung der Kaskade $811\text{ keV} \rightarrow 328\text{ keV} \rightarrow 0\text{ keV}$ mit drei Spin-Hypothesen. Die $4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Kaskade liefert das beste Ergebnis. . . . .	50
5.2 Untersuchung der Kaskade $232\text{ keV} \rightarrow 114\text{ keV} \rightarrow 1.6\text{ keV}$ mit drei Spin-Hypothesen. . . . .	52

- 5.3 Untersuchung der Kaskade  $439 \text{ keV} \rightarrow 114 \text{ keV} \rightarrow 1.6 \text{ keV}$  mit drei Spin-Hypothesen. Die  $3/2_2^- \rightarrow 3/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$  Kaskade liefert das beste Ergebnis. . . . . 53
- 5.4 Untersuchung der Kaskade  $491 \text{ keV} \rightarrow 114 \text{ keV} \rightarrow 1.6 \text{ keV}$  mit drei Spin-Hypothesen. Die  $3/2_2^- \rightarrow 3/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$  Kaskade liefert das beste Ergebnis. . . . . 53
- 6.1 Übergang der bekannten  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Kaskade ( $482 \text{ keV} \rightarrow 328 \text{ keV} \rightarrow 0 \text{ keV}$ ). Dabei ist  $\sigma = 100$ ,  $\delta_1 = 0$  und  $\delta_2 = 0$ . . . . . 59
- 6.2 Fit des Übergangs  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  ( $293 \text{ keV} \rightarrow 328 \text{ keV} \rightarrow 0 \text{ keV}$ ). Dabei ist  $\sigma = 100$  und  $\delta_2 = 0$ . . . . . 60
- 6.3 Fit des Übergangs  $2_4^+ \rightarrow 3_1^+ \rightarrow 2_2^+$  ( $699 \text{ keV} \rightarrow 300 \text{ keV} \rightarrow 293 \text{ keV}$ ). Dabei ist  $\sigma = 100$  und  $\delta_2 = 0$ . Dieser Übergang besitzt ein  $\gamma$ -Verzweigungsverhältnis von 6.6 % relativ zum stärksten Zerfallskanal des  $2_4^+$  Zustandes. . . . . 61
- 7.1 Links experimentelle Levelenergien inklusive Spin mit positiver Parität für die Platinisotope von  $^{190}\text{Pt}$  bis  $^{198}\text{Pt}$ . Rechts sd-IBM-1 Rechnungen mit Hilfe des Programms *arbmodel*. . . . . 69
- 7.2 Das magische Quartett von  $^{194}\text{Pt}$  mit Anzahl der Bosonen zum jeweiligem Schalenabschluss. Dabei steht  $\pi$  für die Anzahl der Protonenbosonen bis zum Schalenabschluss  $Z=82$  und  $\nu$  für Anzahl der Neutronenbosonen bis zum Schalenabschluss  $Z=126$ . . . . . 70
- 7.3 Links sind die angeregten Zustände von  $^{194}\text{Pt}$  bis zur Levelenergie 1511 keV, die den theoretischen Levelenergien zugeordnet werden konnten, zu sehen. Die experimentellen Zustände über der Levelenergie 1511 keV werden gesondert weiter unten diskutiert. Rechts ist der Fit von  $^{194}\text{Pt}$  inklusive der Quantenzahlen im sd-IBM-2 zu sehen. Die Banden werden unterschieden durch die  $\tau$ -Quantenzahlen. . . . . 73
- 7.4 Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands bei der Levelenergie 1622 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern, rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben. . . . . 78

7.5 Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands bei der Levelenergie 1670 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben. . . . . 80

7.6 Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands bei der Levelenergie 1816 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben. . . . . 82

7.7 Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands mit dem Spin  $1^+$  bei der Levelenergie 1942 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben. . . . . 84

7.8 Kandidat eines gemischt-symmetrischen Zustands mit dem Spin  $1^+$  bei der Levelenergie 2042 keV. Links wird die Theorie, in der Mitte werden die  $\gamma$ -Übergänge des Zustands inklusive der Multipolmischungsverhältnisse und rechts werden die relativen Übergangsstärken  $R_B$  abgebildet. Die Quantenzahlen  $\sigma$  sind in ()-Klammern und rechts daneben sind die  $\tau$ -Quantenzahlen in []-Klammern gegeben. . . . . 86

7.9 Das magische Quartett von  $^{192}\text{Pt}$  mit Anzahl der Bosonen zum jeweiligen Schalenabschluss. Dabei steht  $\pi$  für Protonenbosonen bis zum Schalenabschluss  $Z=82$ ,  $\nu$  für Neutronenbosonen und  $\mu$  für Fermionen bis zum Schalenabschluss  $Z=126$ .  $^{193}\text{Pt}$  ist in rot markiert. . . . . 89

7.10 Links sind die experimentellen Daten bis zur Levelenergie 491 keV zu sehen. Die rot markierten Spins wurden erstmals bestimmt. Rechts ist der Fit der negativen Parität von  $^{193}\text{Pt}$  inklusive der Quantenzahlen von  $U(6/12)$  abgebildet. Die Banden werden unterschieden nach den  $\tau$ -Quantenzahlen. Der Spin  $J$  ist neben den jeweiligen Energielevels zu sehen und die Quantenzahlen  $\sigma$  lauten, wenn nicht anders angegeben, (7,1). . . . . 91

A.1	Technische Zeichnung der neuen HORUS Kammer. Oben Topansicht, in der Mitte Seitenansicht und unten Seitenschnitt. . .	104
A.2	Technische 3D Ansicht der neuen Targetkammer inklusive der neuen Targetleiter. . . . .	105
A.3	Exemplarisch eines von drei $^{194}\text{Pt}$ -Targets, welches bei beiden Experimenten benutzt wurde. . . . .	106

# Tabellenverzeichnis

4.1	Experimentelle Daten der Messung an $^{194}\text{Pt}$ . Werte unter anderem bezogen von National Nuclear Data Sheets [24]. . . . .	32
4.2	Cascade Berechnung für die Reaktion an $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	33
4.3	Experimentelle Daten der Messung an $^{193}\text{Pt}$ . Werte unter anderem bezogen von [31]. . . . .	38
4.4	Cascade Berechnung für die Messung an $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	39
4.5	Elektromagnetische Auswahlregeln und die Grenzwerte der Multipolmischungsverhältnisse [32]. . . . .	42
6.1	Ergebnisse des Vergleiches (Ratio) der analogen und digitalen Aufnahme. Die Zählrate betrug von ca. 16.9 kHz beim Run 174 bis ca. 2.4 kHz beim Run 300. . . . .	58
7.1	sd-IBM-1 Fitparameter von den Isotopen $^{190,192,194,196,198}\text{Pt}$ . . .	67
7.2	Absolute Übergangsstärken in $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	71
7.3	Fitparameter für den sd-IBM-2 Fit. Zur Übersicht sind die Fitparameter vom sd-IBM-1 Fit von $^{194}\text{Pt}$ aus der Tabelle 7.1 mit abgebildet. Einheit in $[\text{keV}]$ . . . . .	72
7.4	Die ersten gemischt-symmetrische Zustände mit dem Spin $1^+$ und $2^+$ aus dem sd-IBM-2 Fit. Die verwendeten Fitparameter sind in der Tabelle 7.3 zu finden. . . . .	75
7.5	Kandidaten für den ersten gemischt-symmetrischen Zustand inklusive der relativen Übergangsstärken $R_B = \frac{B(M1)}{B(E2)}$ . . . . .	76
7.6	Parameter für das magische Quartett um $^{192}\text{Pt}$ . Zur Übersicht sind die Fitparameter von $^{192}\text{Pt}$ aus der Tabelle 7.1 abgebildet und unten die Fitparameter von $^{193}\text{Pt}$ für die Eigenwertgleichung 2.25. Einheit in $[\text{keV}]$ . . . . .	90
7.7	Relative Übergangsstärken in $^{193}\text{Pt}$ . Auf die jeweilige stärkste Übergangsstärke wurde normiert. Die Übergangsstärken wurden mit Hilfe des Programms <i>transnuklear</i> berechnet [59]. . . . .	93

A.1	Casimir-Operatoren von $U^{(B+F)}(6)$ und den Untergruppen mit Eigenwerten . . . . .	99
A.2	Generatoren von $U^{(B+F)}(6)$ , $SU^{(F)}(2)$ and Spin 3 . . . . .	100
A.3	Einsortierung der Detektoren in Winkelkorrelationsgruppen bei offbeam-Messung des Kölner HORUS-Würfelspektrometers. Dabei ist $\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$ der Relativwinkel zweier Detektoren untereinander. . . . .	107
A.4	Anregungszustände, Übergänge und Multipol-Mischungsverhältnisse in $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	108
A.5	Spinbestimmung in $^{193}\text{Pt}$ . . . . .	114
A.6	Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von $^{190}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden. . . . .	117
A.7	Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von $^{192}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden. . . . .	117
A.8	Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von $^{194}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden. . . . .	118
A.9	Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von $^{196}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden. . . . .	119
A.10	Ergebnisse des sd-IBM-1 Fits von $^{198}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden. . . . .	120
A.11	Ergebnisse des sd-IBM-2 Fits von $^{194}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.1.3 zu finden. . . . .	121
A.12	Ergebnisse des $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$ Fits von $^{193}\text{Pt}$ inklusive der gewonnenen Fitparameter. Der verwendete Hamiltonian ist in Abschnitt 2.5 zu finden. . . . .	122



# Literaturverzeichnis

- [1] F. Iachello, A. Arima, "The Interacting Boson Model," *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 31, no. 75, 1981.
- [2] C. Bernards, *Investigation and supersymmetric description of even-even mercury isotopes*. Dissertation, Universität zu Köln, 2011.
- [3] A. Frank, P. Van Isacker, *Algebraic Methods in Molecular and Nuclear Structure Physics*. Wiley Interscience, New York, USA, 1994.
- [4] F. Iachello, "Dynamical Supersymmetries in Nuclei," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 44, p. 772, 1980.
- [5] J. Jolie, "Supersymmetrie in Atomkernen," *Spektrum der Wissenschaft*, vol. 01.09., 2002.
- [6] P. Van Isacker, J. Jolie, K. Heyde, A. Frank, "Extension of Supersymmetry in Nuclear Structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 54, no. 653, 1985.
- [7] J. Jolie, *The Interacting Boson-Fermion Model: Bose-Fermi Symmetries and Supersymmetries*. Dissertation, Rijksuniversiteit, Gent, 1986.
- [8] G. Friessner, *Lebensdauern in  $^{176}\text{W}$  & Modifikation einer Elektronenstrahlkannonne*. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2010.
- [9] C. Fransen, *Protonen-Neutronen-Schwingungen im Kern  $^{94}\text{Mo}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 2000.
- [10] O. Möller, *Test der X(5)-Symmetrie in  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{178}\text{Os}$  durch Messung elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten*. Dissertation, Universität zu Köln, 2005.
- [11] F. Iachello, A. Arima, *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, Great Britain, 1987.
- [12] A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello, I. Talmi, "Collective nuclear states as symmetric couplings of proton and neutron excitations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66B, no. 205, 1978.

- [13] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, "Nuclear shell model and interacting bosons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. A309, no. 1, 1978.
- [14] N. Pietralla, P. von Brentano, A. F. Lisetskiy, "Experiments on multiphonon states with proton-neutron mixed symmetry in vibrational nuclei," *Nuclear Physics*, vol. 60, p. 225, 2008.
- [15] P. van Isacker, K. Heyde, J. Jolie, A. Sevrin, "The F-Spin Symmetric Limits of the Neutron-Proton Interacting Boson-Fermion Model," *Annals of Physics*, vol. 171, p. 253, 1986.
- [16] N. Pietralla, P. von Brentano et.al., "Symmetry changing transition in  $\gamma$ -soft nuclei studied in the interacting boson model," *Phys. Rev. Lett. C*, vol. 58, p. 191, 1998.
- [17] F. Iachello, P. van Isacker, *The Interacting Boson Fermion Model*. Cambridge University Press, Great Britain, 1991.
- [18] T. Thomas, *Supersymmetrie in  $^{193}\text{Au}$* . Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2010.
- [19] A. Frank, J. Jolie, P. Van Isacker, *Symmetries in Atomic Nuclei*. Springer, 2009.
- [20] S. Heinze, "Programm: *arbmodel*." Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 2008.
- [21] <http://www.amhorizontdersonne.de/Goetter.htm>.
- [22] A. Linnemann, *Das HORUS Würfelspektrometer und Multiphononanregungen in  $^{106}\text{Cd}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 2005.
- [23] M. Elvers, *Investigation of Octupole vibrations in the Rare-Earth Region with Different Experimental Probes and Implementation of a Multithreaded Evaluation Software for Double Coincidence Listmode Data*. Dissertation, Universität zu Köln, 2011.
- [24] B. Singh, "Full evaluation, Nuclear Data Sheets 107, 1531," 2006. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.
- [25] C. M. Lederer, *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons, 8th ed., 1999.
- [26] F. Puehlofer, "Programm: *Cascade*," *Nucl. Phys. A*, vol. 280, p. 267, 1997.
- [27] M. Wilhelm, "Programm: *autocal*."

- [28] I. Wiedenhoever, B. Steckemetz, "Programm: *topfit*." Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1996.
- [29] I. Wiedenhöver, *Vollständige Gamma-Spektroskopie des Kerns  $^{127}\text{Xe}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 1995.
- [30] J. Theuerkauf, "Programm: *tv*." Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1993.
- [31] E. Achterberg, G. V. Marti, V. R. Vanin, et Al., "Full evaluation, Nuclear Data Sheets 107, 1," 2005. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.
- [32] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik: eine Einführung*. Teubner Studienbcher, 1994.
- [33] K. Bethge, *Kernphysik: eine Einführung*. Springer-Verlag, 1996.
- [34] Cohen-Tannoudji, Diu, Laloë, *Quantenmechanik, Band 1 und 2*. Walter de Gruyter, 1999.
- [35] H. Morinaga, T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North Holland Publishing Company, 1976.
- [36] R. F. Casten, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Oxford Science Publications, 1990.
- [37] K. S. Krane, R. M. Steffen, "Determination of the E2/M1 Multipole Mixing Ratios of the Gamma Transitions in  $^{110}\text{Cd}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 2, p. 724, 1970.
- [38] K. S. Krane, R. M. Steffen, R. M. Wheeler, "Directional Correlations of Gamma Radiations emitted from Nuclear States Orientated by Nuclear Reactions or Cryogenic Methods," *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 11, p. 351, 1973.
- [39] A. H. Wapstra, G. J. Nijgh, R. van Lieshout, *Nuclear Spectroscopy Tables*. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1959.
- [40] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. New York, USA: Wiley, 1987.
- [41] H. J. Rose, D. M. Brink, "Angular Distributions of Gamma Rays in Terms of Phase-Defined Reduced Matrix Elements," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 39, no. 306, 1973.

- [42] "National Nuclear Data Center." Online im Internet: URL: <http://www.nndc.bnl.gov/>. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.
- [43] R. Teixeira, *Espectroscopia gama e correlacao angular gama-gama em  $^{194}\text{Pt}$* . Dissertation, Univ. de Sao Paulo Brasil, 1996.
- [44] H. Tiesler, *Gammasppektroskopie an  $^{209}\text{Bi}$  mit zwei CLUSTER-Detektoren*. Dissertation, Universität zu Köln, 1999.
- [45] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. New York: John Wiley & Sons, 2nd ed., 1989.
- [46] F. S. Goulding, D. A. Landis, "Signal Processing For Semiconductor Detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 29, p. 1125, 1982.
- [47] V. T. Jordanov, G. F. Knoll, "Digital synthesis of pulse shapes in real time for high resolution radiation spectroscopy," *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A345, p. 337, 1984.
- [48] S. E. Boggs, E. L. Hull, R. P. Lin, N. W. Madden, S. McBride, R. H. Pehl, J. H. Primbsch, S. Slassi-Sennou, "Laboratory tests of pulse shape discrimination techniques for correcting the effects of radiation damage in germanium coaxial detectors," *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A443, p. 319, 2000.
- [49] M. Vencelj, K. Bucar, R. Novak, H. J. Woertche, "High count rate  $\gamma$ -ray spectroscopy with  $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$  scintillation detectors," *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A607, p. 581, 2009.
- [50] S. Heinze, "Programm: *scanfit*." Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 2008.
- [51] B. Singh, "Full evaluation, Nuclear Data Sheets 99, 275," 2003. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.
- [52] C. M. Baglin, "Full evaluation, Nuclear Data Sheets 113, 1871," 2012. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.
- [53] H. Xiaolong, "Full evaluation, Nuclear Data Sheets 108, 1093," 2007. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.

- [54] H. Xiaolong, "Full evaluation, Nuclear Data Sheets 110, 2533," 2009. National Nuclear Data Center, Building 197D, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA.
- [55] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, A. Zilges, "Correlation between Low-Lying M1 and E2 Strength in Heavy Rare Earth Nuclei," *Phys. Rev. Lett. C*, vol. 52, no. 2317, 1995.
- [56] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, O. Scholten, "New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$  by inelastic electron scattering," *Phys. Rev. B*, vol. 27, p. 137, 1984.
- [57] O. Scholten, K. Heyde, P. Van Isacker, J. Jolie, J. Moreau, M. Waroquier, J. Sau, "Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model," *Nuclear Physics*, vol. 438A, p. 41, 1985.
- [58] A. Metz, J. Jolie, et. al., "One neutron transfer reaction spectroscopy of  $^{195}\text{Pt}$  as a detailed test of the U(6/12) supersymmetry," *Phys. Rev. C*, vol. 61, no. 064313, 2000.
- [59] H. Klein, "Programm: *transnuklear*." Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 2001.
- [60] C. Fransen, N. Pietralla, Z. Ammar, D. Bandyopadhyay, N. Boukharouba, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, J. Jolie et al., "Comprehensive studies of low-spin collective excitations in  $^{94}\text{Mo}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 67, no. 024307, 2003.
- [61] S. R. Leshner, C. J. McKay, M. Mynk, D. Bandyopadhyay, N. Boukharouba, C. Fransen et al., "Low-spin structure of  $^{96}\text{Mo}$  studied with the (n,n') reaction," *Phys. Rev. C*, vol. 75, p. 034318, 2007.
- [62] I. N. Vishnevskii, V. I. Gavriljuk, V. T. Kupryashkin, G. D. Latyshev, I. N. Lyutyi, Y. V. Makovetskii, A. I. Feoktistov, "Decay of  $^{194}\text{Au}$ ," *Phys. Ser.*, vol. 35, no. 2009, 1972.
- [63] P. van Isacker, A. Frank, Hong-Zhou Sun, "The U(6/12) Supersymmetric Limit of the Interacting Boson-Fermion Model," *Annals of Physics*, vol. 157, p. 183, 1984.
- [64] A. Metz, J. Jolie, G. Graw, R. Hertenberg, J. Gröger, C. Günther, N. Warr, Y. Eisermann, "Evidence for the Existence of Supersymmetry in Atomic Nuclei," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, p. 1542, 1999.

- [65] G. Berrier-Ronsin, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Vernotte, J. Kalifa et.al., "Nuclear levels in  $^{191,193,195,197}\text{Pt}$  excited via neutron pickup," *Phys. Rev. C*, vol. 17, p. 529, 1978.
- [66] D. P. DiPrete, T. Belgya, E. M. Baum, E. L. Johnson, S. W. Yates et.al., "Search for high-lying octupole states and octupole fragmentation in  $^{196}\text{Pt}$  with the  $(n,n'\gamma)$  reaction," *Phys. Rev. C*, vol. 48, p. 2603, 1993.

# Danksagung

Einen großen Dank möchte ich an dieser Stelle all denen sagen, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben. Einen besonderen Dank möchte ich folgenden Personen aussprechen, die namentlich hier genannt werden:

- Herrn Professor Dr. Jan Jolie danke ich für die Vergabe des Themas, seine Unterstützung und Interesse an der Arbeit und der Diskussion der Ergebnisse, die den erfolgreichen Abschluss der Arbeit ermöglicht hat. Besonders bedanke ich mich für die vielen Jahre als SHK und WMA am Institut für Kernphysik und der damit ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Institut und in seiner Gruppe.
- Herrn Professor Dr. Peter Reiter für die Erstellung des Zweitgutachtens dieser Arbeit.
- Dr. Christoph Fransen - was wäre das IKP bloß ohne Dich!?
- Dr. Stefan Heinze danke ich für die Unterstützung bei dieser Arbeit, einigen Erklärungen, die viel Licht ins Dunkle gebracht haben und für die netten Stunden ausserhalb der Arbeitszeit.
- Dank an Herrn Dr. Karl-Oskar Zell für die Herstellung der Pt-Targets.
- Herrn Dr. Janis Endres bedanke ich mich für die schönen gemeinsamen Stunden beim Aufbau von HORUS und für die tatkräftige Unterstützung bei der Sortierung.
- Dank an die Operateure für die Bereitstellung des Tandem-Beschleunigers - "Et läuft!"
- Dipl.-Phys. Tim Thomas, M. Sc. Hannah Duckwitz für die schöne gemeinsame Zeit im Büro und tatkräftige Unterstützung bzw. Diskussionen für diese Arbeit.

- Dr. Michael Albers, Dr. Christian Bernards, Dipl.-Phys. Kevin Moschner, Dipl.-Phys. Thomas Pissulla, Dr. Desireé Radeck und Dipl.-Phys. Matthias Rudigier für die gemeinsame Studienzeit, sowohl innerhalb und ausserhalb der Universität. Die vielen gemeinsamen Stunden vermisse ich schon jetzt im IKP.
- Dank an die gesamte Mannschaft der Elektronik-Werkstatt beim Aufbau von HORUS. Ebenso ein großen Dank an die FMW beim Aufbau der HORUS-Targetkammer.
- Dr. Nigel Warr dank ich für die Diskussion von XIA. Für die Beantwortung einiger Fragen bedanke ich mich bei Herrn Dr. Andrey Blazhev.
- Ebenso bedanke ich mich bei Dr. Michael Elvers, Dr. Janis Endres und Dipl.-Phys. Andreas Hennig für die Unterstützung bei XIA und Sortierung.
- Dipl.-Phys. Benedikt Birkenbach, Dipl.-Phys. Michael Pfeiffer und Saed-Samii vielen Dank für die nette Zeit im Sys-Op-Büro und für die vielen netten Stunden ausserhalb des Büros.
- Den Mitarbeitern vom Insitut für Strahlen- und Kernphysik im Bonn, die mich unterstützt haben bei der Durchführung der Aktivierung von <sup>194</sup>Pt .
- An die guten Seelen des IKP Sabine Hingott, Erika Kroppen-Matenaer, Heike Röhnelt und Karl-Oskar Zell vielen Dank für die reibungslose Abwicklung vieler verwaltungstechnischen Angelegenheiten.
- Danke an Dr. Christoph Fransenm, Dr. Stefan Heinze, Dipl.-Phys. Tim Thomas, M. Sc. Hannah Duckwitz, Dipl.-Phys. Matthias Rudigier, Dipl.-Ges.-Ök. Tristan Gloede und Thomas Meier für das Korrekturlesen der Arbeit.
- Jede weitere Person vom IKP!
- IKP, ich werde Dich vermissen!



# 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 der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. Jan Jolie betreut worden.