

Hochspinbanden  
in den Atomkernen

$^{73,74,75}\text{Se}$

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

vorgelegt von  
Olaf Albert Thelen  
aus Köln

Köln 2004

Berichtersteller: Prof. Dr. P. von Brentano  
Prof. Dr. P. Reiter

Tag der mündlichen Prüfung: 06.12.2004

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>Abstract</b>	<b>3</b>
<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>1 Das Experiment</b>	<b>7</b>
1.1 Die verwendete Reaktion . . . . .	7
1.2 Das $4\pi$ - $\gamma$ -Spektrometer Gammasphere . . . . .	8
1.3 Das Teilchen-Spektrometer MICROBALL . . . . .	11
1.4 Die Compoundkern-Reaktion . . . . .	13
<b>2 Datenanalyse</b>	<b>17</b>
2.1 Datenaufbereitung . . . . .	17
2.2 Koinzidenzanalyse der $\gamma$ -Ereignisse . . . . .	27
2.3 Multipolarität der $\gamma$ -Übergänge . . . . .	28
<b>3 Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>33</b>
3.1 Das Anregungsschema von $^{73}\text{Se}$ . . . . .	33
3.2 Daten zu $^{73}\text{Se}$ . . . . .	34
3.3 Das Anregungsschema von $^{74}\text{Se}$ . . . . .	39
3.4 Daten zu $^{74}\text{Se}$ . . . . .	40
3.5 Das Anregungsschema von $^{75}\text{Se}$ . . . . .	47
3.6 Daten zu $^{75}\text{Se}$ . . . . .	48
<b>4 Einige theoretische Grundlagen</b>	<b>55</b>
4.1 Einleitung . . . . .	55
4.2 Das Teilchen-plus-Rotor Modell . . . . .	55
<b>5 Das „Cranked Nilsson Strutinsky Modell“</b>	<b>61</b>
5.1 Allgemeines zum CNS . . . . .	61
5.2 Konfigurationen im CNS-Modell . . . . .	62
5.3 Rechnungen im CNS-Modell . . . . .	63
5.4 Konfigurationen der Banden in $^{73}\text{Se}$ . . . . .	65
5.5 Konfigurationen der Banden in $^{74}\text{Se}$ . . . . .	69
5.6 Konfigurationen der Banden in $^{75}\text{Se}$ . . . . .	76
<b>6 Diskussion und Zusammenfassung</b>	<b>81</b>
6.1 Vorbetrachtung . . . . .	81
6.2 Kernstruktur von $^{73}\text{Se}$ . . . . .	82

6.3	Kernstruktur von $^{74}\text{Se}$ . . . . .	83
6.4	Kernstruktur von $^{75}\text{Se}$ . . . . .	88
6.5	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	91
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>93</b>
<b>I</b>	<b>Anhänge</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Gamma-sphere-Aufbau-Daten</b>	<b>99</b>
<b>B</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>101</b>
B.1	Anregungsniveaus und Übergangsenergien für den Atomkern $^{73}\text{Se}$ . . . . .	101
B.2	Anregungsniveaus und Übergangsenergien für den Atomkern $^{74}\text{Se}$ . . . . .	103
B.3	Anregungsniveaus und Übergangsenergien für den Atomkern $^{75}\text{Se}$ . . . . .	106
<b>C</b>	<b>CNS-Daten</b>	<b>109</b>
C.1	Konfigurationen der CNS-Modell Rechnungen . . . . .	109
C.2	Potential-Energy-Surface-Plots für $^{73}\text{Se}$ . . . . .	112
C.3	Potential-Energy-Surface-Plots für $^{74}\text{Se}$ . . . . .	116
C.4	Potential-Energy-Surface-Plots für $^{75}\text{Se}$ . . . . .	121
<b>D</b>	<b>Termschemata in Großformat</b>	<b>127</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>133</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>135</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>137</b>

# Zusammenfassung

Die Atomkerne  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  wurden im Rahmen dieser Arbeit  $\gamma$ -spektroskopisch untersucht. Grundlage dieser Analysen war ein  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzexperiment am  $4\pi$ - $\gamma$ -Spektrometer Gammasphere, welches zusammen mit dem Teilchenspektrometer Microball betrieben wurde. Es wurde die Reaktion  $^{48}\text{Ca} + ^{30}\text{Si}$  bei einer Strahlenergie von 165 MeV an einem  $542\mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicken  $\text{SiO}_2$ -Target, aufgedampft auf einer Tantalschicht der Dicke  $1,01\text{mg}/\text{cm}^2$ , verwendet.

Aus der Analyse der vierfach  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen und der DCO-Verhältnisse wurden die Daten zur Erweiterung der Niveauschemata bis zu maximalen Spins von  $I \approx 30\hbar$  gewonnen. Zwei neue Bandenstrukturen wurden etabliert, eine Bande positiver Parität mit Signatur  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$  und eine Bande ohne experimentelle Spin- und Paritätszuweisungen in  $^{75}\text{Se}$ . Mit Ausnahme einer Bande in  $^{74}\text{Se}$  konnten alle Bandenstrukturen deutlich erweitert werden.

Zur Interpretation dieser experimentellen Hochspinanregungen wurde das konfigurationsabhängige „Cranked Nilsson Strutinsky Modell“ (CNS-Modell) herangezogen. Dieses Modell zeichnet sich durch die gute Beschreibung für kollektive Anregungen mit einem Spin von  $I > 15\hbar$  aus. Mit Ausnahme der intensitätsschwächsten Bande in  $^{74}\text{Se}$  konnten für alle Bandenstrukturen geeignete Konfigurationen zur Beschreibung im CNS-Modell angegeben werden. Für die zugeordneten Konfigurationen ergeben sich in den drei untersuchten Se-Isotopen bevorzugt triaxiale Deformationen. Die Formkoexistenz, welche in dieser Massenregion und im Besonderen in den hier untersuchten Kernen schon für die Niederspinzustände beobachtet wurde, zeigt sich auch für Anregungsniveaus bis zum Spin  $30\hbar$ .

Neben den umfangreichen Vorhersagen und Beschreibungen der CNS-Modell Rechnungen zur Deformation der drei Atomkerne werden auch verschiedene Bandenterminierungen vorhergesagt. Für zwei dieser vorhergesagten Bandenabschlüsse konnten in  $^{74}\text{Se}$  die terminierenden Zustände experimentell etabliert werden. Damit ergibt sich im Rahmen des konfigurationsabhängigen „Cranked Nilsson Strutinsky Modells“ eine geschlossene Beschreibung der Hochspinanregungen in den Atomkernen  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$ .



# Abstract

In this work the nuclei  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  and  $^{75}\text{Se}$  have been investigated by  $\gamma$ -spectroscopic methods. The analysis is based on a  $\gamma$ - $\gamma$ -coincidence experiment at the  $4\pi$ - $\gamma$ -spectrometer Gammasphere, which was operated in conjunction with the charged-particle-spectrometer Microball. The reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{30}\text{Si}$  was used at a beam energy of 165 MeV, with a  $542\mu\text{g}/\text{cm}^2$  thin  $\text{SiO}_2$ -target, evaporated on a Tantalum layer of  $1.01\text{mg}/\text{cm}^2$  thickness.

The analysis of quadruple  $\gamma$ - $\gamma$ -coincidences and DCO-ratios lead to the extension of the level schemes up to a spin of  $I \approx 30\hbar$ . Two new band structures have been identified, one with positive parity and signature  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$  and the other structure without experimental parity and spin assignment in  $^{75}\text{Se}$ .

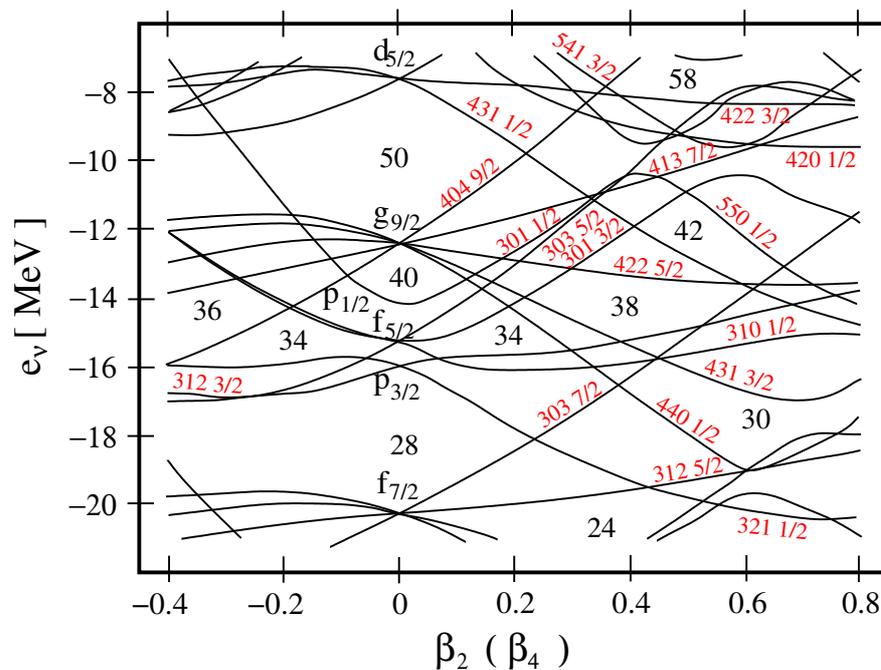
The interpretation of the experimental results has been carried out in the framework of the configuration-dependent "Cranked Nilsson Strutinsky Model". This model gives very good descriptions of collective excitation at a spin  $I > 15\hbar$ . With exception of the weakest intensity band in  $^{74}\text{Se}$ , all bands were assigned to a configuration in the model. Mainly configurations with triaxial deformations have been predicted by the model calculations. Shape coexistence, which has been studied in depth in this mass region for low spin excitations, is here also the best description for the high spin structures up to spin  $30\hbar$ .

Beside all these detailed descriptions also several band terminations have been predicted by the model. The terminating excitation states have been established in the experimental results for  $^{74}\text{Se}$ . These results give a conclusive description in the framework of the "Cranked Nilsson Strutinsky Model" for the high spin structures in  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  and  $^{75}\text{Se}$ .



# Einleitung

Die Atomkerne der Massenregion  $70 < A < 80$  sind in den letzten Jahrzehnten das Ziel vielfältiger kernphysikalischer Untersuchungen gewesen. Der Grund hierfür ist die große Vielfalt der kollektiven und Einteilchen-Freiheitsgrade und deren Wechselwirkung und Mischung, die in diesem Massenbereich auftreten. So führen bereits kleine Variationen in der Nukleonenzahl häufig zu großen Effekten für die Quadrupoldeformation der Kerne, wobei sich in einigen Fällen sogar das Vorzeichen der Quadrupoldeformation ändert. Die physikalische Ursache für die Vielzahl der Phänomene erkennt man relativ schnell durch die Betrachtung des Nilsson Diagramms für diesen Massenbereich. In Abbildung 1 sind die Bindungs-



**Abbildung 1:** Nilsson Orbitale deformierter Atomkerne auf Basis eines Wood-Saxon-Potenzials für Neutronen [NDBR85].

energien für die Neutronen-Einteilchenzustände in  $^{80}\text{Sr}$  als Funktion der Quadrupoldeformation aufgetragen. Da sich in diesem Massenbereich die Bindungsenergien für Neutronen und Protonen kaum unterscheiden, kann dieses Diagramm als exemplarisch für die Massengegend gelten. Man erkennt, dass die noch nicht sehr große Dichte der Zustände bei den mittelschweren Kernen zu ausgeprägten Energielücken in den Einteilchenenergien bei sehr unterschiedlicher Quadrupoldeformation führt. Die Energielücke für die Nukleonenzahl 40 stabilisiert eine sphärische Kernform, bei der Einteilchenanregungen dominieren werden. Die Energielücke bei 38 läßt das Auftreten großer prolater Kerndeformation und entsprechende Rotationsbanden erwarten. Reduziert man die Nukleonenzahl nur um zwei, findet man bei 36 und großer oblater Deformation die nächste Energielücke. Für die Nukleonen-

zahl 34 treten sowohl Energielücken bei mäßiger prolater wie oblater Deformation auf.

Im Massenbereich um  $A = 70$  unterscheiden sich die Protonen- und Neutronenzahlen der Kerne noch nicht sehr, Protonen und Neutronen besetzen die gleichen Orbitale. Dies führt zu einer Verstärkung der kernformstabilisierenden Effekte der Lücken in den Einteilchenenergien, da sie gleichzeitig für Protonen und Neutronen wirksam werden können. Die Vielzahl der auftretenden Phänomene sind in den letzten beiden Jahrzehnten im Niederspinbereich sorgfältig untersucht und theoretisch auch gut verstanden worden. Die Formkoexistenz, die zuerst in  ${}^{72}_{34}\text{Se}_{38}$  gefunden wurde [HRP<sup>+</sup>74], konnte bald systematisch in den leichten Ge-, Se- und Kr-Isotopen studiert werden. In  ${}^{69}_{34}\text{Se}_{35}$  konnte erstmals eine oblat deformierte  $g_{9/2}$ -Bande [Wio88] nachgewiesen werden. In  ${}^{75}_{36}\text{Kr}_{39}$  wurden sowohl Rotationsbanden mit prolater wie oblater Deformation gefunden und deren Wechselwirkung studiert [Sko92].

In den bisherigen Experimenten wurden die Anregungsstrukturen der Kerne in der Regel bei nicht sehr hohen Spins bis zum ersten, maximal zum zweiten Paaraufbruch der Nukleonen beobachtet. Daten für den Hochspinbereich mit  $I > 20\hbar$  fehlen in diesen mittelschweren Kernen fast völlig. Der Grund ist in den experimentellen Schwierigkeiten zu suchen. Hochspinzustände lassen sich in schwerionen-induzierten Compoundkernreaktionen nur bei hinreichend hoher Projektilenergie anregen. Diese hohe Strahlenergie führt aber zu einer sehr großen Anzahl konkurrierender Reaktionskanäle und damit zu äußerst komplexen Spektren mit einer sehr hohen Liniendichte. Um die  $\gamma$ -Zerfälle der Hochspinzustände einzelner Nuklide aus diesen komplexen Spektren herauszufiltern, war die Anwendung neuer experimenteller Methoden erforderlich. Zu Beginn dieser Doktorarbeit standen mit Euroball und Gammasphere erstmals Spektrometer zur Verfügung, die eine systematische  $\gamma$ -Spektroskopie im Hochspinbereich mittelschwerer Kerne möglich erscheinen ließen.

Beide Spektrometer verfügen über reaktionskanalselektive Trigger durch Nachweis der emittierten geladenen Teilchen und der Neutronen und beide Spektrometer nutzen eine sehr große Anzahl von Ge-Detektoren in einer  $4\pi$ -Anordnung (110 Ge-Detektoren in Gammasphere, 239 in Euroball), die es ermöglicht,  $\gamma$ -Kaskaden durch bis zu fünffache Koinzidenzbedingungen aus den komplexen Spektren heraus zu filtern. Aufgrund eines Kollaborationsprogramms mit amerikanischen Gruppen beim Studium der Struktur mittelschwerer Kerne stand uns das amerikanische Spektrometer Gammasphere zur Verfügung. Die Experimente wurden daher am Argonne National Laboratory in Chicago durchgeführt.

Das Ziel der Arbeit war das Studium von Hochspinzuständen in mittelschweren Kernen und die Interpretation der Ergebnisse durch Vergleich mit Kernmodellrechnungen. Aufgrund von Rechnungen im Statistischen Modell schien es möglich, Hochspinzustände mit  $I < 35\hbar$  zu untersuchen und damit genau den Bereich, der nach den Vorhersagen des „Cranked Nilsson Strutinsky“ Modells maximal aus den Valenznukleonen außerhalb des doppeltmagischen  ${}^{56}\text{Ni}$ -Cores aufgebaut werden kann. Eine Fragestellung dieser Arbeit war zunächst: Wie setzt sich die komplexe Anregungsstruktur mittelschwerer Kerne bei höheren Drehimpulsen fort? Stabilisiert sich mit zunehmendem Drehimpuls eine ausgezeichnete Kernform oder bleibt die Koexistenz verschiedener Kerndeformationen auch bei hohen Spins erhalten? Ein zweiter Schwerpunkt war die Überprüfung der Vorhersagen des CNS Modells über die Terminierung der Hochspinbanden.

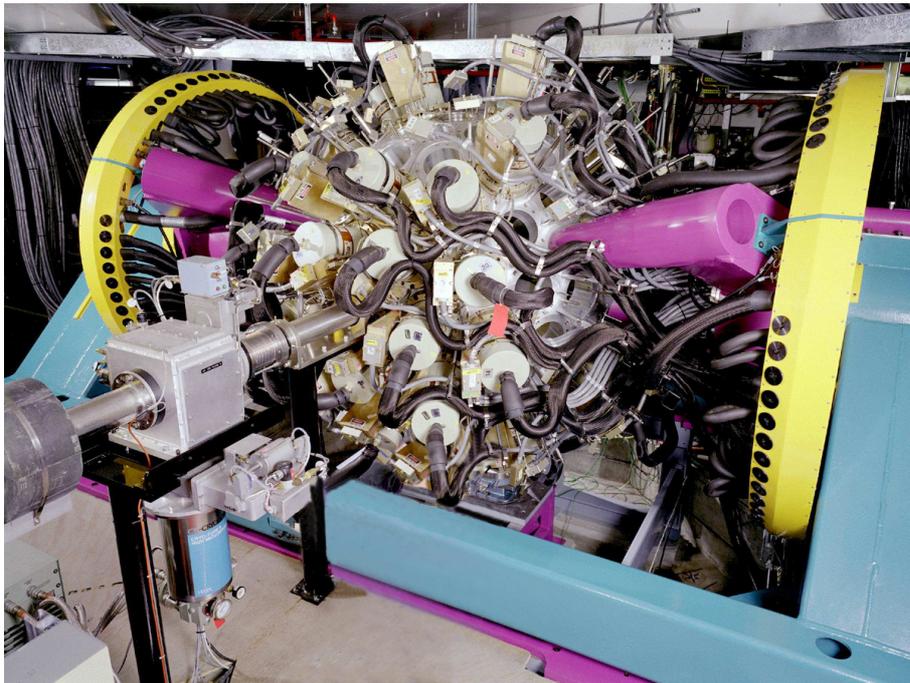
Für die Untersuchungen wurden die Isotope  ${}^{73}\text{Se}$ ,  ${}^{74}\text{Se}$ ,  ${}^{75}\text{Se}$  ausgewählt. Alle drei Nuklide können mit der Reaktion  ${}^{30}\text{Si} + {}^{48}\text{Ca}$  gleichzeitig in einem Experiment bevölkert werden, wobei  ${}^{74}\text{Se}$  mit dem größten Wirkungsquerschnitt aller Endkerne der Reaktion erzeugt wird. Damit waren die bestmöglichen Voraussetzungen gegeben, trotz der experimentellen Schwierigkeiten einen umfangreichen Datensatz zu gewinnen.

# Kapitel 1

## Das Experiment

### 1.1 Die verwendete Reaktion

Das dieser Arbeit zugrundeliegende Experiment wurde am Argonne National Laboratory in Chicago, Illinois, USA durchgeführt. Verwendet wurde die Compoundkern-Reaktion  $^{30}\text{Si}(^{48}\text{Ca}, xn)^{78-x}\text{Se}$  bei einer Strahlenergie von 165 MeV. Als Beschleuniger stand das ATLAS (Argonne Tandem Linac Accelerator System) zur Verfügung. Der Ionenstrahl war durch die Verwendung des supraleitenden Nachbeschleunigers mit einem Zeitintervall von  $87,5\text{nsec}$  gepulst. Die Halbwertsbreite der Strahlpulslänge betrug  $1\text{-}3\text{nsec}$ . Das Trägerma-



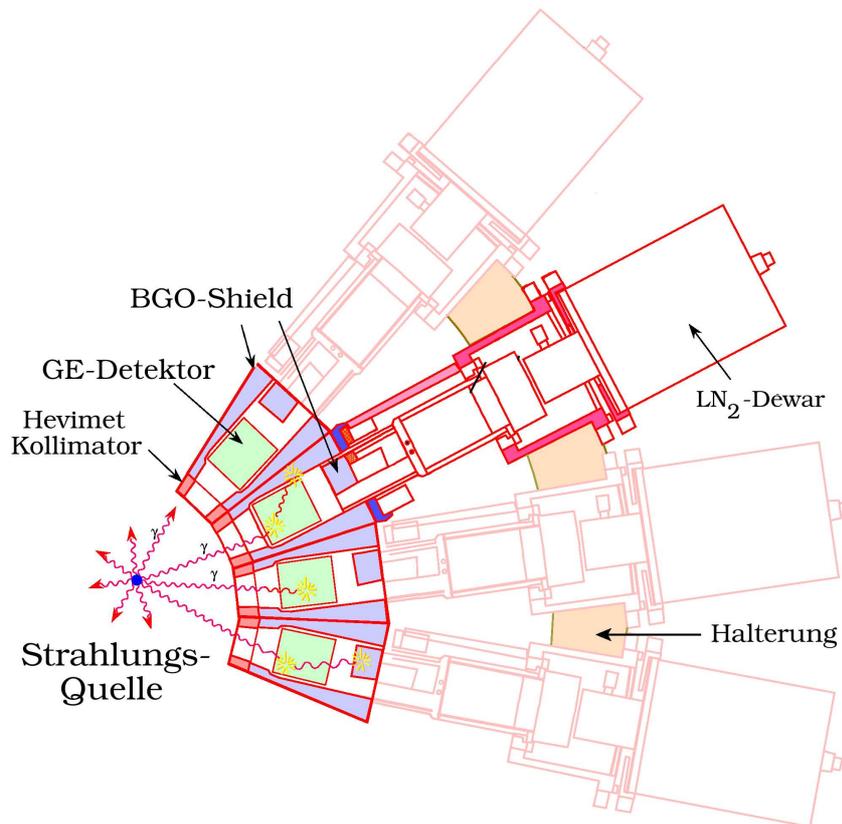
**Abbildung 1.1:** Gammasphere am Argonne National Laboratory, Illinois, USA. [Ril97]

terial des Targets bestand aus einer Tantalfolie der Dicke  $1,01\text{mg}/\text{cm}^2$ . Auf diesen Träger war das Targetmaterial  $^{30}\text{Si}$  in Form von  $^{30}\text{SiO}_2$  der Dicke  $542\mu\text{g}/\text{cm}^2$  aufgedampft. Die Tantalfolie wurde entgegen der Strahlrichtung montiert, um Abbremsprozesse der Reaktionskerne in der Tantalfolie zu verhindern. Insgesamt wurden in vier Tagen Strahlzeit 128 GB Rohdaten (Listmodedaten) auf Magnetband aufgezeichnet. Es wurde das  $4\pi$ - $\gamma$ -Spektrometer Gammasphere zusammen mit dem Teilchenspektrometer Microball verwen-

det. Gammasphere wurde in diesem Experiment mit 105 der 110 möglichen Detektoren betrieben. Der erste Ring unter  $17,3^\circ$  war komplett demontiert, um den Anschluss für den Massenseparator (FMA - Fragment Mass Analyzer) zu ermöglichen. Der Massenseparator wurde für dieses Experiment allerdings nicht verwendet. Der Abstand der verbleibenden Germanium-Detektoren zum Target betrug 250 mm.

## 1.2 Das $4\pi$ - $\gamma$ -Spektrometer Gammasphere

Ziel eines  $4\pi$ - $\gamma$ -Spektrometers ist die vollständige Bedeckung des Raumwinkels um den Reaktionsort des Experimentes, um einen möglichst hohen Anteil der emittierten  $\gamma$ -Strahlung nachzuweisen. Das Spektrometer Gammasphere ist ein  $4\pi$ - $\gamma$ -Spektrometer. Es ist, neben Euroball, eines der beiden großen  $\gamma$ -Spektrometer, welche für die Kernstrukturphysik entwickelt wurden. Der Definition des Begriffes der Sensitivität eines Spektrometers lässt sich am besten aus den Limitierungen der  $\gamma$ -spektroskopischen Experimente geben. Eine hohe



**Abbildung 1.2:** Schematischer Aufbau von Gammasphere: Ausschnitt aus dem schematischen Aufbau des Spektrometers Gammasphere am Argonne National Laboratory, Illinois, USA. Der vollständige Aufbau deckt mit 110 Detektoren nahezu den komplette Raumwinkel von  $4\pi$  ab. [Ril97]

Sensitivität soll die Identifikation immer schwächerer  $\gamma$ -Übergänge ermöglichen. Dazu sind folgende Eigenschaften eines Spektrometers besonders hervorzuheben:

1. Eine gute Energieauflösung zur Trennung von Übergängen mit kleiner Energiedifferenz. Hier hat der HPGe-Detektor die bestmögliche Energieauflösung bei hoher Nachweiswahrscheinlichkeit.

2. Eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit durch Verwendung möglichst großvolumiger Germanium-Detektoren
3. Eine hohe Einzelnachweiswahrscheinlichkeit oder Granularität. Das Raumwinkelelement, das durch einen Detektor abdeckt wird, muss so klein sein, dass auch bei Experimenten mit hoher Multiplizität die Wahrscheinlichkeit zwei oder mehr  $\gamma$ -Quanten in einen Detektor nachzuweisen vernachlässigbar ist.
4. Eine gute Identifikation von Untergrundereignissen und nicht vollständig im Detektor absorbierten  $\gamma$ -Quanten. Dies wird durch die „Escape-Suppression-Shields“ (BGO) um jeden HPGe-Detektor erreicht, wodurch der Spektrenuntergrund aus gestreuten Ereignissen und natürlicher Strahlung minimiert wird.
5. Identifikation der evaporierten geladenen Reaktionsprodukte der Compoundkern-Reaktion, um die Daten der Ereignisse verschiedenen Reaktionkanäle voneinander trennen zu können. Dies wird an Gammasphere durch das Teilchenspektrometer Microball erreicht.

In dieser Arbeit wurde die hohe Sensitivität benötigt, um einzelne Hochspinbanden aus den, durch die Vielzahl der Reaktionskanäle sehr komplexen, Spektren herausfiltern zu können.

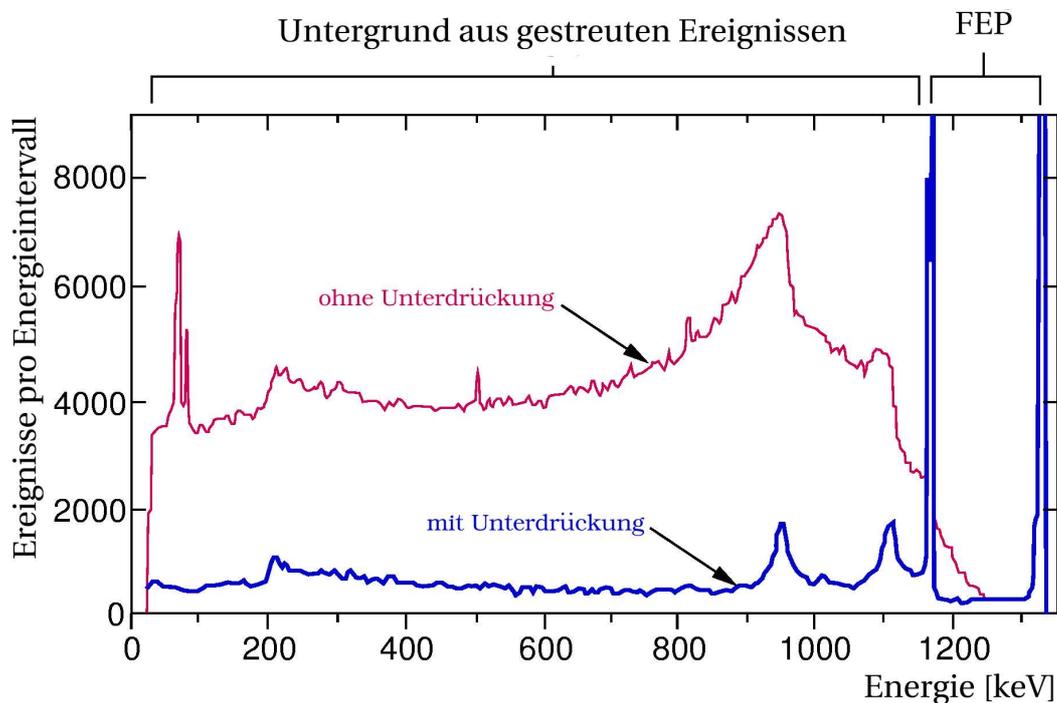
### 1.2.1 Der Aufbau von Gammasphere

Gammasphere besteht aus einer kugelförmigen Schalenkonstruktion, welche in zwei Halbschalen 110 hochreinen Germanium-Detektoren Platz bietet. Jeder dieser Detektoren befindet sich in einem Bismut-Germanat (BGO) „Escape-Suppression-Shield“. Gammasphere wurde von 1993 bis 1997 am 88-Inch Cyclotron des Lawrence Berkeley National Laboratory in Berkeley, Kalifornien, USA, erstmals installiert und betrieben. 1997-1998 wurde Gammasphere zum Argonne National Laboratory in Chicago, Illinois, USA, verlegt, wo auch das dieser Arbeit zugrundeliegende Experiment durchgeführt wurde. Die herausragenden Eigenschaften des Spektrometers Gammasphere prädestinieren es für die Untersuchung der hochenergetischen Anregungsstrukturen bei hohen Kerndrehimpulsen. Der hochreine Germanium-Detektor bietet derzeit die beste Kombination von Energieauflösung und Effizienz. Gammasphere verfügt über eine hohe Granularität, durch die die bei Experimenten mit hohen Rückstoßgeschwindigkeiten der Reaktionskerne entstehende Doppler-Verschiebung der im Flug emittierten  $\gamma$ -Quanten korrigiert werden kann. Durch eine höhere Granularität lassen sich die Winkel der im Flug emittierten  $\gamma$ -Strahlung zur Strahlachse mit hoher Genauigkeit bestimmen. Dies lässt sich bei klassischen Spektrometern wie Gammasphere nur durch einen großen Abstand der Detektoren vom Reaktionsort erreichen, weil der Öffnungswinkel des Detektors klein ist und so eine gute Winkelinformation für die nachgewiesenen  $\gamma$ -Quanten gegeben ist. Damit ist eine Korrektur der Doppler-Verschiebung dieser Energie über die Doppler-Formel möglich. Dies ist bei Experimenten, welche zum Ziel haben die Struktur hochenergetischer Anregungsniveaus zu bestimmen, aus folgendem Grund besonders wichtig. Diese Anregungsniveaus haben im Allgemeinen eine kurze Lebensdauer. Die hierbei auftretenden großen Rückstoßgeschwindigkeiten der Compoundkerne führen zu einer starken Doppler-Verbreiterung der detektierten Energien in den Detektoren.

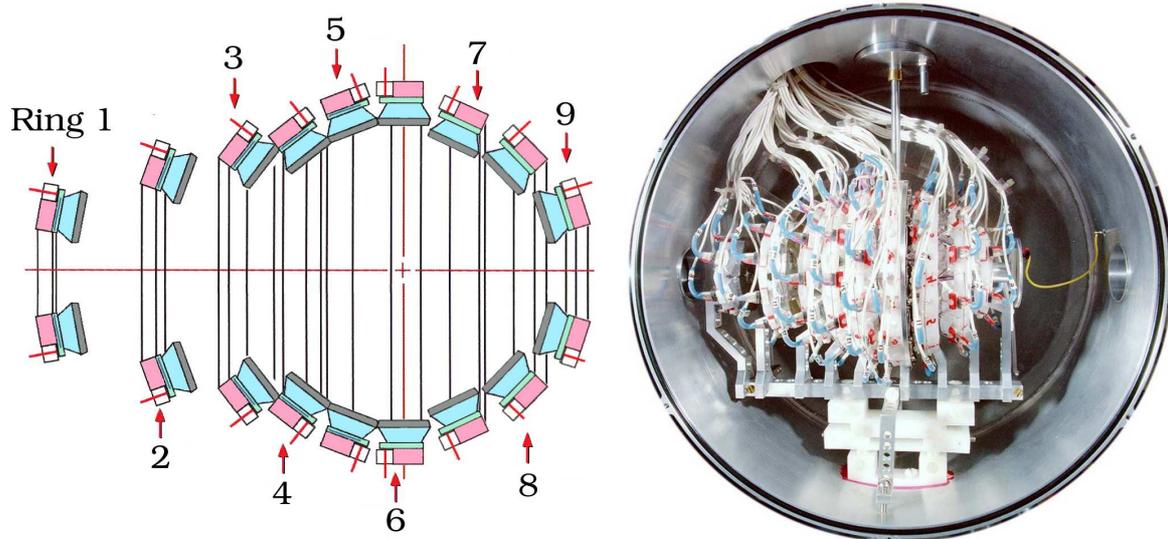
Weitere Eigenschaften werden durch die Bauart des Spektrometers bedingt. Der BGO-„Escape-Suppression-Shield“ ermöglicht die Identifikation von  $\gamma$ -Ereignissen, die nicht im Ge-Detektor vollständig nachgewiesen wurden, sondern nach einem Streueignis den Detektor wieder verlassen. Die aus dem Ge-Detektor herausgestreute  $\gamma$ -Strahlung wird in den

hocheffizienten BGO-Szintillatoren nachgewiesen und führt in der verarbeitenden Elektronik der Datenaufnahme zur Unterdrückung des Ereignisses. Diese Ereignisse würden ohne Unterdrückung mit zu geringer Energie nachgewiesen. Solche Ereignisse würden dann im Spektrum nicht in den zugehörigen Peak, sondern als „Untergrund-Ereignisse“ einsortiert. Damit würde das Verhältnis „Peak-zu-Untergrund“ schlechter und eine Identifikation schwacher  $\gamma$ -Übergänge auf diesem erhöhten Untergrund erschwert. Als Maß für die Qualität der Unterdrückung der Compton-gestreuten Ereignisse gilt das „peak-to-total“-Verhältnis (P/T). Der P/T-Wert für Gammasphäre-Detektoren wird mit 0,6 bei einer  $\gamma$ -Energie von 1,3 MeV angegeben, im Gegensatz zu 0,25 ohne BGO-„Escape-Suppression-Shield“ [Ril97]. Die Wirkung des BGO-„Escape-Suppression-Shields“ ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Die Abbildung zeigt, dass die Unterdrückung der aus dem Detektor gestreuten Ereignisse, blaues Spektrum, eine Reduzierung des Untergrundes im Mittel um einen Faktor 7-8 ermöglicht.

Die Germaniumdetektoren sind im Gammasphäre-Spektrometer in 17 Ringen angeordnet. Die Tabelle im Anhang A gibt die Positionen der Detektoren in Ringen zusammengefasst wieder. Abbildung 1.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau von Gammasphäre. Jeder Germanium-Detektor ist von einem BGO-„Escape-Suppression-Shield“ umgeben. Die BGO-„Escape-Suppression-Shields“ sind gegen direkte Bestrahlung durch die Strahlungsquelle durch einen Hevimet-Absorber abgeschirmt. Durch diesen Aufbau wurde bei Gammasphäre eine nahezu vollständige Bedeckung der  $4\pi$ -Kugelschale durch Ge-Detektoren und BGO-„Escape-Suppression-Shield“ erreicht. Einzig das Strahlrohr und die Zuführungen zur Targetkammer mit Microball sind nicht bedeckt.



**Abbildung 1.3:** Die Abbildung zeigt den Vergleich zweier auf die Intensität der Gesamtabsorptionslinie normierter Eichspektren der Germanium-Detektoren, mit (blau) und ohne (rot) Unterdrückung durch die BGO-„Escape-Suppression-Shields“. [Ril97]



**Abbildung 1.4:** Aufbau Microball: Links: Schematischer Aufbau der CsI-Teleskope in 9 Ringen von  $4,0^\circ$  -  $172,0^\circ$ . Rechts: Nahaufnahme des Microball-Spektrometers in der Gammasphäre Target Kammer. Das Target befindet sich im Mittelpunkt der kugelförmigen Reaktionskammer [SHD<sup>+</sup>96]. Für beide Abbildungen tritt der Ionenstrahl von rechts kommend in Microball ein.

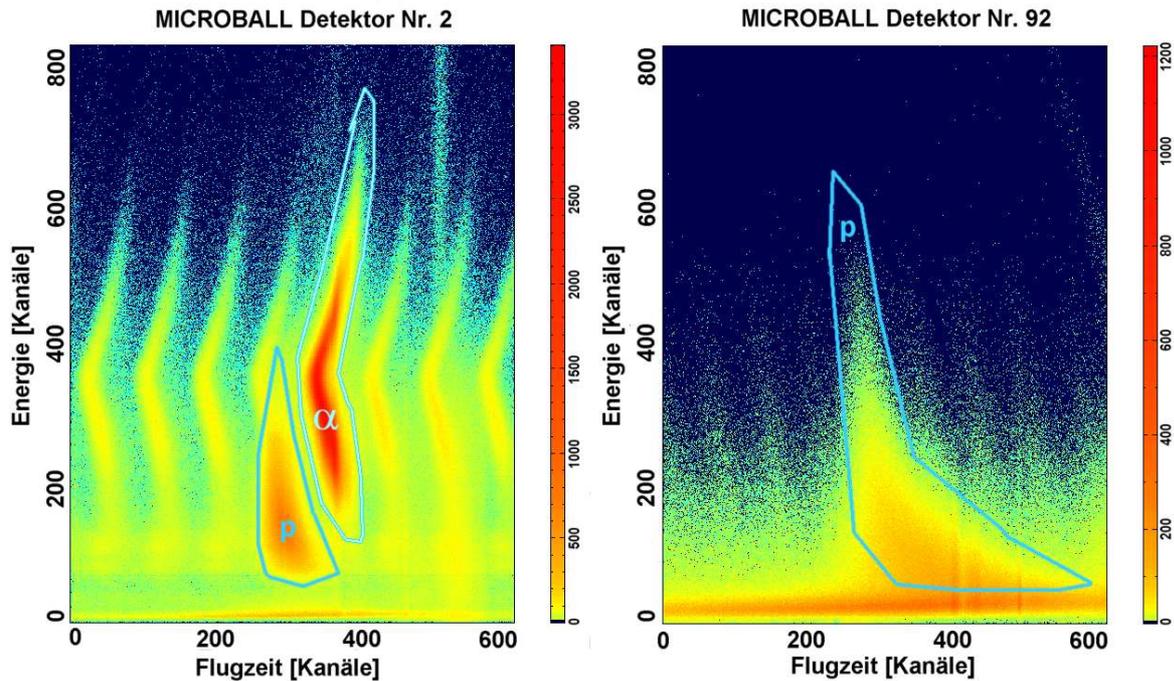
## 1.3 Das Teilchen-Spektrometer MICROBALL

### 1.3.1 Einleitung

Eine große Schwierigkeit bei Experimenten mit Compoundkern-Reaktionen ist die Vielzahl der entstehenden Reaktionsprodukte, die zu äußerst komplexen Spektren mit hoher Liniendichte führen. Auswertungen solcher Daten führen zu nicht eindeutigen Koinzidenzaussagen, so dass manche Übergänge keinem bestimmten Kern zugeordnet werden können. Eine Methode diesem Problem entgegenzutreten ist eine Verbesserung der Kanalselektion des Spektrometers durch Identifikation der evaporierten Teilchen. Am  $\gamma$ -Spektrometer Gammasphäre wird dies durch das Teilchen-Spektrometer Microball [SHD<sup>+</sup>96] realisiert, welches die geladenen Teilchen nachweist und identifiziert.

### 1.3.2 Der Aufbau von Microball

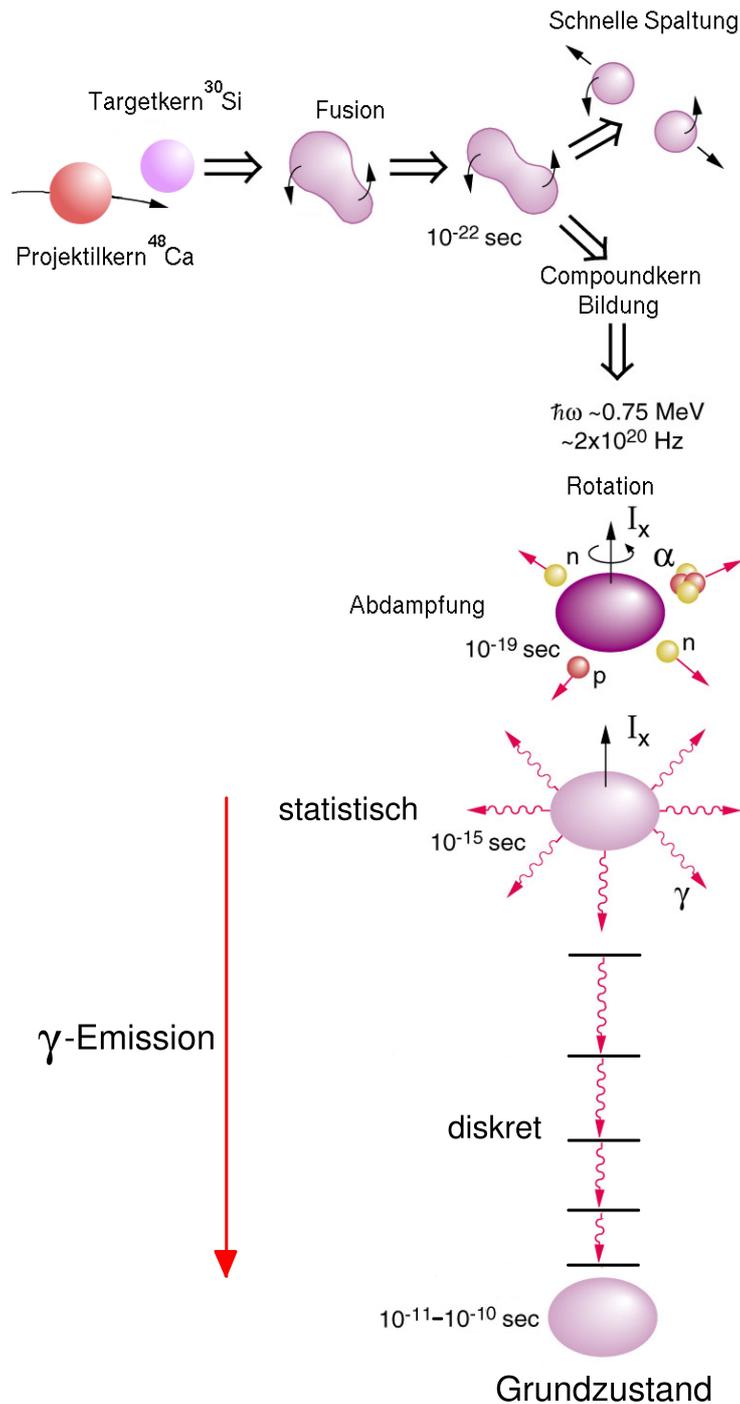
Microball besteht aus 96 CsI(Tl) Szintillatoren, welche dicht gepackt in 9 Ringen von  $4,0^\circ$  bis  $172,0^\circ$  um den Reaktionsort angeordnet sind. Die CsI(Tl) Szintillatoren liefern drei unterschiedliche Parameter aus der Absorption eines geladenen Teilchens, die Energie (E), die Flugzeit (TOF) und eine Teilchen-Identifikation (PID - „Particle Identification“). Die Abhängigkeiten der drei Parameter ergeben sich wie folgt aus den Eigenschaften der absorbierten geladenen Teilchen. Das Szintillationslicht aus dem CsI(Tl) Szintillator ist proportional zur Energie (E) der absorbierten geladenen Teilchen, dieses wird im Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) verstärkt und durch das Datenaufnahmesystem verarbeitet. Die Flugzeit (TOF) des geladenen Teilchens wird durch die kinetische Energie und der Masse bestimmt. Der Start der Zeitmessung geschieht durch das erste nachgewiesene  $\gamma$ -Quant. Die Flugzeit des geladenen Teilchens sind deutlich länger als die Flugzeit des  $\gamma$ -Quants und zudem fliegen  $\alpha$ -Teilchen langsamer als Protonen bei gleicher kinetischer Energie. Der Nachweis des geladenen Teilchens stoppt dann die Messung der Flugzeit. Die „Particle-Identification“ (PID)



**Abbildung 1.5:** Auswirkung der Reaktionskinematik der geladenen Teilchen auf die Microball-Spektren: Links: Microball-Detektor-Nr. 2 unter maximalem Vorwärtswinkel zeigt zwei deutliche Häufungspunkte für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen ( $n_{max} = 3500$ , Statistik der kompletten Messung). Rechts: Microball-Detektor-Nr. 92 unter maximalem Rückwärtswinkel zeigt nur noch eine breite Verteilung für Protonen ( $n_{max} = 120$ , komplette Messung). Neben den umrandeten Hauptstrukturen, welchen von den absorbierten Protonen- und  $\alpha$ -Teilchen herrühren, zeigen sich auf der Flugzeitachse Strukturen, die von der Strahlpulsung stammen.

ist durch die Signalform des Strompulses aus dem SEV bestimmt. Das Szintillationslicht besteht aus zwei Komponente. Eine schnelle Komponente, welche mit zunehmender Masse des geladenen Teilchens stärker erzeugt wird, liegt in der Größenordnung von  $\sim 0,4-0,6\mu\text{sec}$ . Die langsame Komponente für nachgewiesene  $\gamma$ -Strahlung liegt in der Größenordnung von  $\sim 7\mu\text{sec}$ . Damit ergibt sich aus dem Abfall des Signals die Information über die nachgewiesene Teilchenart sowie der  $\gamma$ -Strahlung [ADG<sup>+</sup>86], [BCC<sup>+</sup>89].

In Abbildung 1.4 ist der schematische Aufbau von Microball und eine Nahaufnahme gezeigt. Sie zeigt die zu Vorwärtswinkeln gestreckte Form der Konstruktion, welche der durch die Kinematik bevorzugten Emission von Teilchen unter Vorwärtswinkeln Rechnung trägt. Diese Anordnung hat eine höhere Granularität unter Vorwärtswinkeln. In Abbildung 1.5 sind die gemessenen Energien gegen die Flugzeiten für zwei CsI(Tl) Szintillatoren in jeweils einer Matrix dargestellt. In der Matrix für Microball-Detektor Nr. 2 unter einem Vorwärtswinkel zeigen sich deutlich zwei definierte Häufungsbereiche. Ein Häufungsbereich zeigt bei gleicher Energie eine kürzere Flugzeit (TOF), was den schnelleren Protonen entspricht. Der zweite Häufungsbereich entspricht mit den längeren Flugzeiten den  $\alpha$ -Teilchen. Die schwächeren achsenparallel verschobenen Strukturen in den Microball-Matrizen rühren von der Pulsung des Strahls her und sind unkorreliert nachgewiesene Teilchen. Die zweite Matrix zeigt die gleichen Energie- und Flugzeitinformationen für Microball-Detektor Nr. 92 unter einem Rückwärtswinkel. Es zeigt sich der Häufungsbereich für die Protonen, da eine Emission von  $\alpha$ -Teilchen unter Rückwärtswinkeln durch die Kinematik unterdrückt ist.



**Abbildung 1.6:** Schematischer Ablauf der Compoundkern-Reaktion von der Fusion des Projektils mit dem Targetkern bis zum Grundzustand eines Reaktionsproduktes [Ril97].

## 1.4 Die Compoundkern-Reaktion

Die Compoundkern-Reaktion wird möglich, wenn die Energie des Projektilkerns ausreicht die Coulombbarriere zu überwinden und es zur Fusion von Projektil- und Target-Kern kommt. Hierbei bildet sich ein hochangeregter Compoundkern. Der Compoundkern verliert seine Anregungsenergie in einem ersten Schritt durch Abdampfung von Neutronen, Proto-

nen und/oder  $\alpha$ -Teilchen. Wenn die Anregungsenergie nicht mehr zur weiteren Abdampfung von Teilchen ausreicht, wird die übrige Energie durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung abgegeben, welche einen Teil des Drehimpulses des Kerns mitnimmt. Dieser Prozess von der Fusion bis zum Grundzustand dauert im Allgemeinen ca.  $10^{-10}$  sec. Ist der Kern im Grundzustand angekommen, gibt es mehrere mögliche Fälle für die weiteren Prozesse:

1. Der Kern ist stabil und bleibt unverändert
2. Der Kern ist  $\beta$ -instabil und zerfällt weiter unter Aussendung von Positronen oder Elektronen.
3. Der Kern ist  $\alpha$ -instabil und zerfällt unter Emission eines Helium-Kerns.
4. Der Kern ist instabil bezüglich spontaner Spaltung und zerfällt in seine Tochterkerne unter Emission von Neutronen.

Abbildung 1.6 stellt den Ablauf der Compoundkern-Reaktion dar. Nach der Bildung des Compoundkerns nach etwa  $10^{-22}$  sec kann es direkt wieder zu einer schnellen Spaltung kommen. Spaltet sich der Compoundkern nicht, dampft er Protonen, Neutronen bzw.  $\alpha$ -Teilchen ab. Dies geschieht bis ca.  $10^{-19}$  sec nach der Fusion von Projektil- und Targetkern. Reicht die Anregungsenergie der so gebildeten Ausgangskerne nicht mehr zu einer weiteren Abspaltung von Nukleonen aus, sendet der Kern statistische  $\gamma$ -Strahlung bis ca.  $10^{-15}$  sec aus, um weiter seine Anregungsenergie abzubauen. Nach  $10^{-11}$ - $10^{-10}$  sec befindet sich der Kern nach diskreten Zerfällen in seinem Grundzustand, welcher im Fall von  $^{74}\text{Se}$  stabil und für  $^{73}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  instabil gegenüber  $\beta$ -Zerfall ist. Dies ist eine idealisierte Betrachtung bei der Effekte wie z.B. isomere Anregungszustände außer Acht gelassen werden.

### 1.4.1 Das Programm CASCADE

Zur Abschätzung der relativen Intensität der Reaktionsprodukte stehen mehrere Simulationsprogramme zur Verfügung. Für dieses Experiment wurden Rechnungen mit dem Programmcode CASCADE erstellt. CASCADE ist ein Monte-Carlo-Simulations-Code, welcher ausgehend vom statistischen Modell einer Verdampfungsreaktion [Püh77] über die Jahre um viele Aspekte von Kernreaktionen, wie z.B. den Einfluss der Parität auf die Population der einzelnen Reaktionsprodukte, erweitert wurde. Eine Übersicht über die Entwicklung von CASCADE findet sich in [Sei92]. Die Ergebnisse der CASCADE-Rechnungen waren Grundlage zur Planung des Experimentes und der Wahl der optimalen Strahlenergie. Aus der Tabelle in Abbildung 1.7 kann entnommen werden, dass bei einer Strahlenergie von 165 MeV in der Reaktion  $^{30}\text{Si}(^{48}\text{Ca}, xn)^{78-x}\text{Se}$  der Compoundkern  $^{78}\text{Se}$  mit einem Drehimpuls von bis zu  $42\hbar$  erwartet wird. Diese Energie wurde gewählt, damit im Reaktionssystem ausreichend Drehimpuls zur Bevölkung von Anregungsniveaus mit hohem Spin zur Verfügung steht. Die obere Strahlenergie ist durch die Vorgabe,  $^{74}\text{Se}$  als stärkstes Reaktionsprodukt zu produzieren, begrenzt. Ab einer Strahlenergie von 170 MeV wird  $^{71}\text{Ge}$  als stärkster Ausgangskanal der Compoundkern-Reaktion berechnet.

<b>CASCADE Calculation</b> <small>ISiTeX Output © F. Seiffert</small> <small>code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267</small>		Compound Nucleus: <b>78Se</b>										V <sub>coul.</sub> = 101.11 MeV				Target: <b>30Si</b>		Projectile: <b>48Ca</b>	
		Date of calc.: 20040906												Lcrit. = 48 $\hbar$					
		E [MeV]	140.00	145.00	150.00	155.00	160.00	165.00	170.00	175.00	180.00	185.00	190.00						
C10	$\hbar$	33.96	35.91	37.72	39.42	41.04	42.56	44.01	46.68	47.48	47.63								
Nuc.	chan.	$\sigma$ / mb																	
76Se	2n	2.31	1.62	1.07	0.63	0.34	0.13	0.13	26.28	16.42	10.01	5.99	3.37						
75Se	3n	136.47	117.83	95.61	73.92	53.92	36.07	36.07	145.61	117.55	91.65	64.26	45.37						
74Se	4n	238.19	246.79	230.38	219.43	202.89	186.56	186.56	71.61	74.85	70.85	69.16	63.52						
73Se	5n	14.10	25.08	33.70	42.24	54.99	64.64	64.64	8.97	8.97	13.26	17.27	22.96						
72Se	6n	0.54	0.38	0.23	0.10	0.02	0.11	2.21	5.12	5.12									
76As	np	54.62	50.15	42.61	34.80	26.96	19.11	19.11	13.16	8.45	5.37	3.28	1.87						
75As	2np	95.96	96.13	91.16	86.27	76.17	70.72	70.72	61.64	51.76	40.66	27.97	22.32						
74As	3np	21.36	37.20	58.03	73.47	93.61	111.68	111.68	125.44	136.91	141.04	140.93	136.17						
73As	4np	0.73	0.76	0.75	0.71	0.58	0.48	0.48	0.36	0.23	0.12	0.04	47.46						
72As	5np	3.63	4.28	4.77	5.10	5.37	5.54	5.54	5.71	5.83	5.60	5.21	4.70						
75Ge	n2p	1.72	1.78	1.69	1.70	1.45	1.19	1.19	0.96	0.72	0.43	0.18							
74Ge	n $\alpha$	0.46	1.16	2.15	3.56	5.13	6.71	6.71	8.42	9.72	11.37	12.42	13.33						
73Ge	3n2p	73.88	79.78	84.63	88.64	88.69	84.18	84.18	81.08	70.88	60.08	44.97	30.10						
72Ge	2n $\alpha$	73.73	94.16	114.40	133.37	154.05	176.23	176.23	192.39	208.62	213.27	209.15	184.04						
71Ge	3n $\alpha$	43.50	50.39	80.85	104.48	122.20	134.33	134.33	165.48	179.37	189.16	197.03	196.44						
70Ge	4n $\alpha$	0.18	0.20	0.19	0.18	0.15	0.12	0.12	3.32	9.84	20.81	29.65	42.33						
69Ge	5n $\alpha$	2.47	2.79	3.23	3.66	4.36	4.80	4.80	4.88	4.73	4.59	3.77	2.69						
73Ga	p $\alpha$	7.51	11.16	14.95	19.28	21.34	24.50	24.50	28.36	31.36	34.41	36.08	35.12						
72Ga	np $\alpha$	2.51	10.37	22.52	35.69	51.17	59.98	59.98	69.41	78.83	84.28	88.44	85.03						
71Ga	2np $\alpha$	0.86	0.96	1.11	1.44	1.94	2.54	2.54	3.00	3.28	3.68	2.57	1.90						
70Ga	3np $\alpha$	3.52	6.14	8.43	11.49	14.69	18.66	18.66	24.69	30.92	37.22	42.51	38.28						
69Ga	4np $\alpha$	0.45	2.71	6.81	13.40	17.16	26.37	26.37	40.10	50.45	60.65	72.62	85.69						
69Zn	n2 $\alpha$								0.22	2.76	7.21	12.62	20.65						
68Zn	2n2 $\alpha$																		
67Zn	3n2 $\alpha$																		
66Zn	4n2 $\alpha$																		
68Cu	np2 $\alpha$																		
$\sigma_{fusion}$		783.23	843.78	898.61	948.99	994.94	1036.70	1074.89	1110.12	1139.87	1147.22	1118.86							

**Abbildung 1.7:** CASCADE Simulation: Die mit dem CASCADE-Monte-Carlo-Code berechnete Verteilung der Atomkerne in Abhängigkeit von der Strahlenergie.



# Kapitel 2

## Datenanalyse

### 2.1 Datenaufbereitung

Die Daten lagen als Listmode im Gammasphere-Format vor. Insgesamt wurden im Experiment 128 GB Daten auf Magnetband aufgezeichnet. Die Akzeptanz-Bedingung („Trigger“-Bedingung) für ein gültiges Koinzidenzereignis war für dieses Experiment das gleichzeitige Ansprechen von fünf Germanium-Detektoren, ohne die Berücksichtigung der BGO-Informationen, in einem Zeitintervall von 900 nsec. Für jedes Ereignis wurde die Energie, die Detektor-Nummer und die Zeit für jeden beteiligten Detektor, die Informationen der BGO-Detektoren und wenn beteiligt die Microball-Daten im Listmode aufgezeichnet.

#### 2.1.1 Korrektur der Energieverschiebung durch Doppler-Effekt

Der erste Schritt der Datensortierung bildet die Korrektur des durch die Rückstoßgeschwindigkeit  $v$  verursachten Doppler-Effekts für die emittierte  $\gamma$ -Strahlung. Zu diesem Zweck werden im ersten Sortierdurchgang Summenspektren für die 17 Ringe, in einem Ring hat jeder Detektor den gleichen Winkel  $\Theta$  zur Strahlachse, sortiert. Die Rückstoßgeschwindigkeit wurde für den untersuchten Kern  $^{74}\text{Se}$  bestimmt. Abbildung 2.1 zeigt den  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  Übergang von 727,8 keV in der Grundzustandsbande des Atomkerns  $^{74}\text{Se}$ . Die Rückstoßgeschwindigkeit wurde für jeden Ring von Detektoren bestimmt und dann der Mittelwert für den weiteren Sortierprozess verwendet. Unter Verwendung der Doppler-Formel für die im Flug emittierte Energie  $E_\gamma$  ergibt sich für die Doppler-verschobene Energie  $E'_\gamma$  im Laborsystem

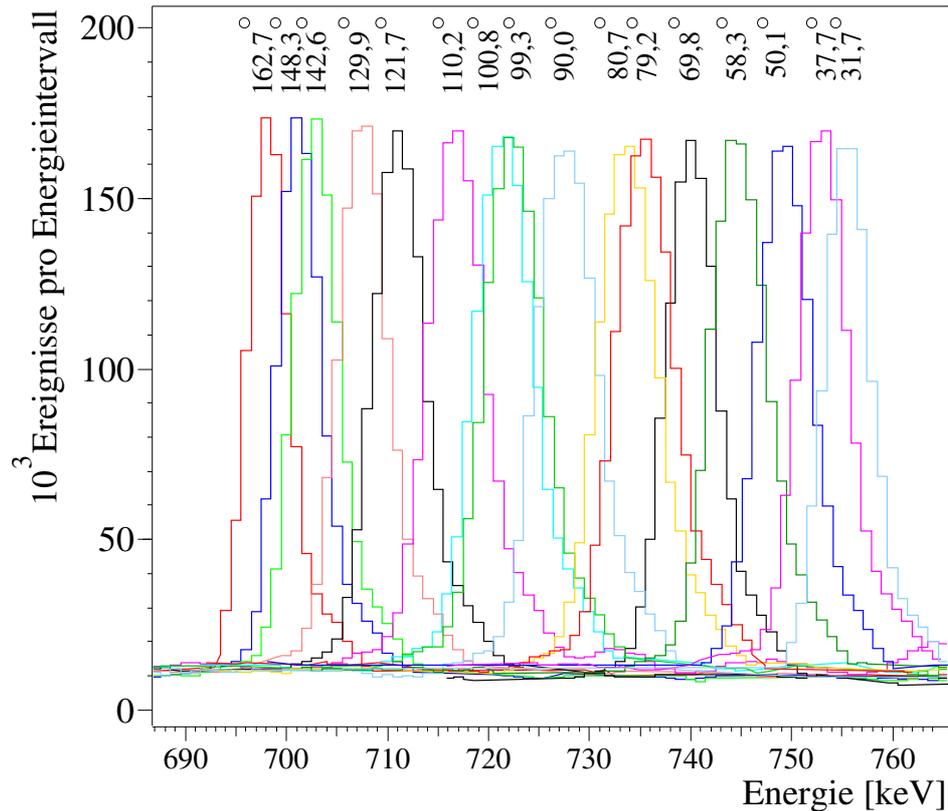
$$E'_\gamma = E_\gamma \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \Theta\right)$$

Die Ergebnisse für die einzelnen Detektorringe sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Daraus ergibt sich die mittlere Rückstoßgeschwindigkeit eines  $^{74}\text{Se}$  Kerns zu

$$\frac{v}{c} = 4,397(94)\% \quad (2.1)$$

#### 2.1.2 Multiplizitätsfilter

Eine Schwierigkeit in dem Experiment ergibt sich aus dem Targetmaterial. Hierbei handelt es sich um  $\text{SiO}_2$ . Die Herstellung freitragender reiner Silizium-Targets mit einer Dicke von ca.  $500\text{-}600\mu\text{g}/\text{cm}^2$  ist außerordentlich schwierig, da Silizium dieser Dicke zum einen sehr spröde ist, was die Handhabung des Targets erschwert, zum anderen der Temperaturgradient vom



**Abbildung 2.1:** Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit  $v$ .

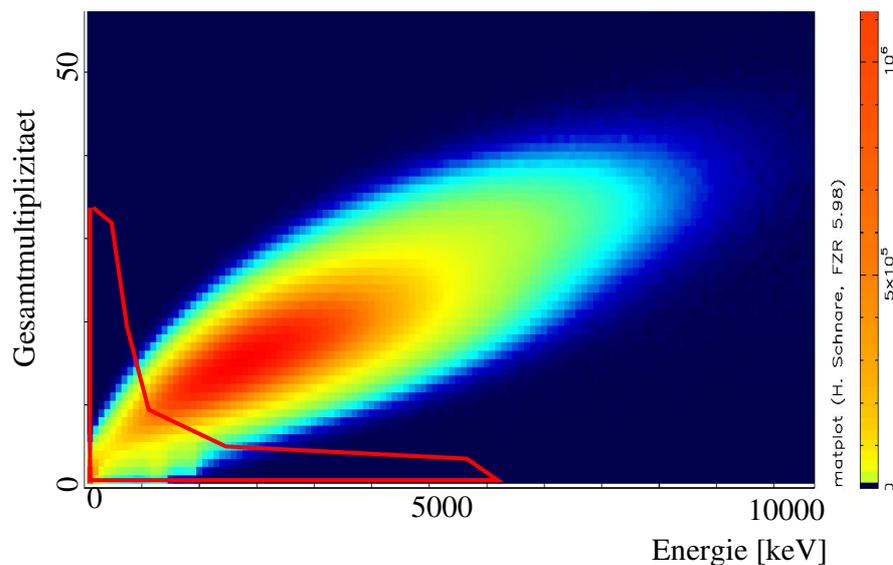
Reaktionsort zur Targethalterung zu großen mechanischen Belastungen während des Experimentes führt. Damit ist ein Wärmetransport durch einen metallischen Träger wünschenswert, um das Target für die thermische Belastung durch hohe Strahlströme stabil zu halten. Reines Silizium legiert bei der Herstellung in Aufdampfanlagen sehr schnell mit den als Träger gebräuchlichen Metallen wie Gold, Tantal und Wolfram. Eine solche Legierung hat als Target den Nachteil, dass die aus kurzlebigen Hochspinzuständen ( $f_{sec}$  Lebensdauern) emittierten  $\gamma$ -Quanten einer Dopplerverschiebung durch Abbremsprozesse (DSAM-Effekt) unterliegen. Damit unterliegt die Energie der  $\gamma$ -Quanten der Dopplerverschiebung sowohl aus der anfänglichen Rückstoßgeschwindigkeit der Compoundkerne, als auch aus der Abbremsung der Compoundkerne auf der Flugstrecke durch die Legierung.

Dies führt zu einer erheblichen Dopplerverbreiterung der  $\gamma$ -Linien im Spektrum. Aus diesem Grund wurde  $\text{SiO}_2$  auf Tantal aufgedampft, um das Legieren zu verhindern. So ist es möglich den Strahl erst durch das Tantal zu schießen, wo er einen geringen Energieverlust erfährt. Dann trifft er auf die dünne  $\text{SiO}_2$  Schicht ( $542 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), wo nun die Compoundkernreaktion stattfindet und Compoundkerne mit einer definierten Rückstoßgeschwindigkeit erzeugt werden. Mit Kenntnis der Rückstoßgeschwindigkeit ist eine Korrektur der Dopplerverschiebung in der Datensortierung möglich. Weiterhin ist der Wärmetransport und damit die mechanische Stabilität für das Experiment ausreichend.

Nachteil dieser Targetzusammensetzung ist die Konkurrenzreaktion am Sauerstoff. Für Reaktionen mit Sauerstoff wird die Coulombbarriere mit einem  $165 \text{ MeV}$  Ca-Strahl überschritten. So entsteht neben dem gewünschten Compoundkern  ${}^{78}\text{Se}_{34}^{44}$  auch der Compoundkern  ${}^{64}\text{Ni}_{28}^{36}$ . Damit wurden Nachteile wie eine höhere Auslastung des Datenaufnahmesystems sowie die deutlich höhere Liniendichte in den Spektren, Matrizen und Kuben in Kauf genommen. Andererseits können gleichzeitig die Reaktionskanäle aus dem Compoundkern

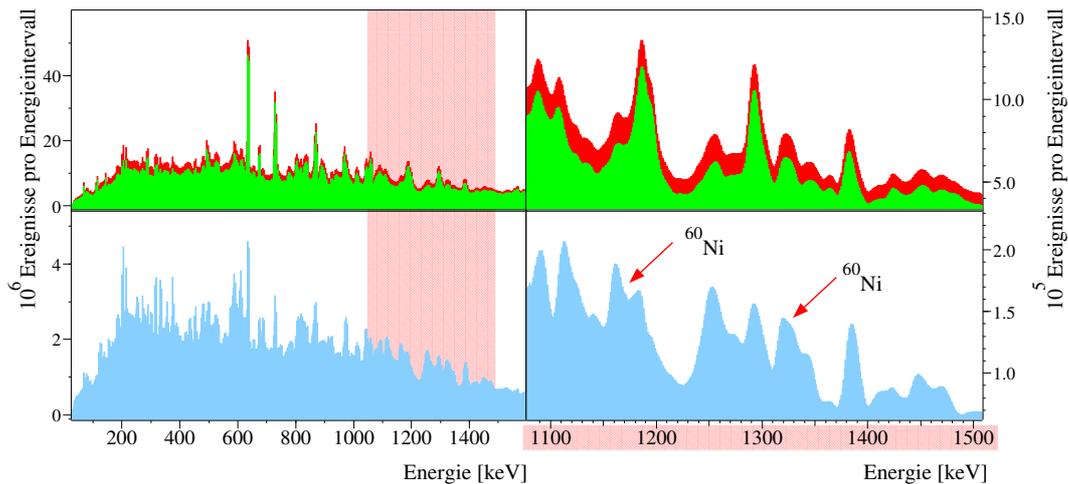
**Tabelle 2.1:** Doppler-Verschiebung der 727,8 keV Linie in  $^{74}\text{Se}$ .

Ring	Winkel zur Strahlachse [°]	Energie [keV]	Geschwindigkeit [%c]
1	17,27	-	nicht montiert
2	31,72	755,58	4,48
3	37,74	753,69	4,49
4	50,07	748,74	4,48
5	58,28	744,80	4,44
6	69,82	738,96	4,44
7	79,19	733,75	4,34
8	80,71	732,87	4,30
9	90,0	727,82	unverschoben
10	99,29	722,55	4,49
11	100,81	721,60	4,57
12	110,18	716,79	4,39
13	121,72	711,11	4,37
14	129,93	707,61	4,33
15	142,62	702,96	4,30
16	148,28	701,31	4,28
17	162,73	698,23	4,26

**Abbildung 2.2:** Gesamtmultiplizität gegen Summenenergie. Die rot umrandete Fläche beschreibt die Gate-Bedingung zur Filterung eines Teiles der Sauerstoffreaktion.

$^{64}\text{Ni}$  spektroskopisch untersucht werden, an welchen die Kollaborationsgruppe um M. Devlin interessiert war.

Zur Trennung der beiden Reaktionsanteile der Compoundkern-Reaktionen mit Silizium und Sauerstoff gibt es in diesem Experiment zwei Möglichkeiten. Zum einen weisen die Reaktionsprodukte beider Compoundkern-Reaktionen deutlich unterschiedliche Massen auf und zeigen damit eine stark unterschiedliche Geschwindigkeit der Rückstoßkerne. Eine Korrektur der Doppler-Verschiebung für die Silizium-Reaktionsprodukte führt zu einer Verbreiterung der Übergangsenergien aus der Sauerstoff-Reaktion. Damit verbreitern



**Abbildung 2.3:** Vergleich der Projektion mit (grün) und ohne (rot) Multiplizitätsbedingung, sowie der Differenz zwischen beiden (blau). Im Differenzspektrum zeigt sich deutlich, dass vorrangig der weiterhin Doppler-verbreiterte Anteil der Compoundkernreaktion am Sauerstoff unterdrückt wird. Im Differenzspektrum sind die beiden stärksten Übergänge, 1173,3 keV und 1332,5 keV, des stärksten Ausgangskanals  $^{60}\text{Ni}$ , der Reaktion am Sauerstoff markiert.

sich die  $\gamma$ -Linien aus der Sauerstoff-Reaktion, was zu einem erhöhten Untergrund führt. Zum anderen erreichen die Kerne der Sauerstoff-Reaktion nur einen maximalen Drehimpuls von  $27\hbar$  im Gegensatz zu  $42\hbar$  in der Si-Reaktion, was die CASCADE-Rechnungen zeigen. Der höhere Drehimpuls der hochenergetischen Anregungsniveaus bei den Produkten der Si-Reaktion führt zu einer anderen Multiplizität der emittierten  $\gamma$ -Kaskaden als in den Zerfällen der Anregungen nach der Sauerstoff-Reaktion. Somit ist es sinnvoll, eine Bedingung für die Relation zwischen Multiplizität und Anregungsenergie zu fordern. Dazu wurde eine Matrix sortiert, in welcher die kalorische Gesamtenergie (GE plus BGO) gegen die Gesamtmultiplizität, ebenfalls Summe der Multiplizität der Ge-Detektoren und der der BGO-Detektoren, der nachgewiesenen Ereignisse aufgetragen sind. Abbildung 2.2 zeigt diese Summenenergie-Multiplizitätsmatrix. Da sich in der Summenenergie-Multiplizitätsmatrix keine getrennten Häufungspunkte für die beiden konkurrierenden Reaktionen zeigen, wurde die Gate-Bedingung durch eine Sortierung einer  $\gamma$ -Energie gegateten Summenenergie-Multiplizitätsmatrix bestimmt. Hierfür wurde eine Summenenergie-Multiplizitätsmatrix sortiert, welche auf den  $2_1^+ \rightarrow 0^+$  aus  $^{60}\text{Ni}$ , dem stärksten Ausgangskanal der Reaktion am Sauerstoff, gegated war. Hierin wurde das in Abbildung 2.2 eingezeichnete Gate bestimmt. Abbildung 2.3 zeigt den Effekt der Unterdrückung der Sauerstoff-Reaktion, welche sich nach der Korrektur der Rückstoßgeschwindigkeit für den Compoundkern  $^{74}\text{Se}$  vorrangig als Untergrund und in Doppler-verbreiterten, breiten Peakstrukturen in den Spektren zeigt. Weiter zeigt das Differenzspektrum (blau) in Abbildung 2.3 deutlich die beiden stärksten Übergänge aus  $^{60}\text{Ni}$  mit den Energien 1173,3 keV und 1332,5 keV. Die Differenz wurde aus dem roten Spektrum ohne Multiplizitätsgate-Bedingung und dem grünen Spektrum mit Multiplizitätsgate-Bedingung gebildet. Der Vergleich dieser Spektren zeigt ebenfalls, dass die aus  $^{74}\text{Se}$  bei 1189, 1380, 1297 keV deutlich weniger Intensität verlieren als die Übergänge aus  $^{60}\text{Ni}$ . Durch den Multiplizitätsfilter werden somit zu einem geringen Maß auch Ereignisse der Si-Reaktion unterdrückt. Dies ist aber zu vernachlässigen, da das Ziel des Experimentes die Untersuchung von Hochspin Zustände waren, welche über lange Zerfallskaskaden und damit über hohe Multiplizitäten zerfallen. Das Multiplizitätsgate unterdrückt aber

nur niedrige Multiplizitäten und ist damit ohne Wirkung auf die für Arbeit interessierenden langen Zerfallskaskaden. Somit ist eine Trennung der beiden Konkurrenzreaktionen möglich ohne die Datenanalyse für die in dieser Arbeit untersuchten Atomkerne zu verschlechtern. Da die amerikanische Kollaborationsgruppe um M. Devlin et al. an dieser Konkurrenzreaktion interessiert war, mussten die oben beschriebenen Nachteile in Kauf genommen werden. Das Experiment liefert so Daten für zwei Arbeitsgruppen mit unterschiedlichen Fragestellungen.

### 2.1.3 Energieeichung der Daten

Die Aussteuerung der Ge-Detektoren, das Verhältnis von Energie zur Kanalanzahl des Analog-Digital-Wandlers, betrug für diese Messung 5,5 MeV auf 16384 Kanäle. Für die Energieeichung wurden eine  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle und eine  $^{56}\text{Co}$ -Quelle verwendet. Somit konnte der Energiebereich von 122 keV ( $^{152}\text{Eu}$ ) bis 3,45 MeV ( $^{56}\text{Co}$ ) für die Energieeichung berücksichtigt werden. Gammasphere bietet den Vorteil automatisch rekali­brierter Daten aus den Germaniumdetektoren. Hierbei werden nach einer ersten manuellen Anpassung der Spektrenaussteuerungen zueinander alle weiteren Änderung automatisch durch das Analysesystem registriert und korrigiert. Es entfällt die Rekalibration von Energieverschiebungen, die durch Verstärkungsveränderungen in der analogen Elektronik für jeden einzelnen Ge-Detektor im Verlauf mehrerer Tage entstehen können. Desweiteren ist auch der Messbereich der Ge-Detektoren identisch, womit die Rekalibration der Daten verschiedener Ge-Detektoren aufeinander entfällt. Die Qualität der automatischen Rekalibrierung wurde überprüft indem die verbleibenden leichten Ungenauigkeiten rekali­briert wurden. Dies führte allerdings zu einer deutlichen Verschlechterung der Linienbreiten in den Gesamtspektren.

### 2.1.4 Effizienzeichung

Die Effizienz (Nachweiswahrscheinlichkeit) der Ge-Detektoren wurde in mehreren Schritten bestimmt:

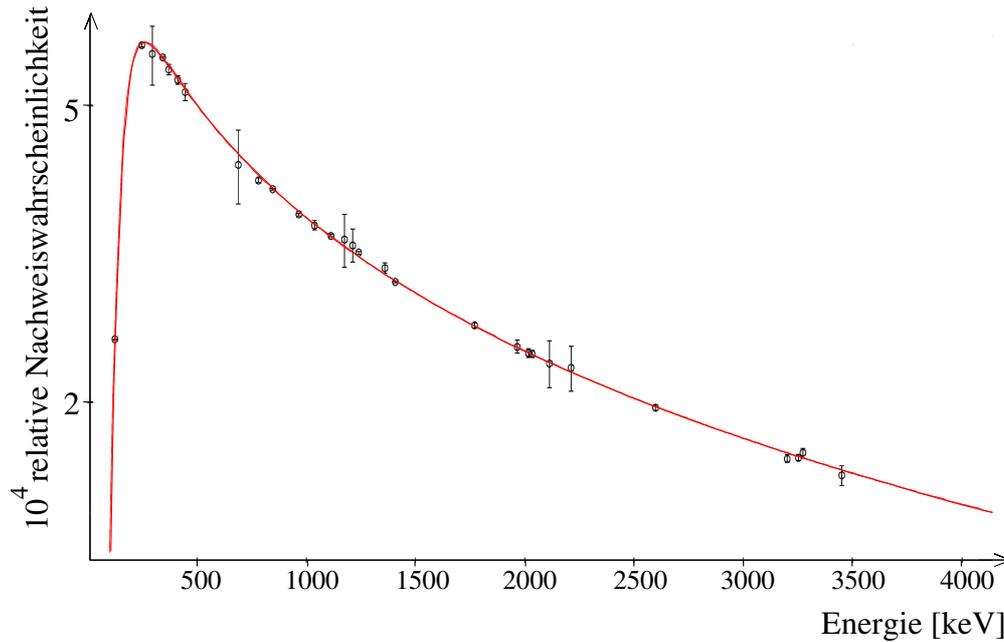
- Die relative Effizienz der Detektor-Ringe wurde bestimmt, um die unterschiedlichen Detektoranzahlen und die unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren untereinander korrigieren zu können. Dies wird für Winkelverteilungs- und Winkelkorrelationsanalysen benötigt.
- Die relative Gesamteffizienz des Gammasphere Spektrometers wurde bestimmt, um Aussagen über die Intensitätsverhältnisse der gemessenen Übergänge in den Termschemata machen zu können.

Die Effizienzmessung wurde mit einer  $^{152}\text{Eu}$ - und einer  $^{56}\text{Co}$ -Quelle ausgeführt. Für diese Quellen sind die relativen Intensitäten der emittierten  $\gamma$ -Strahlung sehr genau bekannt. In Abbildung 2.4 ist der Verlauf der relativen Effizienz über den untersuchten Energiebereich dargestellt. Die in Abbildung 2.4 aufgetragene Kurve für die Nachweiswahrscheinlichkeit  $E(x, y)$  von Gammasphere wurde mit folgender Formel angepasst [GA85]:

$$E(x, y) = \exp \left[ (A + B \cdot x + C \cdot x^2)^{-G} + (D + E \cdot y + F \cdot y^2)^{-G} \right]^{-1/G}, \quad (2.2)$$

mit  $x = \log(E_\gamma/100\text{keV})$  und  $y = \log(E_\gamma/1000\text{keV})$ .

Die Parameter A-G werden in Tabelle 2.2 angegeben. Abbildung 2.4 zeigt zum einen die exzellente Beschreibung der experimentell bestimmten Werte für die relative Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge-Detektoren, zum anderen zeigt sich der glatte Verlauf der Kurve



**Abbildung 2.4:** Relative Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge-Detektoren des Gammasphere-Spektrometers, bestimmt aus einer Messung mit einer  $^{152}\text{Eu}$  und einer  $^{56}\text{Co}$ -Quelle.

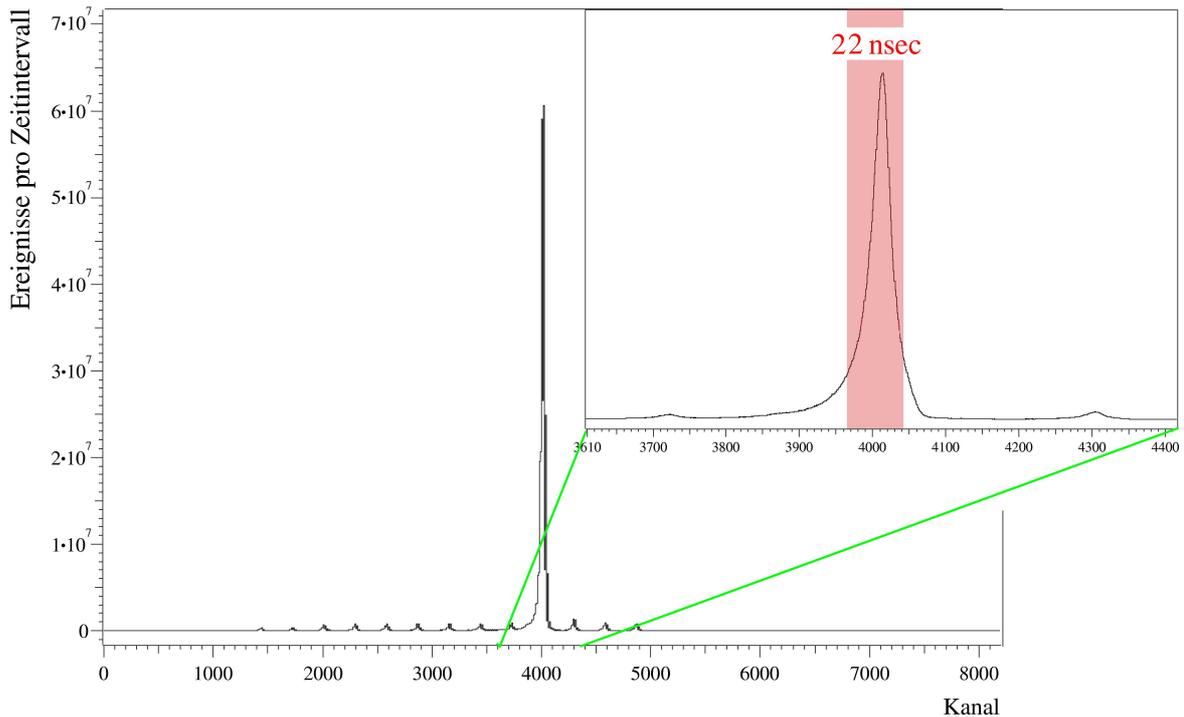
**Tabelle 2.2:** Fitparameter der Nachweiswahrscheinlichkeit.

A	=	9,8313255
B	=	1,3387947
C	=	0,0
D	=	10,473304
E	=	-0,54112679
F	=	-0,073724635
G	=	164,49794

für die relative Gesamteffizienz. Dies ermöglicht eine Korrektur der Intensitäten der analysierten  $\gamma$ -Linien, welche durch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren analog zur Kurve in Abbildung 2.4 mit zunehmender Energie des Übergangs abgeschwächt registriert werden.

### 2.1.5 Zeitspektren der Germanium-Detektoren

Der erste Germanium-Detektor ist die Zeitreferenz für alle anderen an dem Koinzidenzereignis beteiligten Detektoren. Um eine bessere Aussage über das Koinzidenzverhalten der registrierten Ereignisse in den Germanium-Detektoren machen zu können, nutzt man die Zeitinformation, welche durch das Datenaufnahmesystem für jedes Ereignis aufgezeichnet wird. Die Zeitspektren haben eine Auflösung von 8192 Kanälen für jeden Germanium-Detektor. Das Datenaufnahme- und Analysesystem hat eine feste Zuordnung von 0,275 nsec pro Kanal. Für die Sortierung der Auswertedaten wurde nun die Bedingung gefordert, dass die Zeitinformationen des Germanium-Detektors zwischen Kanal 3960 und 4040 liegen muss. Damit



**Abbildung 2.5:** Typisches Zeitspektrum eines Germanium-Detektors bezogen auf den Referenzdetektor des Koinzidenzereignisses.

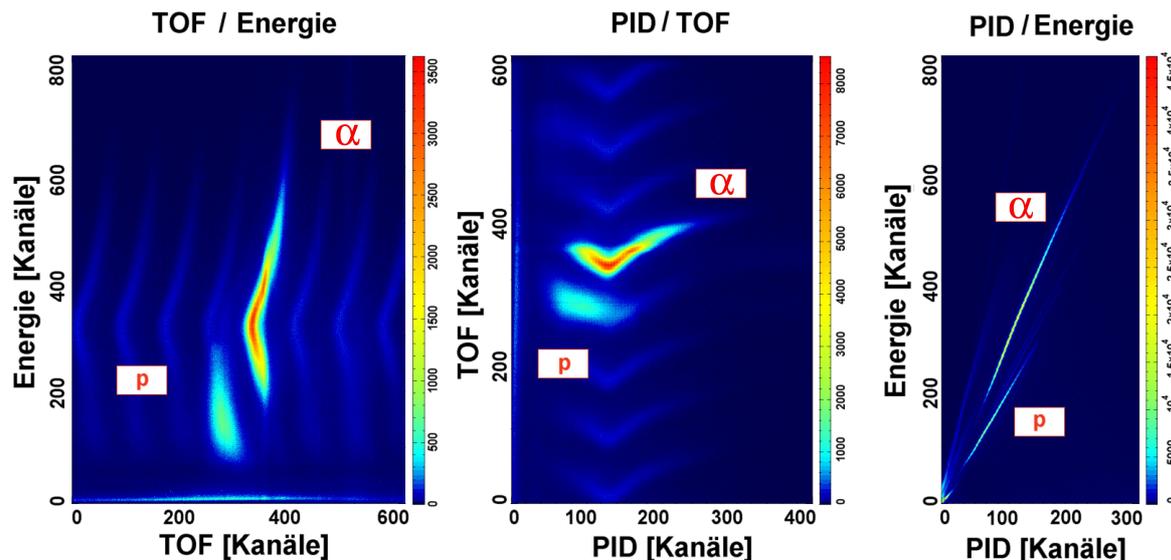
ist das Zeitfenster für die Koinzidenz von zwei oder mehr Ereignissen in den Germanium-Detektoren  $22,0 \text{ nsec}$  groß. Die Zeitspektren zeigen weitere regelmäßige Strukturen in einem äquidistanten Abstand von jeweils 300 Kanälen, entsprechend  $82,5 \text{ nsec}$ , welche von der Pulsung durch die Nachbeschleunigung des Projektilstrahls stammen. Dieses sind zufällige Koinzidenzen aus anderen Strahlpaketen der Pulsung. Abbildung 2.5 zeigt das typische Zeitspektrum eines Germanium-Detektors in Gammasphäre. Im Ausschnitt ist die Lage des  $22,0 \text{ nsec}$  Softwarekoinzidenzzeitfensters markiert. Dieses Zeitfenster ist eine Bedingung der verarbeitenden Software, durch welche zufällige, unkorrelierte Ereignisse, welche in einem Hardware Zeitfenster des Datenaufnahmesystem möglich sind, herausgefiltert werden. Das Hardware Zeitfenster betrug ca.  $900 \text{ nsec}$ . Das Hardware Zeitfenster wurde so lang gewählt, um auch verzögerte koinzidente Übergänge aus isomere Zerfällen registrieren zu können, welche für die Untersuchung der prompten Zerfälle der Hochspinzustände in  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  nicht von Bedeutung sind.

### 2.1.6 Sortierung der Microball-Daten

Zur Identifikation der geladenen Teilchen, emittiert vom Compoundkern, stehen bei Microball drei Detektorparameter zur Verfügung.

1. Energie des detektierten Teilchens (E),
2. Flugzeit (TOF), gestartet durch ein promptes  $\gamma$ -Ereignis in einem Ge-Detektor,
3. Impulsform des Energiesignals (PID).

Eine genaue Beschreibung der einzelnen Parameter sowie von Microball befindet sich in [SHD<sup>+</sup>96] und in Kapitel 1.3.



**Abbildung 2.6:** Die Abbildung zeigt drei Möglichkeiten, die drei Microball Parameter eines Ereignisses gegeneinander in Matrizen zu sortieren. Auf den TOF-Achse zeigt sich die höhere Fluggeschwindigkeit der Protonen gegenüber den  $\alpha$ -Teilchen. Auf der Energie-Achse zeigt sich auch die im Mittel größere Energie der  $\alpha$ -Teilchen.

Zur Auswertung werden diese drei Parameter in Matrizen sortiert (Energie gegen TOF, Energie gegen PID, TOF gegen PID). Dieses wurde für jeden der 96 CsI-Detektoren ausgeführt. Abbildung 2.6 zeigt diese drei Matrizen für Detektor Nr. 4. In der Energie gegen TOF Matrix zeigt sich die kürzere Flugzeit der Protonen als der  $\alpha$ -Teilchen bei gleicher Teilchenenergie. Die Energie gegen PID Matrix zeigt den langsameren Signalabfall für ein Proton als bei einem  $\alpha$ -Teilchen bei gleicher Energie der beiden Teilchenarten. Die Matrix TOF gegen PID enthält eine redundante Information, welche aber von Bedeutung ist, wenn die Teilchen-Energie nicht registriert wurde. So ist über die Gates in dieser Matrix, TOF gegen PID, weiterhin eine Teilchenidentifikation möglich.

In allen drei Typen von Matrizen lassen sich Protonen und  $\alpha$ -Teilchen eindeutig voneinander unterscheiden. Diese Gebiete in den Matrizen werden durch zweidimensionale Sortierungsbedingungen (Gates) gekennzeichnet (vergleiche Abbildung 2.7), welche die Bedingungen für die Identifikation eines geladenen Teilchens festlegen. Da für jeden der drei Teilchenmatrixtypen Protonen- bzw.  $\alpha$ -Gates angelegt werden, ist es nun möglich, diese Identifikationsbedingungen aus jedem Typ der obigen Matrizen mit einem logischen 'UND' oder einem logischen 'ODER' zu verknüpfen. Die logische 'UND' Verknüpfung bildet eine selektivere Bedingung für die Identifikation. Die logische 'ODER' Bedingung ermöglicht ein Teilchen auch dann zu identifizieren, wenn nicht alle drei Microball Parameter vom Datenaufnahmesystem aufgezeichnet wurden. Dies kann geschehen, wenn die Informationen der Microball-Detektoren nicht vollständig innerhalb des Hardware Zeitfensters vom Datenaufnahmesystem verarbeitet wurden. Die Auswertung zeigt, dass die selektivere 'UND' Bedingung aufgrund der reduzierten Statistik eine geringere Verbesserung der Identifikation der geladenen Teilchen zeigt als die 'ODER' Bedingung mit größerer Statistik. Daher wurden die Daten dieser Messung mit einer logischen 'ODER' Bedingung sortiert.

Alle erzeugten Se-Isotope gehen aus der Reaktion ohne Emission geladener Teilchen hervor. Damit wurde Microball in diesem Experiment zur Identifikation der Konkurrenzreaktionen, an welchen geladene Teilchen beteiligt sind, verwendet. Die ausgesprochen hohe Effi-

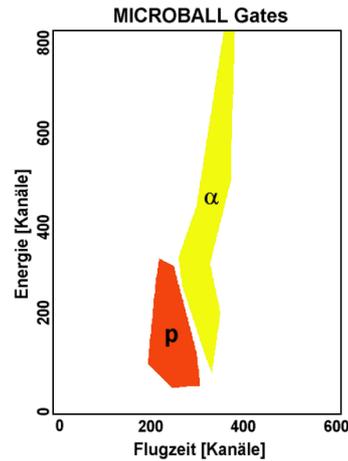


Abbildung 2.7: Ein Satz Microball-Teilchen-Gates für die TOF-Energie Matrix.

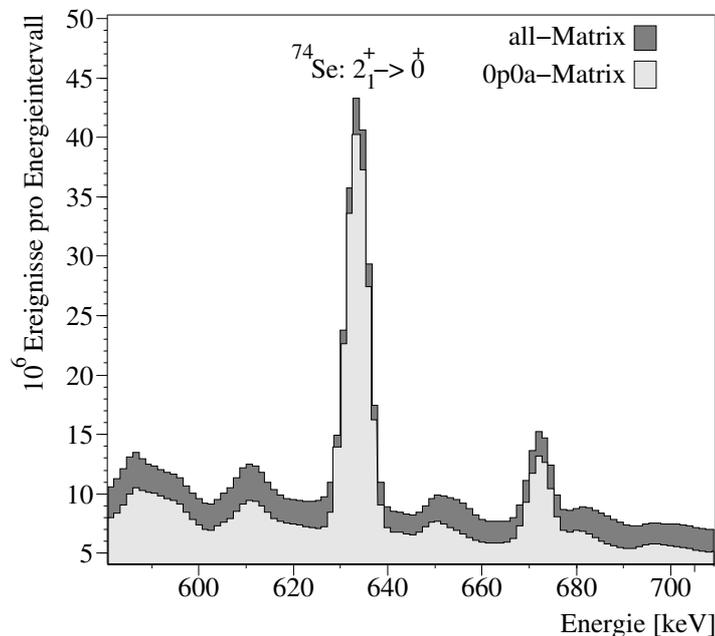
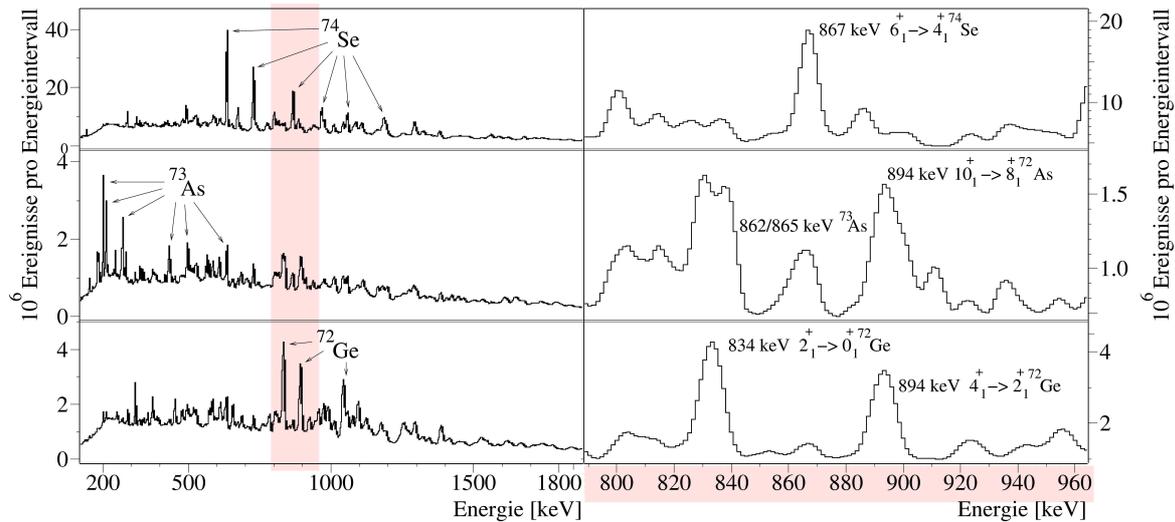


Abbildung 2.8: Peak-zu-Background: Vergleich zwischen der Matrix aller Koinzidenzen (all-Matrix) und der Matrix ohne Koinzidenz geladener Teilchen (0p0a-Matrix).

zienz von über 78% für den Nachweis eines Protons und über 55% für den Nachweis eines  $\alpha$ -Teilchens erlaubt es, durch die Identifikation der geladenen Teilchen die Compoundkern-Reaktion ohne Evaporation eines geladenen Teilchens zu identifizieren. Bei diesem Vorgehen werden die Informationen des Teilchenspektrometers als Antikoinzidenzbedingung verwendet.

Die Qualität der Untergrund-Unterdrückung ist in Abbildung 2.8 ersichtlich. Dunkelgrau ist das Spektrum ohne Bedingung an ein Microball-Ereignis zu sehen. Das hellgraue Spektrum geht aus der Bedingung, dass Microball kein geladenes Teilchen identifiziert hat, hervor. Es zeigt sich eine deutliche Untergrundreduktion, ohne dass die Peakintensität des Grundzustandübergangs aus  $^{74}\text{Se}$  reduziert wird. Das Peak zu Untergrundverhältnis konnte so um 21% verbessert werden.



**Abbildung 2.9:** Selektivität der Reaktionskanäle durch Teilchen-Identifikation mit Microball: Oben: Spektrum aller Koinzidenzereignisse, bei denen keine geladenen Teilchen nachgewiesen wurden. Mitte: Spektrum aller Koinzidenzereignisse, bei denen genau ein Proton identifiziert wurde. Unten: Spektrum aller Koinzidenzereignisse, bei denen genau ein  $\alpha$ -Teilchen nachgewiesen wurde. Die jeweils rechten Spektrenausschnitte zeigen im Energiebereich 800-960keV die herausragende Selektion der Reaktionskanäle durch die Microball-Daten.

### 2.1.7 Selektion der Reaktionskanäle durch Identifikation geladener Teilchen

Die enorme Leistungsfähigkeit des Teilchenspektrometers Microball zur Selektion verschiedener Reaktionskanäle zeigt sich besonders gut im Vergleich der unterschiedlichen Ausgangskanäle, für die ein einzelnes Proton oder genau ein  $\alpha$ -Teilchen identifiziert wurde. Nach Emission eines Protons vom Compoundkern  $^{78}\text{Se}$  sowie der Abdampfung einer variablen Anzahl von Neutronen, erhält man unterschiedliche Arsen-Isotope. Bei Abdampfung eines  $\alpha$ -Teilchens werden analog unterschiedliche Germanium-Isotope gebildet. Abbildung 2.9 zeigt den Vergleich dreier Spektren für die unterschiedliche Sortierbedingungen an die Microball-Daten gefordert wurden. In das obere Spektrum wurden alle  $\gamma$ -Ereignisse einsortiert, für die keine koinzidenten geladenen Teilchen nachgewiesen wurden. In das mittlere Spektrum wurden nur Ereignisse einsortiert, für die genau ein koinzidentes Proton nachgewiesen wurde. Das untere Spektrum zeigt nur Daten, die zu einem  $\alpha$ -Teilchen koinzident sind.

In den Spektren wurden die Übergänge des jeweils am stärksten populierten Isotops für Selen, Arsen und Germanium markiert. Deutlich zeigt sich die nahezu vollkommene Unterdrückung der Reaktionskanäle, welche nicht die Teilchenkoinzidenzbedingung erfüllen. Quantitativ wurden die Unterdrückungsfaktoren in Tabelle 2.3 beschrieben, welche aus den Intensitäten der Grundzustandsübergänge aus  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{72}\text{As}$  und  $^{72}\text{Ge}$  in den Teilchen-gegateten Spektren bestimmt wurden.

**Tabelle 2.3:** Unterdrückungsfaktoren durch Teilchenbedingungen.

727 keV [ $^{74}\text{Se}$ ]	in all-Matrix	100,00
	in 0p0a-Matrix	<b>96,02</b>
	in 1p-Matrix	$2,30 \cdot 10^{-2}$
	in 1 $\alpha$ -Matrix	$2,22 \cdot 10^{-2}$
497 keV [ $^{73}\text{As}$ ]	in all-Matrix	100,00
	in 0p0a-Matrix	20,31
	in 1p-Matrix	<b>78,11</b>
	in 1 $\alpha$ -Matrix	12,41
834 keV [ $^{72}\text{Ge}$ ]	in all-Matrix	100,00
	in 0p0a-Matrix	35,96
	in 1p-Matrix	$8,15 \cdot 10^{-2}$
	in 1 $\alpha$ -Matrix	<b>55,11</b>

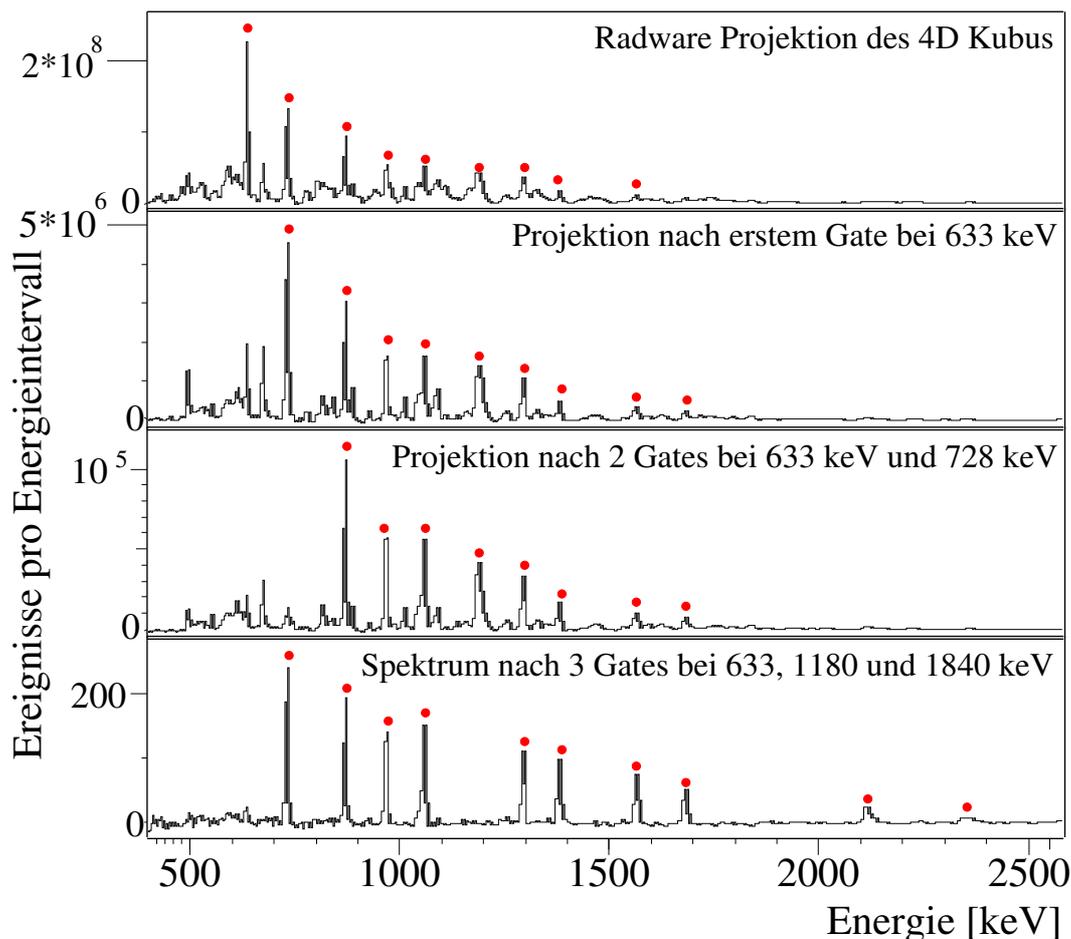
## 2.2 Koinzidenzanalyse der $\gamma$ -Ereignisse

### 2.2.1 Programmbibliotheken der Vorsortierung

Da die Datenmenge des Listmode mit 128 GB große Anforderungen an die Rechen- und Speicherkapazität der Analyserechner stellt, wird in einem Zwischenschritt der sogenannte Presort aus den ursprünglichen Daten extrahiert. Nach der Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit und der Identifikation der geladenen Teilchen werden nur noch die Doppler-korrigierten Energieinformationen, Detektor-Nummern, Zeitinformationen der Ge-Detektoren und die Art der identifizierten geladenen Teilchen kodiert und in das Presort-Format geschrieben. Somit reduziert sich die Gesamtdatenmenge von 128 GB Listmode zu ca. 10 GB Presort Daten, ohne Reduzierung der Gesamtzahl der im Experiment aufgenommenen Ereignisse. Für diese Schritte wurden die Programmbibliotheken des Instituts für Kernphysik verwendet. Hierbei ist besonders die FERA-Bibliothek ([Wir93], [Alb93]) zu erwähnen, sowie die Programmbibliotheken von T. Steinhardt [Ste04] und das Programm xagent von A. Fitzler [Fit02].

### 2.2.2 Das Programmpaket RADWARE

Bei Experimenten mit höherer  $\gamma$ -Multiplizität bietet sich zur Separation der unterschiedlichen Ausgangskanäle der Compoundkern-Reaktion die Sortierung von entfaltenen  $\gamma$ -Koinzidenzen hoher Multiplizität in drei- und vierdimensionale Datenkuben an. Ein weltweit genutztes Programmpaket für diese Aufgabe ist RADWARE von David Radford ([DC95a], [DC95b]). Dieses Programmpaket beinhaltet alle nötigen Funktionen von der Sortierung über einen globalen Untergrundabzug und die Effizienzkorrektur bis hin zur Analyse der hochdimensionalen  $\gamma$ -Koinzidenzen in den Datenkuben. Die Untersuchung und Erweiterung der Termschemata der in dieser Arbeit vorgestellten Atomkerne wurde mit diesem Programmpaket durchgeführt. Die Koinzidenzanalyse mit hochdimensionalen Kuben führt zu Spektren, welche nahezu keinen Untergrund mehr zeigen. In Abbildung 2.10 sind die Gesamtprojektion des Radware Kubus mit automatischem Untergrundabzug, das einfache Gate im Kubus auf die 633 keV Linie des  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  in  $^{74}\text{Se}$ , das zweifache Gate (zusätzliches Gate auf die 728 keV Linie des  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ ) und das dreifache Gate auf die 633 keV Linie, die 1180 keV Linie  $12_1^+ \rightarrow 10_1^+$  und die 1840 keV Linie  $22_1^+ \rightarrow 20_1^+$ , einander gegenübergestellt.



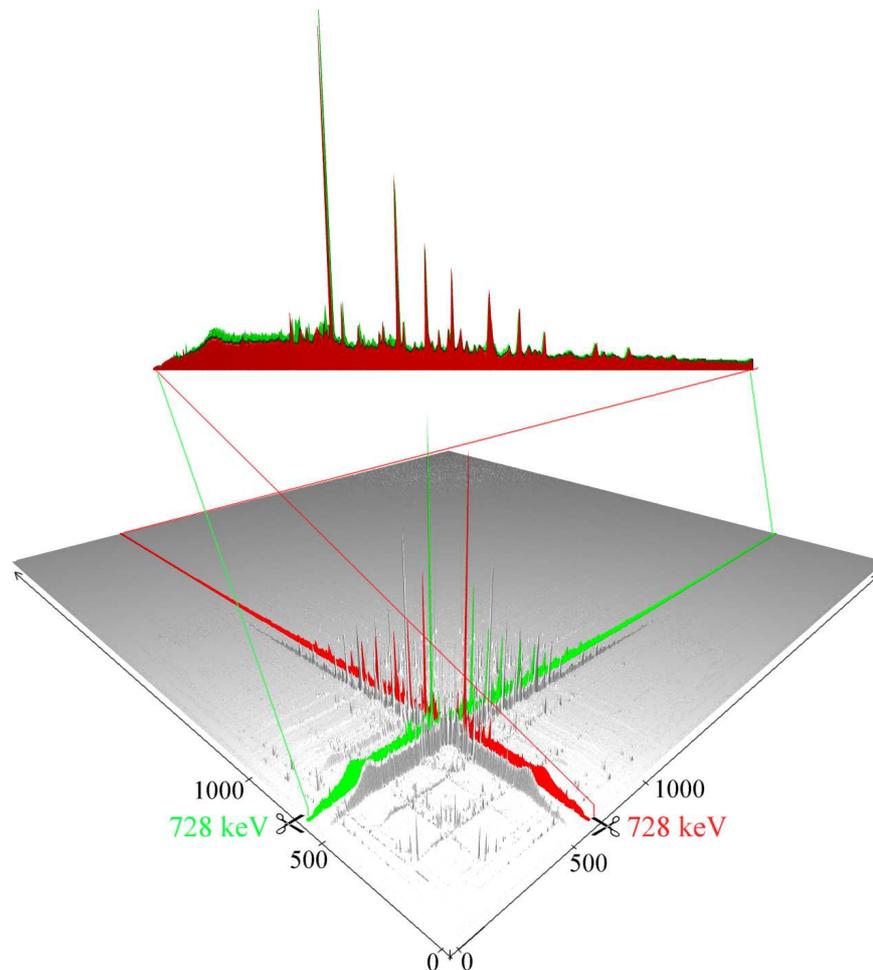
**Abbildung 2.10:** Vergleich der Resultate mehrdimensionaler Gates für  $^{74}\text{Se}$ : Gegenübergestellt sind Projektion, einfache, zweifache und dreifache Gatebedingung für einen vierdimensionalen Radware-Kubus. Mit einem roten Punkt sind die Übergänge der Grundzustandsbande in  $^{74}\text{Se}$  gekennzeichnet.

Deutlich ist die Abnahme der Statistik der Ereignisse pro Energieintervall um 6 Größenordnungen zwischen Projektion und dreifachem Gate zu erkennen. Im Gegenzug werden die  $\gamma$ -Linien, welche die Gatebedingung erfüllen, immer stärker herauspräpariert, während der Untergrund immer weiter durch die Koinzidenzbedingung reduziert wird. Das dreifache Gate ermöglicht die Präparation der Grundzustandsrotationsbande aus  $^{74}\text{Se}$ . Selbst in dieser verkleinerten Darstellung sind deutlich die ersten beiden neuen Übergänge, 2115,9 keV und 2345,5 keV, die für die Bande etabliert wurden, zu erkennen.

Weitere Verbesserungen lassen sich durch die Summation mehrerer Gates in den verschiedenen Dimensionsstufen erreichen. So ist es möglich, die Statistik über eine ganze Rotationsbande in der ersten und zweiten Gatestufe zu akkumulieren und erst mit dem Gate der dritten Stufe selektiv das Spektrum zu präparieren, um auch noch schwache Übergänge zu identifizieren und an der richtigen Stelle des Anregungsniveauschemas einzuordnen. Die Ergebnisse dieser Analyse werden für die Kerne  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  in Kapitel 3 vorgestellt.

### 2.3 Multipolarität der $\gamma$ -Übergänge

Für die Drehimpulsdifferenzen zweier in einer Zerfallskaskade aufeinanderfolgender Anregungsniveaus gelten die Auswahlregeln für den Strahlungs- und Multipolaritätscharakter der

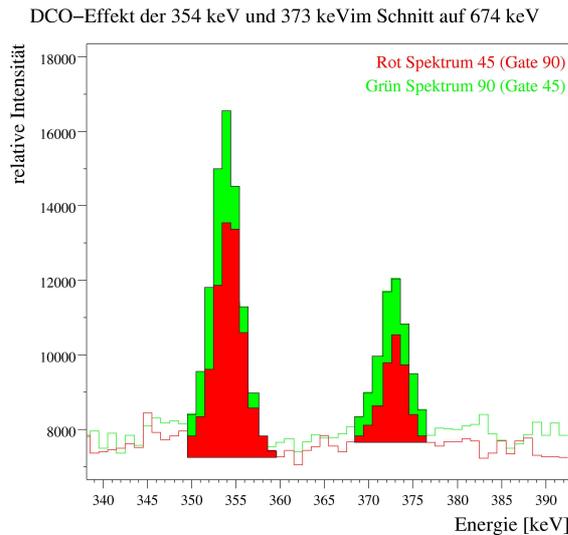
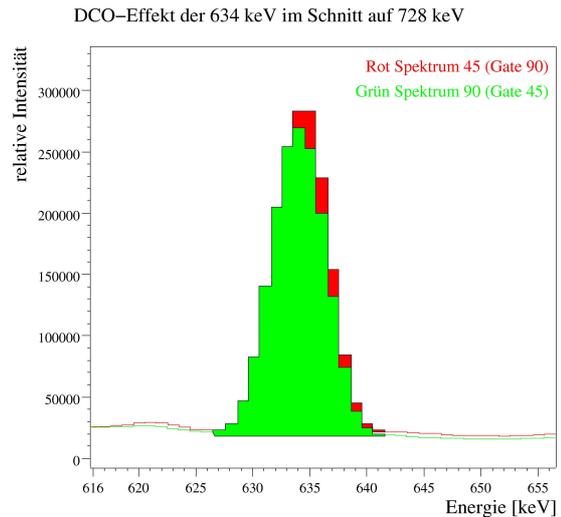


**Abbildung 2.11:** 3D-Darstellung der DCO-Matrix. Rot ist ein Schnitt auf den  $4^+ \rightarrow 2^+$  Übergang mit 728 keV in  $^{74}\text{Se}$  für die Detektorgruppe ( $44^\circ; 136^\circ$ ) hervorgehoben. Grün ist der Schnitt für die gleiche Energie in der  $90^\circ$  Gruppe dargestellt.

emittierten  $\gamma$ -Strahlung. Die Drehimpulsausrichtung der  $\gamma$ -emittierenden Kerne senkrecht zur Strahlachse führt zu einer Anisotropie der emittierten  $\gamma$ -Strahlung. Zur Theorie der Multipolarität der  $\gamma$ -Strahlung und dem Formalismus der verschiedenen Auswerteverfahren zur Bestimmung von Multipolaritäten und Multipolmischungsverhältnissen durch Winkelkorrelation, Winkelverteilung und DCO-Analyse verweise ich auf [MY75] und [AW75].

### 2.3.1 DCO-Analyse

Zur Bestimmung der Spindifferenzen zweier aufeinanderfolgenden Hochspinzustände durch die Multipolarität der emittierten  $\gamma$ -Strahlung bietet sich die Methode der gerichteten Korrelationsverhältnisse „Directional Correlations of two  $\gamma$ -radiations emitted from an Oriented source“ (DCO) [KFML<sup>+</sup>89] an. Diese Methode funktioniert besonders gut bei Detektoranordnungen mit Symmetrie um die Strahlachse. Zur Verwendung dieser Methode wurden in der vorliegenden Arbeit die Detektoren zu Gruppen um  $90^\circ, 0^\circ$  (50 Detektoren) zur Strahlachse sowie ( $44, 1^\circ; 135, 9^\circ$ ) (55 Detektoren) zusammengefasst. Ein Vorteil ist die nahezu gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Detektorgruppen, so dass nur Unterschiede in der Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 5% korrigiert werden mußten. Damit ist nur noch

Abbildung 2.12: DCO-Effekt für  $\Delta I = 1$ Abbildung 2.13: DCO-Effekt für  $\Delta I = 2$ 

die Sortierung einer asymmetrischen Koinzidenzmatrix nötig. In dieser werden die Energien der Koinzidenzereignisse abhängig von den Winkelgruppen, zu welchen die Detektoren gehören, auf die beiden Matrizenachsen einsortiert. Durch Koinzidenzschnitte parallel beider Achsen erhält man so zwei Schnittspektren mit den Intensitäten abhängig von der Multipolarität der beiden koinzidenten Übergänge sowie der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Detektorgruppen. Für das Koinzidenz-Schnittfenster verwendet man einen Übergang mit bekannter Multipolarität.

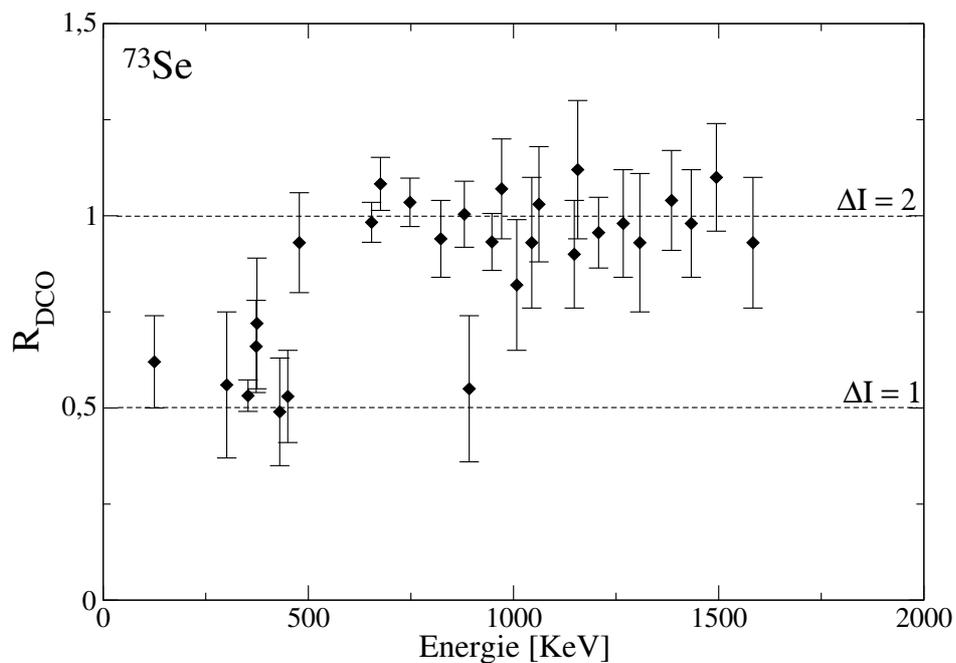
In diesem Auswerteverfahren werden also zwei Intensitäten bestimmt. Es wird jeweils die Intensität des Übergangs mit der Energie  $E_y$  im Schnittpunkt aus der Gatebedingung  $E_x$  bestimmt. Die erste Intensität ergibt sich durch Setzen der Gate Bedingung  $E_x$  für die Detektoren unter  $90^\circ$  und Bestimmung der Intensität  $I_{1\gamma}$  des Übergangs  $E_y$  im Schnittspektrum der Detektoren der zusammengefassten Winkel  $44^\circ$  und  $136^\circ$ . Die zweite Intensität ergibt sich durch Setzen der Gate Bedingung  $E_x$  für die Detektoren der zusammengefassten Winkel  $44^\circ$  und  $136^\circ$  und Bestimmung der Intensität  $I_{2\gamma}$  des Übergangs  $E_y$  im Schnittspektrum der Detektoren des Winkel  $90^\circ$ . Für den Schnitt auf einen gestreckten E2 - Übergang ist ein Wert von  $R_{DCO} = 0,5$  für das Intensitätsverhältnis eines M1 - Übergangs in den Schnittspektren zu erwarten. Für einen E2 - Übergang erwartet man dann ein  $R_{DCO} = 1.0$  aus den Intensitäten in den Schnittspektren. Abbildung 2.11 zeigt eine dreidimensionale Darstellung der für die DCO-Analyse verwendeten Matrix. Geschnitten wurde auf den  $4^+ \rightarrow 2^+$  Übergang mit 728 keV in  $^{74}\text{Se}$ , einem reinen E2-Übergang. Grün hervorgehoben ist der Schnitt auf der Achse der Detektorengruppe  $90^\circ$  und rot der Schnitt auf der Achse ( $44^\circ, 136^\circ$ ). Der Vergleich beider Schnittspektren vor der Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Detektorgruppen zeigt schon deutlich für die Rotationsbande in  $^{74}\text{Se}$ , dass die Intensitätsverhältnisse wie erwartet für diese E2 - Kaskade nahezu gleich 1 sind. In Abbildung 2.12 ist das relative Intensitätsverhältnis für zwei M1-Übergänge aus  $^{73}\text{Se}$  gezeigt. Auch ohne eine Korrektur der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Detektorgruppen zeigt sich deutlich eine geringere Intensität im Schnittspektrum unter  $44^\circ, 136^\circ$ , verglichen zum Schnittspektrum unter  $90^\circ$ . Abbildung 2.13 zeigt den E2-Grundzustandsübergang  $2^+ \rightarrow 0^+$  aus  $^{74}\text{Se}$ . Hier wurden die Schnittspektren in der Darstellung etwas horizontal gegeneinander verschoben, um die nahezu identischen Intensitäten der 634 keV Linie optisch voneinander trennen zu können. Es zeigt sich das erwartete relative Intensitätsverhältnis für einen gestreckten E2-Übergang. Zur Darstellung der DCO-Verhältnisse wurde eine Renormierung

vorgenommen. Da ein M1-Übergang ein  $R_{DCO} = 1$  und ein ein E2-Übergang ein  $R_{DCO} = 2$  haben, wenn die Koinzidenzbedingung auf einen M1-Übergang gesetzt wurde, wurden die  $R_{DCO}$ -Verhältnisse halbiert. Damit ergaben sich dann die gleichen Wertebereiche, wie für  $R_{DCO}$ -Verhältnisse, welche aus Koinzidenzbedingungen mit E2-Übergängen bestimmt wurden. Tabelle 2.4 zeigt eine Übersicht der Renormierungen.

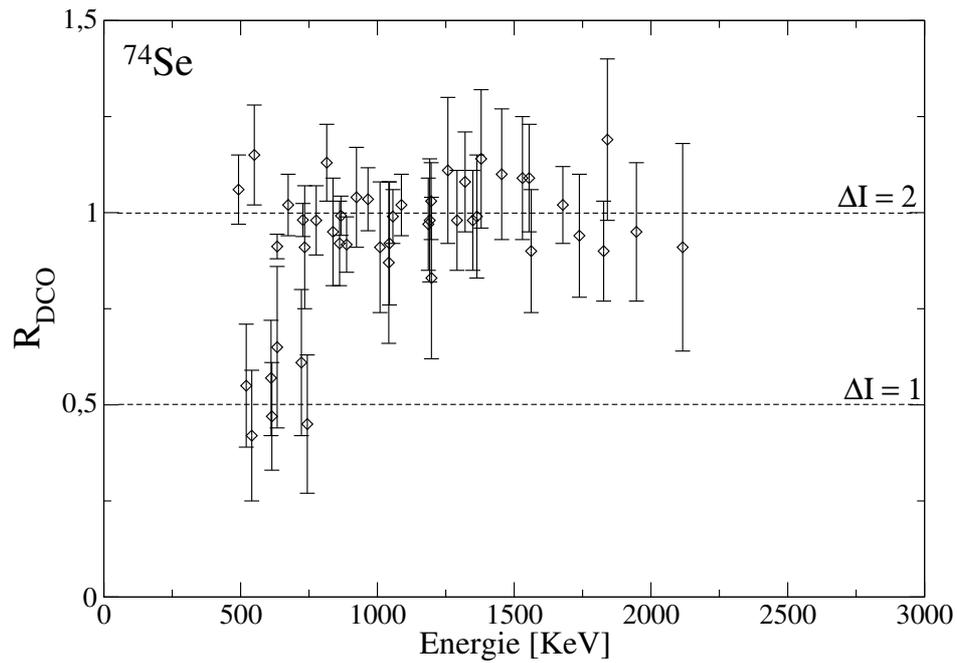
**Tabelle 2.4:** Renormierung der  $R_{DCO}$ -Verhältnisse

Koinzidenzbedingung	Multipolarität des gesuchten Übergangs	$R_{DCO}$	Renormierungsfaktor
M1	1	1,0	0,5
M1	2	2,0	0,5
E2	1	0,5	1,0
E2	2	1,0	1,0

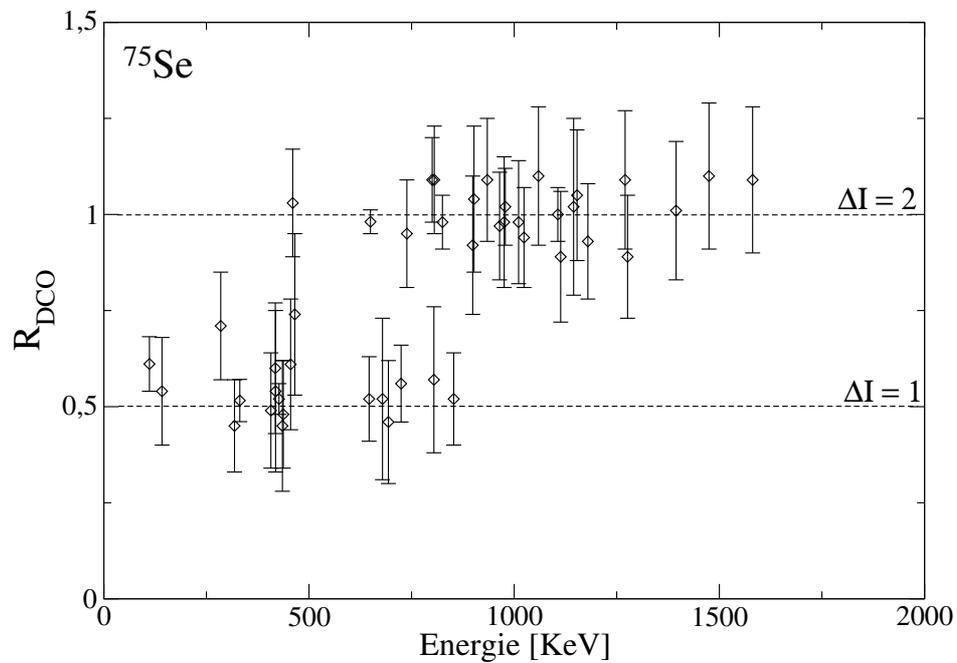
Die folgenden Abbildungen 2.14, 2.15 und 2.16 zeigen die  $R_{DCO}$ -Verhältnisse für  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$ . Tabellarisch sind diese Ergebnisse im nächsten Kapitel in den Tabellen den  $\gamma$ -Übergängen der einzelnen Kerne zugeordnet. In die Fehler des DCO-Verhältnis gehen nach Gauss'sche Fehlerfortpflanzung die Fitfehler der beider Intensitäten, sowie die Fehler durch die Effizienzkorrektur der Intensitäten ein.



**Abbildung 2.14:** DCO Verhältnisse  $^{73}\text{Se}$ : Für Multipolaritäten  $\Delta I=1$  ergibt sich im Diagramm ein  $R_{DCO}=0,5$ , für  $\Delta I=2$  ein  $R_{DCO}=1,0$ .



**Abbildung 2.15:** DCO Verhältnisse  $^{74}\text{Se}$ : Für Multipolaritäten  $\Delta I=1$  ergibt sich im Diagramm ein  $R_{DCO}=0,5$ , für  $\Delta I=2$  ein  $R_{DCO}=1,0$ .



**Abbildung 2.16:** DCO Verhältnisse  $^{75}\text{Se}$ : Für Multipolaritäten  $\Delta I=1$  ergibt sich im Diagramm ein  $R_{DCO}=0,5$ , für  $\Delta I=2$  ein  $R_{DCO}=1,0$ .

# Kapitel 3

## Experimentelle Ergebnisse

### 3.1 Das Anregungsschema von $^{73}\text{Se}$

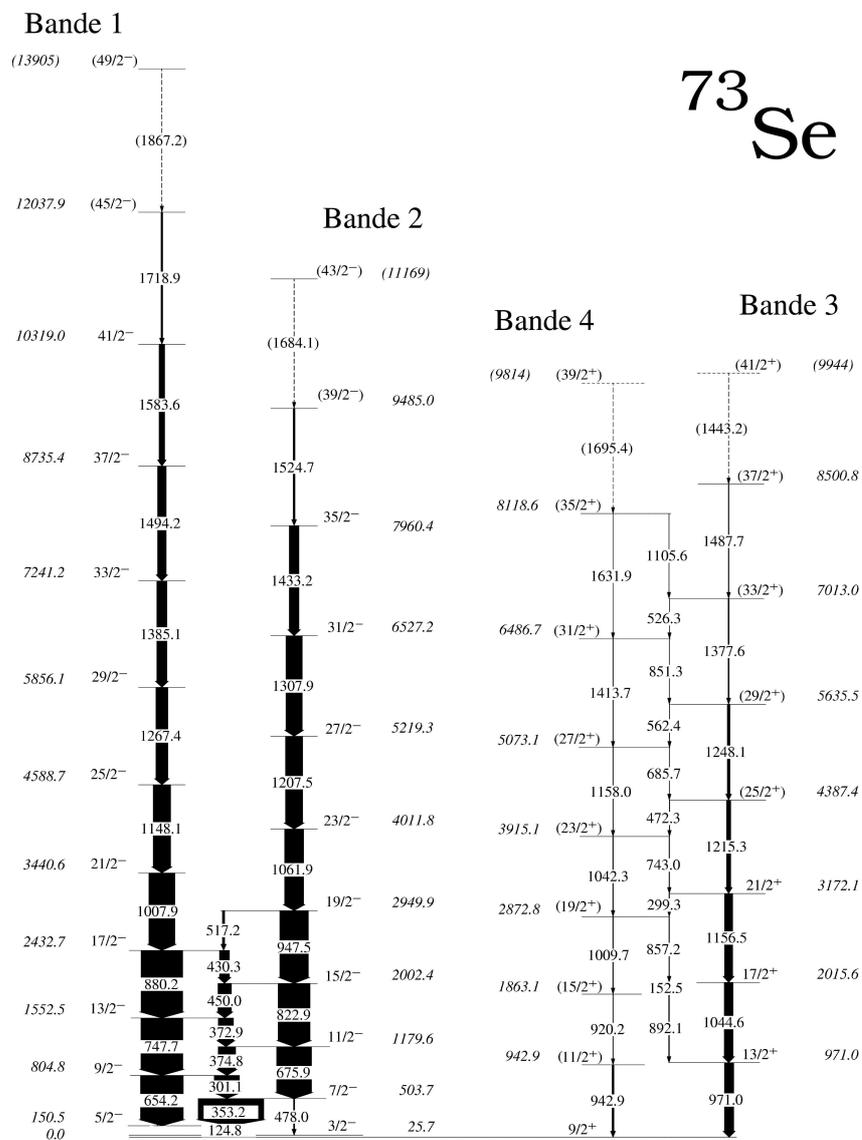


Abbildung 3.1: Anregungsniveauschema von  $^{73}\text{Se}$  aus der Analyse von drei- und vierdimensionalen Datenkuben, Spinbestimmung aus DCO-Analyse.

## 3.2 Daten zu $^{73}\text{Se}$

Für  $^{73}\text{Se}$  konnten die Rotationsbanden um 32 neue Übergänge erweitert werden. Die Zuordnung der neuen Übergangsenergien wurde hauptsächlich aus dem Datensatz der entfaltenen Vierfachkoinzidenzen gewonnen. Diese wurden mit dem Programmpaket Radware von David Radford ([DC95a], [DC95b]) analysiert. Da dieses Programmpaket eine dynamische Datenkompression durch Zusammenfassen von immer mehr ADC-Kanälen bei höheren Energien realisiert, um zum einen die Datenmenge, die für einen vierdimensionalen Kubus nötig ist, zu reduzieren und zum anderen eine bessere Identifizierung von schwachen Übergängen zu erreichen, wird die Intensität auf weniger Spektren-Kanäle verteilt. Weiter macht das Programmpaket Radware eine automatische Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren und einen automatischen Untergrundabzug.

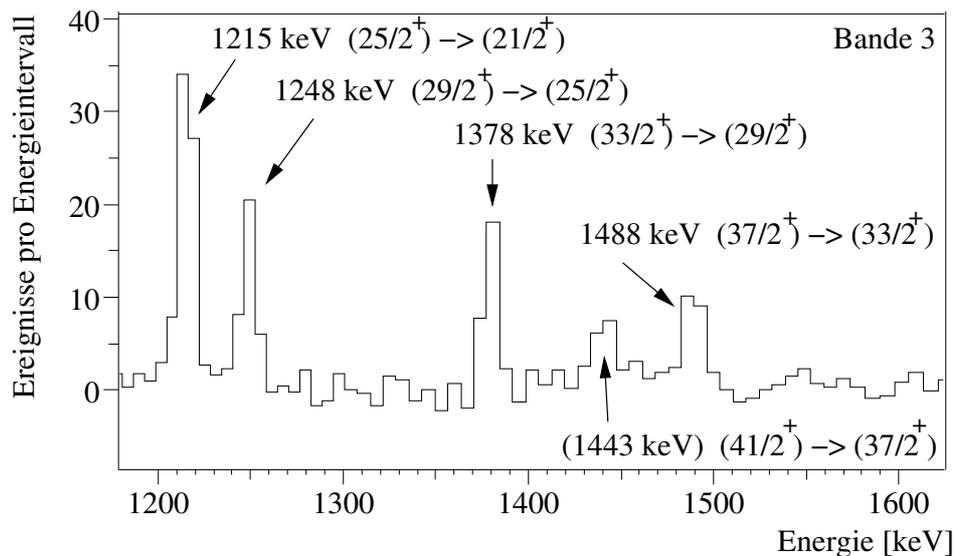
Die Spins der neu identifizierten Niveaus wurden, wenn möglich, durch DCO-Analyse bestimmt.

### 3.2.1 Banden positiver Parität

Ausgehend von der Arbeit von F. Seiffert [Sei92] wurde das Termschema der Rotationsbanden positiver und negativer Parität erweitert. Die beiden Banden positiver Parität bauen auf dem Grundzustand mit  $I^\pi = 9/2\hbar^+$  auf und konnten bis zu einem Spin von  $39/2\hbar^+$  bzw.  $41/2\hbar^+$  erweitert werden.

#### Signatur $\alpha = +1/2$

Aus [Sei92] war die Bande 3 mit Signatur  $\alpha = +1/2$  bis zu einer Energie von 3172 keV mit Spin  $21/2\hbar^+$  bekannt. In der Abbildung 3.2 wird ein Schnittspektrum des vierdimensionalen Datenkubus gezeigt, welches zur Zuordnung der neuen  $\gamma$ -Übergänge und der daraus resultierenden Anregungsniveaus führt. Abbildung 3.2 zeigt exemplarisch eines einer ganzen Reihe



**Abbildung 3.2:** Neue Übergänge der  $\pi = +, \alpha = +1/2$  Bande in  $^{73}\text{Se}$ , Bande 3 (s. Abb. 3.1).

von Schnittspektren. Für die Einordnung eines neuen Überganges wurden alle möglichen Kombinationen von Koinzidenzbedingungen herangezogen. Es wurden ausschließlich Übergänge, welche sich in allen Kombinationen der Koinzidenzbedingungen wiederfanden, in das

Anregungsniveauschema eingeordnet. Die Abfolge der  $\gamma$ -Übergänge wurde aus den relativen Intensitäten der Peaks im Schnittspektrum abgeleitet. Im Schnittspektrum in Abbildung 3.2 wurden die Übergänge bei 1157, 1215, 1248, 1378, 1443 und 1488 keV markiert. Außer bei 1157 keV handelt es sich um neu identifizierte Übergänge der Bande. Die Vorschläge für die Spinzunordnung basieren auf der Annahme einer regelmäßigen  $\Delta I = 2$  Bande. Damit ist diese Bande bis zu einer Anregungsenergie von 9944 keV und einem angenommenen Spin ( $41/2\hbar^+$ ) erweitert worden. DCO-Verhältnisse konnten nur für die ersten drei Übergänge der Bande bestimmt werden.

### Signatur $\alpha = -1/2$

Die Bande 4 positiver Parität mit Signatur  $\alpha = -1/2$  war bisher bis zu zum Spin  $19/2\hbar^+$  bekannt. Sie wurde hauptsächlich durch Schnittkombinationen mit dem 971 keV Grundzustandsübergang aus der Bande mit  $\alpha = +1/2$  und dem verbindenden 892 keV M1-Übergang zwischen den beiden Banden erweitert.

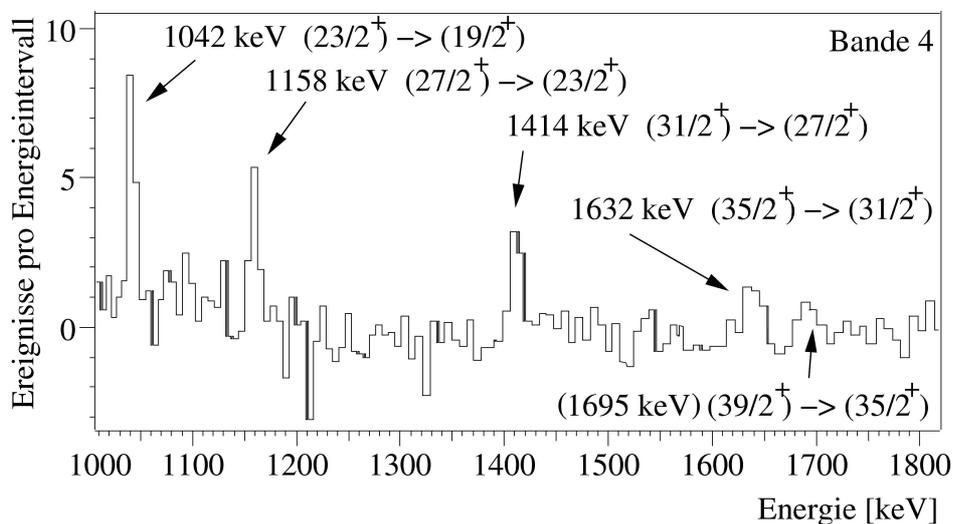


Abbildung 3.3: Neue Übergänge der  $\pi = +$ ,  $\alpha = -1/2$  Bande in  $^{73}\text{Se}$ , Bande 4 (s. Abb. 3.1).

Abbildung 3.3 zeigt ein Schnittspektrum, welches zum Aufbau der „unfavoured“ Bande 4 verwendet wurde. Die Intensitäten entsprechen nicht den realen Intensitäten im Termschema, da für dieses Spektrum die Summe unterschiedlicher Gate-Kombinationen gebildet wurde. Aus dem gleichem Grund kommt es an einigen Stellen in diesem Spektrum zu starken Untergrundabzügen und damit zu negativen Kanalgehalten.

Diese Bande 4 wurde bis zum Spin ( $39/2\hbar^+$ ) bei einer Energie von 9814 keV erweitert. Eine DCO-Analyse der  $\gamma$ -Übergänge dieser Bande war auf Grund der schwachen Intensitäten nicht möglich.

### 3.2.2 Banden negativer Parität

Mit den vorliegenden Daten konnten nur Ergebnisse für die beiden intensivitätsstärksten Banden negativer Parität aus [Sei92] erzielt werden. Von den weiteren Banden sind [Sei92] kurze Kaskaden bekannt, wodurch sich die Daten dieses Hochspinexperimentes nicht anbinden ließen. Der  $3/2\hbar^-$ -Zustand mit der Energie 25,71 keV ist isomer und zerfällt über Elektrophang und  $\beta^+$ -Zerfall mit einer Lebensdauer von 39,8 Minuten [BvNHV80].

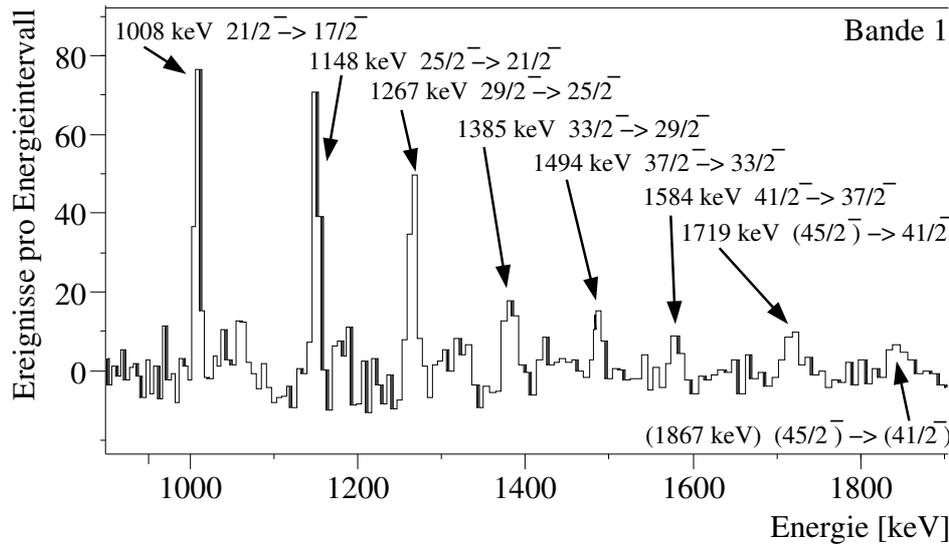


Abbildung 3.4: Neue Übergänge der  $\pi = -, \alpha = +1/2$  Bande in  $^{73}\text{Se}$ , Bande 1 (s. Abb. 3.1).

### Signatur $\alpha = +1/2$

Diese Bande 1 ist aus [Sei92] bis zu einer Anregungsenergie von 3441 keV und einem Spin  $21/2\hbar^-$  bekannt. Sie wurde bis zu einem Spin  $49/2\hbar^-$  bei einer Anregungsenergie von 13905 keV erweitert. Abbildung 3.4 zeigt ein Schnittspektrum aus dem vierdimensionalen Kubus, in welchem die neu zugeordneten Übergänge markiert sind. Es konnten im Ganzen sieben neue Übergänge identifiziert werden, welche zu sieben neuen Anregungsniveaus angeordnet wurden. Die Spinzustände konnten bis  $41/2\hbar^-$  aus den Ergebnissen der DCO-Analyse gewonnen werden. Für die weiteren Anregungsniveaus wurde eine fortgesetzte  $\Delta I = 2$  Bande angenommen.

### Signatur $\alpha = -1/2$

Die Bande 2 mit Signatur  $\alpha = -1/2$  wurde um fünf neue Übergänge und damit fünf neue Anregungsniveaus bis zu einem Spin von  $43/2\hbar^-$  bei einer Energie von 11169 keV erweitert. Diese Bande war aus [Sei92] bis zu einer Energie 4012 keV und Spin  $23/2\hbar^-$  bekannt. In Abbildung 3.5 sind die neu zugeordneten Übergänge markiert. Spinzustände aus DCO-Verhältnissen waren bis zum Niveau 7960 keV mit Spin  $35/2\hbar^-$  möglich. Für die beiden weiteren Übergänge wurde wieder die Annahme einer  $\Delta I = 2$  Bande zugrunde gelegt.

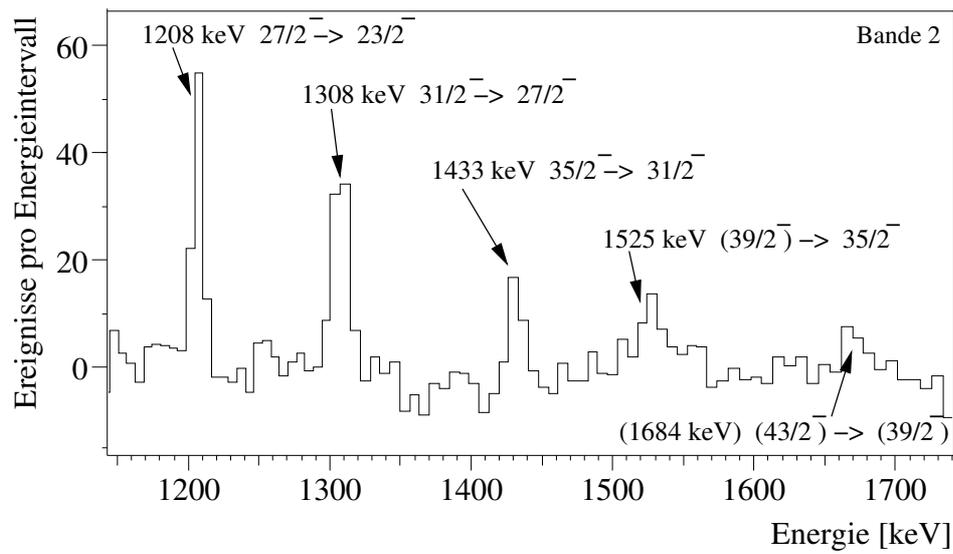


Abbildung 3.5: Neue Übergänge der  $\pi = -, \alpha = -1/2$  Bande in  $^{73}\text{Se}$ , Bande 2 (s. Abb. 3.1).

Tabelle 3.1: Experimentell bestimmte Anregungsniveaus in  $^{73}\text{Se}$ .

Energie [keV]	$J^\pi$	Bande	$\alpha$	Energie [keV]	$J^\pi$	Bande	$\alpha$
0,0(0)	$9/2^+$	3	+1/2	4588,69(92)	$25/2^-$	1	+1/2
25,71(12)	$3/2^-$	2	-1/2	5073,0(10)	$(27/2^+)$	4	-1/2
150,53(16)	$5/2^-$	1	+1/2	5219,3(11)	$27/2^-$	2	-1/2
503,68(23)	$7/2^-$	2	-1/2	5635,5(11)	$(29/2^+)$	3	+1/2
804,78(33)	$9/2^-$	1	+1/2	5856,1(11)	$29/2^-$	1	+1/2
942,90(42)	$(11/2^+)$	4	-1/2	6486,7(12)	$(31/2^+)$	4	-1/2
971,01(43)	$13/2^+$	3	+1/2	6527,2(13)	$31/2^-$	2	-1/2
1179,58(38)	$11/2^-$	2	-1/2	7013,0(13)	$(33/2^+)$	3	+1/2
1552,48(46)	$13/2^-$	1	+1/2	7241,1(12)	$33/2^-$	1	+1/2
1863,05(59)	$15/2^+$	4	-1/2	7960,4(15)	$35/2^-$	2	-1/2
2002,43(52)	$15/2^-$	2	-1/2	8118,6(15)	$(35/2^+)$	4	-1/2
2015,59(63)	$17/2^+$	3	+1/2	8500,8(15)	$(37/2^+)$	3	+1/2
2432,72(60)	$17/2^-$	1	+1/2	8735,4(14)	$37/2^-$	1	+1/2
2872,79(74)	$(19/2^+)$	4	-1/2	9485,0(17)	$(39/2^-)$	2	-1/2
2949,89(70)	$19/2^-$	2	-1/2	(9814,0)(17)	$(39/2^+)$	4	+1/2
3172,11(82)	$(21/2^+)$	3	+1/2	(9943,9)(19)	$(41/2^+)$	3	+1/2
3440,64(75)	$21/2^-$	1	+1/2	10318,9(17)	$41/2^-$	1	+1/2
3915,10(87)	$(23/2^+)$	4	-1/2	(11169,2)(17)	$(43/2^-)$	2	-1/2
4011,86(82)	$23/2^-$	2	-1/2	12037,9(19)	$(45/2^-)$	1	+1/2
4387,36(98)	$(25/2^+)$	3	+1/2	(13905,0)(21)	$(49/2^-)$	1	+1/2

Tabelle 3.2: Experimentell bestimmte  $\gamma$ -Übergänge in  $^{73}\text{Se}$ .

$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$
124,8(11)	71,2(15)	M1	0,62(12)	1007,92(45)	39,8(14)	E2	0,82(17)
152,52(12)	0,5(4)	(M1)	-	1009,74(45)	0,9(5)	(E2)	-
299,32(14)	0,9(6)	(M1)	-	1042,31(46)	0,8(4)	(E2)	-
301,10(14)	38,4(24)	M1	0,56(19)	1044,58(46)	13,6(19)	E2	0,93(17)
353,15(15)	100,0(19)	M1	0,532(41)	1061,97(47)	29,1(20)	E2	1,03(15)
372,90(18)	23,1(24)	M1	0,66(12)	1105,58(50)	0,4(4)	(M1)	-
374,80(19)	26,7(31)	M1	0,72(17)	1148,05(52)	26,7(21)	E2	0,90(14)
430,29(19)	15,3(35)	M1	0,49(14)	1156,52(52)	12,5(22)	E2	1,12(18)
449,95(20)	20,6(38)	M1	0,53(12)	1157,95(53)	0,7(5)	(E2)	-
472,26(21)	0,7(6)	(M1)	-	1207,41(55)	26,3(4)	E2	0,956(92)
477,97(23)	5,7(8)	E2	0,93(13)	1215,25(55)	6,4(16)	(E2)	-
517,17(25)	3,6(12)	(M1)	-	1248,10(56)	4,2(12)	(E2)	-
526,30(26)	0,4(3)	(M1)	-	1267,39(56)	18,1(4)	E2	0,98(14)
562,41(27)	0,5(4)	(M1)	-	1307,93(59)	24,9(24)	E2	0,93(18)
654,25(29)	65,5(21)	E2	0,983(52)	1377,56(61)	1,5(7)	(E2)	-
675,90(30)	53,4(25)	E2	1,083(69)	1385,02(62)	15,4(18)	E2	1,04(13)
685,69(30)	0,5(5)	(M1)	-	1413,67(70)	0,6(4)	(E2)	-
742,99(32)	0,8(6)	(M1)	-	1433,21(71)	14,9(24)	E2	0,98(14)
747,70(32)	64,1(18)	E2	1,035(63)	1443,10(81)	0,4(4)	(E2)	-
822,85(36)	48,8(7)	E2	0,94(10)	1487,78(73)	1,0(5)	(E2)	-
851,26(37)	0,4(4)	(M1)	-	1494,30(74)	13,2(25)	E2	1,10(14)
857,20(37)	0,9(6)	(M1)	-	1524,69(77)	2,8(4)	(E2)	-
880,24(39)	63,7(14)	E2	1,004(86)	1583,60(79)	8,6(19)	E2	0,93(17)
892,04(39)	1,1(5)	(M1)	0,55(19)	1631,88(82)	0,2(1)	(E2)	-
920,15(41)	0,7(4)	(E2)	-	1684,2(8)	0,2(2)	(E2)	-
942,90(42)	2,9(8)	(M1)	-	1695,4(9)	0,1(1)	(E2)	-
947,46(42)	43,7(25)	E2	0,932(74)	1718,9(9)	2,5(5)	(E2)	-
971,01(43)	14,2(14)	E2	1,07(13)	1867,2(10)	0,3(3)	(E2)	-

### 3.3 Das Anregungsschema von $^{74}\text{Se}$

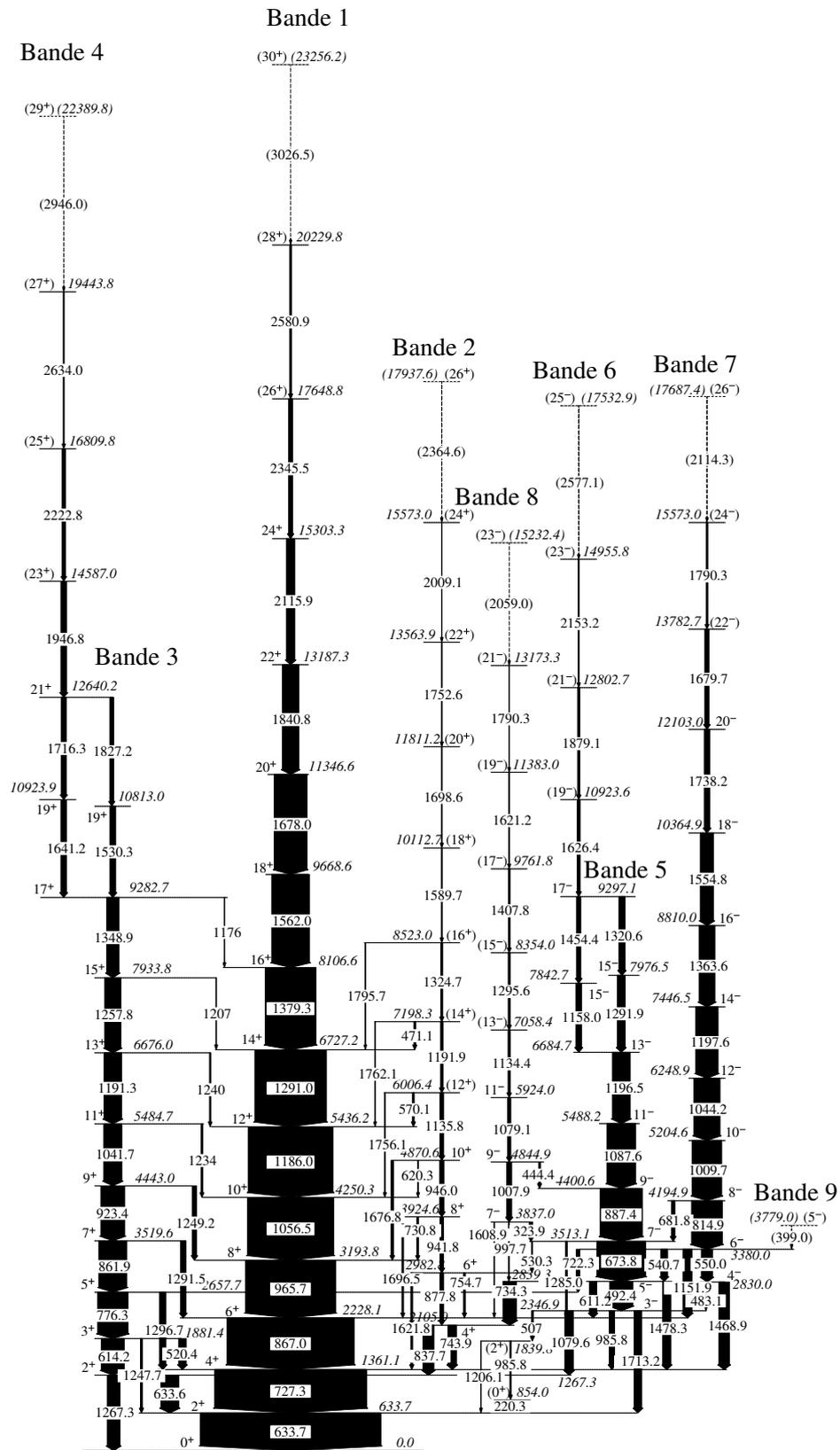


Abbildung 3.6: Anregungsniveauschema von  $^{74}\text{Se}$  aus der Analyse von drei- und vierdimensionalen Datenkuben, Spinbestimmung aus DCO-Analyse.

### 3.4 Daten zu $^{74}\text{Se}$

Ausgehend von der Veröffentlichung von J. Döring [DJR<sup>+</sup>98] konnten alle Bandenstrukturen bis maximal Spin 30 und Anregungsenergien von 23,2 MeV erweitert werden. Eine Aufstellung aller Anregungsniveaus zeigt Tabelle 3.3. Die Erweiterungen werden im Folgenden vorgestellt.

#### 3.4.1 Banden positiver Parität

##### Signatur $\alpha = 0$

Die Grundzustandsbande (Bande 1 in Abbildung 3.6) in  $^{74}\text{Se}$  konnte um vier Anregungsniveaus gegenüber [DJR<sup>+</sup>98] erweitert werden. Der höchstangeregte Zustand dieser Bande hat eine Energie von 23256 keV und Spin  $30\hbar^+$ . Es wurde Übergänge bis zu einer Energie von 3026 keV in den dreifach gegateten Spektren beobachtet. Ab Spin  $24\hbar^+$  sind keine Spinzunordnungen aus der DCO-Analyse mangels ausreichender Statistik möglich. Es ist plausibel eine regelmäßige  $\Delta I = 2$  Anregungsstruktur für diese Bande anzunehmen. Deshalb wurde den neu gefundenen Übergängen ein elektrischer Quadrupolcharakter zugeordnet. Abbildung 3.7 zeigt die vier neu zugeordneten Übergänge. Hierfür wurde die Summe über

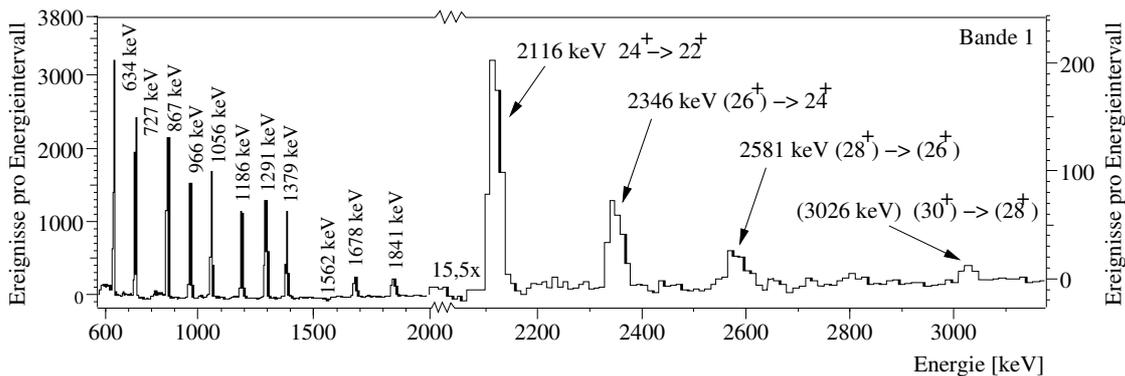
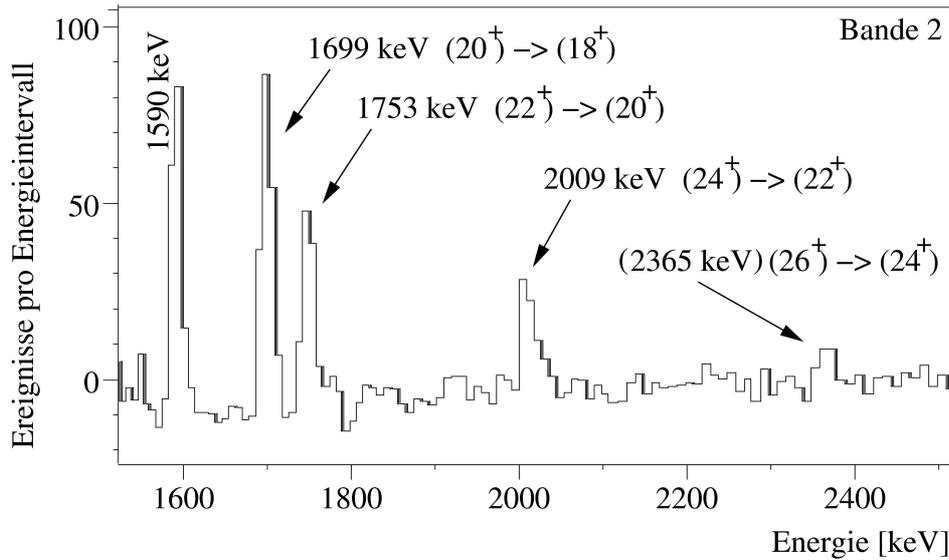


Abbildung 3.7: Neue Übergänge der ersten  $\pi = +$ ,  $\alpha = 0$  Bande in  $^{74}\text{Se}$ , Bande 1 (s. Abb. 3.6).

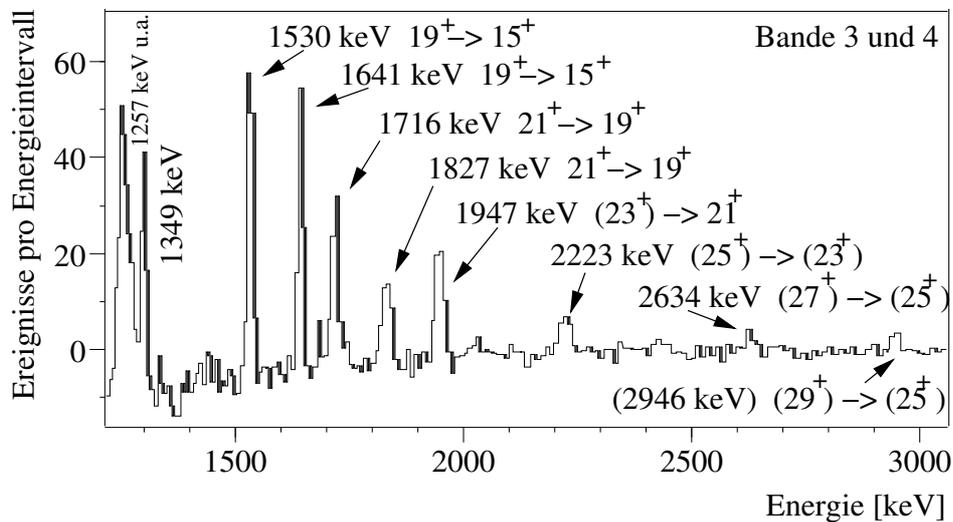
alle gegateten dreidimensionalen Kuben der Übergänge 634, 727, 867, 966, 1056, 1186 und 1291 keV gebildet. In diesem Summenkubus wurde dann auf die Energie 1562 keV gegatet, was zu einer Matrix führte, in der dann auf die Energie 1562 keV gegatet wurde, weshalb dieser Übergang nicht mehr im folgenden Schnittspektrum erscheint (Abbildung 3.7). Der automatische globale Untergrundabzug im Programmpaket Radware, welcher sich bei jeder Summen- und Gate-Bedingung auswirkt, führt dazu, dass der Untergrund auch negative Werte annimmt. Die Bande 2 mit Signatur  $\alpha = 0$  wurde ebenfalls bereits in [DJR<sup>+</sup>98] beschrieben. Diese Bande konnte um vier Anregungsniveaus erweitert werden. Der höchstangeregte Zustand lag bei 17937 keV und Spin  $26\hbar^+$ . Für die neuen Übergänge dieser Bande konnten aus der DCO-Analyse keine Aussagen über die Multipolarität gewonnen werden. Deshalb wurden für diese Bande die Spins und Paritäten aus der Annahme einer fortgesetzt regelmäßigen E2-Bande gewählt. In Abbildung 3.8 sind die neu gefundenen Übergänge gekennzeichnet.



**Abbildung 3.8:** Neue Übergänge der zweiten  $\pi = +$ ,  $\alpha = 0$  Bande in  $^{74}\text{Se}$ , Bande 2 (s. Abb. 3.6).

### Signatur $\alpha = 1$

Die Bande 3 mit Signatur  $\alpha = 1$  ist ebenfalls aus [DJR<sup>+</sup>98] bekannt. Dort wird sie bis zu einem Spin  $19\hbar^+$  mit einer Energie 10826 keV beschrieben. Das Ergebnis der vorliegenden Koinzidenzanalyse zeigt die Erweiterung der Bande bis Spin  $21\hbar^+$  bei einer Energie von 12640 keV.

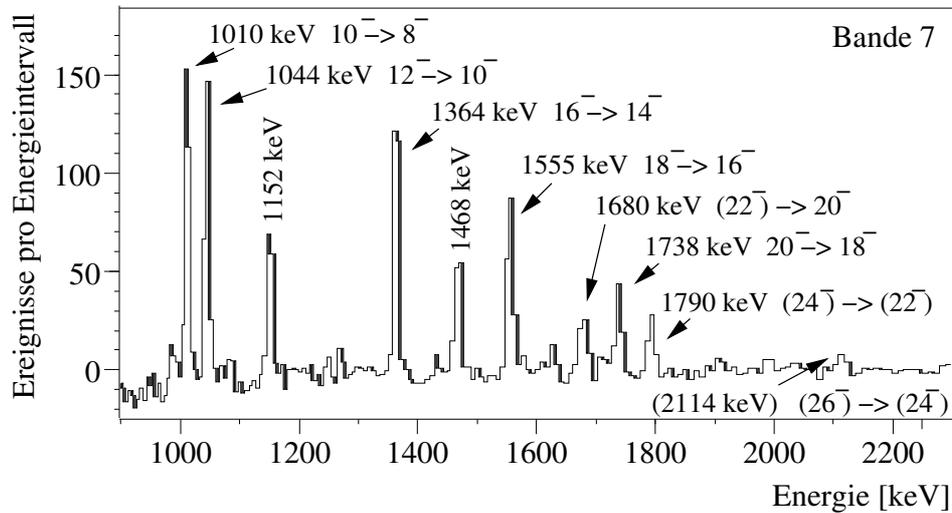


**Abbildung 3.9:** Neue Übergänge der beiden  $\pi = +$ ,  $\alpha = 1$  Banden in  $^{74}\text{Se}$ , Bande 3 und 4 (s. Abb. 3.6).

Weiterhin konnte - aufbauend auf dem bereits bekannten Niveau bei 9282 keV - eine zweite Bandenstruktur gefunden werden (Bande 4). Hierbei handelt es sich um eine kreuzende Bande mit Signatur  $\alpha = 1$ . Diese scheint ab Spin  $19\hbar^+$  favorisiert zu sein und lässt sich bis zu einem Zustand mit Spin  $29\hbar^+$  und einer Energie von 22389 keV verfolgen. Abbildung 3.9 zeigt das Koinzidenzspektrum aus dem vierdimensionalen Kubus.

### 3.4.2 Banden negativer Parität

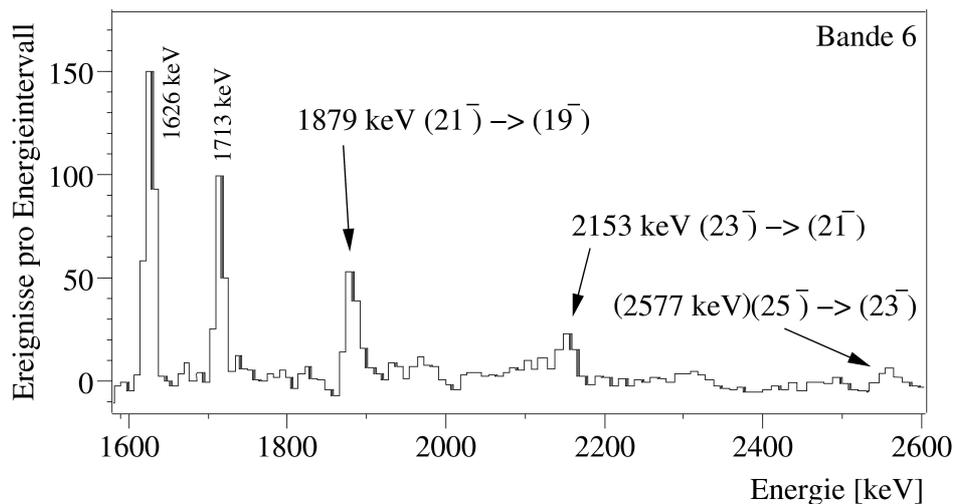
Signatur  $\alpha = 0$



**Abbildung 3.10:** Neue Übergänge der  $\pi = -, \alpha = 0$  Bande in  $^{74}\text{Se}$ . Mit Pfeil sind die Übergänge der Bande 7 gezeichnet. (s. Abb. 3.6).

Aus [DJR<sup>+</sup>98] war eine Bande bis zu hohem Drehimpuls bekannt (Bande 7). Diese baut auf dem Zustand mit Spin  $4\hbar^+$  bei einer Energie von 2831 keV auf. Bekannt war die Bande bis zu einem angenommenen von Spin  $20\hbar^-$  bei einer Energie von 12104 keV. Diese Bande wurde um drei Übergänge und damit drei weitere Anregungsniveaus bis Spin  $26\hbar^-$  bei einer von Energie 17687 keV erweitert (s. Abbildung 3.10).

Signatur  $\alpha = 1$

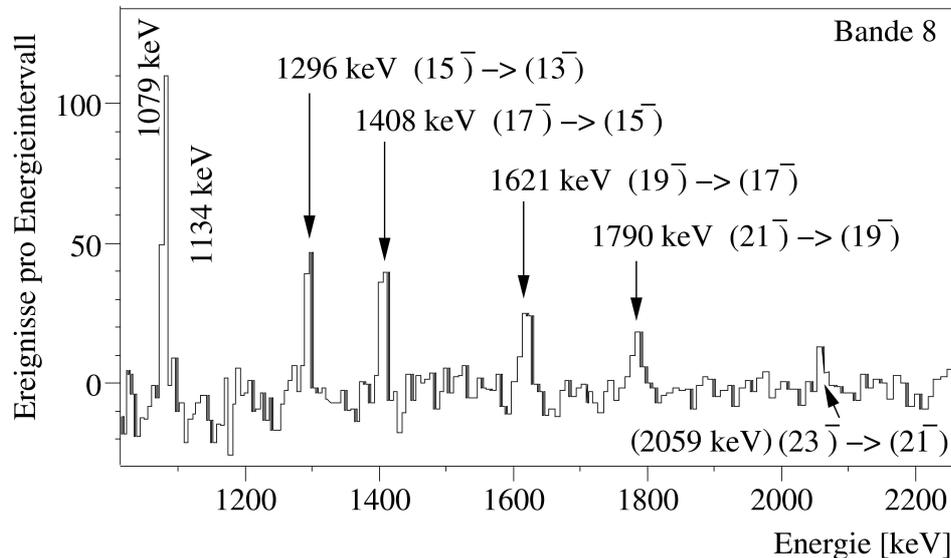


**Abbildung 3.11:** Neue Übergänge der stärksten  $\pi = -, \alpha = 1$  Bande in  $^{74}\text{Se}$ , Bande 6 (s. Abb. 3.6).

Die bekannten drei Bandenstrukturen mit Signatur  $\alpha = 1$  konnten in der vorliegenden Arbeit wie folgt erweitert werden. Die intensitätsstärkste Bande 5 baut auf einem Zustand mit

$3\hbar^-$  mit einer Energie von 2346 keV auf. Diese Bande wurde nur bis zur Kreuzung mit der zweiten Bande bestätigt, hier konnten keine weiteren Übergänge dieser Bande zugeordnet werden.

Die zwischen Spin  $13^-$  –  $17\hbar^-$  kreuzende Bande 6 war bis zu einem angenommenen Spin



**Abbildung 3.12:** Neue Übergänge der schwächsten  $\pi = -, \alpha = 1$  Bande in  $^{74}\text{Se}$ , Bande 8 (s. Abb. 3.6).

von  $(19\hbar^-)$  mit Energie 10924 keV bekannt. Hier konnte die Bande um weitere drei Übergänge und somit drei neue Anregungsniveaus bis zu einem Spin  $(25\hbar^-)$  mit einer Energie von 17533 keV erweitert werden. Abbildung 3.11 belegt die neu beobachteten Übergänge. Die dritte Bande (Bande 8) mit Signatur  $\alpha = 1$  war bisher bis zu einem Spin  $13\hbar^-$  bekannt. Diese konnte nun bis Spin  $(23\hbar^-)$  bei der Energie 15232 keV beobachtet werden. Abbildung 3.12 zeigt das Schnittspektrum aus dem vierdimensionalen Datenkubus, in welchem die neuen Übergänge markiert sind.

### Niveaus mit niedriger Energie und Drehimpuls in $^{74}\text{Se}$

Die meisten aus [DJR<sup>+</sup>98] bekannten Niveaus mit niedriger Anregungsenergie und kleinem Drehimpuls konnten in dieser Arbeit ebenfalls belegt werden, jedoch konnten keine weitere Strukturen zugeordnet werden.

Tabelle 3.3: Experimentell bestimmte Anregungsniveaus in  $^{74}\text{Se}$ .

Energie [keV]	$J^\pi$	Bande	$\alpha$	Energie [keV]	$J^\pi$	Bande	$\alpha$
0,0(0)	$0^+$	1	0	7933,8(14)	$15^+$	3	1
633,71(61)	$2^+$	1	0	7976,5(17)	$15^-$	5	1
854,03(64)	$0^+$	-	0	8106,5(16)	$16^+$	1	0
1267,27(61)	$2^+$	3	0	8353,9(16)	$(15^-)$	8	1
1361,05(71)	$4^+$	1	0	8522,9(16)	$(16^+)$	2	0
1839,81(95)	$2^+$	-	0	8810,0(16)	$16^-$	7	0
1881,44(66)	$3^+$	3	1	9282,7(17)	$17^+$	3	1
2105,04(95)	$4^+$	2	0	9297,1(17)	$17^-$	6	1
2228,10(81)	$6^+$	1	0	9668,5(18)	$18^+$	1	0
2346,9(11)	$3^-$	5	1	9761,8(17)	$(17^-)$	8	1
2657,74(61)	$5^+$	3	0	10112,6(18)	$(18^+)$	2	0
2830,0(10)	$4^-$	7	0	10364,8(17)	$18^-$	7	0
2839,3(11)	$5^-$	5	1	10813,0(17)	$19^+$	3	1
2982,8(10)	$6^+$	2	0	10923,5(19)	$(19^-)$	6	1
3193,79(92)	$8^+$	1	0	10923,9(17)	$19^+$	4	1
3380,0(11)	$6^-$	7	0	11346,5(19)	$20^+$	1	0
3513,1(11)	$7^-$	5	1	11383,0(19)	$(19^-)$	8	1
3519,61(85)	$7^+$	3	1	11811,2(20)	$(20^+)$	2	0
3779,1(11)	$(5^-)$	9	1	12103,0(20)	$20^-$	7	0
3837,0(11)	$7^-$	8	1	12640,2(20)	$21^+$	4	1
3924,6(11)	$8^+$	2	0	12802,6(23)	$(21^-)$	6	1
4194,9(11)	$8^-$	7	0	13173,3(23)	$(21^-)$	8	1
4250,3(10)	$10^+$	1	0	13187,3(23)	$22^+$	1	0
4400,6(12)	$9^-$	5	1	13563,8(21)	$(22^+)$	2	0
4443,02(94)	$9^+$	3	1	13782,6(21)	$(22^-)$	7	0
4844,9(12)	$9^-$	8	1	14587,0(25)	$(23^+)$	4	0
4870,6(12)	$10^+$	2	0	14955,8(30)	$(23^-)$	6	1
5204,6(12)	$10^-$	7	0	$(15232,3)(28)$	$(23^-)$	8	1
5436,2(12)	$12^+$	1	0	15303,2(29)	$24^+$	1	0
5484,7(11)	$11^+$	3	1	15572,9(27)	$(24^+)$	2	0
5488,2(13)	$11^-$	5	1	15573,0(25)	$(24^-)$	7	0
5924,0(13)	$11^-$	8	1	16809,8(32)	$(25^+)$	4	1
6006,4(13)	$(12^+)$	2	0	$(17532,9)(39)$	$(25^-)$	6	1
6248,9(13)	$12^-$	7	0	17648,8(37)	$26^+$	1	0
6676,1(14)	$13^+$	3	1	$(17687,3)(30)$	$(26^-)$	7	0
6684,7(14)	$13^-$	5	1	$(17937,5)(36)$	$(26^+)$	2	0
6727,3(14)	$14^+$	1	0	19443,8(42)	$(27^+)$	4	1
7058,3(14)	$(13^-)$	8	1	20229,7(45)	$(28^+)$	1	0
7198,3(14)	$(14^+)$	2	0	$(22389,8)(52)$	$(29^+)$	4	1
7446,4(14)	$14^-$	7	0	$(23256,2)(55)$	$(30^+)$	1	0
7842,7(15)	$15^-$	6	1				

**Tabelle 3.4:** Experimentell bestimmte  $\gamma$ -Übergänge in  $^{74}\text{Se}$ .

$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$
220,32(13)	0,8(4)	(E2)	-	877,85(39)	2,1(4)	(E2)	-
323,91(14)	1,9(3)	(M1)	-	887,44(40)	23,5(14)	E2	0,917(72)
(399,06)(16)	0,1(1)	(M1)	-	923,47(41)	13,2(6)	E2	1,04(13)
444,45(17)	1,3(7)	(M1)	-	941,81(42)	1,9(6)	(E2)	-
471,13(18)	2,7(5)	(M1)	-	946,05(42)	2,4(4)	(E2)	-
483,15(18)	0,4(1)	(M1)	-	965,72(43)	50,1(13)	E2	1,035(82)
492,48(18)	12,8(5)	E2	1,06(9)	985,85(84)	0,7(3)	(E2)	-
507,12(19)	1,0(3)	(E1)	-	985,82(71)	3,0(4)	(E1)	-
520,47(20)	4,2(8)	M1	0,55(16)	997,79(45)	0,4(2)	(E2)	-
530,34(21)	0,6(3)	(E1)	-	1007,91(45)	2,7(4)	(E2)	-
540,71(21)	3,8(3)	M1	0,42(17)	1009,72(45)	16,4(4)	E2	0,91(17)
550,02(22)	6,2(6)	E2	1,15(13)	1041,75(46)	10,1(8)	E2	0,87(21)
570,11(23)	1,0(1)	(M1)	-	1044,21(47)	14,5(6)	E2	0,92(16)
611,23(24)	4,1(3)	E1	0,57(15)	1056,52(47)	47,73(23)	E2	0,99(7)
614,26(25)	12,6(9)	M1	0,47(14)	1079,17(58)	1,7(5)	(E2)	-
620,32(27)	0,4(2)	(M1)	-	1079,62(53)	4,6(6)	(E1)	-
633,62(61)	11,0(13)	M1	0,65(21)	1087,66(48)	15,88(14)	E2	1,02(8)
633,65(62)	100,00(0)	E2	0,912(42)	1134,41(49)	1,2(4)	(E2)	-
673,81(31)	26,9(12)	E2	1,02(8)	1135,85(50)	2,1(4)	(E2)	-
681,83(33)	1,9(3)	(M1)	-	1151,93(52)	5,0(6)	(E1)	-
722,37(34)	2,0(2)	E1	0,61(19)	1158,02(53)	3,2(5)	(E2)	-
727,82(35)	84,2(23)	E2	0,981(43)	1176,12(54)	0,2(2)	(M1)	-
730,82(35)	1,0(3)	(M1)	-	1186,08(55)	47,1(3)	E2	0,97(12)
734,39(35)	7,5(5)	E1	0,91(16)	1191,31(65)	9,7(4)	E2	0,98(16)
743,94(36)	4,7(3)	M1	0,45(18)	1191,87(63)	1,4(3)	(E2)	-
754,72(36)	1,3(4)	(M1)	-	1196,51(61)	9,9(5)	E2	1,03(10)
776,32(37)	16,9(11)	E2	0,98(9)	1197,62(59)	12,4(7)	E2	0,83(21)
814,97(38)	17,1(18)	E2	1,13(10)	1206,10(61)	0,24(12)	(M1)	-
837,72(38)	6,1(4)	E2	0,95(14)	1206,64(64)	0,35(14)	(M1)	-
861,95(39)	15,4(5)	E2	0,92(11)	1234,43(59)	0,9(4)	(M1)	-
867,02(39)	70,4(11)	E2	0,992(51)				

Tabelle 3.5: Fortsetzung: Experimentell bestimmte  $\gamma$ -Übergänge in  $^{74}\text{Se}$ .

$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$
1239,82(59)	0,74(7)	(M1)	-	1678,07(83)	18,2(17)	E2	1,02(10)
1247,71(60)	1,1(3)	(M1)	-	1679,74(84)	3,0(11)	(E2)	-
1249,23(60)	2,3(10)	(M1)	-	1696,59(84)	0,9(3)	(E2)	-
1257,84(61)	9,1(5)	E2	1,11(19)	1698,62(85)	0,4(3)	(E2)	-
1267,37(61)	7,1(7)	(E2)	-	1713,26(86)	4,2(7)	(E1)	-
1285,07(62)	1,0(8)	(E1)	-	1716,34(87)	2,7(5)	(E2)	-
1291,06(81)	39,6(4)	E2	0,98(13)	1738,21(88)	7,9(4)	E2	0,94(16)
1291,56(84)	3,0(10)	(M1)	-	1752,62(88)	0,5(2)	(E2)	-
1291,96(78)	4,3(4)	(E2)	-	1756,13(90)	0,4(3)	(E2)	-
1295,64(67)	1,1(4)	(E2)	-	1762,07(90)	0,2(2)	(E2)	-
1296,77(64)	3,5(12)	(M1)	-	1790,3(12)	2,3(6)	(E2)	-
1320,67(66)	3,4(9)	E2	1,08(13)	1790,3(12)	0,2(1)	(E2)	-
1324,75(66)	1,1(3)	(E2)	-	1795,7(10)	0,2(1)	(E2)	-
1348,94(67)	6,8(7)	(E2)	0,98(13)	1827,2(11)	2,1(4)	E2	0,90(13)
1363,68(69)	8,8(8)	E2	0,99(16)	1840,8(12)	9,1(12)	E2	1,19(21)
1379,34(70)	28,2(5)	E2	1,14(18)	1879,1(13)	1,2(5)	(E2)	-
1407,83(72)	0,9(3)	(E2)	-	1946,8(15)	3,2(5)	E2	0,95(18)
1454,45(73)	2,4(9)	E2	1,10(17)	2009,1(16)	0,2(1)	(E2)	-
1468,93(74)	5,8(5)	(E1)	-	(2059,0)(17)	0,3(2)	(E2)	-
1478,31(74)	4,7(4)	(E1)	-	(2114,3)(18)	0,2(1)	(E2)	-
1530,34(76)	3,2(8)	(E2)	1,09(16)	2115,9(18)	4,7(16)	E2	0,91(27)
1554,85(77)	7,3(9)	E2	1,09(14)	2153,2(19)	0,5(3)	(E2)	-
1562,03(77)	20,9(16)	E2	0,90(16)	2222,8(20)	1,8(4)	(E2)	-
1589,74(78)	0,5(3)	(E2)	-	2345,5(23)	2,2(13)	(E2)	-
1608,88(79)	0,3(3)	(E1)	-	(2364,6)(24)	0,5(2)	(E2)	-
1621,24(82)	0,4(2)	(E2)	-	(2577,1)(26)	0,3(2)	(E2)	-
1621,82(82)	1,3(9)	(E2)	-	2580,9(26)	0,9(5)	(E2)	-
1626,43(81)	1,6(9)	(E2)	-	2634,0(28)	0,5(2)	(E2)	-
1641,27(82)	3,1(8)	(E2)	-	(2946,0)(30)	0,1(1)	(E2)	-
1676,85(83)	1,3(3)	(E2)	-	(3026,5)(32)	0,1(1)	(E2)	-

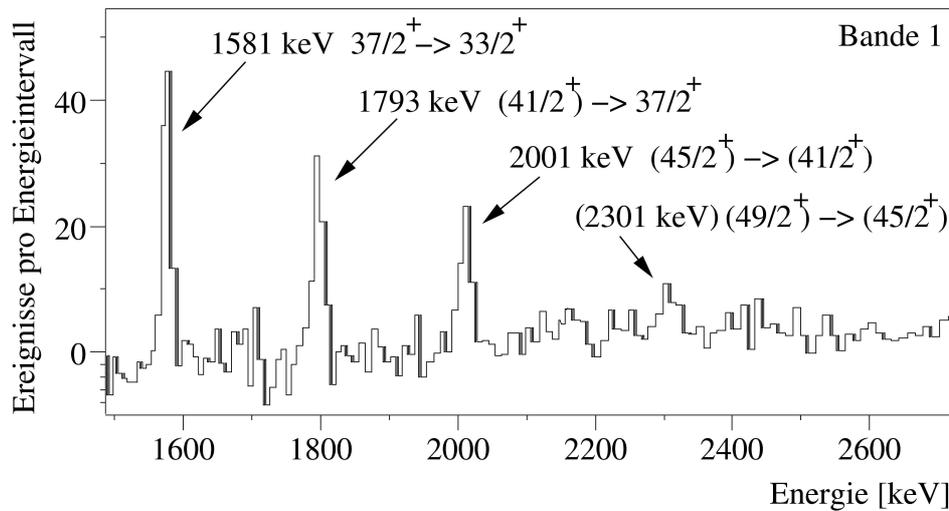


### 3.6 Daten zu $^{75}\text{Se}$

Die umfangreichste Veröffentlichung zu  $^{75}\text{Se}$  stammt von G.Z. Solomon et al. aus dem Jahr 1999 [SJKT99] und dokumentiert sechs Bandenstrukturen in  $^{75}\text{Se}$ . Die höchsten Anregungsenergien und Drehimpulse wurden für die beiden Signaturpartner positiver Parität beschrieben.

#### 3.6.1 Banden positiver Parität

**Signatur  $\alpha = +1/2$**



**Abbildung 3.14:** Neue Übergänge der  $\pi = +, \alpha = +1/2$  Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 1 (s. Abb. 3.13).

In [SJKT99] wird die Bande 1 positiver Parität mit Signatur  $\alpha = +1/2$  bis Anregungsenergie 10242 keV und Spin  $41/2\hbar^+$  beschrieben. In dieser Arbeit konnten zwei weitere Übergänge dieser Bande zugeordnet werden. Damit ist diese nun bis zu einer Energie 14550 keV und Spin  $(49/2\hbar^+)$  bekannt. In Abbildung 3.14 ist die komplette Bande im Schnittspektrum eines vierdimensionalen Datenkubus gezeigt. Nur der Übergang 1395 keV ist nicht zu sehen, da dieser die selektive Gatebedingung bildet.

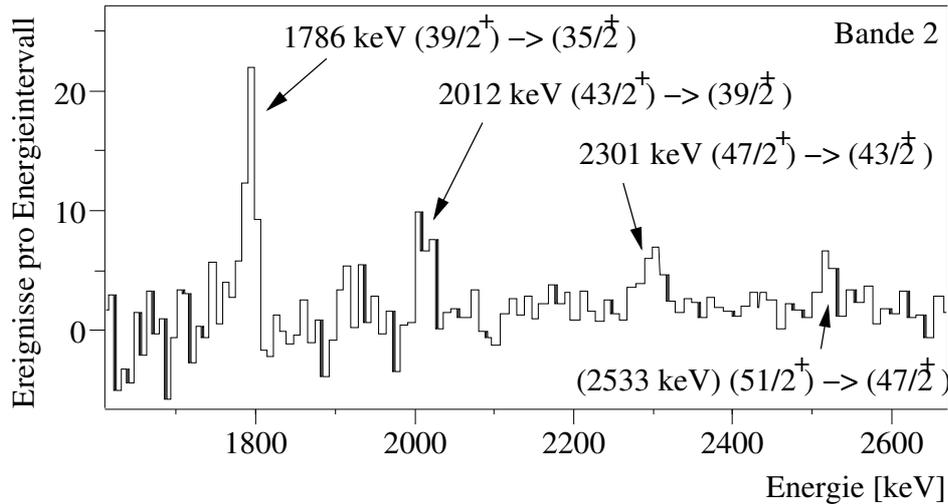
**Signatur  $\alpha = -1/2$**

Der unfavoured Signaturpartner (Bande 2) war aus [SJKT99] bis zu einer Anregungsenergie von 7755 keV und einem Spin von  $(35/2\hbar^+)$  bekannt. Abbildung 3.15 zeigt ein Schnittspektrum, in welchem die vier neu zugeordneten Übergänge markiert sind. Damit konnte die Bande um vier neue Anregungsniveaus ergänzt werden und ist nun bis einer Energie 16378 keV und Spin von  $(51/2\hbar^+)$  beschrieben. Die Spinzuordnung folgt unter der Annahme einer regelmäßige  $\Delta I = 2$  Anregungsstruktur.

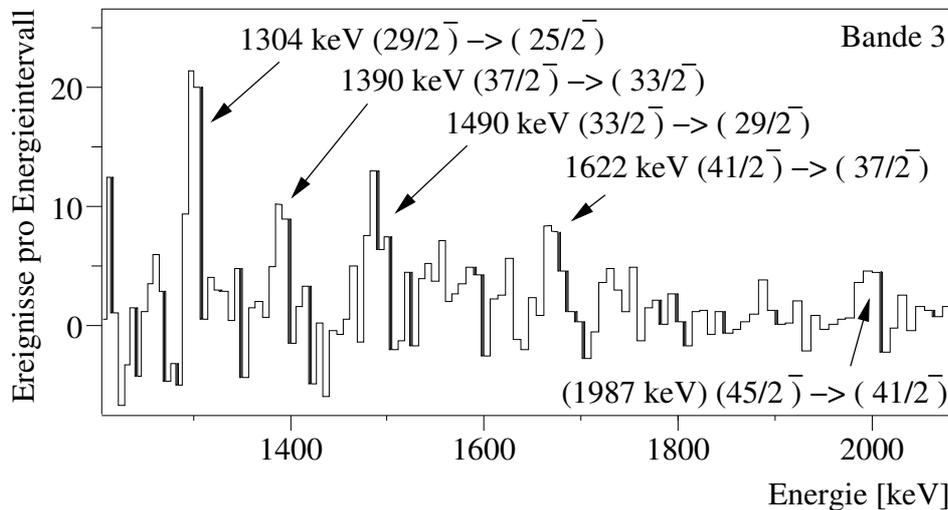
#### 3.6.2 Banden negativer Parität

**Signatur  $\alpha = +1/2$**

Aus [SJKT99] sind die Banden 3 und 6 mit Signatur  $\alpha = +1/2$  bekannt. Die erste baut auf einem Zustand  $5/2\hbar^-$  mit einer Energie von 426,6 keV auf. Bekannt ist die Banden bis

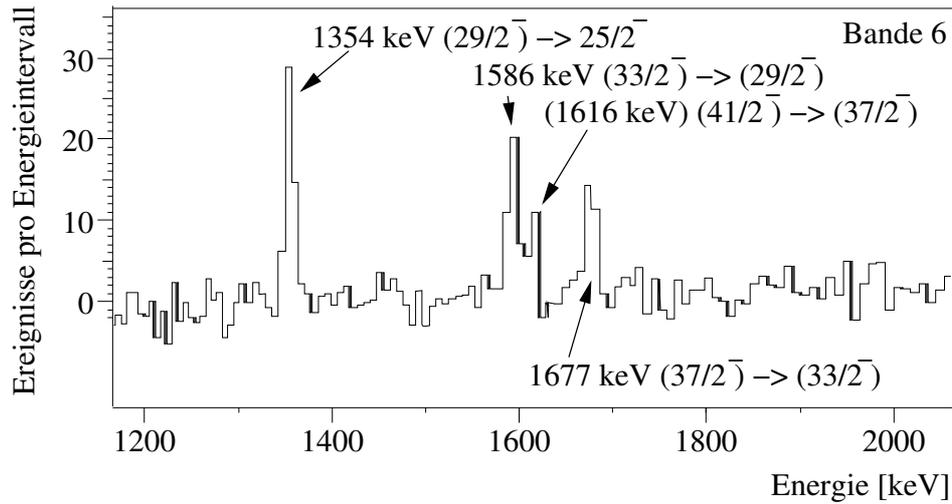


**Abbildung 3.15:** Neue Übergänge der  $\pi = +, \alpha = -1/2$  Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 2 (s. Abb. 3.13).

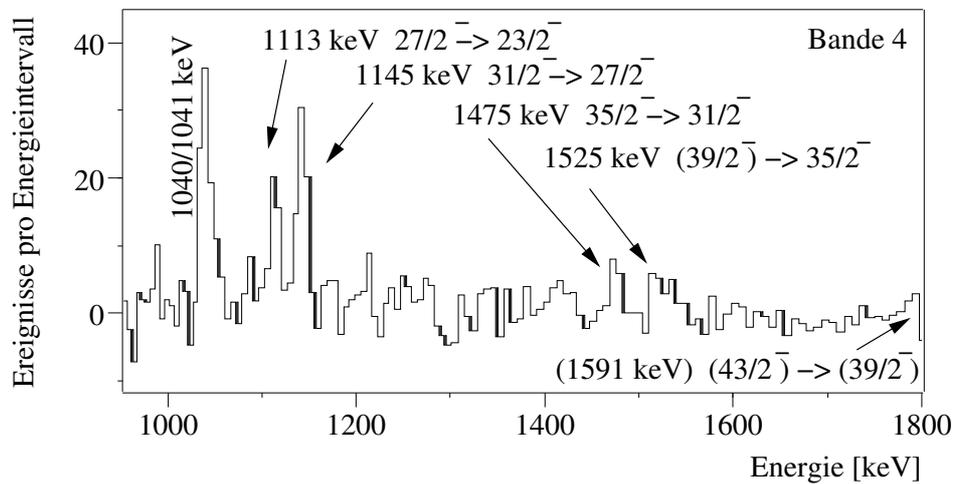


**Abbildung 3.16:** Neue Übergänge der ersten  $\pi = -, \alpha = +1/2$  Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 3 (s. Abb. 3.13).

5030 keV. Für diese Bande konnten weitere fünf Übergänge beobachtet werden. Diese sind in Abbildung 3.16 markiert. Diese Übergänge wurden in der Abfolge ihrer Intensität zu fünf neuen Anregungsniveaus dieser Bande angeordnet, so dass diese nun bis Spin  $(45/2\hbar^-)$  bekannt ist. Auch hier wurden mangels ausreichender Statistik zur Bestimmung von DCO-Verhältnissen E2 Übergänge angenommen, welche zu den Spins der neuen Anregungsniveaus führten. Bande 6 mit Signatur  $\alpha = +1/2$  baut nach [SJKT99] auf Anregungsniveau 2836 keV mit Spin  $17/2\hbar^-$  auf. Diese Bande war bis Spin  $33/2\hbar^-$  bekannt. Hier ist es gelungen zwei weitere Übergänge zuzuordnen, welche in Abbildung 3.17 markiert sind. Auch diese Übergänge wurden auf Grund ihrer Koinzidenzintensitäten auf die Bande aufgesetzt. Damit ist diese Bande nun bis Spin  $(41/2)\hbar^-$  bei einer Anregungsenergie von 10933 keV bekannt.



**Abbildung 3.17:** Neue Übergänge der zweiten  $\pi = -, \alpha = +1/2$  Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 6 (s. Abb. 3.13).

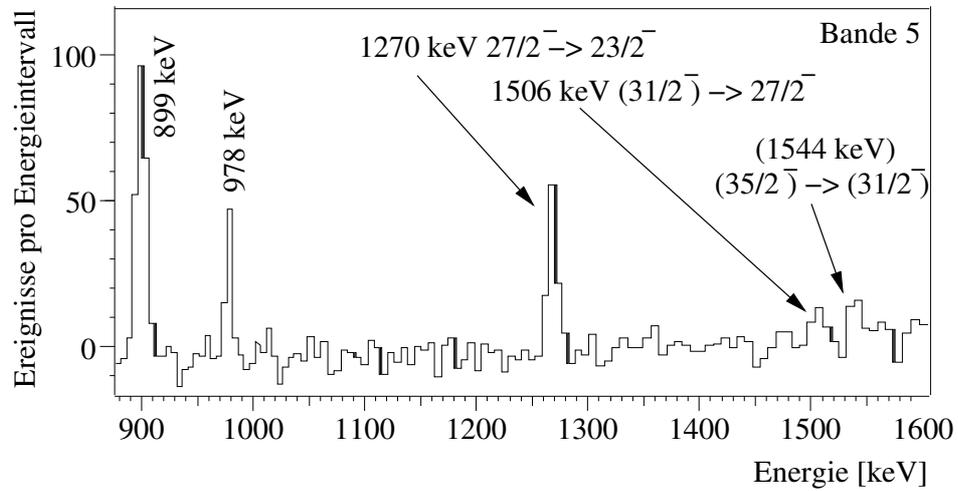


**Abbildung 3.18:** Neue Übergänge der zweiten  $\pi = -, \alpha = -1/2$  Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 4 (s. Abb. 3.13).

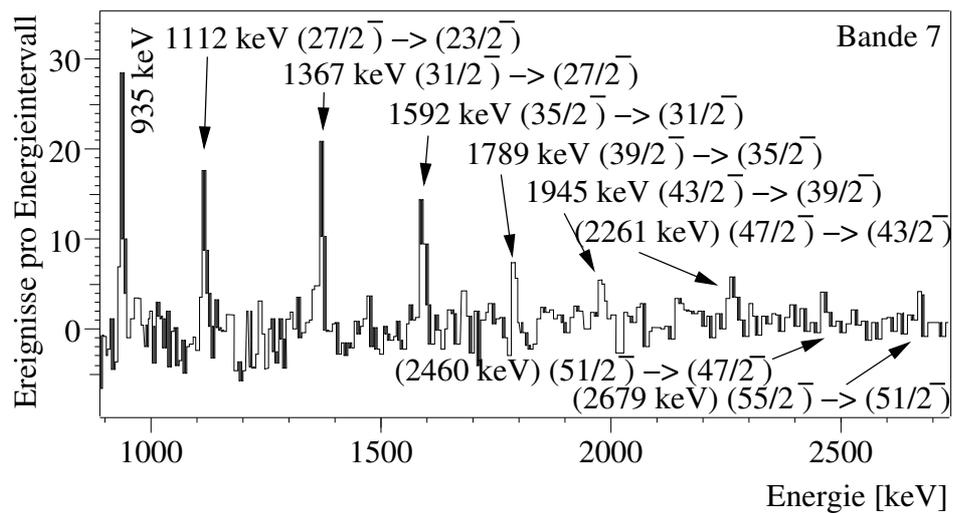
### Signatur $\alpha = -1/2$

Die Bande 4 ist bis zu einer Anregungsenergie von 5580 keV und einem Spin  $27/2\hbar^-$  bekannt. Diese Bande konnte um vier Übergänge bis zu einer Energie von 11315 keV und einem Spin  $43/2\hbar^-$  erweitert werden. Die neuen Übergänge sind in Abbildung 3.18 gekennzeichnet. Die Bande 5 mit Signatur  $-1/2$  ist aus [SJKT99] bis zu einer Anregungsenergie von 4263 keV und Spin  $23/2\hbar^-$  bekannt. Diese Bande wurde um drei Übergänge bis zu einer Energie von 8583 keV und Spin  $(35/2^-)$  erweitert. Die neuen Übergänge sind in Abbildung 3.19 gekennzeichnet.

Eine neue Bandstruktur (Bande 7) konnte ausgehend vom bekannten Niveau mit 3641 keV und Spin  $21/2\hbar^-$  identifiziert werden. Die Signatur lässt sich nicht direkt zuordnen.



**Abbildung 3.19:** Neue Übergänge der dritten  $\pi = -, \alpha = -1/2$  Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 5 (s. Abb. 3.13).



**Abbildung 3.20:** Neue Übergänge der neuen Bande in  $^{75}\text{Se}$ , Bande 7 (s. Abb. 3.13).

Tabelle 3.6: Experimentell bestimmte Anregungsniveaus in  $^{75}\text{Se}$ .

Energie[keV]	$J^\pi$	Bande	$\alpha$	Energie[keV]	$J^\pi$	Bande	$\alpha$
0,0(0)	$5/2^-$	-	+1/2	5580,4 (12)	$27/2^-$	4	-1/2
111,05(25)	$7/2^+$	2	-1/2	6054,1 (12)	$29/2^-$	6	+1/2
132,02(26)	$9/2^+$	1	+1/2	6163,4 (13)	$31/2^+$	2	-1/2
285,02(20)	$3/2^-$	4	-1/2	6334,2 (13)	$29/2^-$	3	+1/2
426,82(25)	$5/2^-$	3	+1/2	6629,6 (13)	$(33/2^-)$	7	(+1/2)
745,27(34)	$7/2^-$	4	-1/2	6725,1 (13)	$31/2^-$	4	-1/2
811,14(45)	$11/2^+$	2	-1/2	6864,6 (14)	$33/2^+$	1	+1/2
932,10(47)	$13/2^+$	1	+1/2	7039,5 (14)	$31/2^-$	5	-1/2
1076,52(42)	$9/2^-$	3	+1/2	7639,7 (15)	$33/2^-$	6	+1/2
1483,77(54)	$11/2^-$	4	-1/2	7746,2 (16)	$35/2^+$	2	-1/2
1736,52(63)	$15/2^+$	2	-1/2	7824,5 (15)	$33/2^-$	3	+1/2
1901,59(59)	$13/2^-$	3	+1/2	8199,8 (15)	$35/2^-$	4	-1/2
1907,73(67)	$17/2^+$	1	+1/2	8221,8 (16)	$(37/2^-)$	7	(+1/2)
2385,80(69)	$15/2^-$	4	-1/2	8445,6 (17)	$37/2^+$	1	+1/2
2760,32(82)	$19/2^+$	2	-1/2	(8583,3) (16)	$(35/2^-)$	5	-1/2
2836,04(75)	$17/2^-$	6	+1/2	9214,3 (16)	$(37/2^-)$	3	+1/2
2866,20(76)	$17/2^-$	3	+1/2	9316,7 (18)	$(37/2^-)$	6	+1/2
3014,18(88)	$21/2^+$	1	+1/2	9532,0 (18)	$(39/2^+)$	2	-1/2
3284,80(82)	$19/2^-$	5	-1/2	9724,6 (17)	$(39/2^-)$	4	-1/2
3301,39(87)	$19/2^-$	7	(+1/2)	10010,3 (19)	$(41/2^-)$	7	(+1/2)
3425,91(85)	$19/2^-$	4	-1/2	10238,9 (20)	$(41/2^+)$	1	+1/2
3641,34(97)	$21/2^-$	6	+1/2	10836,5 (19)	$(41/2^-)$	3	+1/2
3738,57(91)	$23/2^+$	2	-1/2	(10932,6)(20)	$(41/2^-)$	6	+1/2
3876,85(91)	$21/2^-$	3	+1/2	(11315,4)(19)	$(43/2^-)$	4	-1/2
4150,3(11)	$(25/2^-)$	7	(+1/2)	11543,9 (26)	$(43/2^+)$	2	-1/2
4193,76(96)	$25/2^+$	1	+1/2	11955,1 (22)	$(45/2^-)$	7	(+1/2)
4263,1(10)	$23/2^-$	5	-1/2	12248,8 (27)	$(45/2^+)$	1	+1/2
4467,0(10)	$23/2^-$	4	-1/2	(12823,2)(23)	$(45/2^-)$	3	+1/2
4700,5(11)	$25/2^-$	6	+1/2	(13844,7)(35)	$(47/2^+)$	2	-1/2
4823,7(11)	$27/2^+$	2	-1/2	(14216,2)(30)	$(49/2^-)$	7	(+1/2)
5030,2(11)	$25/2^-$	3	+1/2	(14549,6)(35)	$(49/2^+)$	1	+1/2
5262,7(13)	$(29/2^-)$	7	(+1/2)	(16377,9)(44)	$(51/2^+)$	2	-1/2
5470,1(11)	$29/2^+$	1	+1/2	(16676,2)(39)	$(53/2^-)$	7	(+1/2)
5533,5(12)	$27/2^-$	5	-1/2	(19355,4)(50)	$(57/2^-)$	7	(+1/2)

**Tabelle 3.7:** Experimentell bestimmte  $\gamma$ -Übergänge in  $^{75}\text{Se}$ .

$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.	$R_{DCO}$
21,12(20)	-	(M1)	-	1010,77(51)	16,5(4)	E2	0,98(16)
111,13(15)	100,00(0)	E1	0,611(91)	1023,84(52)	12,3(12)	E2	0,94(13)
121,05(15)	0,7(2)	(M1)	-	1040,15(53)	15,8(4)	(E2)	Dublett
132,03(16)	23,5(5)	(M2)	-	1041,12(54)	13,3(4)	(E2)	Dublett
141,87(16)	21,3(21)	M1	0,54(14)	1059,27(55)	8,9(12)	E2	1,10(18)
171,25(17)	0,9(3)	M1	-	1085,18(56)	4,3(22)	(E2)	-
253,93(18)	2,0(4)	M1	-	1086,44(58)	1,1(9)	(M1)	-
285,04(20)	63,6(25)	M1	0,71(14)	1106,45(57)	40,4(35)	E2	1,00(7)
318,47(21)	43,2(15)	M1	0,45(12)	1112,48(58)	3,9(17)	(E2)	-
331,33(21)	35,6(19)	M1	0,516(85)	1113,41(58)	11,2(21)	E2	0,89(17)
339,92(22)	7,2(21)	(M1)	-	1144,84(59)	9,6(14)	E2	1,02(23)
407,22(23)	13,3(18)	M1	0,49(15)	1153,32(60)	12,3(3)	E2	1,05(17)
417,86(24)	15,5(23)	M1	0,60(17)	1179,65(62)	22,5(4)	E2	0,93(15)
418,67(24)	13,1(26)	M1	0,54(21)	1270,44(63)	16,2(3)	E2	1,09(18)
426,84(25)	33,8(26)	M1	0,52(7)	1276,37(65)	9,7(15)	E2	0,89(16)
435,28(25)	12,0(10)	M1	0,45(17)	1304,07(66)	9,7(12)	(E2)	-
437,44(26)	17,1(10)	M1	0,48(14)	1339,81(67)	3,1(17)	(E2)	-
450,25(27)	3,5(14)	(M1)	-	1353,62(68)	5,6(12)	(E2)	-
455,25(27)	7,2(4)	M1	0,61(17)	1366,92(68)	2,3(18)	(E2)	-
460,29(28)	25,4(16)	E2	1,03(14)	1389,84(69)	4,1(23)	(E2)	-
465,47(28)	8,2(3)	M1	0,74(21)	1394,53(71)	6,4(3)	E2	1,01(18)
480,41(29)	1,0(5)	(M1)	-	1474,64(75)	8,6(3)	E2	1,10(19)
484,22(30)	1,3(8)	(M1)	-	1490,32(75)	8,1(23)	(E2)	-
509,02(31)	5,1(21)	(M1)	-	1506,08(77)	4,2(3)	(E2)	-
629,91(32)	5,3(4)	(M1)	-	1524,96(79)	5,4(3)	(E2)	-
646,47(33)	11,7(14)	M1	0,52(11)	(1543,72)(80)	0,5(5)	(E2)	-
649,76(34)	46,8(25)	E2	0,981(31)	1581,04(82)	4,3(23)	E2	1,09(19)
679,14(35)	9,1(3)	M1	0,52(21)	1582,88(84)	2,1(13)	(E2)	-
693,43(35)	10,9(10)	M1	0,46(16)	1585,63(88)	3,7(14)	(E2)	-
699,48(36)	0,9(6)	(M1)	-	(1590,87)(89)	0,1(1)	(E2)	-
700,16(37)	3,8(12)	(E2)	-	1592,23(91)	1,2(7)	(E2)	-
701,23(37)	2,0(12)	(M1)	-	(1616,05)(92)	0,1(1)	(E2)	-
724,49(38)	21,4(21)	M1	0,56(10)	1622,36(92)	1,4(4)	(E2)	-
738,58(41)	56,3(34)	E2	0,95(14)	1677,08(94)	1,3(9)	(E2)	-
800,15(39)	65,8(41)	E2	1,09(11)	1785,92(97)	1,7(6)	(E2)	-
804,41(40)	7,0(13)	M1	0,57(19)	1788,59(98)	0,9(4)	(E2)	-
805,30(40)	19,2(21)	E2	1,09(14)	1793,4(11)	3,2(8)	(E2)	-
825,17(41)	56,4(57)	E2	0,98(9)	1944,8(12)	0,5(3)	(E2)	-
852,64(42)	14,7(15)	M1	0,52(12)	(1986,7)(14)	0,1(2)	(E2)	-
881,69(43)	1,2(6)	(M1)	-	2009,9(18)	2,1(3)	(E2)	-
899,03(44)	34,4(36)	E2	0,92(18)	2011,9(18)	1,4(4)	(E2)	-
902,00(44)	43,5(35)	E2	1,04(19)	(2261,1)(21)	0,2(3)	(E2)	-
925,42(45)	5,2(13)	(E2)	-	(2300,8)(22)	1,0(3)	(E2)	-
934,48(47)	25,2(14)	E2	1,09(16)	(2300,8)(24)	0,5(5)	(E2)	-
964,61(48)	19,2(23)	E2	0,97(14)	(2460,0)(25)	0,2(1)	(E2)	-
975,69(48)	57,7(42)	E2	0,98(17)	(2533,3)(27)	0,5(4)	(E2)	-
978,28(51)	5,3(20)	(E2)	-	(2679,3)(31)	0,1(1)	(E2)	-
978,33(49)	27,6(36)	E2	1,02(10)				



# Kapitel 4

## Einige theoretische Grundlagen

### 4.1 Einleitung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse sollen im Folgenden diskutiert und durch den Vergleich mit Kernmodellrechnungen interpretiert werden. Es wurden zahlreiche, regelmäßige Hochspinbanden gefunden, in welchen E2-Übergänge dominieren. Es ist daher naheliegend, die Daten im Rahmen des Rotationsmodells, bzw. des Teilchen-plus-Rotor Modells für die ungeraden Kerne, zu diskutieren und den Verlauf der kinematischen und dynamischen Trägheitsmomente und der Spinausrichtung entlang der Rotationsachse zu untersuchen. Die Grundlagen des Rotationsmodells werden im Folgenden kurz skizziert. In Kapitel 5 werden dann die Grundlagen des konfigurationsabhängigen „Cranked Nilsson Strutinsky Modells“ (CNS-Modell) beschrieben. Durch den Vergleich mit den CNS-Modell Rechnungen soll versucht werden, die Konfiguration der Hochspinbanden zu identifizieren und ihren Verlauf bis hin zur Bandenterminierung zu verstehen.

### 4.2 Das Teilchen-plus-Rotor Modell

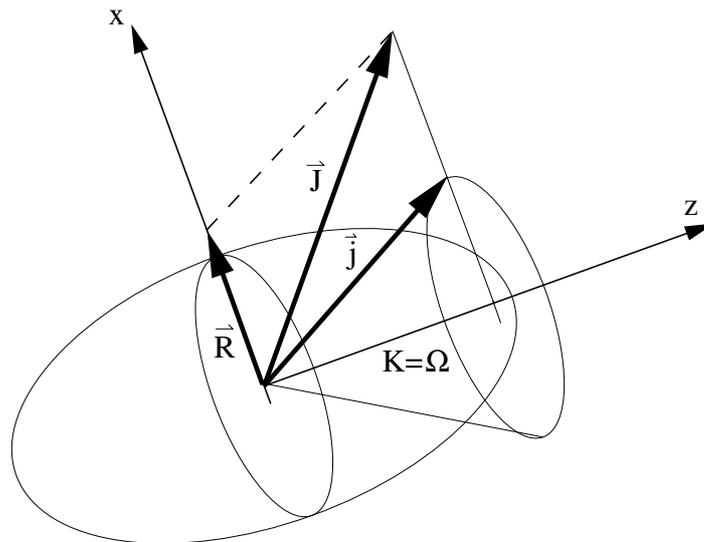
Das Wechselspiel zwischen kollektiver Rotation eines deformierten Kernes und der Bewegung des Valenz-Nukleons läßt sich mit dem Teilchen-plus-Rotor Modell beschreiben [SR00]. Der Gesamtdrehimpuls  $I$  ergibt sich aus der Summe des Teilchendreimpulses  $j$  und des Drehimpulses  $R$  des rotierenden Rumpfes (vergl. Abb. 4.1).

#### 4.2.1 Axialsymmetrischer Rotor

Betrachtet man als Spezialfall einen bezüglich der  $z$ -Achse axialsymmetrischen Rotor, so hat der Drehimpuls  $R$  des Rotors keine  $z$ -Komponente. Damit ergibt sich direkt, dass die  $z$ -Komponente  $K$  des Gesamtdrehimpuls  $I$  gleich der  $z$ -Komponente  $\Omega$  des Teilchendreimpulses  $j$  ist. Im Rahmen des Teilchen-plus-Rotor Modells werden drei Grenzfälle unterschieden, wobei die für diese Arbeit relevanten Grenzfälle „Rotational aligned coupling“ und „Strong coupling limit“ nachfolgend vorgestellt werden.

#### „Strong coupling limit“

Der Grenzfall der starken Kopplung („Strong coupling limit“) ergibt sich, wenn die Bewegung des Valenz-Nukleons stärker durch die Deformation des Rotors beeinflusst wird als



**Abbildung 4.1:** Teilchen-plus-Rotor Modell im „Strong coupling limit“

durch die Wirkung der Corioliswechselwirkung. In diesem Grenzfall ist  $K$  eine gute Quantenzahl. Der Teilchendrehimpuls ist an die Bewegung des Rotors gekoppelt. Im semiklassischen Bild präzidiert der Teilchendrehimpuls um die  $z$ -Achse, die Symmetrieachse des Rotors (vergl. Abbildung 4.1). Voraussetzung hierfür sind große Deformationen des Rotors und meist große Werte von  $\Omega$ . Dieser Grenzfall wird auch „deformational aligned limit“ genannt.

### „Rotational aligned coupling limit“

Wird die Corioliswechselwirkung bei mittleren Deformationen und kleinen Werten für  $\Omega$  so groß, dass der Gesamtdrehimpuls und der Teilchendrehimpuls nahezu parallel liegen, spricht man von einer entkoppelten Rotation, dem „Decoupling limit“.

Der Teilchendrehimpuls präzidiert nicht mehr um die Symmetrieachse ( $z$ -Achse) des Kerns, sondern richtet sich durch die Corioliskraft entlang der Rotationsachse aus. Damit ist  $K$  nicht mehr konstant und keine gute Quantenzahl. Für eine zunehmende Corioliswechselwirkung finden sich Übergänge nach  $\Omega - 1$ , für eine abnehmende Wechselwirkung nach  $\Omega + 1$ . Eine große Corioliswechselwirkung führt zu einer Ausrichtung des Teilchendrehimpulses entlang der Rotationsachse  $R$ . Somit ist die Projektion  $\alpha$  des Teilchendrehimpulses auf die Rotationsachse eine gute Quantenzahl (vergl. Abb. 4.2). In diesem Fall ist der Spin des Bandenkopfes der  $\alpha$ -Wert. Der Fall des entkoppelt rotierenden, ungepaarten Teilchens wird auch „rotational aligned coupling limit“ (RAL) genannt. Das Teilchen rotiert um die Rotationsachse des Rumpfs und wird von dessen Bewegung nicht beeinflusst. Solche entkoppelten Banden zeigen  $\Delta I = 2$  Übergänge und haben ähnliche Anregungsenergien, wie die gg-Nachbarkerne mit ähnlicher Deformation. Die Bandenstruktur wird nicht durch das ungekoppelte Nukleon verändert. Existiert in Kernen im RAL eine zweite Bande mit gleichem Teilchendrehimpuls  $j$ , muss das ungepaarte Nukleon aufgrund des Pauliverbotes in einem energetisch ungünstigeren Zustand mit  $\alpha - 1$  rotieren. Diese energetisch ungünstigen Bande wird „unfavoured“ genannt.

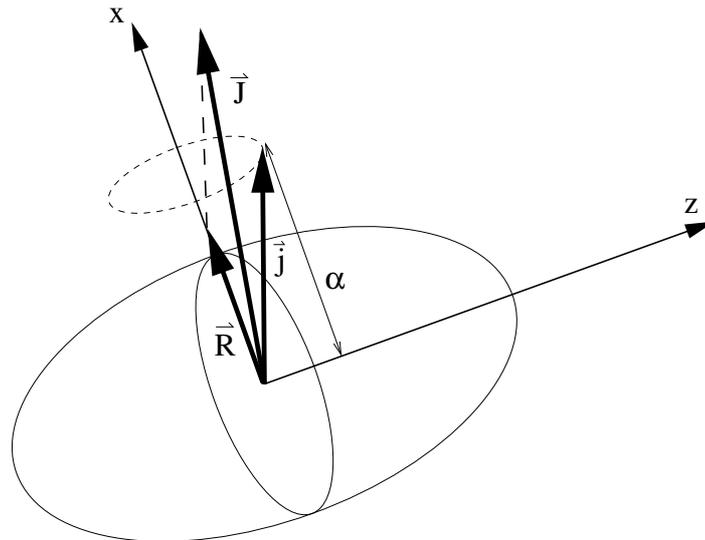


Abbildung 4.2: Teilchen-plus-Rotor Modell im „rotational aligned coupling limit“

### 4.2.2 Die Signatur

Die energetische Verschiebung der „unfavoured“ Bande im Vergleich zur „favoured“ Bande wird als Signaturaufspaltung bezeichnet. Durch diese Begriffsbildung lassen sich solche  $\Delta I = 2$ -Banden nicht nur als „favoured“ oder „unfavoured“ charakterisieren, sondern auch durch ihre Signatur unterscheiden. Die Signatur  $\alpha$  beschreibt die Symmetrie der Einteilchenwellenfunktion mit Parität  $\pi$  bezüglich einer  $180^\circ$ -Rotation des Teilchendrehimpulses  $j$  um die Rotationsachse  $x$  des Kerns. Besitzt der Teilchendrehimpuls vor der  $180^\circ$ -Rotation die Projektion  $K$  auf die Symmetrieachse des Kerns, so hat er danach die Projektion  $-K$ . Bei einer reinen Quadrupol-Deformation hat die  $180^\circ$ -Drehung keinen Einfluss auf das Kernpotenzial, welches auf das Teilchen wirkt. Die  $180^\circ$ -Rotation hat auf die Bahn des Teilchens die gleiche Wirkung wie eine Zeitinversion. Die Signatur  $\alpha$  unterscheidet zwischen den Symmetrieeigenschaften des Einteilchenzustandes unter  $180^\circ$ -Drehung.

Es gelten folgende Regeln.

$$\alpha = +1/2 \quad \text{für} \quad I = 1/2, 5/2, 9/2, \dots \quad (4.1)$$

$$\alpha = -1/2 \quad \text{für} \quad I = 3/2, 7/2, 11/2, \dots \quad (4.2)$$

$$\alpha = 0 \quad \text{für} \quad I = 0, 2, 4, \dots \quad (4.3)$$

$$\alpha = 1 \quad \text{für} \quad I = 1, 3, 5, \dots \quad (4.4)$$

So werden die Hauptbanden in dieser wie folgt bezeichnet:

$$\alpha = +1/2 \quad \pi = + \quad (4.5)$$

$$\alpha = -1/2 \quad \pi = + \quad (4.6)$$

$$\alpha = +1/2 \quad \pi = - \quad (4.7)$$

$$\alpha = -1/2 \quad \pi = -. \quad (4.8)$$

### 4.2.3 Definition einiger Größen

Die reduzierten Übergangsstärken für Übergänge in einer Bande ergeben sich als [BM80]

$$B(E2, J \rightarrow J-2) = e^2 Q_0^2 \frac{15}{32\pi} \frac{(J-1-K)(J-1+K)(J-K)(J+K)}{(J-1)(2J-1)J(2J+1)} \quad (4.9)$$

$$B(E2, J \rightarrow J-1) = e^2 Q_0^2 \frac{15}{16\pi} \frac{(J-K)(J+K)}{J(J-1)(2J+1)(J+1)} \quad (4.10)$$

$$B(M1, J \rightarrow J-1) = \frac{3}{4\pi} (g_K - g_R)^2 \mu_N^2 K^2 \frac{(J+1-K)(J+1+K)}{(J+1)(2J+3)}. \quad (4.11)$$

$Q_0$  bezeichnet das intrinsische Quadrupolmoment des Rumpfes,  $g_K$  das magnetische Moment der intrinsischen Anregung und  $g_R$  das magnetische Moment des Rumpfes.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten pro Zeitintervall lassen sich wie folgt aus den reduzierten Übergangsstärken berechnen:

$$T(M1) = \frac{16}{9\pi} \frac{E_\gamma^3}{\hbar^4 c^3} B(M1, J_i \rightarrow J_f) \quad (4.12)$$

$$T(E2) = \frac{4\pi}{75} \frac{E_\gamma^5}{\hbar^6 c^5} B(E2, J_i \rightarrow J_f), \quad (4.13)$$

wobei  $E_\gamma$  die Energie des  $\gamma$ -Übergangs darstellt.

### 4.2.4 Trägheitsmomente deformierter Kerne

Analog zum klassischen Fall ergibt sich die kinetische Energie des quantenmechanischen Rotors [BF79] als

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \cdot I(I+1) \quad (4.14)$$

mit dem Trägheitsmoment  $\mathfrak{S}_0$ . Für deformierte Atomkerne zeigen sich im Allgemeinen kleinere Trägheitsmomente als in Gleichung 4.14 beschrieben. Separiert man nun den Anteil  $i$  des Teilchendreimpulses vom Gesamtdrehimpuls des Atomkerns, so kann man genähert zwei Anteile des Trägheitsmomentes definieren.

$$E_{rot} = \frac{I^2}{2\mathfrak{S}^{(a)}} \quad \text{und} \quad E_{rot}^{koll} = \frac{(I-i)^2}{2\mathfrak{S}^{(b)}}. \quad (4.15)$$

So erhält man ein gesamtes (a) und ein kollektives (b) Trägheitsmoment. Wählt man nun  $I_x$  als Projektion des Drehimpulses auf die Rotationsachse des Atomkerns, erhält man für die Rotationsfrequenz

$$\omega = \frac{dE}{dI_x}, \quad (4.16)$$

und die Trägheitsmomente ergeben sich zu

$$\mathfrak{S}^{(a)} = \frac{I_x}{\omega} \quad \text{und} \quad \mathfrak{S}^{(b)} = \frac{I_x - i}{\omega} \quad (4.17)$$

mit

$$I_x = \omega \cdot \mathfrak{S}^{(b)} + i = \omega \cdot \mathfrak{S}^{(a)}. \quad (4.18)$$

Aus Gleichung 4.18 folgt, dass für eine vollständig kollektive Rotation

$$\mathfrak{S}^{(a)} = \mathfrak{S}^{(b)} \quad (4.19)$$

gilt, da für den Anteil des Teilchendreimpulses

$$i \ll \omega \cdot \mathfrak{S}^{(b)} \quad (4.20)$$

gilt. Für  $\mathfrak{S}^{(a)}$  hat sich nach 4.17 die Bezeichnung kinematisches Trägheitsmoment (die erste Ableitung der Rotationsenergie nach dem Drehimpuls) und für  $\mathfrak{S}^{(b)}$  dynamisches Trägheitsmoment (die zweite Ableitung der Rotationsenergie nach dem Drehimpuls) etabliert. Experimentell bestimmt man das  $\omega$  eines Überganges zwischen zwei Zuständen einer Bande aus folgendem Differenzenquotienten

$$\omega(I+1) = \frac{E_x(I+2) - E_x(I)}{I_x(I+2) - I_x(I)} \quad (4.21)$$

mit  $I_x = \sqrt{I \cdot (I+1) - K^2}$ , welches genähert

$$\omega = \frac{E_\gamma}{2} \quad (4.22)$$

ergibt. Somit ergibt sich für das kinematische und das dynamische Trägheitsmoment

$$\mathfrak{S}^{(a)}(I) = \frac{I_x(I+1) - I_x(I-1)}{E(I+1) - E(I-1)} \quad (4.23)$$

$$\mathfrak{S}^{(b)}(I) = \frac{I_x(I+1) - I_x(I-1)}{\omega(I+1) - \omega(I-1)}. \quad (4.24)$$

## 4.2.5 Parametrisierung der Kerndeformation

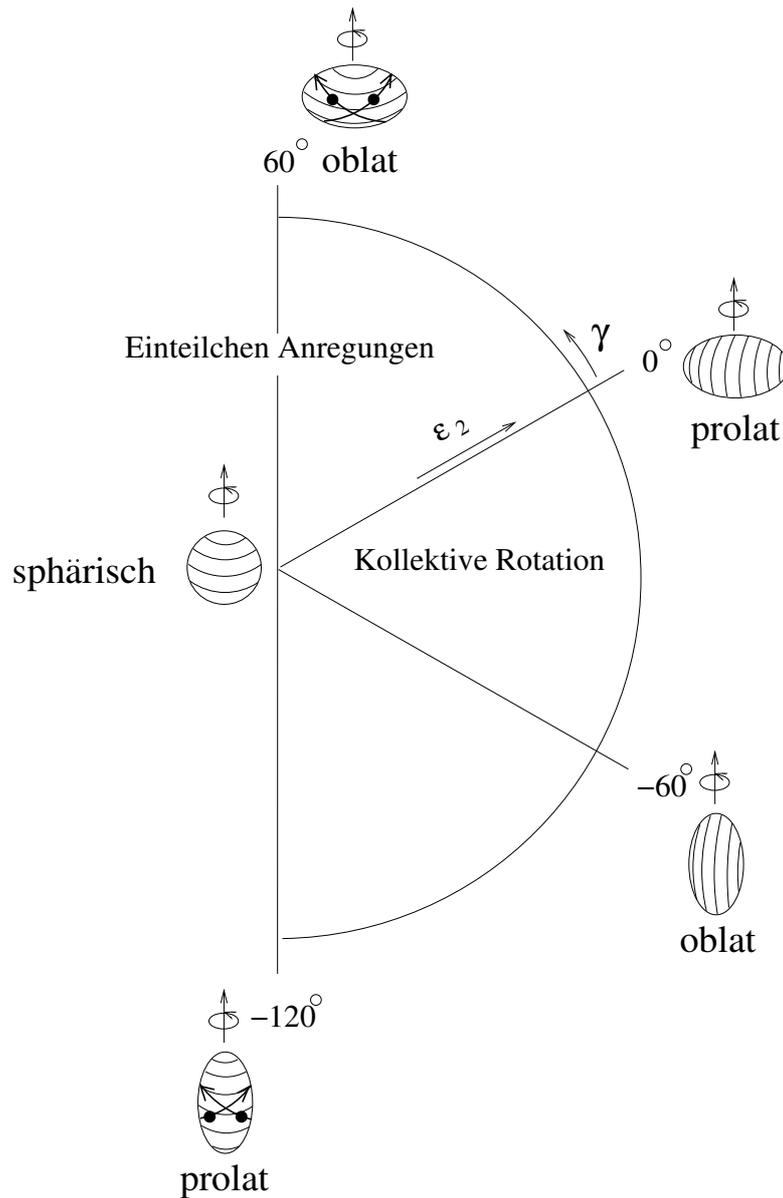
Zur Beschreibung der Kerndeformation bietet sich die Entwicklung der Deformationsform nach Kugelflächenfunktionen an. Im Allgemeinen werden nur der Quadrupol- und der Hexadekapol-Anteil berücksichtigt. Damit ergibt sich für die Entwicklung des Kernradius nach dem Azimutalwinkel  $\Theta$  und dem Polarwinkel  $\Phi$

$$R(\Theta, \Phi) = R_0 \cdot \left(1 + \sum_{lm} a_{lm} \cdot Y_{lm}(\Theta, \Phi)\right), \quad (4.25)$$

wobei nur die Entwicklungsglieder mit  $l, m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 4$  herangezogen werden. Setzt man nun eine triaxiale Deformation mit Spiegelsymmetrie bezüglich der drei Deformationsachsen voraus, lässt sich die Anzahl der Entwicklungskoeffizienten auf drei reduzieren, die durch folgende Relationen definiert sind:

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta_2 \cdot \cos \gamma \\ a_{22} &= -\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \beta_2 \cdot \sin \gamma \\ a_{40} &= \frac{1}{6} \cdot \beta_4 \cdot (5 \cos^2 \gamma + 1) \\ a_{42} &= -\frac{1}{12} \sqrt{30} \cdot \beta_4 \cdot \sin^2 2\gamma \\ a_{44} &= \frac{1}{12} \sqrt{70} \cdot \beta_4 \cdot \sin^2 \gamma. \end{aligned}$$

Das Polardiagramm in Abbildung 4.3 zeigt anschaulich die Bedeutung der Parameter  $\beta_2$  und  $\gamma$ . Radial ist  $\beta_2$  und als Winkelkoordinate  $\gamma$  aufgetragen. Für  $\gamma = 0^\circ, \pm 60^\circ, -120^\circ$



**Abbildung 4.3:** Polardiagramm der Deformationsparameter  $\beta_2$  und  $\gamma$  nach Lund-Konvention.

zeigen sich die axialsymmetrischen Kerndeformationen. Für andere Werte von  $\gamma$  ergeben sich triaxiale Formen. Die Achse von  $\gamma = -120^\circ$  (prolat) nach  $\gamma = 60^\circ$  (oblat) gibt den Grenzfall nicht-kollektiver Anregungen wieder.

Die Deformationsparameter  $\beta_2$  und  $\beta_4$  lassen sich über folgende Beziehungen in die entsprechenden Nilsson-Deformationsparameter umrechnen:

$$\epsilon_2 = 0,944 \cdot \beta_2 - 0,122 \cdot \beta_2^2 + 0,154 \cdot \beta_2 \beta_4 - 0,199 \cdot \beta_4^2 \quad (4.26)$$

$$\epsilon_4 = -0,852 \cdot \beta_2 + 0,141 \cdot \beta_4^2 + 0,122 \cdot \beta_2 \beta_4 + 0,295 \cdot \beta_2^2. \quad (4.27)$$

# Kapitel 5

## Das „Cranked Nilsson Strutinsky Modell“

Zur theoretischen Beschreibung der in dieser Arbeit erweiterten Termschemata wurde das konfigurationsabhängige „Cranked Nilsson Strutinsky Modell“ (CNS) [AAR99] verwendet. Im Gegensatz zur Beschreibung der kollektiven Eigenschaften deformierter Kerne verfolgt das CNS Modell einen grundlegenden Ansatz. Beginnend mit dem Schalenmodell und der Modifikation des zugrundeliegenden Potenzials nach Nilsson für deformierte Kerne ist es im CNS Modell möglich, die Änderungen der Konfiguration der Valenznukleonen zu beschreiben.

### 5.1 Allgemeines zum CNS

Das CNS basiert auf einem deformierten Potenzial, welches als gleichförmig rotierend, um eine feste Achse des deformierten Kerns, angesehen wird. Die Rotation und die dadurch hervorgerufenen Effekte werden ihrerseits wieder als externes Potenzial betrachtet. Zur Beschreibung des Potenzials des deformierten Kerns wird das Nilsson-Potenzial verwendet [NDBR85]. Der Hamiltonian des CNS nimmt dann folgende Form in körperfesten Koordinaten an:

$$H(\omega) = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}M(\omega_x^2 x_1^2 + \omega_y^2 x_2^2 + \omega_z^2 x_3^2) + V' - \omega j_x \quad (5.1)$$

mit  $V' = \hbar\omega_0\kappa_N(N)(2\vec{l}_t \cdot \vec{s} - \mu_N(N)(\vec{l}_t^2 - \langle \vec{l}_t^2 \rangle_N))$  dem Potenzial. In diesem Potenzial wird nun durch die neuen Koordinaten  $(x_1, x_2, x_3)$  vom Laborsystem ins körperfeste Bezugssystem transformiert. Der dadurch auftretende Zentrifugal- und Coriolisterm  $\omega j_x$  beschreibt nun das "Cranking", also die Zunahme der Kräfte bei zunehmendem Drehimpuls. Zur Vereinfachung werden die Oszillatorfrequenzen  $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$  durch die Quadrupol-Deformationsparameter  $(\epsilon_2, \gamma)$  und den Hexadekapol-Deformationsparameter  $(\epsilon_4)$  ausgedrückt. Damit ergibt sich der Cranked Nilsson Hamiltonian als

$$H(\omega) = H_{h.o.}(\epsilon, \gamma) + V' - \omega j_x + 2\hbar\omega_0\rho^2\epsilon_4 V_4(\gamma). \quad (5.2)$$

Durch die Koordinatentransformation in das körperfeste Bezugssystem ergibt sich der Kernradius als  $\rho$ . Der Hamiltonian kommutiert mit dem Paritätsoperator und dem Operator der Rotation um  $180^\circ$  um die Cranking-Achse. Die Eigenwerte des obigen Rotationsoperators ergeben sich als:

$$e^{-i\pi j_x} = \begin{cases} -i & \text{für } j_x = 1/2, 5/2, \dots \\ i & \text{für } j_x = 3/2, 7/2, \dots \end{cases} \quad (5.3)$$

Damit kommt man analog zu (4.8 - 4.11) zur Definition der Signatur. Die Signatur stellt damit eine neue Quantenzahl für den Kern dar, für welche gilt:

$$j_x = \alpha \bmod 2. \quad (5.4)$$

Signatur und Parität erlauben nun die Klassifikation aller Anregungsniveaus in 4 Gruppen gemäß den Gleichungen 4.4.

Nun lässt sich eine Transformation finden, für welche der Hamiltonian des harmonischen Oszillators in drei entkoppelte Oszillatoren separiert. Die drei Oszillatorfrequenzen  $\Omega_i$  hängen nur von der Deformation und einer Cranking-Frequenz  $\omega_x$  ab.

$$\Omega_1 = \Omega_x = \omega_x \quad (5.5)$$

$$\Omega_i = \Omega_i(\omega_2, \omega_3, \omega_x), \quad i = 2, 3 \quad (5.6)$$

Die Eigenfunktionen des „cranked“ harmonischen Oszillators bilden eine neue Basis, in welcher Lösungen für den kompletten Hamiltonian 5.2 gefunden werden können. Um eine passende Transformation zwischen rotierendem und laborfestem Bezugssystem zu finden, wird iterativ zuerst der niedrigste Eigenwert im laborfesten Bezugssystem bestimmt. Aus diesem ergeben sich alle höheren Eigenwerte durch Anwendung des Erzeugungsoperators der Oszillatorquanten. Die Kopplung der drei Grundanregungen des Oszillators in den drei Koordinatenachsen ist schwach und wird deshalb vernachlässigt. Damit gilt für die Rotationsquantenzahl des Kerns weiterhin:

$$N_{rot} = n_x + n_2 + n_3. \quad (5.7)$$

Das erhält die Gültigkeit von  $N_{rot}$  als gute Quantenzahl für den Kern. Die Diagonalisierungen des Hamiltonian 5.2 liefern dann die Eigenwerte  $\epsilon_i^\omega$ . Diese sind die Einteilchenenergien im rotierenden Bezugssystem. Die Gesamtenergie ergibt sich damit einfach durch Addition der Einteilchenenergien für einen speziellen Drehimpuls und eine spezielle Deformation des Kerns. Dies führt zu einem grundsätzlichen Problem eines solchen phänomenologischen Ansatzes. Die Annahme einer Wechselwirkung führt zu Fehlern in der Bestimmung der Einteilchenenergien, welche durch die Summation zu großen Fehlern für die Anregungsenergien führt. Dieses Problem umgeht das Modell durch eine abschließende Renormierung der Gesamtenergien. In einem ersten Schritt wird die Schalenenergie als Differenz der diskreten und der gemittelten Einteilchenenergie eingeführt. Diese wird durch die Strutinsky-Methode [Str67] realisiert. Danach wird die Gesamtenergie als Summe der Energien der Schalen und der Energie der geladenen rotierenden Kernmaterie (Flüssigkeitstropfen im Liquid Drop Modell) gebildet. Diese Renormalisierung stellt die richtige Lage der Gesamtenergie sicher. Die Minimierung der Gesamtenergie für einen gegebenen Kerndrehimpuls ergibt die Form des Kerns in der Gleichgewichtslage.

## 5.2 Konfigurationen im CNS-Modell

Eine Konfiguration im CNS-Modell ist eine Besetzung der Einteilchenniveaus durch die Nukleonen. Durch zunehmende Rotation des Kerns ändert sich die Konfiguration durch Besetzung höherer Schalen. Somit muss im CNS-Simulationsprogramm die Besetzung der Schalen dynamisch verfolgt werden. Dies gestaltet sich kompliziert, da unterschiedliche Schalen durch starke Mischung ihren Charakter sehr schnell ändern können. Die Lösung für dieses Problem ist die Entfernung der „virtual crossings“, der Punkte an denen unterschiedliche

Schalen nahezu die gleiche Energie erreichen. Diese virtuellen Kreuzungen werden dann durch echte Kreuzungen der Schalenniveaus ersetzt. Damit bleibt für die Simulation des Cranking-Prozesses weiterhin einzig die Besetzung der Schalen durch die Nukleonen entscheidend und nicht die Änderung der Schaleneigenschaften durch die Mischungen an der virtuellen Kreuzung.

Das Modell in der in dieser Arbeit verwendeten Fassung bezieht den Cranking-Prozess weiterhin einzig auf die Besetzung der Schalen durch die Nukleonen, und nicht auf die Änderung der Schaleneigenschaften durch die Mischungen an den virtuellen Kreuzungspunkten. Es bezieht das „Pairing“ der Nukleonen (bei niedrigem Spin relevant) nicht in die Simulation mit ein. Das führt für die Rechnungen bei niedrigen Drehimpulsen bis  $I < 10 - 15\hbar$  zu hohen Werten für die Anregungsenergien. Damit zeigt das konfigurationsabhängige CNS seine Stärken bei der Berechnung von Zuständen mit höheren Drehimpulsen bis zum Verlust der Kollektivität, der Bandenterminierung.

Für eine detaillierte Beschreibung des konfigurationsabhängigen CNS-Modell verweise ich auf [AAR99]. Zur Nomenklatur ist zu sagen, dass die Konfigurationen im Weiteren mit  $(\pi, \nu)$  bezeichnet werden, welches bedeutet, dass in der Rechnung die  $g_{9/2}$ -Schale mit  $\pi$  Proton und  $\nu$  Neutron besetzt ist.

## 5.3 Rechnungen im CNS-Modell

Das Programm für die Berechnungen im konfigurationsabhängigen CNS-Modell spaltet sich in folgende Abläufe auf.

### **inhorot**

Das Programm **inhorot** definiert ein Gitter im Deformationsraum und legt die Gitterweite für die Diagonalisierungspunkte fest.

### **horot**

**horot** berechnet die Diagonalisierung in jedem der durch inhorot angelegten Gitterpunkte. Dies stellt den rechenzeitintensivsten Teil der Berechnungen dar.

### **bsbc**

Dieses Programm berechnet die Energie der Kernmaterie in der Näherung des „liquid-drop“-Modells, sowie die Trägheitsmomente des deformierten Kerns.

### **strut**

**strut** berechnet die Strutinsky-Korrekturen für die Schalenenergien, welche als Summe der Einteilchen-Energien als zu groß abgeschätzt werden.

### **totl**

Mit dem Programm **totl** wird die Energie an den verschiedenen Gitterpunkten im Deformationsraum berechnet.

**mesh**

**mesh** berechnet das Minimum der Energie im Deformationsraum aus den Ergebnissen von **totl**.

**pes**

Dieses Programm generiert aus den Ergebnissen von **totl** den „Potential-Energy-Surface“-Plot, welcher die Energie in Abhängigkeit von den Deformationsparametern ( $\epsilon, \gamma$ ) wiedergibt.

**eldplot**

**eldplot** generiert aus den Ergebnissen von **mesh** die errechneten Rotationsbanden.

**defpath**

Das Programm **defpath** generiert aus den Ergebnissen von **mesh** eine Abbildung, die die Entwicklung der Deformationsparameter in Abhängigkeit vom zunehmenden Drehimpuls innerhalb der Rotationsbande wiedergibt. Die Ergebnisse dieses Programmpaketes werden im folgenden zur Beschreibung und Interpretation der Kernstruktur der Selen Isotope  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  verwendet.

### 5.3.1 Bandenterminierung

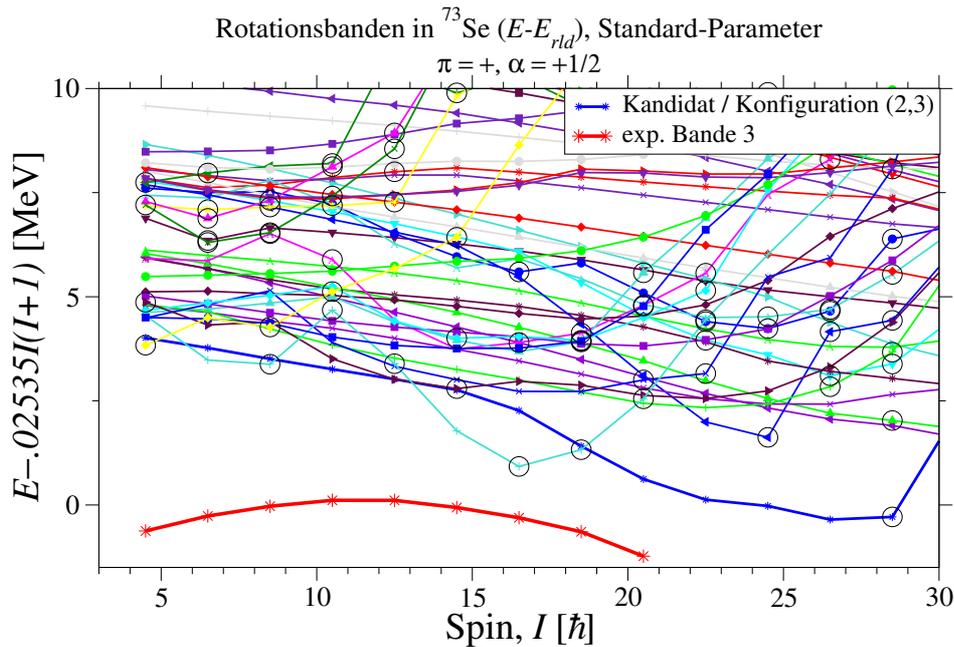
Der Begriff der Bandenterminierung beschreibt die vollständige Ausrichtung der Drehimpulse  $j$  der Valenznukleonen entlang der Rotationsachse unter Berücksichtigung des Pauli-Verbotes. Damit ist es nicht mehr möglich weiteren Spin durch die Ausrichtung der Teilchendrehimpulse zu gewinnen. Dies ist der allgemeine Fall einer Bandenterminierung.

1. Die favorisierte Bandenterminierung: Der Spinaufbau der letzten Zustände vor dem Terminierungspunkt kostet in diesem Fall weniger Energie als für die anfänglichen Zustände der Bande. Diese Terminierung zeichnet sich in den später gegebenen Grafiken, die die minimalen Konfigurationsenergien in Abhängigkeit vom Spin zeigen, durch eine nach unten geöffnete Kurve bis zum Terminierungspunkt aus.
2. Die unfavorisierte Bandenterminierung: In diesem Fall ist mehr Energie für die letzten Niveaus vor der Terminierung nötig und die Kurve zeigt eine Öffnung nach oben, welche mit dem Terminierungspunkt endet.
3. Die rotor-ähnliche Bandenterminierung: Die Bande zeigt das Verhalten eines starren Rotors, welcher sich in den späteren Grafiken als nahezu linearer Verlauf zeigt. Diese Bande endet ohne Änderungen der benötigten Energie für den Drehimpulsaufbau der letzten Niveaus.

## 5.4 Konfigurationen der Banden in $^{73}\text{Se}$

Für  $^{73}\text{Se}$  konnten die Banden positiver und negativer Parität jeweils für beide möglichen Signaturen erweitert werden. Anhand des erweiterten Anregungsniveauschemas werden nun Berechnungen im konfigurationsabhängigen CNS-Modell ausgeführt.

Bei den Berechnungen im konfigurationsabhängigen CNS-Modell ist nun der erste Schritt die Suche nach einer geeigneten Konfiguration zur Beschreibung der experimentellen Bande. Es wurden alle Konfigurationen berechnet, welches bei gegebener Parität und Signatur aus maximal 6 Protonen und 9 Neutronen in der  $g_{9/2}$ -Schale bestanden. Abbildung 5.1



**Abbildung 5.1:** Konfigurationssuche für die Berechnungen im CNS-Modell der Banden mit positiver Parität in  $^{73}\text{Se}$ .

zeigt die berechneten Konfigurationen für die Bande mit Parität  $\pi = +$  und Signatur  $\alpha = +1/2$  in  $^{73}\text{Se}$ . Es zeigt sich deutlich eine, erste gute Beschreibung der experimentellen Bande durch eine (2,3) Konfiguration, also 2 Protonen und 3 Neutronen in der  $g_{9/2}$ -Schale, welche energetisch am niedrigsten liegt. Kreise deuten auf eine Terminierung der Konfiguration hin. Für diese Konfiguration wird im nächsten Schritt der „Potential-Energy-Surface“-Plot erstellt (vergl. Anhang C.), welcher die Minima des Kernpotentials in Abhängigkeit von den Deformationsparametern ( $\beta_2, \gamma$ ) und dem Gesamtdrehimpuls des Kerns beschreibt. Mit den gefundenen Deformationsparameter wird die Konfiguration erneut berechnet, um untersuchen zu können, welche Kerndeformation das Verhalten der experimentellen Bande am besten beschreibt. In weiteren Schritten werden die Deformationspfade berechnet, welche die Entwicklung der Deformationsparameter ( $\beta_2, \gamma$ ) mit zunehmendem Spin beschreiben. Anhand dieser Diagramme werden die Eigenschaften der Banden, speziell die Bandenterminierung, bei hohen Spins und Anregungsenergien untersucht. Es lassen sich so Aussagen über den Deformationsparameter  $\gamma$  und die Entwicklung der Deformationsstärke  $\beta_2$  beim Erreichen einer Terminierung machen. Abgesehen davon ist es noch interessant zu untersuchen, welchen maximalen Spin die Konfiguration unabhängig von möglichen Terminierungen erreichen kann. Dazu werden alle Subkonfigurationen der untersuchten Konfiguration berechnet. Hier wird nun unterschieden ob die Valenzprotonen, welche am Cranking Prozess teilneh-

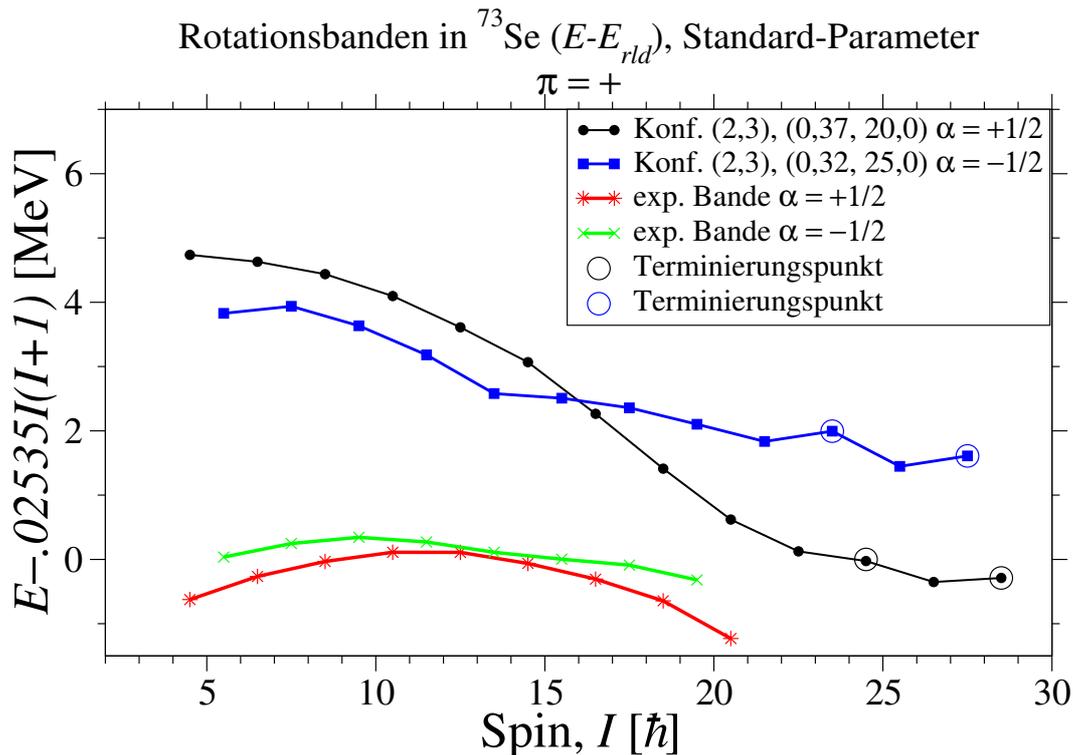
men, die  $g_{9/2}$ -Schale besetzen oder z.B. auch die  $f_{5/2}$ -Schale. Für die Neutronen stellte sich die Frage, ob die  $d_{5/2}$ -Schale oder sogar die  $g_{7/2}$ -Schale bei den Berechnungen berücksichtigt werden mußten. In allen vorliegenden Rechnungen für  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  ergaben sich die besten Beschreibungen der experimentellen Banden bereits durch die Valenznukleonen in der  $g_{9/2}$ -Schale. In der weiteren Darstellung werden deshalb immer die Berechnungen dargestellt für  $x$  Protonen und  $y$  Neutronen in der  $g_{9/2}$ -Schale. Die Konfigurationen werden somit mit  $(x,y)$ -Konfiguration bezeichnet.

Im weiteren wird für die Bestimmung der Deformationsminima der Konfiguration auf die „Potential Energy Surface“ Plots (PES-Plot) verwiesen. Diese befinden sich auf Grund des großen Platzbedarfs für die graphische Darstellung im Anhang C dieser Arbeit.

### 5.4.1 Bande positiver Parität

#### Signatur $\alpha = +1/2$

Auf dem Grundzustand mit Spin  $9/2\hbar^+$  baut eine schwach bevölkerte elektrische Quadrupol-Bande auf. Für die Simulation im CNS-Modell wurde eine  $(2,3)$ -Konfiguration angenommen. Für diese Konfiguration zeigt der „Potential Energy Surface“ Plot (PES-Plot im Anhang C.2.3) zwei mögliche Minima bei einem Spin von  $25/2\hbar^-$ . Das eine triaxiale Minimum liegt bei  $(0,37;20^\circ)$ , das zweite triaxiale bei  $(0,38;-30^\circ)$ .



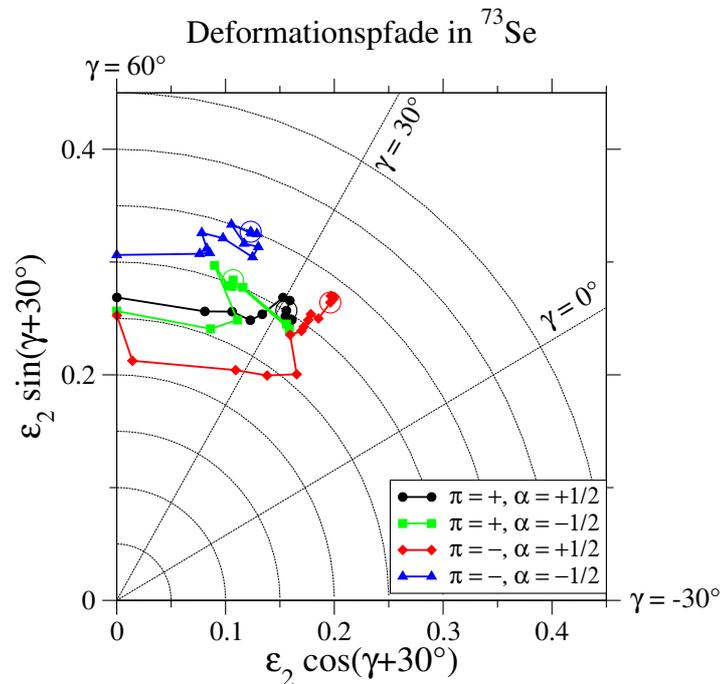
**Abbildung 5.2:** Vergleich der exp. Banden mit den Rechnungen im CNS-Modell für positive Paritäten in  $^{73}\text{Se}$ , Band 3 und 4 (s. Abb. 3.1)

Die Rechnung mit festgehaltenen Deformationsparametern zeigt, dass das Minimum bei  $(0,37;20^\circ)$  eine gute Beschreibung des Bandenverlaufes ergibt. Die Rechnung sagt eine Terminierung der Bande bei einem Spin von  $49/2\hbar^+$  voraus. Die experimentellen Daten lassen leider keine Überprüfung dieser Vorhersage zu. Als maximal möglicher Spin für diese Konfiguration ohne Berücksichtigung der Terminierung wurde  $57/2\hbar^+$  berechnet. Abbildung 5.3

zeigt die Entwicklung der Deformation mit zunehmendem Spin. Es zeigt sich eine stabile triaxiale Deformation ab einem Spin von  $25/2\hbar^+$  bis die Bande bei einem Spin  $49/2\hbar^+$  terminiert.

### Signatur $\alpha = -1/2$

Der Signaturpartner der oben besprochenen Bande 3 wurde experimentell bis Spin  $39/2\hbar^+$  beobachtet. Als Signaturpartner wurde auch für diese Bande die Konfiguration (2,3) für die Rechnungen zugrundegelegt. Der PES-Plot zeigt hier ebenfalls zwei ausgeprägte triaxiale Minima oberhalb Spin  $23/2\hbar^+$ : eines bei  $(0,32;25^\circ)$  und das andere bei  $(0,35;-30^\circ)$ . Auch hier zeigt die Berechnung der Bande mit festgehaltenen Deformationsparametern, dass das Erste eine deutlich bessere Beschreibung der experimentellen Bande ergibt. Es wird eine Terminierung der Bande bei einem Spin von  $47/2\hbar^+$  vorhergesagt, was durch die experimentellen Daten nicht verifiziert werden kann, da die Bande nur bis Spin  $39/2\hbar^+$  beobachtet wurde. Der maximale Drehimpuls der Konfiguration ergibt sich aus den Rechnungen zu  $51/2\hbar^+$ .



**Abbildung 5.3:** Verhalten der Kerndeformation mit zunehmendem Drehimpuls innerhalb der vier Banden in  $^{73}\text{Se}$ . Mit Kreisen sind die Startpunkte der Konfigurationsberechnung gekennzeichnet.

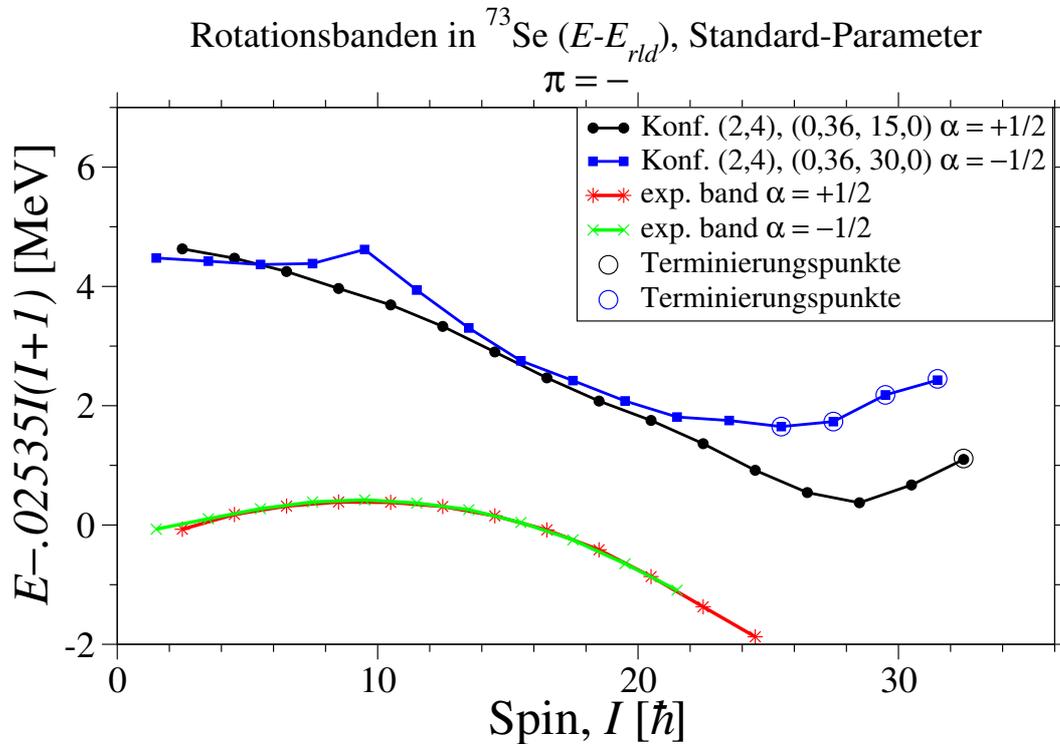
Der Deformationspfad in Abbildung 5.3 zeigt ein ähnliches Verhalten wie für den Signaturpartner. Eine triaxiale Deformation dominiert die Entwicklung der Bande bis es zu einer vollständigen Ausrichtung der Valenznukleonen kommt und die Bande bei  $47/2\hbar^+$  terminiert.

## 5.4.2 Bande negativer Parität

### Signatur $\alpha = +1/2$

Diese Bande zeigt in den experimentellen Daten die stärkste Bevölkerung. Sie wurde bis Spin  $41/2\hbar^-$  beobachtet. Für die Rechnungen im CNS-Modell ist eine (2,4) die beste Konfiguration. Der PES-Plot zeigt zwei definierte triaxiale Minima bei  $(0,36;15^\circ)$  und  $(0,38;-25^\circ)$ .

Rechnungen mit festen Deformationsparametern dieser beiden Minima zeigen zwei sehr ähnliche Beschreibungen der experimentellen Daten. Der direkte Vergleich läßt auf Grund des glatteren und energetisch niedrigeren Bandenverlaufs das Minimum  $(0,36;15^\circ)$  als wahrscheinlicher erscheinen. Die Konfiguration wird mit diesen Deformationsparametern bis zu



**Abbildung 5.4:** Vergleich der exp. Banden mit den Rechnungen im CNS-Modell für negative Paritäten in  $^{73}\text{Se}$ , Band 1 und 2 (s. Abb. 3.1)

einem maximalen Spin  $65/2\hbar^-$  berechnet. Die Terminierung wird ebenfalls bei Spin  $65/2\hbar^-$  vorhergesagt, welche deutlich oberhalb des experimentell etablierten höchsten Zustände der Bande mit Spin bis zu  $49/2\hbar^-$  liegt. Weiterhin fällt auf, dass für diese Bande eine Abnahme der Deformation mit dem Spin vorhergesagt wird, bevor die zunehmende Ausrichtung der Nukleonen zur Terminierung der Konfiguration der Bande bei  $65/2\hbar^-$  führt.

### 5.4.3 Signatur $\alpha = -1/2$

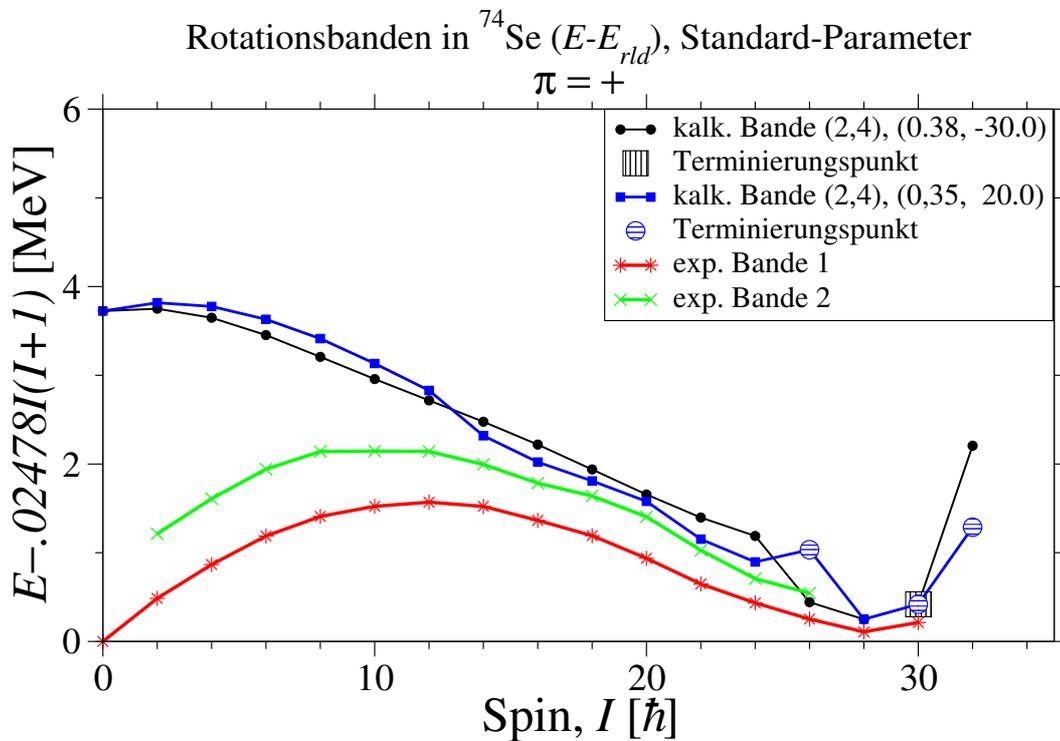
Der unfavoured Signaturpartner, der im vorigen Abschnitt beschriebenen Bande 1 konnte bis Spin  $43/2\hbar^-$  erweitert werden. Hier wurde ebenfalls (2,4)-Konfiguration für die Rechnungen im CNS-Modell verwendet. Dabei zeigt der PES-Plot leider keine wohldefinierten Minima. Eine gute Beschreibung der experimentellen Daten ergibt sich mit den Deformationsparametern  $(0,36;30^\circ)$ . Der maximale Spin wird zu  $63/2\hbar^-$  mit einer Terminierung bei  $51/2\hbar^-$  bestimmt. Die energetisch ähnliche Lage und die Tatsache, dass für die Berechnungen zu dieser Bande die gleiche Konfiguration wie für den Signaturpartner mit angepaßter Signatur verwendet wurde, macht diese Beschreibung durch das CNS-Modell zur wahrscheinlichsten, auch wenn es signifikante Abweichungen zu den experimentellen Daten gibt. Die Deformationsänderung der berechneten Bande ist bis Spin  $55/2\hbar^-$  nur gering. Da die Bande nur bis zu Spin von  $43/2\hbar^-$  experimentell nachgewiesen werden konnte, lassen sich keine Aussagen zur Terminierung machen.

## 5.5 Konfigurationen der Banden in $^{74}\text{Se}$

Die umfangreichsten Daten konnten für  $^{74}\text{Se}$  bestimmt werden. Vor dieser Arbeit wurde der Kern  $^{74}\text{Se}$  am umfangreichsten von J. Döring et al. [DJR<sup>+</sup>98] untersucht. In dieser Arbeit konnten aufgrund der hervorragenden Statistik bis auf eine, alle bekannten Banden erweitert werden. Weiterhin wurde die Bande 4 neu etabliert. Für die niederenergetischen Zustände konnten in dieser Arbeit keine neuen Ergebnisse gefunden werden. Somit beschränkt sich die theoretische Betrachtung auf die kollektiven, hochenergetischen Anregungsstrukturen, für die das CNS-Modell die beste Beschreibung liefert.

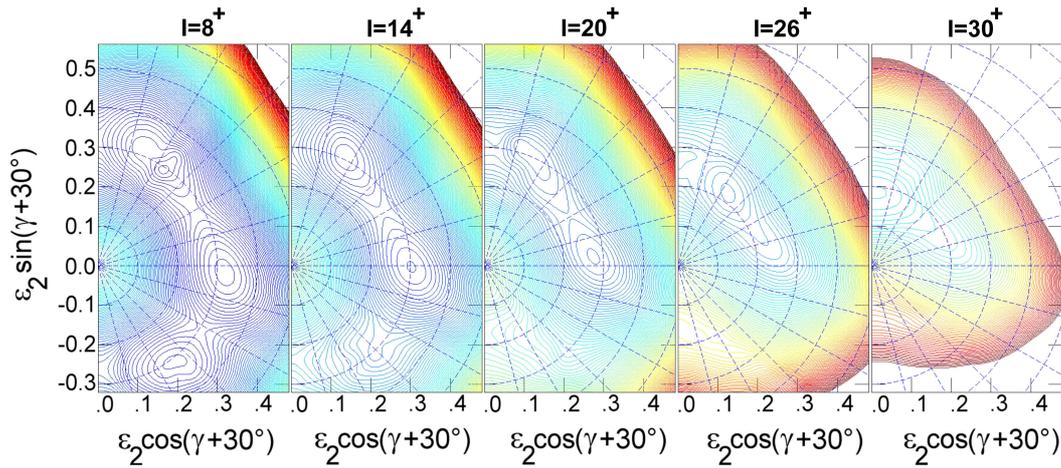
### 5.5.1 Banden positiver Parität

Signatur  $\alpha = 0$



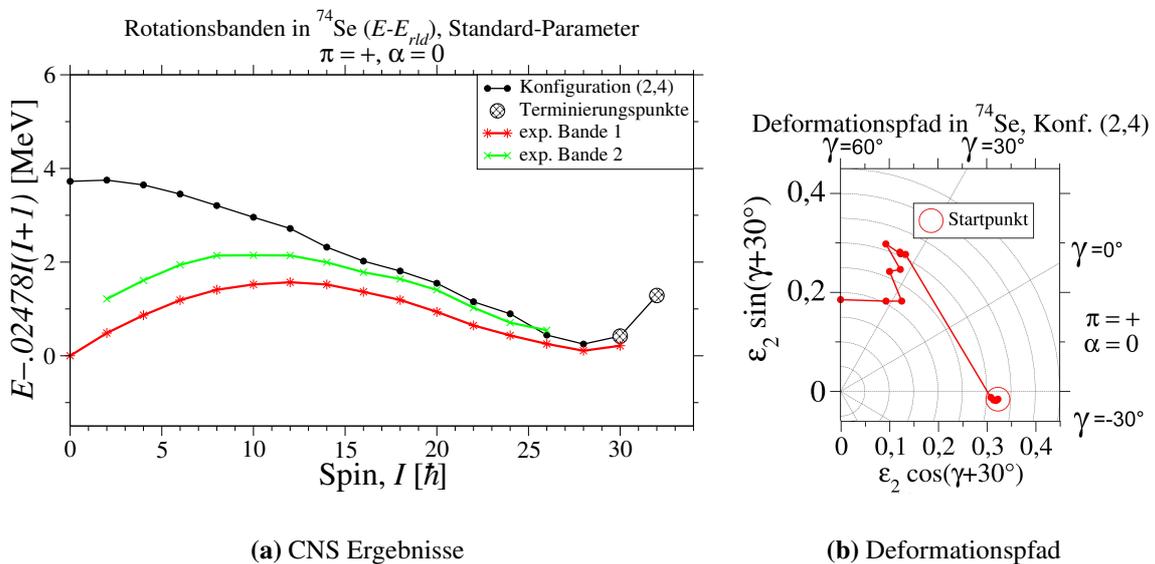
**Abbildung 5.5:** CNS Ergebnisse für die beiden Banden (1 und 2) positiver Parität und Signatur  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$  bei festgehaltenen Deformationsparametern.

$^{74}\text{Se}$  zeigt zwei Banden positiver Parität mit Signatur 0. Die Grundzustandsbande beginnt mit dem  $0\hbar^+$  Zustand und konnte bis Spin  $30\hbar^+$  bei 23256 keV Anregungsenergie erweitert werden. Die erste angeregte Bande positiver Parität und Signatur 0 basiert auf dem  $4\hbar^+$ -Zustand bei 2105 keV und konnte bis Spin  $26\hbar^+$  bei einer Anregungsenergie von 17938 keV erweitert werden. Für diese beiden Banden konnte nur eine Konfiguration gefunden werden, welche eine energetisch gute Beschreibung gibt. Abbildung 5.5 zeigt sowohl die beiden experimentellen Banden, als auch die berechnete Bande für zwei definierte Potenzialminima, welche in Abbildung 5.6 gezeigt sind. Es zeigen sich drei Minima in Abbildung 5.6 von denen aber nur die beiden bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30; -30^\circ)$  und  $(0,30; 20^\circ)$  betrachtet werden, weil das dritte Minimum schon ab Spin  $14\hbar^+$  nicht mehr ausgeprägt ist. Es sind also zwei triaxiale Deformationsminima für die weiteren Berechnungen im CNS-Modell zu betrachten.



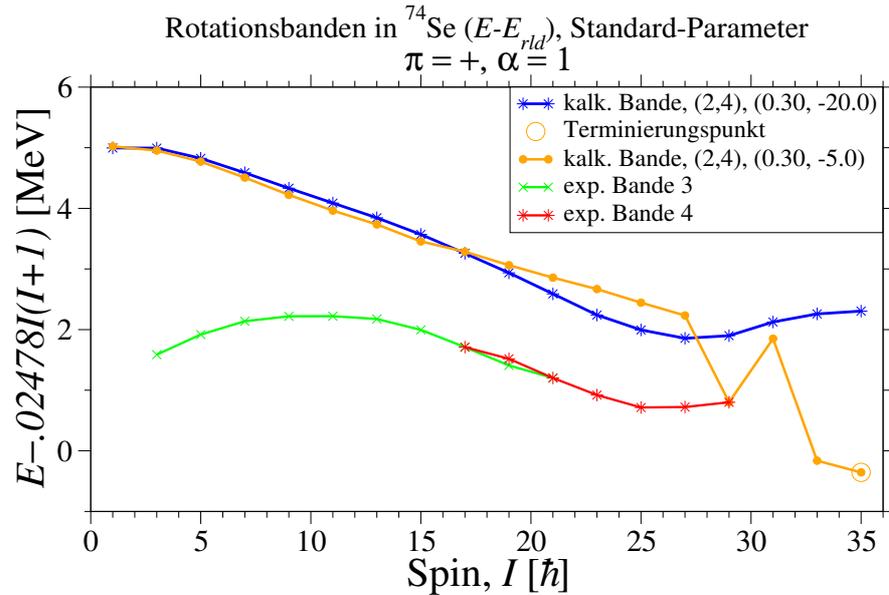
**Abbildung 5.6:** PES-Plots bei Spin  $8\hbar^-$ ,  $14\hbar^-$ ,  $20\hbar^-$ ,  $26\hbar^-$  und  $30\hbar^-$  für die Bande 1 positiver Parität und Signatur  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ . Energiedifferenz der Äquipotenziallinien 200 keV.

Abbildung 5.5 zeigt die berechneten Banden für beide oben beschriebenen Minima mit festgehaltenen Deformationsparametern. Es ergibt sich gerade bei hohen Drehimpulsen ( $>24\hbar$ ) eine sehr gute Beschreibung der experimentellen Daten. Weiterhin endet die experimentelle Bande am von CNS-Modell berechneten Terminierungspunkt. Der energetische Verlauf der Bande mit zunehmenden Spin wird von keiner der beiden festgehaltenen Deformationen vollständig gut beschrieben. Vielmehr zeigt sich, dass ein Mittel der beiden unterschiedli-



**Abbildung 5.7:** (a) CNS Ergebnisse für die beiden Banden positiver Parität und Signatur  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$  bei freien Deformationsparametern. (b) Deformationspfad für die (2,4)-Konfiguration zur Beschreibung der Bande 1 positiver Parität und Signatur  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ .

chen Deformationen der Konfiguration eine bessere Beschreibung ergeben würde. Dies legt die Vermutung nahe, dass diese Bande am besten durch eine Formänderung mit zunehmendem Spin zu beschreiben ist. Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis der CNS-Modell Berechnung unter der Freigabe der Deformation als Parameter. Es zeigt sich eine gute Beschreibung



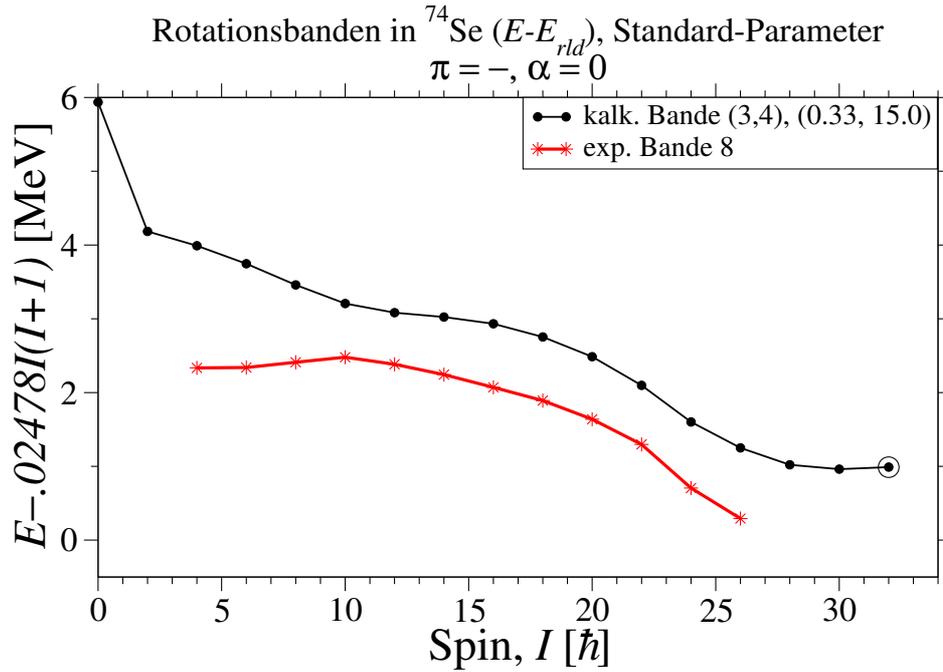
**Abbildung 5.8:** CNS Ergebnisse für die Banden 3 und 4 positiver Parität und  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$ .

des energetischen Verlaufs durch diese (2,4)-Konfiguration. Der Deformationspfad in Abbildung 5.7 zeigt eine Beschreibung der Bande beginnend als triaxialer Rotor mit  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30; -30,0^\circ)$ , welcher ab Spin  $14\hbar^+$  die zweite triaxiale Form annimmt. Die Beschreibung ab diesem Spinwert ist ausgesprochen gut, selbst der letzte beobachtete Bandenzustand fällt mit der berechneten Bandenterminierung zusammen. Die Bandenterminierung liegt nur einen Zustand unterhalb des maximalen Spins dieser Konfiguration von  $32\hbar^+$ . Für niedrigere Spins bleibt anzumerken, dass das CNS-Modell seine beste Aussagefähigkeit ab einem Spin von ca.  $15\hbar$  hat. Damit soll das Hauptaugenmerk auf der exzellenten Beschreibung der Bande 1 durch das CNS-Modell ab einem Spin  $14\hbar^+$  gehalten werden.

Für die zweite Bande positiver Parität und Signatur 0 fand sich keine Erklärung in einer weiteren Konfiguration. Ein Ansatz, diese Bande aus Abbildung 5.5 als triaxial deformierte Ausprägung mit  $\gamma = 20^\circ$  der (2,4)-Konfiguration zu interpretieren, scheint zwar auf Grund des Übereinstimmens zwischen experimentell beobachteten Ende der Bande und dem Terminierungspunkt der triaxialen Konfiguration naheliegend. Allerdings widersprechen die starken E2-Übergänge zwischen der Bande 2 und der Grundzustandsbande 1 dieser Interpretation. Von J. Döring et al. [DJR<sup>+</sup>98] und in früheren Veröffentlichungen [CHS<sup>+</sup>90] wurde diese Bande 2 als  $\gamma$ -Vibration interpretiert. Da das CNS-Modell für diese Bande keine passende Beschreibung ergeben hat, kann diese Annahme nicht widerlegt werden, zumal  $\gamma$ -Vibrationen durch das CNS-Modell nicht beschrieben werden können.

### 5.5.2 Signatur $\alpha = 1$

Die Bande 3 positiver Parität mit Signatur  $\alpha = 1$  wurde bereits in [DJR<sup>+</sup>98] beschrieben. Die Bande 4, ebenfalls mit positiver Parität und Signatur  $\alpha = 1$ , wurde in dieser Arbeit erstmals beobachtet. Abbildung 5.8 zeigt die Beschreibung dieser Banden durch eine (2,4)-Konfiguration mit den Deformationen  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30; -20^\circ)$  und  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30; -5^\circ)$  im CNS-Modell. Das Modell berechnet zwar einen Terminierungspunkt bei Spin  $35\hbar^+$ , welcher auch der maximal mögliche Spin dieser Konfiguration ist. Dieser wird aber nicht durch die experimentellen Daten bestätigt, weil diese Bande nur bis zur Kreuzung mit Bande 4 bei Spin



**Abbildung 5.9:** CNS Ergebnisse für die Bande negativer Parität und Signatur  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ .

$17\hbar^+$  bis  $21\hbar^+$  beobachtet werden kann. Die Bandenkreuzung ließ sich nicht in den Modell-Rechnungen durch eine zweite Konfiguration beschreiben.

Die Bande 4 wird in den Rechnungen ebenfalls durch die (2,4)-Konfiguration beschrieben. Der energetische Verlauf der Bande wird hier besser mit einer Deformation von  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30; -5^\circ)$  beschrieben. Auch für diese Bande wird der Terminierungspunkt vorhergesagt, allerdings bei Spin  $35\hbar^+$ . Damit ist eine Überprüfung dieser Vorhersage nicht möglich, da die Bande 4 experimentell nur bis zum Spin  $27\hbar^+$  beobachtet wurde.

Beide Banden zeigen das Verhalten eines triaxialen Rotors. Die Deformation wird in den CNS-Modell Rechnungen bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30-0,33; -5^\circ -20^\circ)$  berechnet.

### 5.5.3 Bande negativer Parität

#### Signatur $\alpha = 0$

Die einzige Bande negativer Parität und Signatur 0 wurde im Experiment bis Spin  $26\hbar^-$  beobachtet. Für die Bande 7 wurde eine (3,4)-Konfiguration in den CNS-Modell Rechnungen gefunden. Aus den PES-Plots ergab sich ein triaxiales Potenzialminimum bei  $(0,33; 15^\circ)$ . Abbildung 5.9 zeigt den Vergleich zwischen der experimentellen Bande 7 und der Rechnung mit festgehaltenen Deformationsparametern. Außergewöhnlich gut wird der energetische Verlauf der Bande mit zunehmendem Spin beschrieben. Der berechnete Terminierungspunkt bei  $32\hbar^-$  konnte mangels experimenteller Ergebnisse für Anregungsniveaus bei diesem Spin für diese Bande nicht verifiziert werden.  $32\hbar^-$  ist auch der maximal erreichbare Spin dieser Konfiguration. Hier bleiben zukünftige Messungen mit besserer Statistik zu hoffen, um die im CNS-Modell erwartete Bandenterminierung genauer untersuchen zu können.

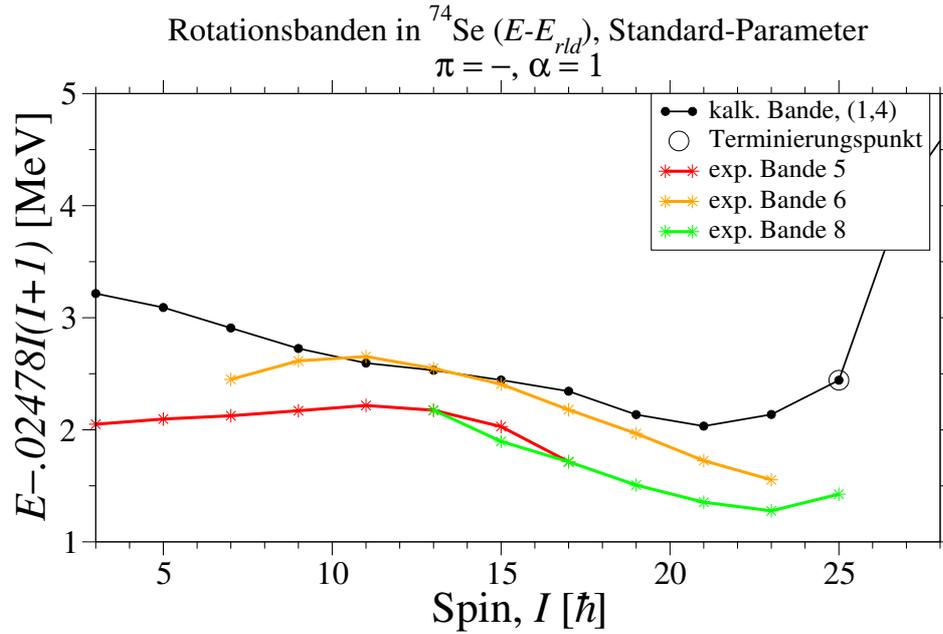


Abbildung 5.10: CNS Ergebnisse für die Bande 6 negativer Parität und Signatur  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$ .

### Signatur $\alpha = 1$

Die Bande 5 konnte aus den Daten des vorliegenden Experimentes nicht erweitert werden. Die Daten der Bande aus [DJR<sup>+</sup>98] konnten bestätigt werden. Die kreuzende Bande 6 gleicher Signatur konnte dagegen deutlich erweitert werden. Eine dritte Bande (Bande 8) mit Signatur 1 ist ebenfalls aus [DJR<sup>+</sup>98] bekannt und wurde ebenfalls erweitert. Hier stellt

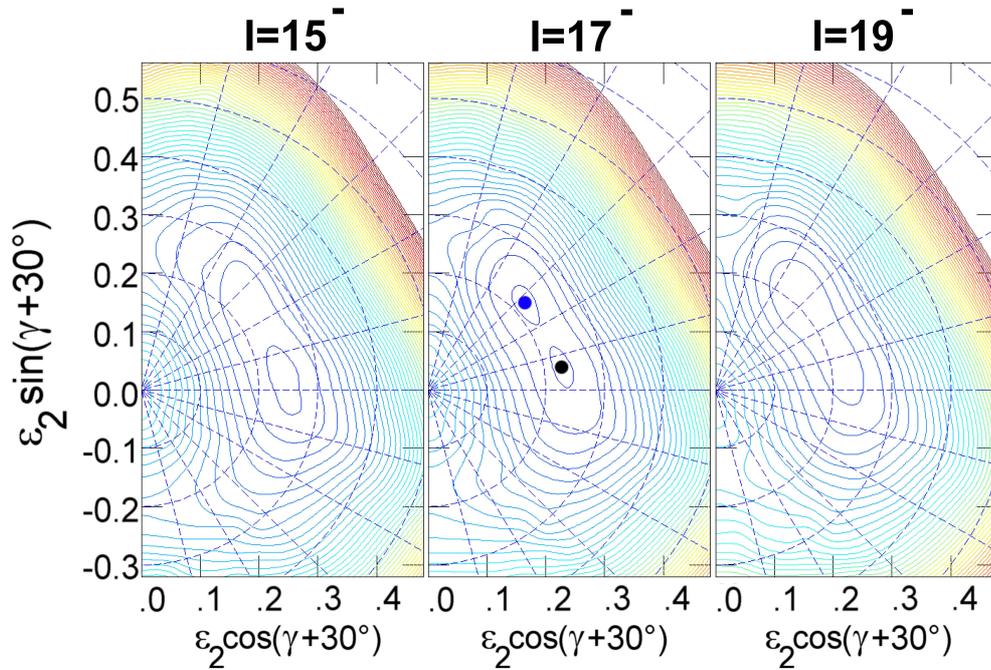
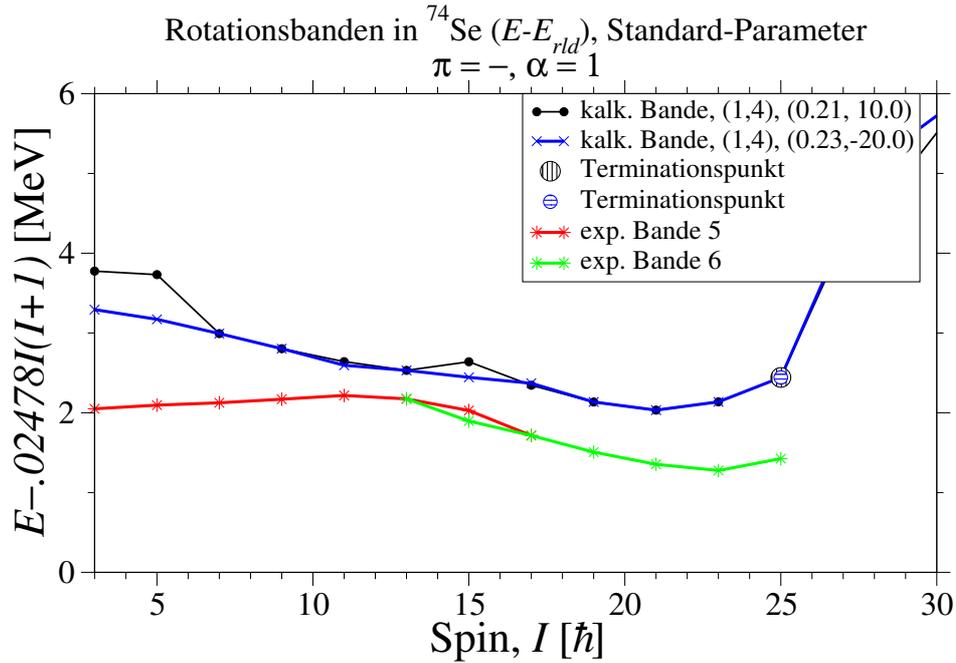


Abbildung 5.11: PES-Plot für die Spin  $15\hbar^-$ ,  $17\hbar^-$  und  $19\hbar^-$  in  $^{74}\text{Se}$ . Energiedifferenz der Äquipotenziallinien 500 keV.



**Abbildung 5.12:** CNS Ergebnisse für die Banden 5 und 6 negativer Parität und Signatur  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$

sich nun die Frage nach den Konfigurationen, die diesen Banden zu Grunde liegen. Aus der Vielzahl berechneter Konfigurationen im CNS-Modell ergaben sich zwei Kandidaten für die Beschreibung der experimentellen Banden 6 und 8. Abbildung 5.10 zeigt eine (1,4)-Konfiguration, welche eine ausgezeichnete Beschreibung von Bande 6 liefert. Besonders hervorzuheben ist sowohl die Reproduktion des energetischen Verlaufs, als auch die Vorhersage des Terminierungspunktes bei Spin  $25\hbar^-$ . Diese Berechnungen wurden mit freien Deformationsparametern durchgeführt. Der maximale Spin dieser Konfiguration liegt bei  $27\hbar^-$ . Eine Analyse der PES-Plots für diese (1,4)-Konfiguration bringt zudem eine weitere interessante Eigenschaft dieser Konfiguration hervor. Für Spin  $17\hbar^-$  existieren zwei konkurrierende Potenzialminima bei  $(0,31;10^\circ)$  und  $(0,33;-20^\circ)$ , (vergl. Abbildung 5.11). Berechnet man nun aus obiger Konfiguration die Banden mit festgehaltenen Deformationsparametern für beide Potenzialminima, erhält man den Verlauf in Abbildung 5.12. Hier zeigt sich ein sehr interessantes Verhalten. Trotz des nahezu identischen Verhaltens der beiden experimentell kreuzenden Banden 5 und 6 werden auch mit festgehaltenen Deformationsparametern zwei mögliche Alternativen für die Konfiguration im CNS-Modell berechnet. Diese zwei konkurrierenden Minima existieren nur im Spinbereich  $15\hbar^-$  bis  $19\hbar^-$ . Hier beschreibt das CNS-Modell die beiden Banden also als formkoexistente Unterkonfigurationen der (1,4)-Konfiguration.

Für die dritte Bande negativer Parität und Signatur  $\alpha = 1$  (Bande 8) konnte ebenfalls ein Kandidat für eine Konfiguration gefunden werden. Diese Konfiguration besteht aus drei Protonen und vier Neutronen in der  $g_{9/2}$ -Schale. In den PES-Plots zeigt sich ein gut definiertes Minimum bei  $(0,30;-25^\circ)$ . Eine Berechnung mit festgehaltenen Deformationsparametern des im PES-Plot gefundenen Minimums ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Diese Konfiguration kann maximal den Spin  $37\hbar^-$  bilden. Sie zeigt das Verhalten eines triaxialen Rotors, welcher mit zunehmendem Drehimpuls in der Bande den Absolutwert seiner Deformation verringert. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.14 sehr gut zu erkennen.

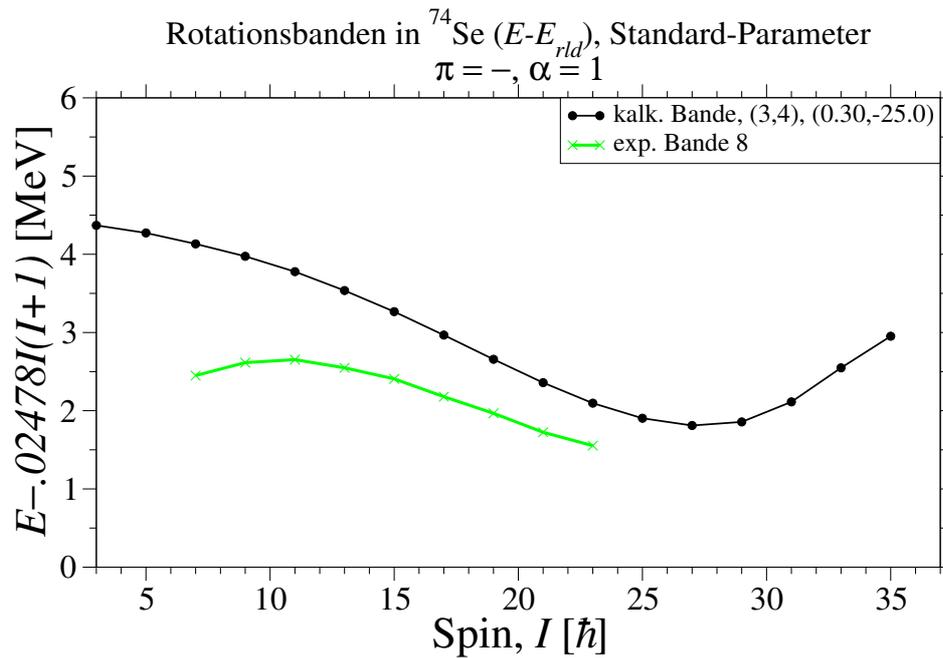


Abbildung 5.13: CNS Ergebnisse für die Bande 8 negativer Parität und Signatur  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$ .

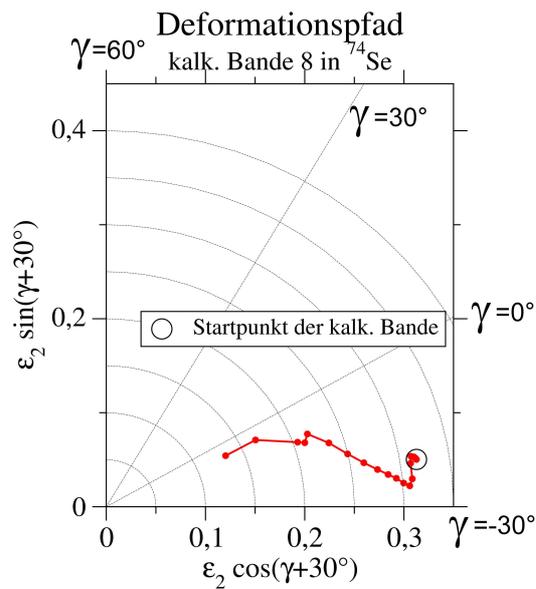


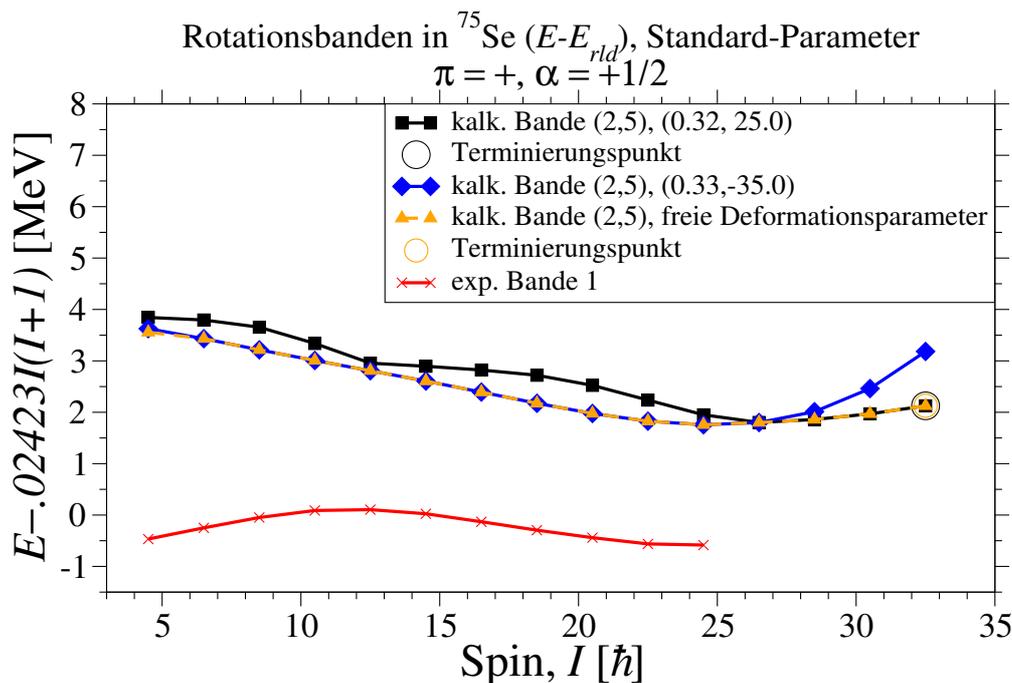
Abbildung 5.14: Deformationspfad für die (3,4)-Konfiguration zur Beschreibung der Bande 8.

## 5.6 Konfigurationen der Banden in $^{75}\text{Se}$

### 5.6.1 Bande positiver Parität

#### Signatur +1/2

Für diese Bande konnte nur eine Konfiguration gefunden werden, welche zumindest den energetischen Verlauf der Bande reproduziert. Die absoluten Energien der im CNS-Modell berechneten Bande sind deutlich größer als experimentell beobachtet. Die CNS-Modell

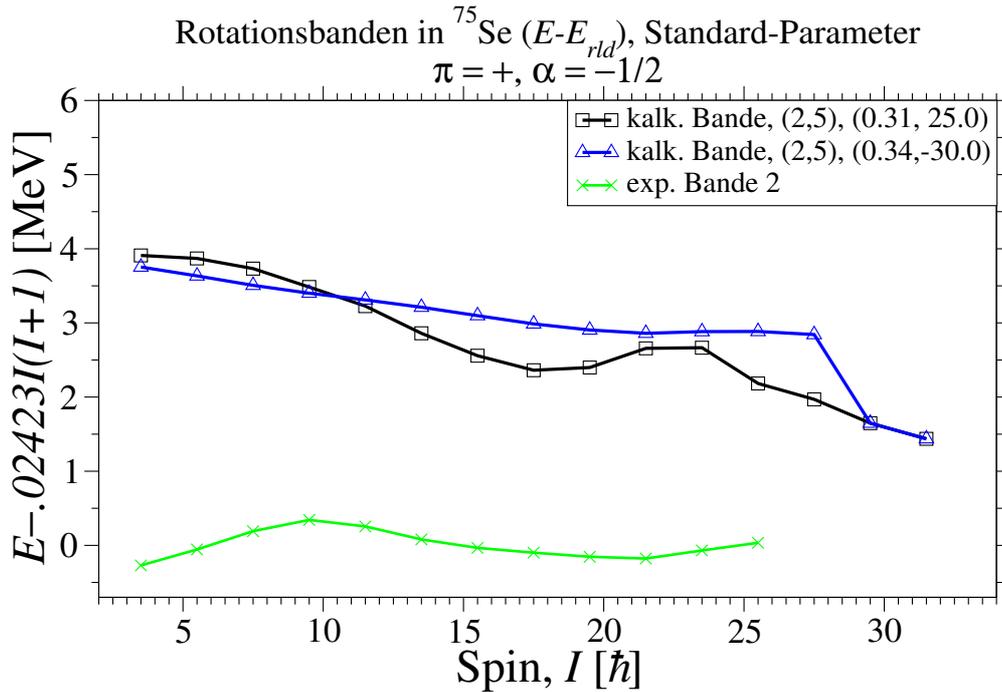


**Abbildung 5.15:** CNS Ergebnisse für die Bande 1 positiver Parität und Signatur  $\alpha = +1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

Rechnungen sagen ein interessantes Verhalten voraus. Die Berechnungen des Modells zeigen bei freien Deformationsparametern eine (2,5)-Konfiguration, welche den Verlauf der experimentellen Bande gut beschreibt. Diese berechnete Bande ist in Abbildung 5.15 in der Farbe gelb eingezeichnet. Eine Terminierung wird bei Spin  $65/2\hbar^+$  berechnet - dem maximalen Spin der Konfiguration - was aber anhand der experimentellen Daten nicht überprüft werden kann. Die Analyse der PES-Plots zeigt zwei gut definierte, triaxiale Minima bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,32; 25^\circ)$  und  $(0,33; -35^\circ)$ . Die berechneten Konfigurationen mit festgehaltenen Deformationsparametern für beide Potenzialminima sind ebenfalls in Abbildung 5.15 eingezeichnet. Hier zeigt sich bis Spin  $53/2\hbar^+$  ein dominierend triaxialer Bandenanteil ( $\gamma = -35^\circ$ ), welcher dann in das triaxiale Minimum ( $\gamma = 25^\circ$ ) wechselt. Leider endet die experimentell beobachtete Bande bereits bei Spin  $49/2\hbar^+$ . Somit ist kein Vergleich mit dem theoretisch vorhergesagten Verhalten möglich.

#### Signatur -1/2

Für diese Bande wurde auch eine (2,5)-Konfiguration, wie für den Signaturpartner gewählt. Die Abbildung 5.16 zeigt die berechneten Banden für die beiden Potenzialminima  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,31; 25^\circ)$  und  $(0,34; -30^\circ)$  aus dem PES-Plot. Es zeigen sich auch in der Analyse des



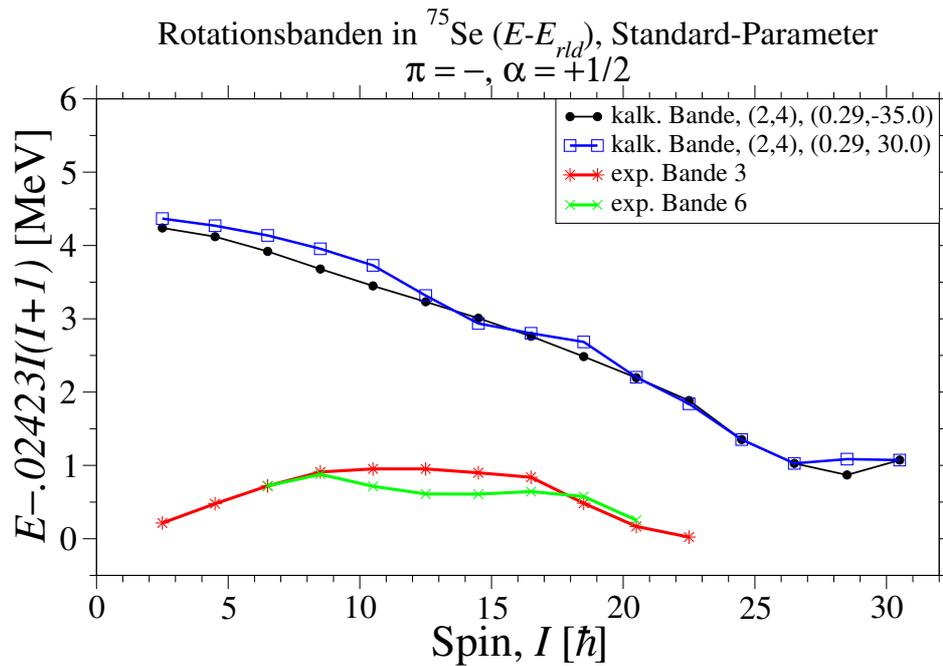
**Abbildung 5.16:** CNS Ergebnisse für die Bande 2 positiver Parität und Signatur  $\alpha = -1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

entsprechenden PES-Plots die gleichen Minima wie beim Signaturpartner. Hier wird die experimentelle Bande nicht so gut durch eines der beiden triaxialen Deformationsminima beschrieben. Trotz der energetisch höheren Lage der triaxialen Lösung mit ( $\gamma = -30^\circ$ ) ist diese zu bevorzugen, da sie den energetischen Verlauf in Abhängigkeit vom Spin deutlich besser beschreibt. Weiterhin werden durch diese Wahl beide Signaturpartner als triaxiale Rotoren mit gleicher Deformation beschrieben. Die Konfiguration des Signaturpartners mit  $\alpha = -1/2$  hat einen maximalen Spin von  $63/2\hbar^-$ .

## 5.6.2 Banden negativer Parität

### Signatur +1/2

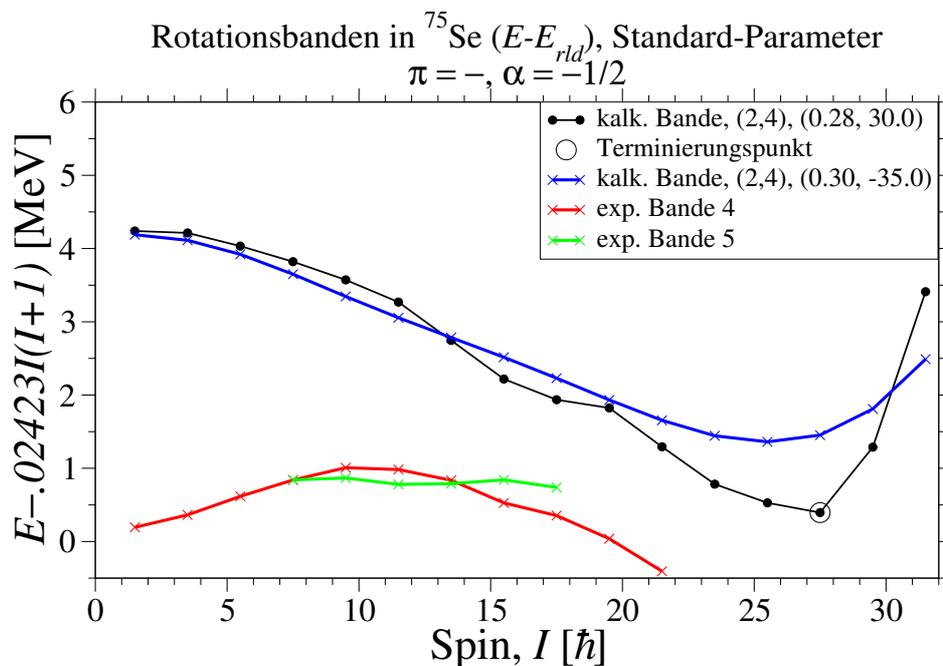
Abbildung 5.17 zeigt den Vergleich zwischen den experimentellen und den berechneten Banden. Das Hauptargument für diese Konfiguration ist die energetische Lage der simulierten Banden zueinander. Weiterhin ist die (2,4)-Konfiguration die einzige, welche Bandenstrukturen bis zum experimentell beobachteten Spin der Banden liefert und im Energiebereich der experimentellen Banden bleibt. Ihr maximaler Spin beträgt  $61/2\hbar^-$ . Im Folgenden zeigen sich für die Signaturpartner mit  $\alpha = -1/2$  die besseren Übereinstimmungen mit dem Experiment. Die dort folgenden Argumente können ebenfalls hier angewendet werden. Deshalb ist die Bande 3 als triaxial deformierter Rotor mit  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,29;-35^\circ)$  interpretierbar und die Bande 6 als formkoexistenter Partner mit ebenfalls triaxialer Deformation  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,29;30^\circ)$ . Interessant ist eine zukünftige experimentelle Untersuchung von Bande 6, sobald sie bis zu höheren Spins zu beobachten ist. Die Rechnungen beschreiben einen Verlust der Formkoexistenz zwischen den Spins  $43/2\hbar^-$  und  $49/2\hbar^-$ , da sich beiden triaxialen Potenzialminima in den PES-Plots in diesem Bereich annähern und verschmelzen.



**Abbildung 5.17:** CNS Ergebnisse für die Banden 3 und 6 negativer Parität und Signatur  $\alpha = +1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

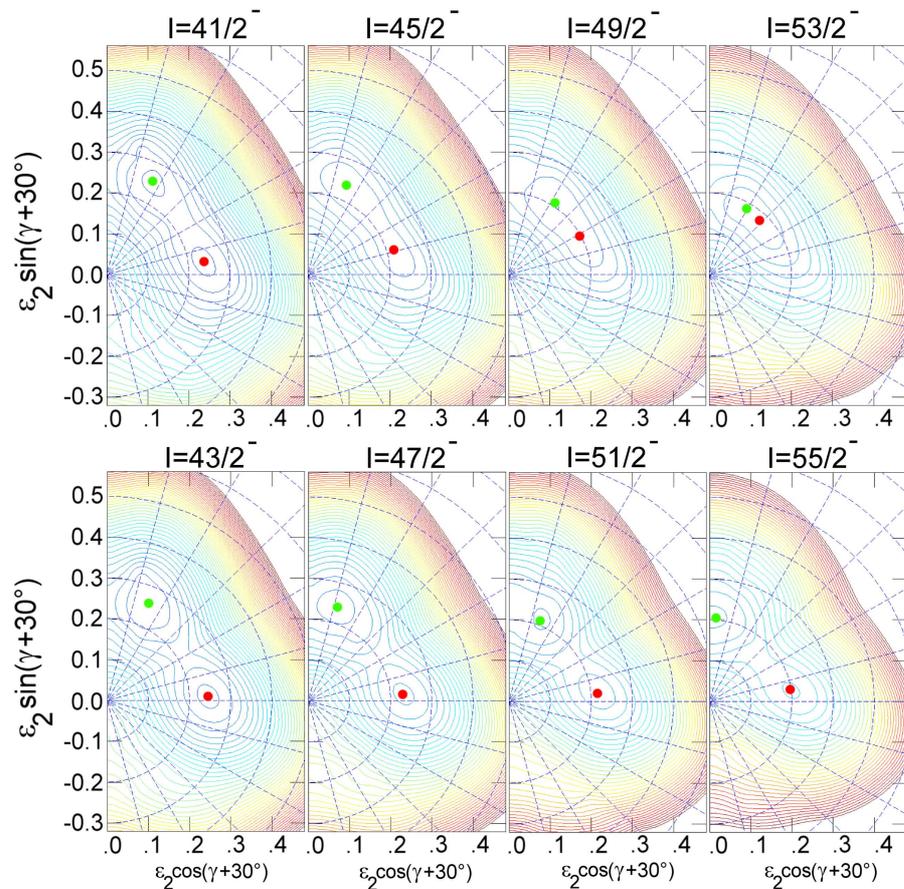
### Signatur -1/2

Aus [SJKT99] waren zwei Banden negativer Parität und Signatur  $\alpha = -1/2$  bekannt. Für beide Banden konnte nur eine Konfiguration im CNS-Modell gefunden werden, welche einen ähnlichen energetischen Verlauf zeigt wie die experimentellen Banden. Diese (2,4)-



**Abbildung 5.18:** CNS Ergebnisse für die Banden 4 und 5 negativer Parität und Signatur  $\alpha = -1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

Konfiguration zeigt in den PES-Plots zwei definierte Minima bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,28;30^\circ)$  und  $(0,30;-35^\circ)$ . Diese Konfiguration hat einen maximalen Spin  $63/2\hbar^-$ . Die beiden berechneten Banden mit festgehaltenen Deformationsparametern ergeben eine gute Beschreibung jeweils einer der beiden experimentellen Banden. Bande 4 lässt sich so durch die CNS-Modell Rechnungen als triaxial deformierte Bande mit einem  $\gamma = 30^\circ$  interpretieren, wobei Bande 5 dann eine formkoexistente Bande mit ebenfalls triaxialer Deformation ist und ein  $\gamma = -35^\circ$  hat. Leider konnte Bande 5 in den experimentellen Daten nicht zu höheren Drehimpulsen beobachtet werden, was besonders für den Spinbereich von  $37/2\hbar^-$  bis  $41/2\hbar^-$  interessant wäre, weil dort die berechneten Banden wieder eine starke Energieänderung der Zustände zeigen. Auffallend gut wird die Kreuzung der experimentellen Banden bei Spin  $27/2\hbar^-$  durch das Modell beschrieben. Vergleicht man in Abbildung 5.19 die Entwicklung der „Potential-



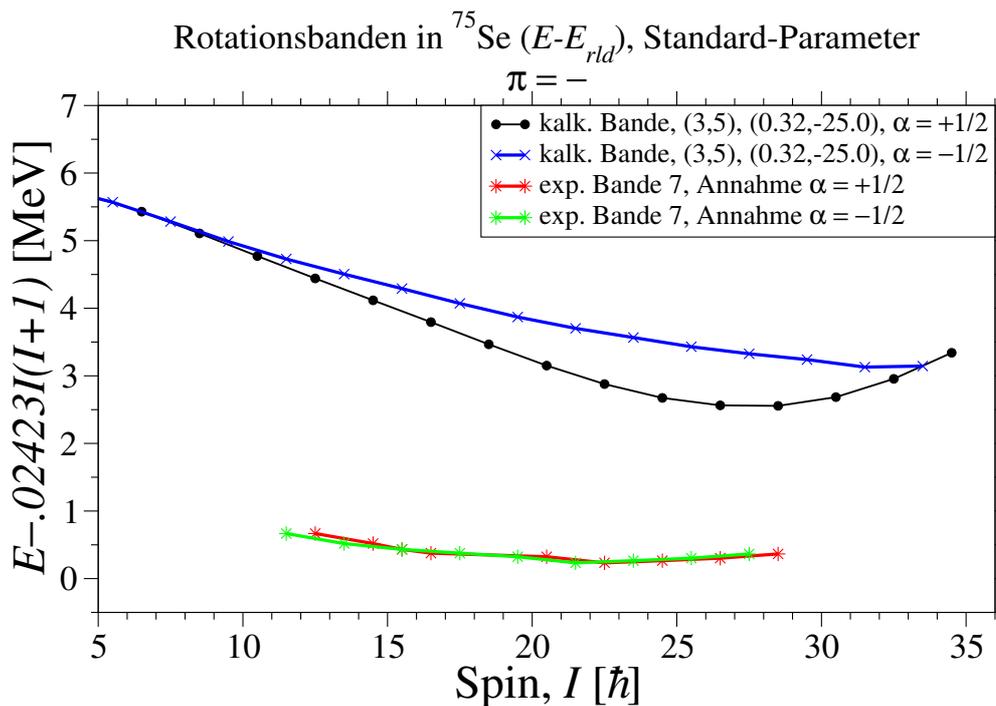
**Abbildung 5.19:** PES-Plots für die Banden negativer Parität beider Signaturen in  $^{75}\text{Se}$ . Rot ist das erste und grün das zweite triaxiale Potenzialminimum zwischen  $41/2\hbar^-$  und  $55/2\hbar^-$  gekennzeichnet. Energiedifferenz der Äquipotenziallinien 500 keV.

Energy-Surfaces“-Minima, so fällt das unterschiedliche Verhalten der triaxialen Minima mit  $\gamma = -30^\circ$  auf. Für die Signatur  $\alpha = +1/2$  kommt es zu einer Vereinigung der beiden triaxialen Minima. Für den Signaturpartner dieser Konfiguration bilden sich stabile Minima aus, die über Spin  $55/2\hbar^-$  hinaus getrennt bleiben. Die experimentellen Daten zeigen die triaxiale Deformation mit  $\gamma = 30^\circ$  bei beiden Signaturen eine recht gute Übereinstimmung mit den Rechnungen des CNS-Modells. Die Banden sollten nach den Rechnungen bei Spin  $55/2\hbar^-$  bzw.  $61/2\hbar^-$  terminieren. Hier bleiben zukünftige experimentelle Möglichkeiten abzuwarten, um diese Vorhersagen zu überprüfen. Die triaxiale ( $\gamma = -30^\circ$ ) Bande mit  $\alpha = +1/2$  sollte nach den Modell-Rechnungen auch mit besseren experimentellen Daten nicht weiter be-

obachtet werden können, weil die Rechnung eindeutig das triaxiale ( $\gamma = 30^\circ$ ) Minimum bevorzugt. Im Fall der Signatur  $\alpha = -1/2$  ist dies anders. Durch das stabile triaxiale ( $\gamma = -30^\circ$ ) Minimum in den Rechnungen sollte es mit besserem experimentellem Instrumentarium möglich sein, diese Bande zu erweitern und die Terminierung der triaxialen ( $\gamma = 30^\circ$ ) Bande gleicher Konfiguration zu beobachten.

### 5.6.3 Bande ohne experimentelle Spin- und Paritätszuweisung

Aus dem vierdimensionalen Datenkubus wurde die vollständig neue Bande 7 in das Anregungsniveauschema von  $^{75}\text{Se}$  eingeordnet. Da diese Bande sehr intensitätsschwach ist, war eine Spinbestimmung aus der DCO-Analyse nicht möglich. Weiterhin konnte auch die Parität des Bandenkopf nicht eindeutig festgelegt werden, da Linear-Polarisationsdaten nicht vorlagen. Für eine erste Annahme bezüglich des Spins und der Parität wurden die experimentellen Daten mit den verschiedenen Konfigurationen der CNS-Modell Rechnungen verglichen. Keine Konfiguration positiver Parität ergab eine gute Beschreibung für diese Bande. Aus den CNS-Modell Rechnungen für negative Parität ergab sich für beide Signaturen jeweils ein Kandidat für die Beschreibung dieser Bande. Die zugrundeliegenden (3,5)-Konfigurationen stellen ebenfalls Signaturpartner dar. Die PES-Plots zeigen für beide berechneten Signatur-



**Abbildung 5.20:** CNS Ergebnisse für die Bande 7 ohne exp. Zuordnung von Parität und Signatur in  $^{75}\text{Se}$ .

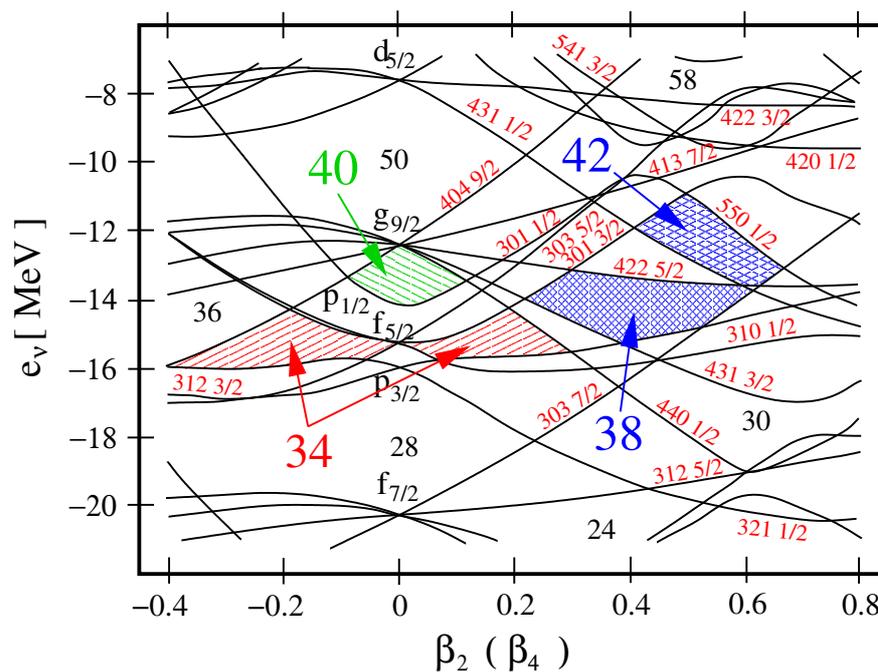
partner das gleiche stabile triaxiale Minimum bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,32; -25,0^\circ)$ . Allerdings zeigt die Beschreibung des energetischen Verlaufs der Bande mit zunehmendem Spin eine deutlich bessere Beschreibung durch die Signatur  $\alpha = +1/2$  (vergl. Abb. 5.20). Dies ist das Argument die Bande in das Termschema von  $^{75}\text{Se}$  als dritte Bande negativer Parität und Signatur  $\alpha = +1/2$  einzuordnen. Der maximale Spin der Konfiguration liegt bei  $69/2\hbar^-$  bzw.  $67/2\hbar^-$ .

# Kapitel 6

## Diskussion und Zusammenfassung

### 6.1 Vorbetrachtung

Von den Germanium- bis zu den Krypton-Isotopen der Massen 70-80 zeigen sich starke Änderungen in der Kerndeformation bei nur geringer Änderung der Protonen- oder Neutronenzahl. Ausgezeichnete Kandidaten zur Untersuchung der zugrundeliegenden Struktureigenschaften, welche diese drastischen Änderungen bewirken sind die Isotope  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$ . Die 34 Protonen in den Se-Isotopen favorisieren den Nilssonzuständen zufolge gerade



**Abbildung 6.1:** Ausschnitt aus den Einteilchenenergien deformierter Kerne nach Nilsson für Neutronen in  $^{80}\text{Sr}$  [NDBR85].

eine schwache oblate oder prolate Deformation, während die 39, 40 oder 41 Neutronen eine sphärische bzw. prolate Kernform bevorzugen (vergl. Abbildung 6.1). Die entsprechenden Lücken in der Schalenstruktur sind für Protonen rot markiert, die sphärische für 40 Neutronen ist grün und die prolaten Lücken sind für 38 und 42 Neutronen blau schraffiert dargestellt. Da in dieser Arbeit das Hauptinteresse auf den Hochspinanregungsstrukturen der drei Selen-Isotope lag, verweise ich für die Niederspinneigenschaften im Weiteren auch auf die

Literatur eines jeden Isotopes.

## 6.2 Kernstruktur von $^{73}\text{Se}$

Die Beschreibung des energetischen Verlaufs der Banden mit dem Drehimpuls durch das CNS-Modell zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Bisherige Veröffentlichungen von F. Seiffert et al. [SLS<sup>+</sup>90], [Sei92] und M. Kaplan et al. [KSW<sup>+</sup>91] zeigen deutlich unterschiedliche Ergebnisse für den Aufbau des Signaturpartners ( $\alpha = -1/2$ ) der Grundzustandsbande positiver Parität. Die Analyse der vorliegenden Daten unterstützt vollständig das Anregungsniveauschema, welches von F. Seiffert et al. vorgeschlagen wurde.

### Bande negativer Parität

Das Zerfallsschema der Bande negativer Parität zeigt den Kern im Grenzfall der starken Kopplung. K. O. Zell et al. interpretieren diese Bandenstruktur als eine  $3/2\hbar^-$  Quasiteilchen-Konfiguration mit einem ungepaarten Neutron im Nilsson Orbital  $[301]3/2^-$  [ZHG<sup>+</sup>76], [Zel79]. Die CNS-Modell Rechnungen dieser Arbeit ergaben eine mögliche (2,4)-Konfiguration, welche zu einer guten Beschreibung der experimentellen Bande führte. Hierbei wird eine schwach triaxiale Deformation ( $\gamma = 15^\circ$ ) favorisiert, welche die Eigenschaften des positiven Signaturpartner besonders gut beschreibt (vergl. Abb. 5.4). Die Berechnung der Deformationsminima für die Konfiguration (2,4) mit Signatur  $\alpha = -1/2$ , ergibt einen Wert  $\gamma = 30^\circ$ , also ebenfalls eine triaxiale Deformation.

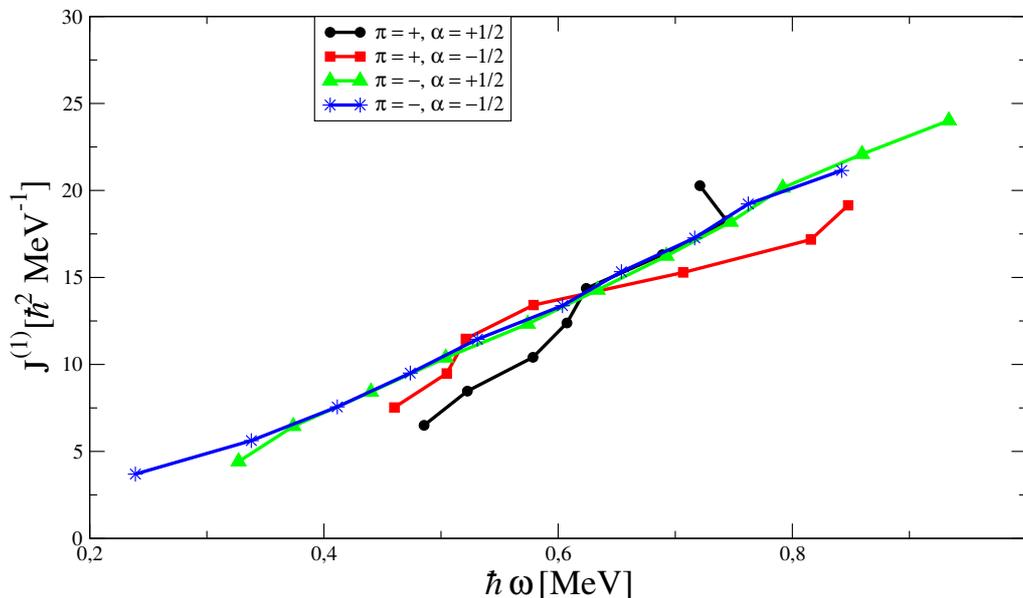


Abbildung 6.2: Kinematische Trägheitsmomente in  $^{73}\text{Se}$ .

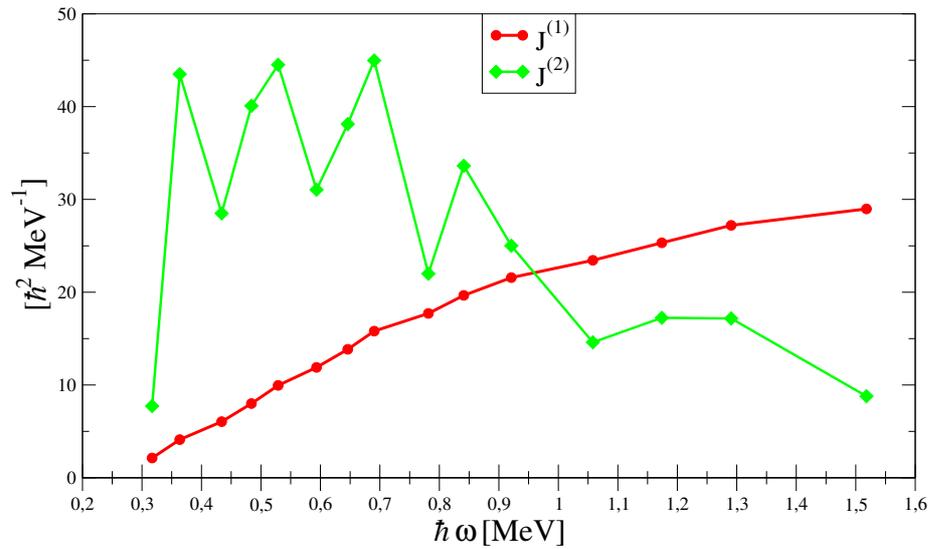


Abbildung 6.3: Kinematisches  $J^{(1)}$  und dynamisches  $J^{(2)}$  Trägheitsmoment der Bande 1 in  $^{74}\text{Se}$ .

### Bande positiver Parität

Für die Bande positiver Parität, bestehend aus den Signaturpartnern Bande 3 und Bande 4, zeigt sich im Gegensatz zur stark gekoppelten Bande negativer Parität (Bande 1 und 2) eine starke Signaturaufspaltung. Die beiden Signaturpartner wurden in früheren Veröffentlichungen meist im Kontext des schweren Se-Istopes  $^{75}\text{Se}$  interpretiert. Die CNS-Modell Rechnungen ergaben eine (2,3)-Konfiguration, welche beide Signaturpartner gut beschreibt. Es zeigt sich, dass die Annahme einer triaxialen Deformation von  $\gamma = 20^\circ$ - $25^\circ$  ab Spin  $25/2\hbar^-$ - $27/2\hbar^-$  zu einer besseren Beschreibung der experimentellen Daten führt, als das triaxiale Deformationsminimum bei  $\gamma = -30^\circ$ . Betrachtet man die Trägheitsmomente in Abb. 6.2, so zeigt sich im Spinbereich  $25/2\hbar^-$ - $27/2\hbar^-$ , d.h. bei  $\hbar\omega = 0,5$ - $0,6$  MeV, ein Upbending, welches auf eine Bandenkreuzung schließen lässt. Unterhalb dieses Spinbereichs sind CNS-Modell Rechnungen nicht aussagekräftig, oberhalb ist die Beschreibung hingegen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die vorhergesagte Bandenterminierung bei  $47/2\hbar^-$  bzw.  $49/2\hbar^-$  konnte zwar nicht durch die experimentellen Ergebnisse belegt werden. Allerdings lässt die gute Beschreibung der Banden oberhalb des Spins  $27/2\hbar^-$  die vorhergesagte Bandenterminierung wahrscheinlich werden.

## 6.3 Kernstruktur von $^{74}\text{Se}$

Der Atomkern  $^{74}\text{Se}$  ist seit langem Ziel  $\gamma$ -spektroskopischer Untersuchungen gewesen. In den letzten Jahren lag das Hauptaugenmerk dabei auf der Formkoexistenz im Niederspinbereich. Hierfür zeigt sich das  $^{74}\text{Se}$  als prädestiniert, da die Anzahl von 34 Protonen nach den Nilssonorbitalen eine schwache oblate bzw. prolate Deformation favorisieren, während die 40 Neutronen eine sphärische Kernform stabilisieren sollten. Für die theoretische Untersuchung eignet sich  $^{74}\text{Se}$  besonders, weil zu jeder Parität sowohl die favorisierte Bande ( $\alpha = 0$ ), als auch die unfavorisierte Bande ( $\alpha = 1$ ) bekannt ist.

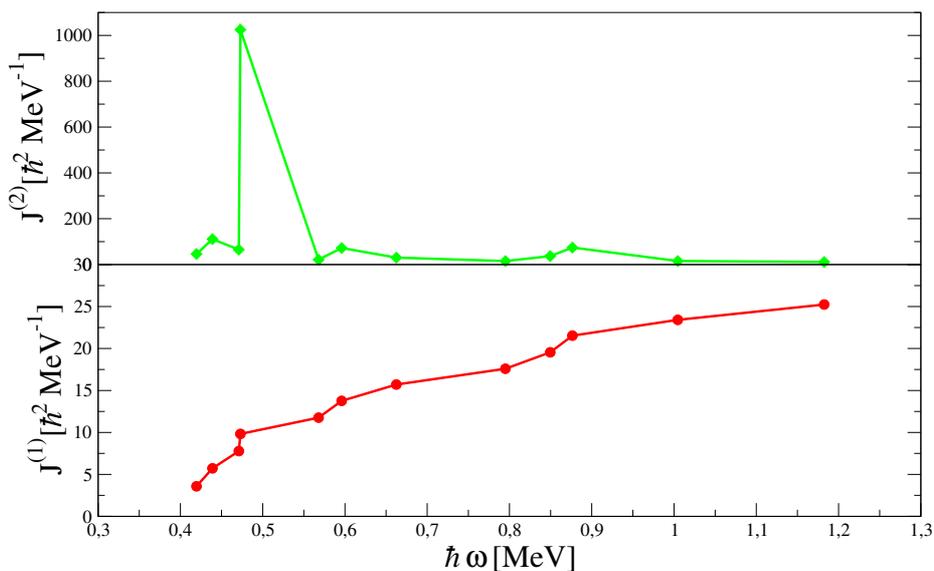


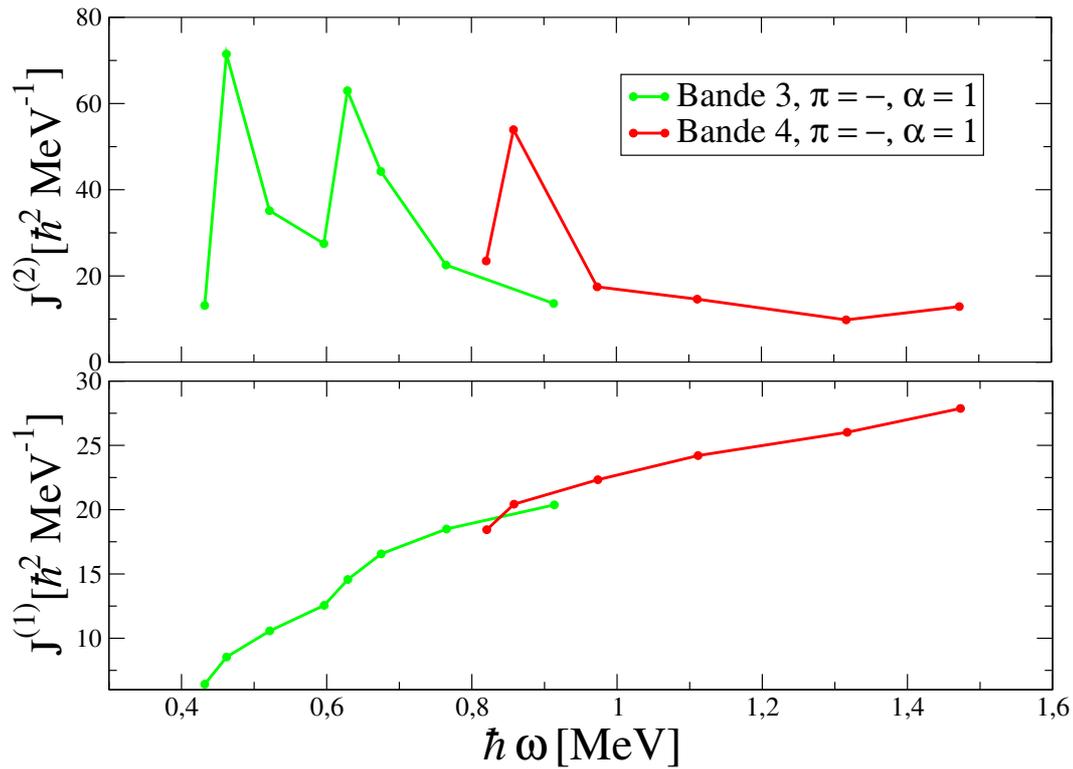
Abbildung 6.4: Kinematisches und dynamisches Trägheitsmoment der Bande 2 in  $^{74}\text{Se}$ .

### Banden positiver Parität

Betrachten wir nun die Banden im Einzelnen, beginnend mit der Yrast Bande (Bande 1). Diese  $K^\pi = 0^+$ -Bande konnte bis zu einem Spin  $30\hbar^+$  verfolgt werden. Sie zeigt eine hohe Kollektivität, welche sich in den großen  $B(E2)$ -Werte von 38 bis 118 Weisskopf-Einheiten widerspiegelt [PRR<sup>+</sup>79], [GCH<sup>+</sup>87], [CHS<sup>+</sup>90] und [LIG<sup>+</sup>99]. Die Eigenschaften der Grundzustandsbande wurden für niedrige bis mittlere Drehimpulse und Anregungsenergien in den genannten Veröffentlichungen sehr ausführlich behandelt.

Für die Anregungsniveaus mit hohen Drehimpulsen und Energien, die in dieser Arbeit etabliert wurden, sind die obigen theoretischen Erklärungsansätze nicht mehr ausreichend. Besonders die Fragen, ob die Bande bei einem Spin  $30\hbar^+$  terminiert, weil das Alignment der Valenznukleonen zu einem vollständigen Verlust der Kollektivität dieser Konfiguration führt, kann nur durch konfigurationsabhängige CNS-Modell Rechnungen beantwortet werden. Diese Rechnungen sind in Kapitel 5.5.1 beschrieben und zeigen, dass diese Bande am besten durch eine Konfiguration beschrieben wird, in welcher 2 Protonen und 4 Neutronen in die  $g_{9/2}$ -Schale angeregt werden. Diese Konfiguration zeigt oberhalb Spin  $15\hbar^+$ , wo das Modell seine beste Aussagefähigkeit besitzt, dass zwei Potenzialminima existieren. Diese Formkoexistenz verliert sich mit zunehmendem Spin und endet bei Spin  $30\hbar^+$  in einem Minimum oblater Einteilchenzustände. Hier terminiert diese Konfiguration. Die exzellente Beschreibung der experimentellen Daten dieser Bande durch die terminierende Konfiguration erklärt somit das Fehlen weiterer hochangeregter Kernzustände in der Grundzustandsbande. Die Yrast-Bande terminiert mit dem Anregungszustand der Energie 23256 keV bei Spin  $30\hbar^+$ . Betrachtet man die kinematischen und dynamischen Trägheitsmomente in Abbildung 6.3 fällt auf, dass das dynamische Trägheitsmoment stark variiert, welches in den benachbarten Isotopen  $^{72,76}\text{Se}$  nicht beobachtet wird. Dieses wird von J. Döring et al. [DJR<sup>+</sup>98] auf eine Störung der Grundzustandsbande durch Zustandsmischungen mit der zweiten Bande positiver Parität und Signatur  $\alpha = 0$  zurückgeführt.

Die Ergebnisse der CNS-Modell Rechnungen lassen hier auch wieder die bereits oben



**Abbildung 6.5:** Kinematisches Trägheitsmoment der Bande 3 und 4 in  $^{74}\text{Se}$ .

genannte Formkoexistenz bis Spin  $15\hbar$  wiedererkennen und zu höheren Spins weiterführen. Somit ergeben die CNS-Modell Rechnungen eine geschlossene Interpretation dieser Bandenstruktur.

Für die zweite Hochspinanregungsstruktur mit positiver Parität und Signatur  $\alpha = 0$  gestaltet sich die Interpretation im Rahmen des CNS-Modell schwierig. Es konnte keine Konfiguration gefunden werden, die diese Bande nur annähernd gut beschreibt, wie z.B. die Grundzustandsbande. Frühere Arbeiten interpretieren diese Bande als  $\gamma$ -Vibration [PRR<sup>+</sup>79]. R. B. Piercey et al. gehen davon aus, dass diese Bande - wie die Grundzustandsbande - auf einem ersten angeregten  $0^+$ -Zustand aufbaut. J. Döring et al. [DJR<sup>+</sup>98] konnten zwar einen neuen  $0^+$ -Zustand bei 854 keV identifizieren, aber eine Anbindung an die Bandenstruktur war nicht möglich. Leider geben die Daten dieses Experimentes keine weiteren Aufschlüsse zur Beschreibung dieser Bande im niederenergetischen Bereich. (vergl. Abbildung 6.4). Das kinematische Trägheitsmoment weist bei  $\hbar\omega = 0,47, 0,57$  und  $0,85$  MeV drei Stellen mit stärkerem Anstieg auf, welches auf die Bildung von weiteren Quasiteilchenanregungen schliessen lässt. Für höhere Rotationsfrequenz nähern sich dynamisches und kinematisches Trägheitsmoment an. Damit zeigen sich für hohe Rotationsfrequenzen Ähnlichkeiten mit einem starren Rotor. Auch das Fehlen der bei einer  $\gamma$ -Vibration erwarteten Anregungsniveaus mit ungeraden Spins läßt die Annahme von R. B. Piercey et al. unwahrscheinlich erscheinen.

Der aus [DJR<sup>+</sup>98] bekannten  $K^\pi=2^+$ -Bande (Bande 3), aufbauend auf dem 1881 keV Niveau, und die in dieser Arbeit erstmals etablierten Bande 4, konnte im Rahmen der CNS-Modell Rechnungen eine (2,4)-Konfiguration zugeordnet werden. Die Analyse der CNS-Modell Rechnungen ergab eine sehr gute Beschreibung beider Banden durch einen triaxialen Rotor ( $\gamma = -20^\circ$ ). Die verbindende Masche im Termschema zwischen den Drehimpulsen  $17\hbar^+$  und  $21\hbar^+$  zwischen diesen beiden Banden lassen sich durch zwei Potenzialminima  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30; -5^\circ)$  und  $(0,30; -20^\circ)$  in diesem Spinbereich erklären. Diese Interpretation

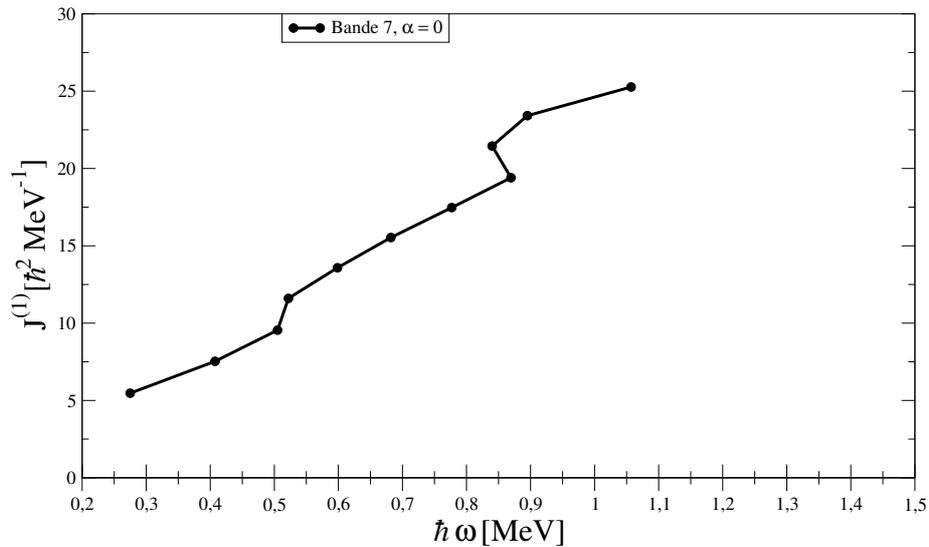


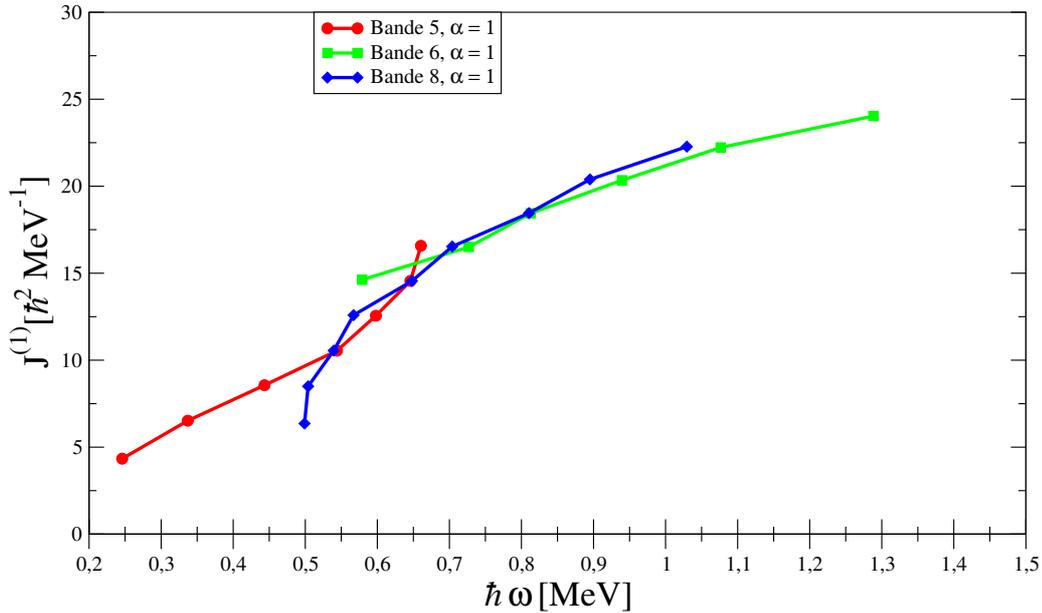
Abbildung 6.6: Kinematisches Trägheitsmoment der Bande 7 in  $^{74}\text{Se}$ .

wird durch die Tatsache gestützt, dass sich in den CNS-Modell Rechnungen keine weiteren Konfigurationen finden ließen, welche eine vergleichbar gute Beschreibung der beiden Banden liefern. Dies läßt auf einen andere Unterkonfiguration schliessen. Die Beschreibung der Bande 4 durch das nahezu prolate Deformationsminimum ( $0,30;-5^\circ$ ) ist sehr gut. Die vorhergesagte Terminierung dieser Konfiguration bei Spin  $35\hbar^+$ , welcher auch der maximale Spin dieser Konfiguration ist, läßt sich anhand des vorliegenden Experimentes leider nicht untersuchen, da die Bande 4 bis  $29\hbar^+$  beobachtet wurde. Die kinematischen und dynamischen Trägheitsmomente (Abb. 6.5) für Bande 4 liefern den Hinweis auf einen Paaraufbruch im Bereich der Bandenkreuzung bei  $\hbar\omega = 0,85$  MeV. Für höhere Rotationsfrequenzen zeigen die kinematischen und die dynamischen Trägheitsmoment keine Änderungen mehr an.

### Banden negativer Parität

Für die negativen Paritäten war aus früheren Arbeiten nur die Bande 7 mit Signatur  $\alpha = 0$  bekannt. Diese Bande baut auf einem  $4^-$  Zustand der Energie 2830 keV auf. Eine (3,5)-Konfiguration mit Deformationsparametern ( $0,33;15^\circ$ ) liefert eine exzellente Beschreibung dieser Bande bis zu dem in dieser Arbeit gefundenen höchsten Anregungszustand der Energie 17637 keV und des Spin  $26\hbar^-$ . Diese Deformationsparameter weisen den Kern in dieser Bande als triaxialen Rotor aus. Eine Terminierung dieser Bande 7 wird mit dieser Konfiguration bei  $32\hbar^-$ , dem maximalen Spin, vorhergesagt. Sowohl die energetische Lage, als auch die Entwicklung der berechneten Anregungsenergien mit dem Spin werden im CNS-Modell nahezu perfekt beschrieben (vergl. Abb. 5.9). Die kinematischen und dynamischen Trägheitsmomente (vgl. Abbildung 6.6) für diese Bande zeigen ein deutliches Upbending bei der Rotationsfrequenz  $\hbar\omega = 0,5$  MeV und ein Backbending bei  $\hbar\omega = 0,85$  MeV. In [DJR<sup>+</sup>98] wurde der Anstieg von  $J^{(1)}$  bei 0,5 MeV als Übergang von einer 2-Quasiteilchenanregung zu einer 4-Quasiteilchenanregung interpretiert. Der erneute Anstieg bei  $\hbar\omega = 0,85$  MeV kann nun als weiterer Paaraufbruch angesehen werden.

Die kinematischen Trägheitsmomente der Banden negativer Parität und Signatur  $\alpha = 1$



**Abbildung 6.7:** Kinematische Trägheitsmomente der Bande 5,6 und 8 in  $^{74}\text{Se}$ .

sind in Abbildung 6.7 aufgetragen. Es zeigt sich für die Bande 5 eine drastische Änderung des kinematischen Trägheitsmoments bei  $\hbar\omega = 0,60-0,65$  MeV. Die CNS-Modell Rechnungen beschreiben die Banden 5 und 6 mit einer Konfiguration (1,4).

Diese (1,4)-Konfiguration terminiert bei Spin  $25\hbar^-$ , welches exakt mit dem experimentell beobachteten Abschluß der Bande 6 übereinstimmt. Das Zerfallsschema im Spinbereich  $13\hbar^- - 17\hbar^-$  kann anhand der CNS-Rechnungen auf eine Bandenkreuzung zweier Subkonfigurationen der (1,4)-Konfiguration zurückgeführt werden, welche unterhalb der Kreuzung ein triaxiales Potenzialminimum mit  $\gamma = -20^\circ$  ausbilden und oberhalb eine nahezu prolate Kernform mit  $\gamma = 10^\circ$  vorhersagen (vergl. Abb. 5.12). Diese Ergebnisse stützen die Interpretation dieser beiden Bandenstrukturen als formkoexistente Banden, welche auf der gleichen CNS-Konfiguration der Nukleonen in der  $g_{9/2}$ -Schale basieren.

Bande 8 wird in den CNS-Modell Rechnungen am besten durch eine (3,4)-Konfiguration beschrieben, wobei die Beschreibung mit zunehmendem Spin besser wird. Die Entwicklung der Deformation startet bei niedrigen Spin triaxial mit einem  $\gamma = -25^\circ$ . Das Deformationsminimum verändert sich mit zunehmenden Spin immer mehr in den Bereich einer prolaten Deformation mit  $\gamma = -10^\circ$  bis  $-5^\circ$ . Weiterhin nimmt die absolute Deformation von  $\epsilon_2 = 0,32$  bis auf 0,22 ab. Das CNS-Modell sagt eine stabile Rotationsstruktur bis zu einem Spin  $37\hbar$  voraus, welches der maximale Spin der Konfiguration (3,4) ist.

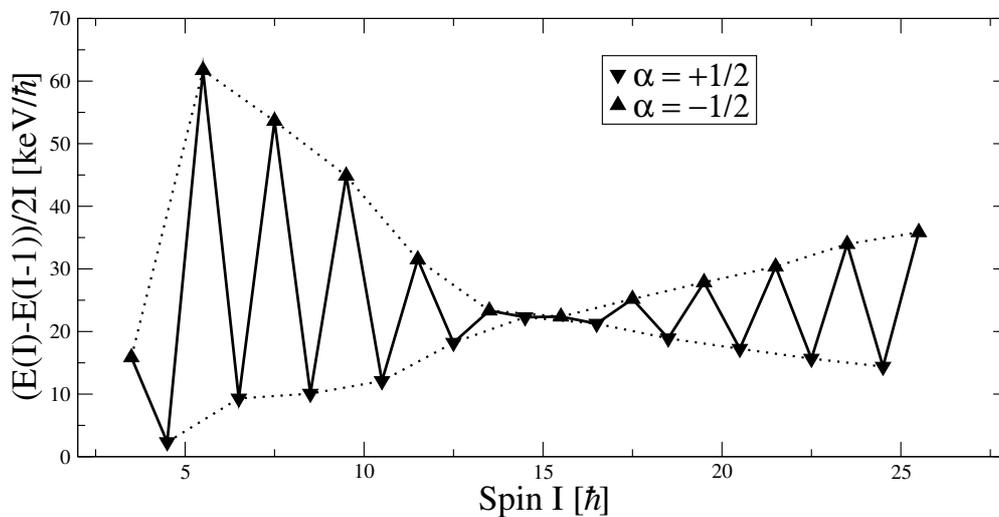
Für  $^{74}\text{Se}$  variiert die Anzahl der Protonen in den Konfigurationen von einem bis zu drei in der  $g_{9/2}$ -Schale und bei den Neutronen beträgt die Anzahl 4 oder 5. Die Deformationen, welche durch das CNS-Modell berechnet werden, liegen im Bereich von  $\epsilon_2 = 0,28-0,33$ . Dies stimmt gut mit den Berechnungen von Döring et al. im konfigurationsunabhängigen CNS-Modell [DJR<sup>+</sup>98] und den experimentellen bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten von Loritz et al. [LIG<sup>+</sup>99] überein.

Damit konnte durch die Ergebnisse dieser Arbeit der bereits bekannte Effekt der Formkoexistenz bei niedrigen Spins auch in den Hochspinstrukturen von  $^{74}\text{Se}$  nachgewiesen wer-

den. Zusätzlich sagen die Rechnungen im CNS-Modell verschiedene Bandenterminierungen voraus. Zwei Banden konnten experimentell bis zum terminierenden Anregungsniveau beobachtet werden. Somit ergibt sich eine nahezu vollständige Beschreibung der Rotationsanregungsstrukturen in  $^{74}\text{Se}$  durch die CNS-Modell Rechnungen.

## 6.4 Kernstruktur von $^{75}\text{Se}$

Betrachten wir  $^{75}\text{Se}$ , so kann nun der Einfluss eines weiteren Valenzneutrons auf die Deformation des Kernes untersucht werden. In früheren Veröffentlichungen wur-



**Abbildung 6.8:** Signaturaufspaltung der Banden positiver Parität in  $^{75}\text{Se}$ .

de besonders die Entwicklung der Signaturaufspaltung und der Ausrichtung der Drehimpulse im Rahmen des Bildes der Quasiteilchenanregungen und -aufbrüche untersucht [SJKT99], [SMS<sup>+</sup>91], [JGH<sup>+</sup>92]. Verbindet man nun diese früheren Untersuchungen mit den Ergebnissen der CNS-Modell Rechnungen ergibt sich folgendes Bild.

### Bande positiver Parität

Beginnend mit der Bande positiver Parität (Bande 1 und 2) zeigt sich, dass die Signaturaufspaltung bis zum Spin  $25/2\hbar^+$  kontinuierlich abnimmt (vergl. Abbildung 6.8). Zwischen Spin  $25/2\hbar^+$  und  $33/2\hbar^+$  verschwindet die Signaturaufspaltung nahezu vollständig, es kommt allerdings nicht zu einer Invertierung. Ab Spin  $33/2\hbar^+$  nimmt die Signaturaufspaltung wieder gleichmäßig zu, bis zum energetisch höchsten, experimentell beobachteten Anregungsniveau.

Der Vergleich der experimentellen Daten mit den Ergebnissen der CNS-Modell Rechnungen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Die CNS-Modell Rechnungen für die Bande positiver Parität lieferte mit einer (2,5)-Konfiguration die beste Beschreibung. Betrachtet

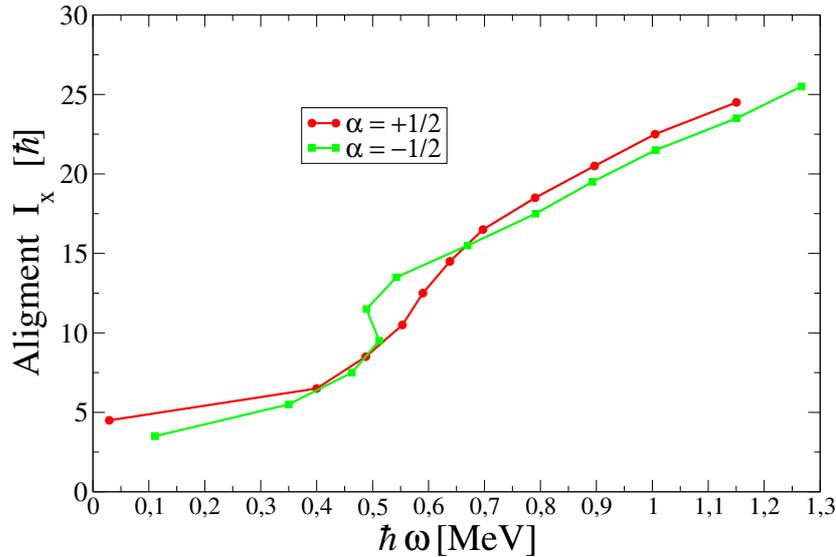


Abbildung 6.9: Aligment der Drehimpulse der Banden positiver Parität in  $^{75}\text{Se}$ .

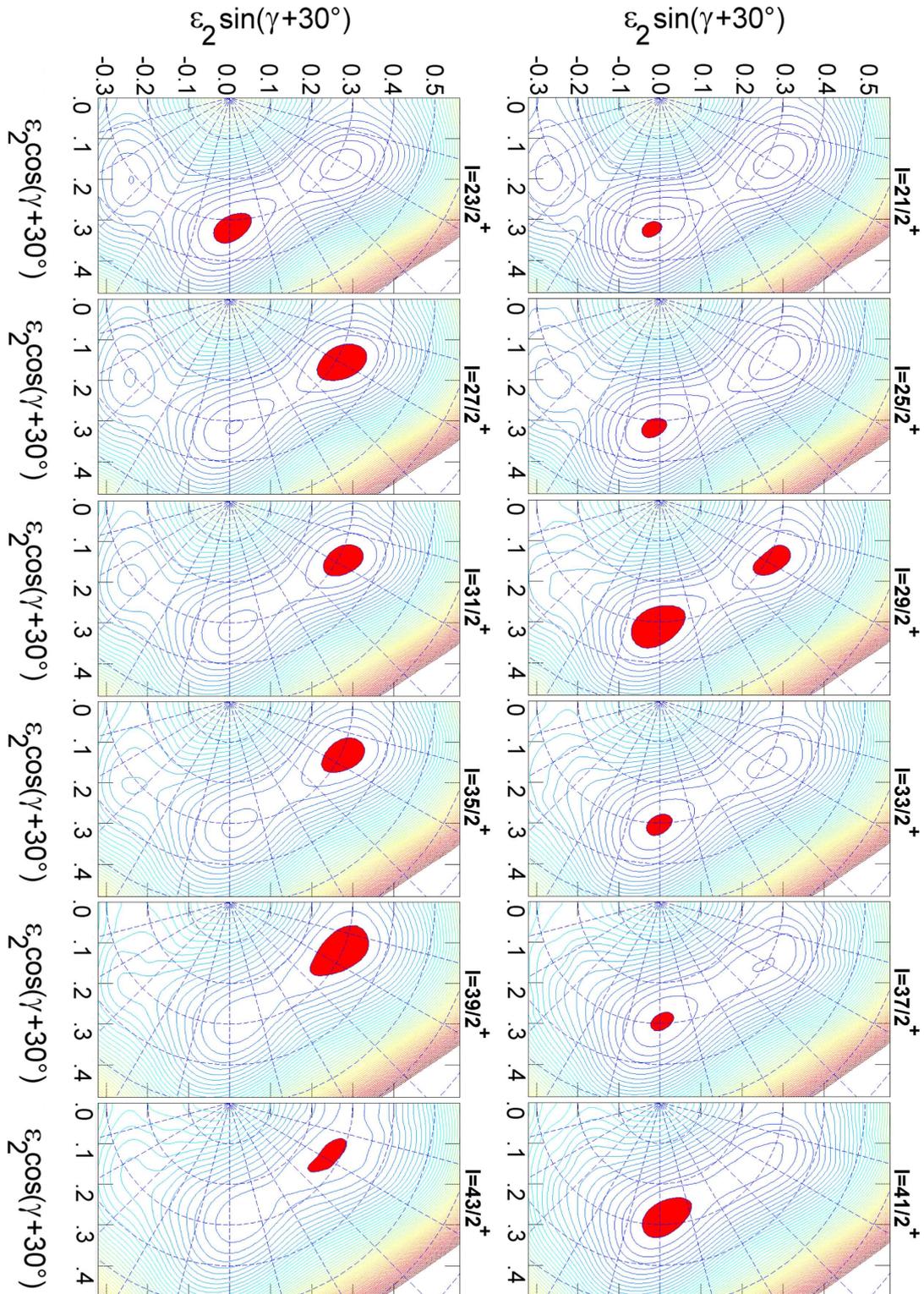
man die Rechnungen im Spinbereich  $25/2^+\hbar$  bis  $33/2^+\hbar$  für Signaturen  $\alpha = +1/2$  zeigt sich, dass eine optimale Beschreibung der experimentellen Daten durch das triaxiale Deformationsminimum  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,33; -35^\circ)$  gegeben ist. Im Bereich des energetisch höchsten, experimentell etablierten Anregungszustand mit  $49/2\hbar^+$  ergeben die CNS-Modell Rechnungen zwei mögliche Beschreibungen für die Weiterentwicklung der Bande. Die erste repräsentiert die Fortsetzung der Rotation mit  $\gamma = -35^\circ$ . Das zweite Beschreibung im triaxialen Deformationsminimum  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,33; 25^\circ)$  wird ab Spin  $49/2\hbar^+$  energetisch günstiger als die Unterkonfiguration mit triaxialer Deformation ( $\gamma = -35^\circ$ ). Welches der Minima die Bande positiver Parität über die experimentell beobachteten Anregungsniveaus hinaus beschreibt, kann nicht beurteilt werden.

Abbildung 6.10 zeigt die Entwicklung der Deformationsminima für beide Signaturpartner der Bande positiver Parität. Hier zeigt sich in den Rechnungen, dass die Formkoexistenz bis zu den höchsten Spin dieser (2,5)-Konfiguration weiterbesteht.

### Bande negativer Parität

Für die Banden negativer Parität zeigt die Literatur unterschiedliche Erklärungsansätze. Vornehmlich werden die Anregungsniveaus bis Spin  $17/2\hbar^-$  bzw.  $19/2\hbar^-$  als kollektive Strukturen erklärt [JGH<sup>+</sup>92]. Mit der Untersuchung von G. Z. Solomon et al. zeigte sich, dass ab Spin  $17/2\hbar^-$ - $19/2\hbar^-$  beide Banden jeweils mit einer weiteren Bande gleicher Signatur kreuzen. Diese Aufgabelung lässt sich im Rahmen der CNS-Modell Rechnungen wieder durch die Formkoexistenz mit verschiedenen Deformationsminima deuten. Auf der gleichen (2,4)-Konfiguration, die die Bande negativer Parität (Bande 3 und 4) beschreibt, ist auch eine triaxial ( $\gamma = 30,0^\circ$ ) deformierte Unterkonfiguration möglich, durch die die Banden 5 und 6 gut beschrieben werden. Die sehr ähnliche energetische Lage der Anregungsniveaus gleichen Spins für diese vier Bandenstrukturen lassen Mischungen der Konfigurationen in den experimentellen Daten erwarten. Hier ist aber das Limit der CNS-Modell Rechnungen erreicht, da dieses Modell in der vorliegenden Fassung die Mischung von Anregungszuständen nicht berücksichtigt.

Offen bleibt die Einordnung und strukturelle Erklärung der neu gefundenen Bande 7. Diese wird zwar in den CNS-Modell Rechnungen durch eine (3,5)-Konfiguration mit triaxia-



**Abbildung 6.10:** Vergleich der PES-Plots der Banden positiver Parität in  $^{75}\text{Se}$ . Energiedifferenz der Äquipotenziallinien 500 keV.

ler Deformation gut beschrieben, aber durch den Mangel an experimentellen Daten die Multipolarität und die Polarisation der verbindenden Übergänge betreffend bleibt dieses eine Hypothese, die durch zukünftige experimentelle Analysen geklärt werden muss.

## 6.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Untersuchungen der Hochspinanregungsstrukturen in den Isotopen  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  zeigen vornehmlich, dass sich die in früheren Arbeiten ausführlich in Niederspinbereich untersuchten Formkoexistenzeffekte im Bereich hoher Drehimpulse fortsetzen.

Die deutlich zu hohen Spins und Anregungsenergien erweitern Anregungsniveauschemata der untersuchten Se-Isotope wurden im Rahmen der konfigurationsabhängigen „Cranked Nilsson Strutinsky“ Näherung interpretiert. Für die stark gekoppelte Bande negativer Parität in  $^{73}\text{Se}$  konnte eine (2,4)-Konfiguration gefunden werden, welche beide beiden Signaturpartner gut beschreibt. Die Analyse zeigt zwei mögliche Deformationen in der Konfiguration, eine triaxiale mit  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,36;15^\circ)$  und eine weitere triaxiale mit  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,36;30^\circ)$ , welche beide für eine Erklärung der Anregungsstruktur in Frage kommen.

Für Bande positiver Parität in  $^{73}\text{Se}$  wurde eine (2,3)-Konfiguration gefunden. Jeder der Signaturpartner wird durch eine triaxiale Deformation,  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,37;20^\circ)$  für  $\alpha = +1/2$  und  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,32;25^\circ)$  für  $\alpha = -1/2$ , beschrieben. Die vorhergesagten Terminierungspunkte ließen sich anhand der experimentellen Daten nicht untersuchen.

In  $^{74}\text{Se}$  zeigen sich die interessantesten Ergebnisse aus den CNS-Modell Rechnungen. Besonders Formkoexistenzen bis zu hohen Spins und Anregungsenergien zeichnen diese guten Beschreibungen durch die CNS-Modell Rechnungen aus. Die Grundzustandsbande wird im Bereich hoher Anregungsenergien durch eine (2,4)-Konfiguration beschrieben. Diese Konfiguration beinhaltet zwei triaxiale Deformationenminima bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,38;-30^\circ)$  und  $(0,35;20^\circ)$ . Beide Deformationen liefern eine gute Beschreibung der Bande bis hin zur vorhergesagten Terminierung bei Spin  $30\hbar^+$ . Dieses terminierende Anregungsniveau konnte experimentell etabliert werden. Auch der Signaturpartner der Grundzustandsbande (Bande 3) wird durch eine (2,4)-Konfiguration beschrieben. Diese Bande wird durch die neu beobachtete Bande 4 gekreuzt. Auch in diesem Fall zeigt sich in den CNS-Modell Rechnungen die beste Beschreibung durch formkoexistente Deformationsminima bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,30;-5^\circ)$  und  $(0,30;20^\circ)$ . Damit vervollständigt sich in den CNS-Modell Rechnungen für die Banden positiver Parität das Bild der fortgesetzten Formkoexistenz bei hohen Spins und Anregungsenergien.

Auch in den negativen Paritäten ergab sich eine exzellente Beschreibung der experimentellen Daten durch die Rechnungen im CNS-Modell. Es zeigt sich wieder eine Formkoexistenz in der Beschreibung durch die CNS-Modell Rechnungen.

Zwei weitere Banden mit negativer Parität und  $\alpha = 1$  waren bekannt, Bande 5 und 6. Die kreuzende Bande 6 wurde bis Spin  $25\hbar^-$  erweitert. Die Rechnungen ergaben eine gute Beschreibung durch eine (1,4)-Konfiguration. Die Bande 5 wird durch das triaxiale Deformationsminimum bei  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,31;10^\circ)$  gut beschrieben und die Bande 6 ebenfalls durch ein triaxiales Minimum bei  $(0,32;-20^\circ)$ . Desweiteren wird hier eine Terminierung bei Spin  $25\hbar^-$  berechnet, welche mit den experimentellen Ergebnissen exakt übereinstimmt. Die experimentellen Daten und die Beschreibung durch die CNS-Modell Rechnungen zeigen auch für  $^{74}\text{Se}$  ein geschlossenes Bild der fortgesetzten Formkoexistenz bis zu hohen Spins und Anregungsenergien.

In  $^{75}\text{Se}$  ergaben die Berechnungen für die experimentell beobachteten Signaturpartner positiver Parität eine (3,5)-Konfiguration als beste Beschreibung. Auch hier zeigen sich zwei mögliche Deformationsminima. Für die Signatur  $\alpha = +1/2$  kann auf Grund der experimentellen Daten die triaxiale Deformation bei  $\gamma = -35^\circ$  favorisiert werden. Für die Berechnungen der Zustände oberhalb der experimentell beobachteten Anregungsniveaus, zeigt sich auch eine zweite Beschreibungsmöglichkeit durch eine triaxiale Deformation mit  $\gamma = 25^\circ$ , welche dann energetische günstiger ist. Hier wären weiterreichende experimentelle Daten wün-

schenswert, um eine eindeutige Zuordnung der Deformation für höhere Spins zu erlauben. Der Signaturpartner  $\alpha = -1/2$  wird hingegen am besten durch eine triaxiale Deformation mit  $(\epsilon_2, \gamma) = (0,34; -30^\circ)$  beschrieben.

In den negativen Paritäten zeigt sich für die stark gekoppelte Bande ab Spin  $13/2\hbar^-$  bzw.  $15/2\hbar^-$  eine Aufspaltung in fünf Bandenstrukturen. Jeweils eine der Banden 5 und 6 zeigt eine Kreuzung mit einem der Signaturpartner der anfänglich stark gekoppelten Bande (Bande 3 und 4). Die CNS-Modell Rechnungen beschreiben diese vier Banden alle in einer (2,4)-Konfiguration, welche für beide Signaturen jeweils eine triaxiale Deformation mit  $\gamma = -35^\circ$  und eine zweite mit  $\gamma = 30^\circ$  als Lösung anbietet. Demnach treten auch hier wieder Formkoexistenzen bis zu hohen Spins und Anregungsenergien auf.

Für die erstmals beobachtete Bande 7 konnten Spins und Paritäten nicht eindeutig zugeordnet werden. In den CNS-Modell Rechnungen zeigt sich eine deutlich bessere Beschreibung durch eine (3,5)-Konfiguration mit triaxialer Deformation von  $\gamma = -25^\circ$  für die Signatur  $\alpha = +1/2$  als für die gleiche Konfiguration mit  $\alpha = -1/2$ . Auf Grund dieser Ergebnisse der CNS-Modell Rechnungen wird für das Niveau 4150 keV ein Spin und die Parität von  $25/2\hbar^-$  vorgeschlagen.

Die in dieser Arbeit experimentell etablierten Anregungsenergien der Hochspinzustände in den Isotopen  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}$  und  $^{75}\text{Se}$  werden durch die CNS-Modell Rechnungen in konsistenter Weise beschrieben. Die Rechnungen liefern aber auch detaillierte Vorhersagen über die Entwicklung der Deformation und der Kollektivität der einzelnen Banden mit dem Drehimpuls. Es wäre daher sehr interessant, durch eine experimentelle Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten in den Hochspinbanden die Qualität der Modellvorhersagen zu überprüfen. Solche Experimente sind wegen der hohen Liniendichte in den Spektren und der limitierten Zählstatistik in den einzelnen Banden sicherlich nicht einfach, aber mit den modernen  $4\pi$ -Spektrometern vermutlich realisierbar. Denkbar ist auch die Messung der g-Faktoren einzelner Bandenköpfe, um die errechneten Konfigurationen noch empfindlicher überprüfen zu können.

Für die konfigurationsabhängigen „Cranked Nilsson Strutinsky Modell“ Rechnungen wird die Berücksichtigung der Pairing-Effekte bei niedrigen Anregungsenergien, sowie der Konfigurationsmischungen, voraussichtlich zu einer besseren Beschreibung und damit genaueren Interpretation für die Niederspin- und Kreuzungsbereiche der Banden in den Atomkernen  $^{73,74,75}\text{Se}$  führen.

# Literaturverzeichnis

- [AAR99] G.J. Lane A.V. Afanasjev, D.B. Fossan und I. Ragnarsson. Termination of rotational bands: disappearance of quantum many-body collectivity. *Physics Reports*, Vol. 322:1–124, 1999.
- [ADG<sup>+</sup>86] J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E. Pollaco, P. Stassi, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain und C. Pastor. Charged Particles Identification with a CsI(Ti) Scintillator. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 242:352–354, 1986.
- [Alb93] Stephan Albers. *Eine  $\gamma$ -spektroskopische Methode zur Untersuchung von Vibrationsanregungen sphärischer Kerne mittels inelastischer Streuung von  $^{16}\text{O}$ -Ionen*. Dissertation, Universität zu Köln, 1993.
- [AW75] K. Alder und A. Winther. *Electromagnetic Excitation Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*. North Holland, Amsterdam, 1975.
- [BCC<sup>+</sup>89] F. Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, D. Seghier, K. Zaid, A. Giorni, D. Heuer, A. Llères, C. Morand, P. Stassi und J. B. Viano. Investigation of the Performance of CsI(Ti) for Charged Particle Identification by Pulse-Shape Analysis. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 281:137–142, 1989.
- [BF79] R. Bengtsson und S. Frauendorf. Quasiparticle Spectra near the Yrast Line. *Nucl. Phys. A*, Vol. 327:139, 1979.
- [BM80] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Struktur der Atomkerne, Band 2: Kerndeformationen*. Hanser Verlag, 1980.
- [BvNHV80] B. O. Ten Brink, P. van Nes, C. Hoetmer und H. Verheul. On the Structure of  $^{71}\text{As}$  and  $^{73}\text{Se}$ . *Nucl. Phys. A*, Vol. 338:24, 1980.
- [CHS<sup>+</sup>90] P. D. Cottle, J. W. Holcomb, T. D. Stuckey, S. L. Tabor, P. C. Womble S. G. Buccino und F. E. Durrham. Shape coexistence and octupole vibration in  $^{74}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 42:1254–1263, 1990.
- [DC95a] Radford D. C. Background subtraction from in-beam HPGe coincidence data sets. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 361:306, 1995.
- [DC95b] Radford D. C. ESCL8R and LEVIT8R: Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 361:297, 1995.
- [DJR<sup>+</sup>98] J. Döring, G.D. Johns, M.A. Riley, S.L. Tabor, Y. Sun und J.A. Sheikh. Band structures and alignment properties in  $^{74}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 57 No. 1:2912–2923, 1998.

- [Fit02] Andreas Fitzler. *Datenverarbeitung und Lebensdauerermessung in  $^{107}\text{In}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 2002.
- [GA85] P.W. Gray und A. Ahmad. Linear classes of Ge(Li) Detector Efficiency functions. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 237:577, 1985.
- [GCH<sup>+</sup>87] C. J. Gross, P. D. Cottle, D. M. Headly, U. J. Hüttmeier, E. F. Moore und S. L. Tabor. Extension of the yrast band  $^{74}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 36:2127, 1987.
- [HRP<sup>+</sup>74] J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, W. T. Pinkston, R. M. Ronningnen, G. Garcia-Bermuldez, H. K. Carter, R. L. Robinson, H. J. Kim und R. O.Slayer. Evidence for Coexistence of Spherical and Deformed Shapes in  $^{72}\text{Se}$ . *Phys. Lett.B*, Vol. 32:239, 1974.
- [JGH<sup>+</sup>92] T. D. Johnson, T. Glasmacher, J. W. Holcomb, P. C. Womble und S. L. Tabor. Rotational band structure of  $^{75}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 46:516–531, 1992.
- [KFML<sup>+</sup>89] A. Krämer-Flecken, T. Morek, R. M. Lider, W. Gast, G. Hebbinghaus, H. M. Jäger und U. Urban. Use of DCO ratios or spin determination in  $\gamma - \gamma$  coincidence measurements. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 275:333–339, 1989.
- [KSW<sup>+</sup>91] M. S. Kaplan, J. X. Saladin, D. F. Winchell, H. Takai und J. Dudek. High spin and shape coexistence in  $^{73}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 44:688, 1991.
- [LIG<sup>+</sup>99] R. Loritz, O. Iordanov, E. Galindo, A. Jungclaus, D. Kast, K. P. Lieb, C. Teich, F. Cristancho, Ch. Ender, T. Härtlein, F. Köck und D. Schwalm. Coincidence Doppler shift lifetime measurements in  $^{73,74}\text{Se}$  and  $^{74}\text{Br}$  using the EUROBALL Cluster cube array. *Eur. Phys. J. A*, A:257–268, 1999.
- [MY75] H. Morinaga und T. Yamazaki. *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North Holland, Amsterdam, 1975.
- [NDBR85] W. Nazarevicz, J. Dudek, R. Bengtsson und I. Ragnarsson. Microscopic Study of the High-spin Behaviour in sel.  $A \approx 80$  Nuclei. *Nucl. Phys. A*, Vol. 435:397–447, 1985.
- [PRR<sup>+</sup>79] R. B. Piercey, A. V. Ramayya, R. M. Ronningen, J. H. Hamilton, V. Maruhn-Rezwani, R. L. Robinson und H. J. Kim. In-Beam gamma-ray spectroscopy of  $^{74}\text{Se}$  following the  $^{60}\text{Ni}(^{16}\text{O}, 2p)$ ,  $^{64}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2n)$  and  $^{65}\text{Cu}(^{11}\text{B}, 2n)$  reactions. *Phys. Rev. C*, Vol. 19:1344, 1979.
- [Püh77] F. Pühlhofer. CASCADE. *Nucl. Phys. A*, Vol. 280:267, 1977.
- [Ril97] M. A. Riley. The GAMMASPHERE brochure. Department of Energy, USA, 1997.
- [Sei92] Florian Seiffert. *Spinbestimmung in Rotationsbanden*. Dissertation, IKP, 1992.
- [SHD<sup>+</sup>96] D.G. Sarantites, P.-F. Huaa, M. Devlin, L.G. Sobotka, J. Elson, J.T. Hood, D.R. LaFosse, J.E. Sarantites und M.R. Maier. The Microball Design, instrumentation and response characteristics of a  $4\pi$ -multidetector exit channel-section device for spectroscopic and reaction mechanism studies with Gammasphere. *ucl. Instrum. Methods A*, Vol. 381:418–432, 1996.

- [SJKT99] G. Z. Solomon, G. D. Johns, R. A. Kaye und S. L. Tabor. Intruder structures in  $^{75}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 59:1175, 1999.
- [Sko92] Sigrun Skoda. *Formkoexistenz in  $^{75}\text{Kr}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 1992.
- [SLS<sup>+</sup>90] F. Seiffert, W. Lieberz, K. P. Schmittgen, R. Reinhardt, R. Wirowski, R. Wrzal, P. von Brentano, R. Schwengner und L. Funke.  $^{73}\text{Se}$  investigated by  $(\alpha, n\gamma)$  reaction. *Z. Phys. A*, Vol. 336:237, 1990.
- [SMS<sup>+</sup>91] G. P. S. Sahota, V. K. Mittal, S. D. Sharma, H. S. Sahota, G. Singh, S. S. Datta und I. M. Govil. Structure of  $^{75}\text{Se}$ . *Phys. Rev. C*, Vol. 44:987–997, 1991.
- [SR00] P. Schuck und P. Ring. *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer Verlag, 2000.
- [Ste04] Thorsten Steinhardt. *Die Hochspineigenschaften der neutronenarmen Kerne  $^{73,74,75,76}\text{Kr}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 2004.
- [Str67] V. M. Strutinsky. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. *Nucl. Phys. A*, Vol. 95:420, 1967.
- [Wio88] Martin Wiosna. *Oblate Kerndeformationen in  $^{69,71}\text{Se}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 1988.
- [Wir93] Ralf Michael Wirowski. *Valenzspiegelkerne und  $\gamma$ -Spektroskopie von kollektiven und Teilchen-Anregungen in den Kernen  $^{114}\text{Sn}$  und  $^{146}\text{Gd}$* . Dissertation, Universität zu Köln, 1993.
- [Zel79] Karl-Oskar Zell. *Untersuchung der Hochspinzustände in den Isotopen von  $^{73}\text{Se}$ ,  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{77}\text{Se}$  und  $^{79}\text{Se}$  mit Hilfe der Gammaspektroskopie*. Dissertation, Universität zu Köln, 1979.
- [ZHG<sup>+</sup>76] K. O. Zell, D. Heits, W. Gast, D. Hippe, W. Schuh und P. von Brentano. High Spin States in  $^{73}\text{Se}$  by the Reaction  $^{70}\text{Ge}(\alpha, n, \gamma)$ . *Z. Phys. A*, Vol. 279:373, 1976.



**Teil I**  
**Anhänge**



# Anhang A

## Gammasphäre-Aufbau-Daten

**Tabelle A.1:** Positionen der Gammasphäre Detektoren (Vorwärtswinkel)

Ring-Nr. und -Winkel		Ring-Nr. und -Winkel	
1: $\Theta = 17,27465^\circ$	$\Phi$	5: $\Theta = 58,28253^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 1	72,00°	Det.Nr.: 25	72,00°
Det.Nr.: 3	144,00°	Det.Nr.: 27	144,00°
Det.Nr.: 2	216,00°	Det.Nr.: 28	216,00°
Det.Nr.: 4	288,00°	Det.Nr.: 30	282,00°
Det.Nr.: 6	360,00°	Det.Nr.: 32	360,00°
2: $\Theta = 31,71747^\circ$	$\Phi$	6: $\Theta = 69,82033^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 5	36,00°	Det.Nr.: 29	19,49°
Det.Nr.: 7	108,00°	Det.Nr.: 31	53,51°
Det.Nr.: 9	180,00°	Det.Nr.: 33	90,49°
Det.Nr.: 8	252,00°	Det.Nr.: 34	197,51°
Det.Nr.: 10	324,00°	Det.Nr.: 35	125,51°
3: $\Theta = 37,37737^\circ$	$\Phi$	Det.Nr.: 36	234,49°
Det.Nr.: 11	72,00°	Det.Nr.: 37	162,49°
Det.Nr.: 13	144,00°	Det.Nr.: 38	269,51°
Det.Nr.: 12	216,00°	Det.Nr.: 40	306,49°
Det.Nr.: 14	282,00°	Det.Nr.: 42	341,51°
Det.Nr.: 16	360,00°	7: $\Theta = 79,18768^\circ$	$\Phi$
4: $\Theta = 50,06504^\circ$	$\Phi$	Det.Nr.: 39	72,00°
Det.Nr.: 15	22,84°	Det.Nr.: 41	144,00°
Det.Nr.: 17	49,16°	Det.Nr.: 44	216,00°
Det.Nr.: 18	193,16°	Det.Nr.: 46	282,00°
Det.Nr.: 19	94,84°	Det.Nr.: 48	360,00°
Det.Nr.: 20	238,84°	8: $\Theta = 80,70960^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 21	121,16°	Det.Nr.: 43	36,00°
Det.Nr.: 22	285,16°	Det.Nr.: 45	108,00°
Det.Nr.: 23	166,84°	Det.Nr.: 47	180,00°
Det.Nr.: 24	310,84°	Det.Nr.: 50	252,00°
Det.Nr.: 26	337,16°	Det.Nr.: 52	324,00°

Für das vorliegende Experiment waren Ring Nr. 1 nicht montiert, also befangen sich 105 Germanium-Detektoren in Gammasphäre.

**Tabelle A.2:** Positionen der Gammasphäre Detektoren (90 und Rückwärtswinkel)

Ring-Nr. und -Winkel		Ring-Nr. und -Winkel	
9: $\Theta = 90,00000^\circ$	$\Phi$	13: $\Theta = 121,71747^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 49	18,00°	Det.Nr.: 79	36,00°
Det.Nr.: 51	54,00°	Det.Nr.: 81	108,00°
Det.Nr.: 53	90,00°	Det.Nr.: 83	180,00°
Det.Nr.: 54	198,00°	Det.Nr.: 84	252,00°
Det.Nr.: 55	126,00°	Det.Nr.: 86	324,00°
Det.Nr.: 56	234,00°	14: $\Theta = 129,93496^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 57	162,00°	Det.Nr.: 85	13,16°
Det.Nr.: 58	270,00°	Det.Nr.: 87	58,84°
Det.Nr.: 60	306,00°	Det.Nr.: 88	202,84°
Det.Nr.: 62	342,00°	Det.Nr.: 89	85,16°
10: $\Theta = 99,29040^\circ$	$\Phi$	Det.Nr.: 90	229,16°
Det.Nr.: 59	72,00°	Det.Nr.: 91	130,84°
Det.Nr.: 61	144,00°	Det.Nr.: 92	274,84°
Det.Nr.: 64	216,00°	Det.Nr.: 93	157,16°
Det.Nr.: 66	282,00°	Det.Nr.: 94	301,16°
Det.Nr.: 68	360,00°	Det.Nr.: 96	346,84°
11: $\Theta = 100,81232^\circ$	$\Phi$	15: $\Theta = 142,62263^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 63	36,00°	Det.Nr.: 95	36,00°
Det.Nr.: 65	108,00°	Det.Nr.: 97	108,00°
Det.Nr.: 67	180,00°	Det.Nr.: 99	180,00°
Det.Nr.: 70	252,00°	Det.Nr.: 98	252,00°
Det.Nr.: 72	324,00°	Det.Nr.: 100	324,00°
12: $\Theta = 110,17967^\circ$	$\Phi$	16: $\Theta = 148,28253^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 69	17,51°	Det.Nr.: 101	72,00°
Det.Nr.: 71	54,49°	Det.Nr.: 103	144,00°
Det.Nr.: 73	89,51°	Det.Nr.: 102	216,00°
Det.Nr.: 74	198,49°	Det.Nr.: 104	282,00°
Det.Nr.: 75	126,49°	Det.Nr.: 106	360,00°
Det.Nr.: 76	233,51°	17: $\Theta = 162,72535^\circ$	$\Phi$
Det.Nr.: 77	161,51°	Det.Nr.: 105	36,00°
Det.Nr.: 78	270,49°	Det.Nr.: 107	108,00°
Det.Nr.: 80	305,51°	Det.Nr.: 109	180,00°
Det.Nr.: 82	342,49°	Det.Nr.: 108	252,00°
		Det.Nr.: 110	324,00°

# Anhang B

## Experimentelle Ergebnisse

### B.1 Anregungsniveaus und Übergangsenergien für den Atomkern $^{73}\text{Se}$

Liste der Anregungsniveaus und Übergänge in  $^{73}\text{Se}$

$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
151	1	$\rightarrow$	2	$5/2^-$	$\rightarrow$	$3/2^-$	124,8(11)	71,2(15)	M1
2016	3	$\rightarrow$	4	$17/2^+$	$\rightarrow$	$15/2^+$	152,52(12)	0,5(4)	(M1)
3172	3	$\rightarrow$	4	$(21/2^+)$	$\rightarrow$	$(19/2^+)$	299,32(14)	0,9(6)	(M1)
805	1	$\rightarrow$	2	$9/2^-$	$\rightarrow$	$7/2^-$	301,10(14)	38,4(24)	M1
504	2	$\rightarrow$	1	$7/2^-$	$\rightarrow$	$5/2^-$	353,15(15)	100,0(19)	M1
1552	1	$\rightarrow$	2	$13/2^-$	$\rightarrow$	$11/2^-$	372,90(18)	23,1(24)	M1
1180	2	$\rightarrow$	1	$11/2^-$	$\rightarrow$	$9/2^-$	374,80(19)	26,7(31)	M1
2433	1	$\rightarrow$	2	$17/2^-$	$\rightarrow$	$15/2^-$	430,29(19)	15,3(35)	M1
2002	2	$\rightarrow$	1	$15/2^-$	$\rightarrow$	$13/2^-$	449,95(20)	20,6(38)	M1
4387	3	$\rightarrow$	4	$(25/2^+)$	$\rightarrow$	$(23/2^+)$	472,26(21)	0,7(6)	(M1)
504	2	$\rightarrow$	2	$7/2^-$	$\rightarrow$	$3/2^-$	477,97(23)	5,7(8)	E2
2950	2	$\rightarrow$	1	$19/2^-$	$\rightarrow$	$17/2^-$	517,17(25)	3,6(12)	(M1)
7013	3	$\rightarrow$	4	$(33/2^+)$	$\rightarrow$	$(31/2^+)$	526,30(26)	0,4(3)	(M1)
5635	3	$\rightarrow$	4	$(29/2^+)$	$\rightarrow$	$(27/2^+)$	562,41(27)	0,5(4)	(M1)
805	1	$\rightarrow$	1	$9/2^-$	$\rightarrow$	$5/2^-$	654,25(29)	65,5(21)	E2
1180	2	$\rightarrow$	2	$11/2^-$	$\rightarrow$	$7/2^-$	675,90(30)	53,4(25)	E2
5073	4	$\rightarrow$	3	$(27/2^+)$	$\rightarrow$	$(25/2^+)$	685,69(30)	0,5(5)	(M1)
3915	4	$\rightarrow$	3	$(23/2^+)$	$\rightarrow$	$(21/2^+)$	742,99(32)	0,8(6)	(M1)
1552	1	$\rightarrow$	1	$13/2^-$	$\rightarrow$	$9/2^-$	747,70(32)	64,1(18)	E2
2002	2	$\rightarrow$	2	$15/2^-$	$\rightarrow$	$11/2^-$	822,85(36)	48,8(7)	E2
6487	4	$\rightarrow$	3	$(31/2^+)$	$\rightarrow$	$(29/2^+)$	851,26(37)	0,4(4)	(M1)
2873	4	$\rightarrow$	3	$(19/2^+)$	$\rightarrow$	$17/2^+$	857,20(37)	0,9(6)	(M1)
2433	1	$\rightarrow$	1	$17/2^-$	$\rightarrow$	$13/2^-$	880,24(39)	63,7(14)	E2
1863	4	$\rightarrow$	3	$15/2^+$	$\rightarrow$	$13/2^+$	892,04(39)	1,1(5)	(M1)
1863	4	$\rightarrow$	4	$15/2^+$	$\rightarrow$	$11/2^+$	920,15(41)	0,7(4)	(E2)
943	4	$\rightarrow$	4	$(11/2^+)$	$\rightarrow$	$9/2^+$	942,90(42)	2,9(8)	(M1)
2950	2	$\rightarrow$	2	$19/2^-$	$\rightarrow$	$15/2^-$	947,46(42)	43,7(25)	E2
971	3	$\rightarrow$	3	$13/2^+$	$\rightarrow$	$9/2^+$	971,01(43)	14,2(14)	E2
3441	1	$\rightarrow$	1	$21/2^-$	$\rightarrow$	$17/2^-$	1007,92(45)	39,8(14)	E2

Fortsetzung der Liste der Anregungsniveaus und der Übergangsenergien in $^{73}\text{Se}$									
$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
2873	4	$\rightarrow$	4	(19/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	15/2 <sup>+</sup>	1009,74(45)	0,9(5)	(E2)
3915	4	$\rightarrow$	4	(23/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(19/2 <sup>+</sup> )	1042,31(46)	0,8(4)	(E2)
2016	3	$\rightarrow$	3	17/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	13/2 <sup>+</sup>	1044,58(46)	13,6(19)	E2
4012	2	$\rightarrow$	2	23/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	19/2 <sup>-</sup>	1061,97(47)	29,1(20)	E2
8119	4	$\rightarrow$	3	(35/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(33/2 <sup>+</sup> )	1105,58(50)	0,4(4)	(M1)
4589	1	$\rightarrow$	1	25/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	21/2 <sup>-</sup>	1148,05(52)	26,7(21)	E2
3172	3	$\rightarrow$	3	(21/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	17/2 <sup>+</sup>	1156,52(52)	12,5(22)	E2
5073	4	$\rightarrow$	4	(27/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(23/2 <sup>+</sup> )	1157,95(53)	0,7(5)	(E2)
5219	2	$\rightarrow$	2	27/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	23/2 <sup>-</sup>	1207,41(55)	26,3(4)	E2
4387	3	$\rightarrow$	3	(25/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(21/2 <sup>+</sup> )	1215,25(55)	6,4(16)	(E2)
5635	3	$\rightarrow$	3	(29/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(25/2 <sup>+</sup> )	1248,10(56)	4,2(12)	(E2)
5856	1	$\rightarrow$	1	29/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	25/2 <sup>-</sup>	1267,39(56)	18,1(4)	E2
6527	2	$\rightarrow$	2	31/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	27/2 <sup>-</sup>	1307,93(59)	24,9(24)	E2
7013	3	$\rightarrow$	3	(33/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(29/2 <sup>+</sup> )	1377,56(61)	1,5(7)	(E2)
7241	1	$\rightarrow$	1	33/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	29/2 <sup>-</sup>	1385,02(62)	15,4(18)	E2
6487	4	$\rightarrow$	4	(31/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(27/2 <sup>+</sup> )	1413,67(70)	0,6(4)	(E2)
7960	2	$\rightarrow$	2	35/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	31/2 <sup>-</sup>	1433,21(71)	14,9(24)	E2
(9944)	3	$\rightarrow$	3	(41/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(37/2 <sup>+</sup> )	(1443,10)(81)	0,4(4)	(E2)
8501	3	$\rightarrow$	3	(37/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(33/2 <sup>+</sup> )	1487,78(73)	1,0(5)	(E2)
8735	1	$\rightarrow$	1	37/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	33/2 <sup>-</sup>	1494,30(74)	13,2(25)	E2
9485	2	$\rightarrow$	2	(39/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	35/2 <sup>-</sup>	1524,69(77)	2,8(4)	(E2)
10319	1	$\rightarrow$	1	41/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	37/2 <sup>-</sup>	1583,60(79)	8,6(19)	E2
8119	4	$\rightarrow$	4	(35/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(31/2 <sup>+</sup> )	1631,88(82)	0,2(1)	(E2)
(11169)	2	$\rightarrow$	2	(43/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(39/2 <sup>-</sup> )	(1684,2)(8)	0,2(2)	(E2)
(9814)	4	$\rightarrow$	4	(39/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(35/2 <sup>+</sup> )	(1695,4)(9)	0,1(1)	(E2)
12038	1	$\rightarrow$	1	(45/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	41/2 <sup>-</sup>	1718,9(9)	2,5(5)	(E2)
(13905)	1	$\rightarrow$	1	(49/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(45/2 <sup>-</sup> )	(1867,2)(10)	0,3(3)	(E2)

## B.2 Anregungsniveaus und Übergangsenergien für den Atomkern $^{74}\text{Se}$

Liste der Anregungsniveaus und Übergänge in  $^{74}\text{Se}$

$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
854			1	(0 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	2 <sup>+</sup>	220,32(13)	0,8(4)	(E2)
3837	8	$\rightarrow$	5	7 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	7 <sup>-</sup>	323,91(14)	1,9(3)	(M1)
3779	9	$\rightarrow$	7	(5 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	6 <sup>-</sup>	399,06(16)	0,1(1)	(M1)
4845	8	$\rightarrow$	5	9 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	9 <sup>-</sup>	444,45(17)	1,3(7)	(M1)
7198	2	$\rightarrow$	1	14 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	14 <sup>+</sup>	471,13(18)	2,7(5)	(M1)
2830	7	$\rightarrow$	5	4 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	3 <sup>-</sup>	483,15(18)	0,4(1)	(M1)
2839	5	$\rightarrow$	5	5 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	3 <sup>-</sup>	492,48(18)	12,8(5)	E2
2347	5			3 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	(2 <sup>+</sup> )	507,12(19)	1,0(3)	(E1)
1881	3	$\rightarrow$	1	3 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>+</sup>	520,47(20)	4,2(8)	M1
3513	5	$\rightarrow$	2	7 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	6 <sup>+</sup>	530,34(21)	0,6(3)	(E1)
3380	7	$\rightarrow$	5	6 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	5 <sup>-</sup>	540,71(21)	3,8(3)	M1
3380	7	$\rightarrow$	7	6 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>-</sup>	550,02(22)	6,2(6)	E2
6006	2	$\rightarrow$	1	12 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	12 <sup>+</sup>	570,11(23)	1,0(1)	(M1)
2839	5	$\rightarrow$	1	5 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	6 <sup>+</sup>	611,23(24)	4,1(3)	E1
1881	3	$\rightarrow$	3	3 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	2 <sup>+</sup>	614,26(25)	12,6(9)	M1
4871	2	$\rightarrow$	1	10 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	10 <sup>+</sup>	620,32(27)	0,4(2)	(M1)
1267	3	$\rightarrow$	1	2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	2 <sup>+</sup>	633,62(61)	11,0(13)	M1
634	1	$\rightarrow$	1	2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	0 <sup>+</sup>	633,65(62)	100,00(0)	E2
3513	5	$\rightarrow$	5	7 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	5 <sup>-</sup>	673,81(31)	26,9(12)	E2
4195	7	$\rightarrow$	5	8 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	7 <sup>-</sup>	681,83(33)	1,9(3)	(M1)
3380	7	$\rightarrow$	3	6 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	5 <sup>+</sup>	722,37(34)	2,0(2)	E1
1361	1	$\rightarrow$	1	4 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	2 <sup>+</sup>	727,82(35)	84,2(23)	E2
3925	2	$\rightarrow$	1	8 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	8 <sup>+</sup>	730,82(35)	1,0(3)	(M1)
2839	5	$\rightarrow$	2	5 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>+</sup>	734,39(35)	7,5(5)	E1
2105	2	$\rightarrow$	1	4 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>+</sup>	743,94(36)	4,7(3)	M1
2983	2	$\rightarrow$	1	6 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	6 <sup>+</sup>	754,72(36)	1,3(4)	(M1)
2658	3	$\rightarrow$	3	5 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	3 <sup>+</sup>	776,32(37)	16,9(11)	E2
4195	7	$\rightarrow$	7	8 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	6 <sup>-</sup>	814,97(38)	17,1(18)	E2
2105	2	$\rightarrow$	3	4 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	2 <sup>+</sup>	837,72(38)	6,1(4)	E2
3520	3	$\rightarrow$	3	7 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	5 <sup>+</sup>	861,95(39)	15,4(5)	E2
2228	1	$\rightarrow$	1	6 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>+</sup>	867,02(39)	70,4(11)	E2
2983	2	$\rightarrow$	2	6 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>+</sup>	877,85(39)	2,1(4)	(E2)
4401	5	$\rightarrow$	5	9 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	7 <sup>-</sup>	887,44(40)	23,5(14)	E2
4443	3	$\rightarrow$	3	9 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	7 <sup>+</sup>	923,47(41)	13,2(6)	E2
3925	2	$\rightarrow$	2	8 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	6 <sup>+</sup>	941,81(42)	1,9(6)	(E2)
4871	2	$\rightarrow$	2	10 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	8 <sup>+</sup>	946,05(42)	2,4(4)	(E2)
3194	1	$\rightarrow$	1	8 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	6 <sup>+</sup>	965,72(43)	50,1(13)	E2
1840				(2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(0 <sup>+</sup> )	985,85(84)	0,7(3)	(E2)
2347	5	$\rightarrow$	1	3 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	4 <sup>+</sup>	985,82(71)	3,0(4)	(E1)
3837	8	$\rightarrow$	5	7 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	5 <sup>-</sup>	997,79(45)	0,4(2)	(E2)
4845	8	$\rightarrow$	8	9 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	7 <sup>-</sup>	1007,91(45)	2,7(4)	(E2)
5205	7	$\rightarrow$	7	10 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	8 <sup>-</sup>	1009,72(45)	16,4(4)	E2

Fortsetzung der Liste der Anregungsniveaus und der Übergangsenergien in $^{74}\text{Se}$									
$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
5485	3	$\rightarrow$	3	$11^+$	$\rightarrow$	$9^+$	1041,75(46)	10,1(8)	E2
6249	7	$\rightarrow$	7	$12^-$	$\rightarrow$	$10^-$	1044,21(47)	14,5(6)	E2
4250	1	$\rightarrow$	1	$10^+$	$\rightarrow$	$8^+$	1056,52(47)	47,73(23)	E2
5924	8	$\rightarrow$	8	$11^-$	$\rightarrow$	$9^-$	1079,17(58)	1,7(5)	(E2)
2347	5	$\rightarrow$	3	$3^-$	$\rightarrow$	$2^+$	1079,62(53)	4,6(6)	(E1)
5488	5	$\rightarrow$	5	$11^-$	$\rightarrow$	$9^-$	1087,66(48)	15,88(14)	E2
7058	8	$\rightarrow$	8	$(13^-)$	$\rightarrow$	$11^-$	1134,41(49)	1,2(4)	(E2)
6006	2	$\rightarrow$	2	$(12^+)$	$\rightarrow$	$10^+$	1135,85(50)	2,1(4)	(E2)
3380	7	$\rightarrow$	1	$6^-$	$\rightarrow$	$6^+$	1151,93(52)	5,0(6)	(E1)
7843	6	$\rightarrow$	5	$15^-$	$\rightarrow$	$13^-$	1158,02(53)	3,2(5)	(E2)
9283	3	$\rightarrow$	1	$17^+$	$\rightarrow$	$16^+$	1176,12(54)	0,2(2)	(M1)
5436	1	$\rightarrow$	1	$12^+$	$\rightarrow$	$10^+$	1186,08(55)	47,1(3)	E2
6676	3	$\rightarrow$	3	$13^+$	$\rightarrow$	$11^+$	1191,31(65)	9,7(4)	E2
7198	2	$\rightarrow$	2	$(14^+)$	$\rightarrow$	$(12^+)$	1191,87(63)	1,4(3)	(E2)
6685	5	$\rightarrow$	5	$13^-$	$\rightarrow$	$11^-$	1196,51(61)	9,9(5)	E2
7446	7	$\rightarrow$	7	$14^-$	$\rightarrow$	$12^-$	1197,62(59)	12,4(7)	E2
1840			1	$(2^+)$	$\rightarrow$	$2^+$	1206,10(61)	0,24(12)	(M1)
7934	3	$\rightarrow$	1	$15^+$	$\rightarrow$	$14^+$	1206,64(64)	0,35(14)	(M1)
5485	3	$\rightarrow$	1	$11^+$	$\rightarrow$	$10^+$	1234,43(59)	0,9(4)	(M1)
6676	3	$\rightarrow$	1	$13^+$	$\rightarrow$	$12^+$	1239,82(59)	0,74(7)	(M1)
1881	3	$\rightarrow$	1	$3^+$	$\rightarrow$	$2^+$	1247,71(60)	1,1(3)	(M1)
4443	3	$\rightarrow$	1	$9^+$	$\rightarrow$	$8^+$	1249,23(60)	2,3(10)	(M1)
7934	3	$\rightarrow$	3	$15^+$	$\rightarrow$	$13^+$	1257,84(61)	9,1(5)	E2
1267	3	$\rightarrow$	1	$2^+$	$\rightarrow$	$0^+$	1267,37(61)	7,1(7)	(E2)
3513	5	$\rightarrow$	1	$7^-$	$\rightarrow$	$6^+$	1285,07(62)	1,0(8)	(E1)
6727	1	$\rightarrow$	1	$14^+$	$\rightarrow$	$12^+$	1291,06(81)	39,6(4)	E2
3520	3	$\rightarrow$	1	$7^+$	$\rightarrow$	$6^+$	1291,56(84)	3,0(10)	(M1)
7977	5	$\rightarrow$	5	$15^-$	$\rightarrow$	$13^-$	1291,96(78)	4,3(4)	(E2)
8354	8	$\rightarrow$	8	$(15^-)$	$\rightarrow$	$(13^-)$	1295,64(67)	1,1(4)	(E2)
2658	3	$\rightarrow$	1	$5^+$	$\rightarrow$	$4^+$	1296,77(64)	3,5(12)	(M1)
9297	6	$\rightarrow$	5	$17^-$	$\rightarrow$	$15^-$	1320,67(66)	3,4(9)	E2
8523	2	$\rightarrow$	2	$(16^+)$	$\rightarrow$	$(14^+)$	1324,75(66)	1,1(3)	(E2)
9283	3	$\rightarrow$	3	$17^+$	$\rightarrow$	$15^+$	1348,94(67)	6,8(7)	(E2)
8810	7	$\rightarrow$	7	$16^-$	$\rightarrow$	$14^-$	1363,68(69)	8,8(8)	E2
8107	1	$\rightarrow$	1	$16^+$	$\rightarrow$	$14^+$	1379,34(70)	28,2(5)	E2
9762	8	$\rightarrow$	8	$(17^-)$	$\rightarrow$	$(15^-)$	1407,83(72)	0,9(3)	(E2)
9297	6	$\rightarrow$	6	$17^-$	$\rightarrow$	$15^-$	1454,45(73)	2,4(9)	E2
2830	7	$\rightarrow$	1	$4^-$	$\rightarrow$	$4^+$	1468,93(74)	5,8(5)	(E1)
2839	5	$\rightarrow$	1	$5^-$	$\rightarrow$	$4^+$	1478,31(74)	4,7(4)	(E1)
10813	3	$\rightarrow$	3	$19^+$	$\rightarrow$	$17^+$	1530,34(76)	3,2(8)	(E2)
10365	7	$\rightarrow$	7	$18^-$	$\rightarrow$	$16^-$	1554,85(77)	7,3(9)	E2
9669	1	$\rightarrow$	1	$18^+$	$\rightarrow$	$16^+$	1562,03(77)	20,9(16)	E2
10113	2	$\rightarrow$	2	$(18^+)$	$\rightarrow$	$(16^+)$	1589,74(78)	0,5(3)	(E2)
3837	8	$\rightarrow$	1	$7^-$	$\rightarrow$	$6^+$	1608,88(79)	0,3(3)	(E1)
11383	8	$\rightarrow$	8	$(19^-)$	$\rightarrow$	$(17^-)$	1621,24(82)	0,4(2)	(E2)
2983	2	$\rightarrow$	1	$6^+$	$\rightarrow$	$4^+$	1621,82(82)	1,3(9)	(E2)
10924	6	$\rightarrow$	6	$(19^-)$	$\rightarrow$	$17^-$	1626,43(81)	1,6(9)	(E2)

Fortsetzung der Liste der Anregungsniveaus und der Übergangsenergien in $^{74}\text{Se}$									
$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
10924	4	$\rightarrow$	3	$19^+$	$\rightarrow$	$17^+$	1641,27(82)	3,1(8)	(E2)
4871	2	$\rightarrow$	1	$10^+$	$\rightarrow$	$8^+$	1676,85(83)	1,3(3)	(E2)
11347	1	$\rightarrow$	1	$20^+$	$\rightarrow$	$18^+$	1678,07(83)	18,2(17)	E2
13783	7	$\rightarrow$	7	$(22^-)$	$\rightarrow$	$20^-$	1679,74(84)	3,0(11)	(E2)
3925	2	$\rightarrow$	1	$8^+$	$\rightarrow$	$6^+$	1696,59(84)	0,9(3)	(E2)
11811	2	$\rightarrow$	2	$(20^+)$	$\rightarrow$	$(18^+)$	1698,62(85)	0,4(3)	(E2)
2347	5	$\rightarrow$	1	$3^-$	$\rightarrow$	$2^+$	1713,26(86)	4,2(7)	(E1)
12640	4	$\rightarrow$	4	$21^+$	$\rightarrow$	$19^+$	1716,34(87)	2,7(5)	(E2)
12103	7	$\rightarrow$	7	$20^-$	$\rightarrow$	$18^-$	1738,21(88)	7,9(4)	E2
13564	2	$\rightarrow$	2	$(22^+)$	$\rightarrow$	$(20^+)$	1752,62(88)	0,5(2)	(E2)
6006	2	$\rightarrow$	1	$(12^+)$	$\rightarrow$	$10^+$	1756,13(90)	0,4(3)	(E2)
7198	2	$\rightarrow$	1	$(14^+)$	$\rightarrow$	$12^+$	1762,07(90)	0,2(2)	(E2)
15573	7	$\rightarrow$	7	$24^-$	$\rightarrow$	$22^-$	1790,3(12)	2,3(6)	(E2)
13173	8	$\rightarrow$	8	$(21^-)$	$\rightarrow$	$(19^-)$	1790,3(12)	0,2(1)	(E2)
8523	2	$\rightarrow$	1	$(16^+)$	$\rightarrow$	$14^+$	1795,7(10)	0,2(1)	(E2)
12640	4	$\rightarrow$	3	$21^+$	$\rightarrow$	$19^+$	1827,2(11)	2,1(4)	E2
13187	1	$\rightarrow$	1	$22^+$	$\rightarrow$	$20^+$	1840,8(12)	9,1(12)	E2
12803	6	$\rightarrow$	6	$(21^-)$	$\rightarrow$	$(19^-)$	1879,1(13)	1,2(5)	(E2)
14587	4	$\rightarrow$	4	$(23^+)$	$\rightarrow$	$21^+$	1946,8(15)	3,2(5)	E2
15573	2	$\rightarrow$	2	$(24^+)$	$\rightarrow$	$(22^+)$	2009,1(16)	0,2(1)	(E2)
(15232)	8	$\rightarrow$	8	$(23^-)$	$\rightarrow$	$(21^-)$	(2059,0)(17)	0,3(2)	(E2)
(17687)	7	$\rightarrow$	7	$(26^-)$	$\rightarrow$	$(24^-)$	(2114,3)(18)	0,2(1)	(E2)
15303	1	$\rightarrow$	1	$24^+$	$\rightarrow$	$22^+$	2115,9(18)	4,7(16)	E2
14956	6	$\rightarrow$	6	$(23^-)$	$\rightarrow$	$(21^-)$	2153,2(19)	0,5(3)	(E2)
16810	4	$\rightarrow$	4	$(25^+)$	$\rightarrow$	$(23^+)$	2222,8(20)	1,8(4)	(E2)
17649	1	$\rightarrow$	1	$(26^+)$	$\rightarrow$	$24^+$	2345,5(23)	2,2(13)	(E2)
(17938)	2	$\rightarrow$	2	$(26^+)$	$\rightarrow$	$(24^+)$	(2364,6)(24)	0,5(2)	(E2)
(17533)	6	$\rightarrow$	6	$(25^-)$	$\rightarrow$	$(23^-)$	(2577,1)(26)	0,3(2)	(E2)
20230	1	$\rightarrow$	1	$(28^+)$	$\rightarrow$	$(26^+)$	(2580,9)(26)	0,9(5)	(E2)
19444	4	$\rightarrow$	4	$(27^+)$	$\rightarrow$	$(25^+)$	(2634,0)(28)	0,5(2)	(E2)
(22390)	4	$\rightarrow$	4	$(29^+)$	$\rightarrow$	$(27^+)$	(2946,0)(30)	0,1(1)	(E2)
(23256)	1	$\rightarrow$	1	$(30^+)$	$\rightarrow$	$(28^+)$	(3026,5)(32)	0,1(1)	(E2)

## B.3 Anregungsniveaus und Übergangsenergien für den Atomkern $^{75}\text{Se}$

Liste der Anregungsniveaus und Übergänge in  $^{75}\text{Se}$

$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
132	1	$\rightarrow$	2	$9/2^+$	$\rightarrow$	$7/2^+$	21,12(20)	-	(M1)
111	2	$\rightarrow$	GS	$7/2^+$	$\rightarrow$	$5/2^-$	111,13(15)	100,00(0)	E1
932	1	$\rightarrow$	2	$13/2^+$	$\rightarrow$	$11/2^+$	121,05(15)	0,7(2)	(M1)
132	1	$\rightarrow$	GS	$9/2^+$	$\rightarrow$	$5/2^-$	132,03(16)	23,5(5)	(M2)
427	3	$\rightarrow$	4	$5/2^-$	$\rightarrow$	$3/2^-$	141,87(16)	21,3(21)	M1
1908	1	$\rightarrow$	2	$17/2^+$	$\rightarrow$	$15/2^+$	171,25(17)	0,9(3)	M1
3014	1	$\rightarrow$	2	$21/2^+$	$\rightarrow$	$19/2^+$	253,93(18)	2,0(4)	M1
285	4	$\rightarrow$	GS	$3/2^-$	$\rightarrow$	$5/2^-$	285,04(20)	63,6(25)	M1
745	4	$\rightarrow$	3	$7/2^-$	$\rightarrow$	$5/2^-$	318,47(21)	43,2(15)	M1
1077	3	$\rightarrow$	4	$9/2^-$	$\rightarrow$	$7/2^-$	331,33(21)	35,6(19)	M1
3641	6	$\rightarrow$	7	$21/2^-$	$\rightarrow$	$19/2^-$	339,92(22)	7,2(21)	(M1)
1484	4	$\rightarrow$	3	$11/2^-$	$\rightarrow$	$9/2^-$	407,22(23)	13,3(18)	M1
1902	3	$\rightarrow$	4	$13/2^-$	$\rightarrow$	$11/2^-$	417,86(24)	15,5(23)	M1
3285	5	$\rightarrow$	3	$19/2^-$	$\rightarrow$	$17/2^-$	418,67(24)	13,1(26)	M1
427	3	$\rightarrow$	GS	$5/2^-$	$\rightarrow$	$5/2^-$	426,84(25)	33,8(26)	M1
3301	7	$\rightarrow$	3	$19/2^-$	$\rightarrow$	$17/2^-$	435,28(25)	12,0(10)	M1
4701	6	$\rightarrow$	5	$25/2^-$	$\rightarrow$	$23/2^-$	437,44(26)	17,1(10)	M1
2836	6	$\rightarrow$	4	$17/2^-$	$\rightarrow$	$15/2^-$	450,25(27)	3,5(14)	(M1)
4194	1	$\rightarrow$	2	$25/2^+$	$\rightarrow$	$23/2^+$	455,25(27)	7,2(4)	M1
745	4	$\rightarrow$	4	$7/2^-$	$\rightarrow$	$3/2^-$	460,29(28)	25,4(16)	E2
3301	7	$\rightarrow$	6	$19/2^-$	$\rightarrow$	$17/2^-$	465,47(28)	8,2(3)	M1
2866	3	$\rightarrow$	4	$17/2^-$	$\rightarrow$	$15/2^-$	480,41(29)	1,0(5)	(M1)
2386	4	$\rightarrow$	3	$15/2^-$	$\rightarrow$	$13/2^-$	484,22(30)	1,3(8)	(M1)
4150	7	$\rightarrow$	6	$(25/2^-)$	$\rightarrow$	$21/2^-$	509,02(31)	5,1(21)	(M1)
4824	2	$\rightarrow$	1	$27/2^+$	$\rightarrow$	$25/2^+$	629,91(32)	5,3(4)	(M1)
5470	1	$\rightarrow$	2	$29/2^+$	$\rightarrow$	$27/2^+$	646,47(33)	11,7(14)	M1
1077	3	$\rightarrow$	3	$9/2^-$	$\rightarrow$	$5/2^-$	649,76(34)	46,8(25)	E2
811	2	$\rightarrow$	1	$11/2^+$	$\rightarrow$	$9/2^+$	679,14(35)	9,1(3)	M1
6163	2	$\rightarrow$	1	$31/2^+$	$\rightarrow$	$29/2^+$	693,43(35)	10,9(10)	M1
8446	1	$\rightarrow$	2	$37/2^+$	$\rightarrow$	$35/2^+$	699,48(36)	0,9(6)	(M1)
811	2	$\rightarrow$	2	$11/2^+$	$\rightarrow$	$7/2^+$	700,16(37)	3,8(12)	(E2)
6865	1	$\rightarrow$	2	$33/2^+$	$\rightarrow$	$31/2^+$	701,23(37)	2,0(12)	(M1)
3739	2	$\rightarrow$	1	$23/2^+$	$\rightarrow$	$21/2^+$	724,49(38)	21,4(21)	M1
1484	4	$\rightarrow$	4	$11/2^-$	$\rightarrow$	$7/2^-$	738,58(41)	56,3(34)	E2
932	1	$\rightarrow$	1	$13/2^+$	$\rightarrow$	$9/2^+$	800,15(39)	65,8(41)	E2
1737	2	$\rightarrow$	1	$15/2^+$	$\rightarrow$	$13/2^+$	804,41(40)	7,0(13)	M1
3641	6	$\rightarrow$	6	$21/2^-$	$\rightarrow$	$17/2^-$	805,30(40)	19,2(21)	E2
1902	3	$\rightarrow$	3	$13/2^-$	$\rightarrow$	$9/2^-$	825,17(41)	56,4(57)	E2
2760	2	$\rightarrow$	1	$19/2^+$	$\rightarrow$	$17/2^+$	852,64(42)	14,7(15)	M1
7746	2	$\rightarrow$	1	$(35/2^+)$	$\rightarrow$	$33/2^+$	881,69(43)	1,2(6)	(M1)
3285	5	$\rightarrow$	4	$19/2^-$	$\rightarrow$	$15/2^-$	899,03(44)	34,4(36)	E2
2386	4	$\rightarrow$	4	$15/2^-$	$\rightarrow$	$11/2^-$	902,00(44)	43,5(35)	E2

Fortsetzung der Liste der Anregungsniveaus und der Übergangsenergien in $^{75}\text{Se}$									
$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
1737	2	$\rightarrow$	2	15/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	11/2 <sup>+</sup>	925,42(45)	5,2(13)	(E2)
2836	6	$\rightarrow$	3	17/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	13/2 <sup>-</sup>	934,48(47)	25,2(14)	E2
2866	3	$\rightarrow$	3	17/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	13/2 <sup>-</sup>	964,61(48)	19,2(23)	E2
1908	1	$\rightarrow$	1	17/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	13/2 <sup>+</sup>	975,69(48)	57,7(42)	E2
3739	2	$\rightarrow$	2	23/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	19/2 <sup>+</sup>	978,28(51)	5,3(20)	(E2)
4263	5	$\rightarrow$	5	23/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	19/2 <sup>-</sup>	978,33(49)	27,6(36)	E2
3877	3	$\rightarrow$	3	21/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	17/2 <sup>-</sup>	1010,77(51)	16,5(4)	E2
2760	2	$\rightarrow$	2	19/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	15/2 <sup>+</sup>	1023,84(52)	12,3(12)	E2
3426	4	$\rightarrow$	4	19/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	15/2 <sup>-</sup>	1040,15(53)	15,8(4)	(E2)
4467	4	$\rightarrow$	4	23/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	19/2 <sup>-</sup>	1041,12(54)	13,3(4)	(E2)
4701	6	$\rightarrow$	6	25/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	21/2 <sup>-</sup>	1059,27(55)	8,9(12)	E2
4824	2	$\rightarrow$	2	27/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	23/2 <sup>+</sup>	1085,18(56)	4,3(22)	(E2)
9532	2	$\rightarrow$	1	(39/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	37/2 <sup>+</sup>	1086,44(58)	1,1(9)	(M1)
3014	1	$\rightarrow$	1	21/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	17/2 <sup>+</sup>	1106,45(57)	40,4(35)	E2
5263	7	$\rightarrow$	7	(29/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(25/2 <sup>-</sup> )	1112,48(58)	3,9(17)	(E2)
5580	4	$\rightarrow$	4	27/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	23/2 <sup>-</sup>	1113,41(58)	11,2(21)	E2
6725	4	$\rightarrow$	4	31/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	27/2 <sup>-</sup>	1144,84(59)	9,6(14)	E2
5030	3	$\rightarrow$	3	25/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	21/2 <sup>-</sup>	1153,32(60)	12,3(3)	E2
4194	1	$\rightarrow$	1	25/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	21/2 <sup>+</sup>	1179,65(62)	22,5(4)	E2
5534	5	$\rightarrow$	5	27/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	23/2 <sup>-</sup>	1270,44(63)	16,2(3)	E2
5470	1	$\rightarrow$	1	29/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	25/2 <sup>+</sup>	1276,37(65)	9,7(15)	E2
6334	3	$\rightarrow$	3	29/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	25/2 <sup>-</sup>	1304,07(66)	9,7(12)	(E2)
6163	2	$\rightarrow$	2	31/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	27/2 <sup>+</sup>	1339,81(67)	3,1(17)	(E2)
6054	6	$\rightarrow$	6	29/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	25/2 <sup>-</sup>	1353,62(68)	5,6(12)	(E2)
6630	7	$\rightarrow$	7	(33/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(29/2 <sup>-</sup> )	1366,92(68)	2,3(18)	(E2)
9214	3	$\rightarrow$	3	(37/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	33/2 <sup>-</sup>	1389,84(69)	4,1(23)	(E2)
6865	1	$\rightarrow$	1	33/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	29/2 <sup>+</sup>	1394,53(71)	6,4(3)	E2
8200	4	$\rightarrow$	4	35/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	31/2 <sup>-</sup>	1474,64(75)	8,6(3)	E2
7824	3	$\rightarrow$	3	33/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	29/2 <sup>-</sup>	1490,32(75)	8,1(23)	(E2)
7040	5	$\rightarrow$	5	31/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	27/2 <sup>-</sup>	1506,08(77)	4,2(3)	(E2)
9725	4	$\rightarrow$	4	(39/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	35/2 <sup>-</sup>	1524,96(79)	5,4(3)	(E2)
(8583)	5	$\rightarrow$	5	(35/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	31/2 <sup>-</sup>	(1543,72)(80)	0,5(5)	(E2)
8446	1	$\rightarrow$	1	37/2 <sup>+</sup>	$\rightarrow$	33/2 <sup>+</sup>	1581,04(82)	4,3(23)	E2
7746	2	$\rightarrow$	2	(37/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	31/2 <sup>+</sup>	1582,88(84)	2,1(13)	(E2)
7640	6	$\rightarrow$	6	33/2 <sup>-</sup>	$\rightarrow$	29/2 <sup>-</sup>	1585,63(88)	3,7(14)	(E2)
(11315)	4	$\rightarrow$	4	(43/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(39/2 <sup>-</sup> )	(1590,87)(89)	0,1(1)	(E2)
8222	7	$\rightarrow$	7	(37/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(33/2 <sup>-</sup> )	1592,23(91)	1,2(7)	(E2)
(10933)	6	$\rightarrow$	6	(41/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(37/2 <sup>-</sup> )	(1616,05)(92)	0,1(1)	(E2)
10837	3	$\rightarrow$	3	(41/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(37/2 <sup>-</sup> )	1622,36(92)	1,4(4)	(E2)
9317	6	$\rightarrow$	6	(37/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	33/2 <sup>-</sup>	1677,08(94)	1,3(9)	(E2)
9532	2	$\rightarrow$	2	(39/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	35/2 <sup>+</sup>	1785,92(97)	1,7(6)	(E2)
10010	7	$\rightarrow$	7	(41/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	37/2 <sup>-</sup>	1788,59(98)	0,9(4)	(E2)
10239	1	$\rightarrow$	1	(41/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	37/2 <sup>+</sup>	1793,4(11)	3,2(8)	(E2)
11955	7	$\rightarrow$	7	(45/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(41/2 <sup>-</sup> )	1944,8(12)	0,5(3)	(E2)
(12823)	3	$\rightarrow$	3	(45/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(41/2 <sup>-</sup> )	(1986,7)(14)	0,1(2)	(E2)
12249	1	$\rightarrow$	1	(45/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(41/2 <sup>+</sup> )	2009,9(18)	2,1(3)	(E2)
11544	2	$\rightarrow$	2	(43/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(39/2 <sup>+</sup> )	2011,9(18)	1,4(4)	(E2)

Fortsetzung der Liste der Anregungsniveaus und der Übergangsenergien in $^{75}\text{Se}$									
$E_i$	$Bande_i$	$\rightarrow$	$Bande_f$	$J_i^\pi$	$\rightarrow$	$J_f^\pi$	$E_\gamma$	$I_\gamma$	Mult.
(14216)	7	$\rightarrow$	7	(49/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(45/2 <sup>-</sup> )	(2261,1)(21)	0,2(3)	(E2)
(13845)	2	$\rightarrow$	2	(47/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(43/2 <sup>+</sup> )	(2300,8)(22)	1,0(3)	(E2)
(14550)	1	$\rightarrow$	1	(49/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(45/2 <sup>+</sup> )	(2300,8)(24)	0,5(5)	(E2)
(16676)	7	$\rightarrow$	7	(53/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(49/2 <sup>-</sup> )	(2460,0)(25)	0,2(1)	(E2)
(16378)	2	$\rightarrow$	2	(51/2 <sup>+</sup> )	$\rightarrow$	(47/2 <sup>+</sup> )	(2533,3)(27)	0,5(4)	(E2)
(19355)	7	$\rightarrow$	7	(57/2 <sup>-</sup> )	$\rightarrow$	(53/2 <sup>-</sup> )	(2679,3)(31)	0,1(1)	(E2)

# Anhang C

## CNS-Daten

### C.1 Konfigurationen der CNS-Modell Rechnungen

**Tabelle C.1:** Nukleonen Konfiguration der CNS-Modell Rechnungen  $^{73}\text{Se}$ .

Protonen						Neutronen					
$\pi = +, \alpha = +1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	1
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\pi = +, \alpha = -1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	1
$\pi = -, \alpha = +1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	7	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\pi = -, \alpha = -1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	7	2

**Tabelle C.2:** Nukleonen Konfiguration der CNS-Modell Rechnungen  $^{74}\text{Se}$ .

Protonen					Neutronen						
$\pi = +, \alpha = 0$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\pi = +, \alpha = 1$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	7	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	5	2		1	3	6	8	3
$\alpha = -1/2$	1	3	6	5	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	2		1	3	6	7	3
$\pi = -, \alpha = 0$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	5	2		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\pi = -, \alpha = 1$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	7	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	0		1	3	6	8	2
$\pi = -, \alpha = 1, \text{Bande 8}$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	7	2		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2

**Tabelle C.3:** Nukleonen Konfiguration der CNS-Modell Rechnungen  $^{75}\text{Se}$ .

Protonen						Neutronen					
$\pi = +, \alpha = 0$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	3
$\pi = +, \alpha = -1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	3
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\pi = -, \alpha = +1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	9	2
$\pi = -, \alpha = -1/2$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	9	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\pi = -, \alpha = -1/2, \text{Bande 7}$											
$N_{rot} =$	0	1	2	3	4	$N_{rot} =$	0	1	2	3	4
$\alpha = -1/2$	1	3	6	6	1		1	3	6	8	2
$\alpha = +1/2$	1	3	6	5	2		1	3	6	8	3

## C.2 Potential-Energy-Surface-Plots für $^{73}\text{Se}$

Energiedifferenz der Äquipotenziallinien 500 keV in allen folgenden PES-Plots..

### C.2.1 Bande 3: Parität $\pi = +$ und Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$

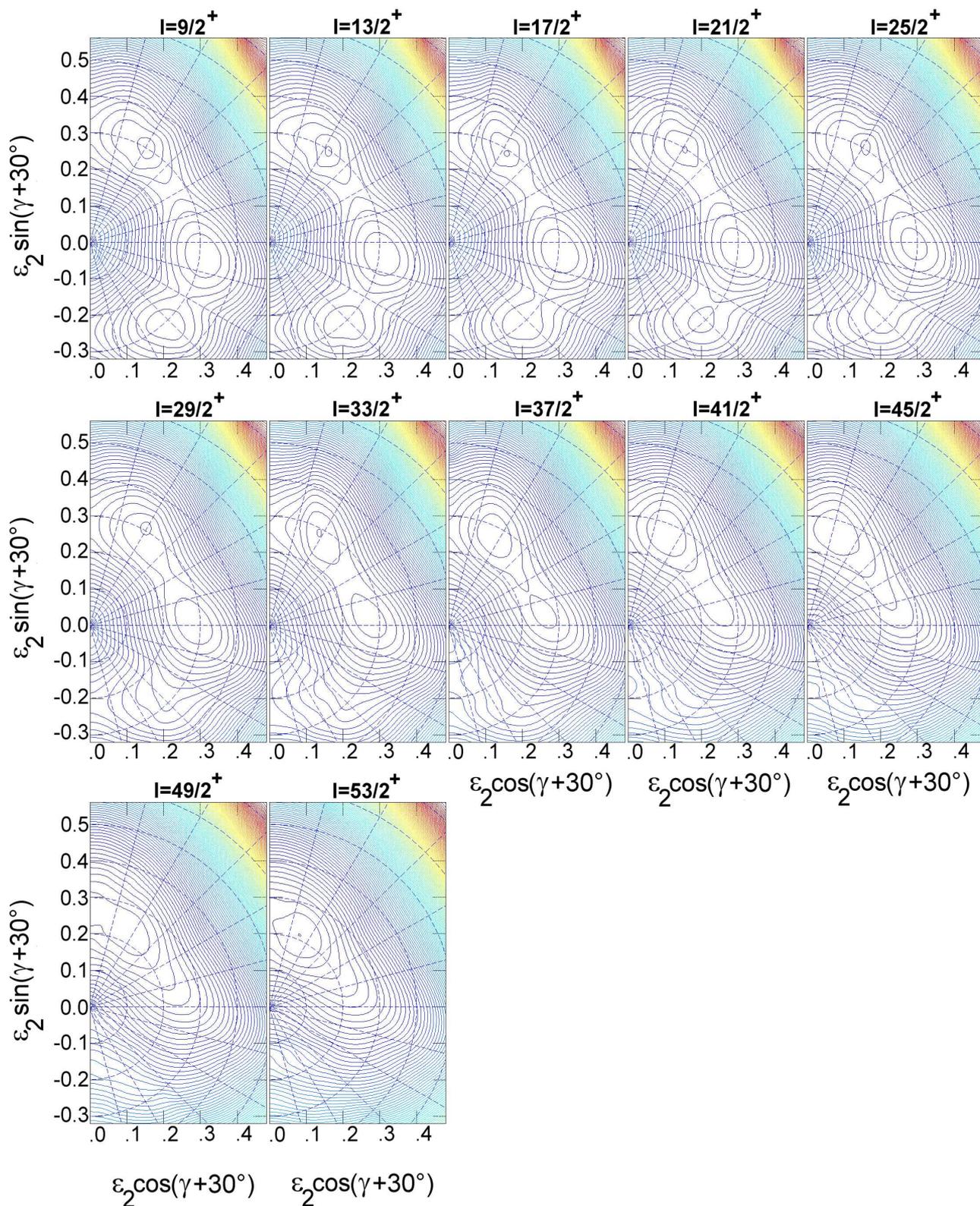
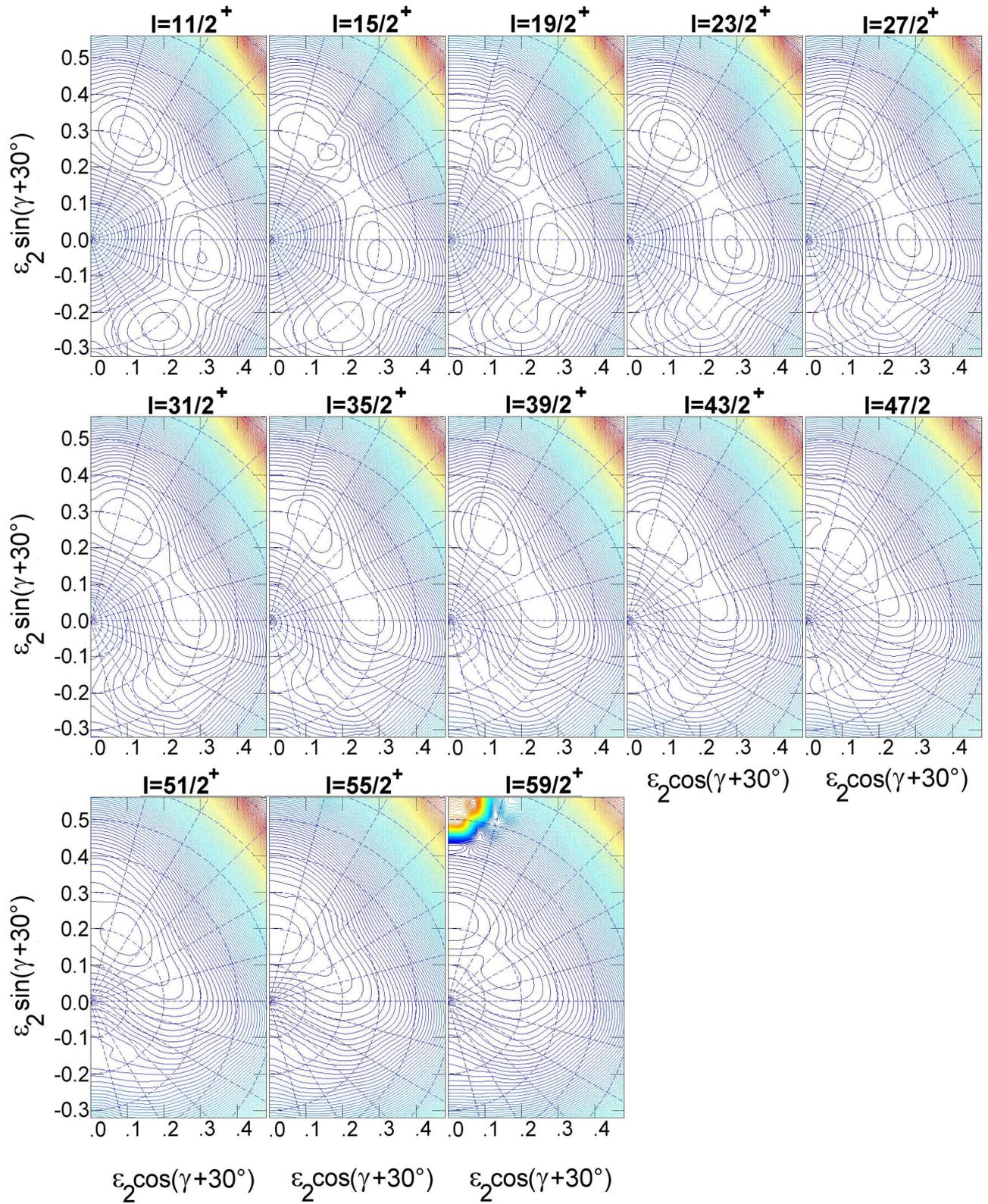


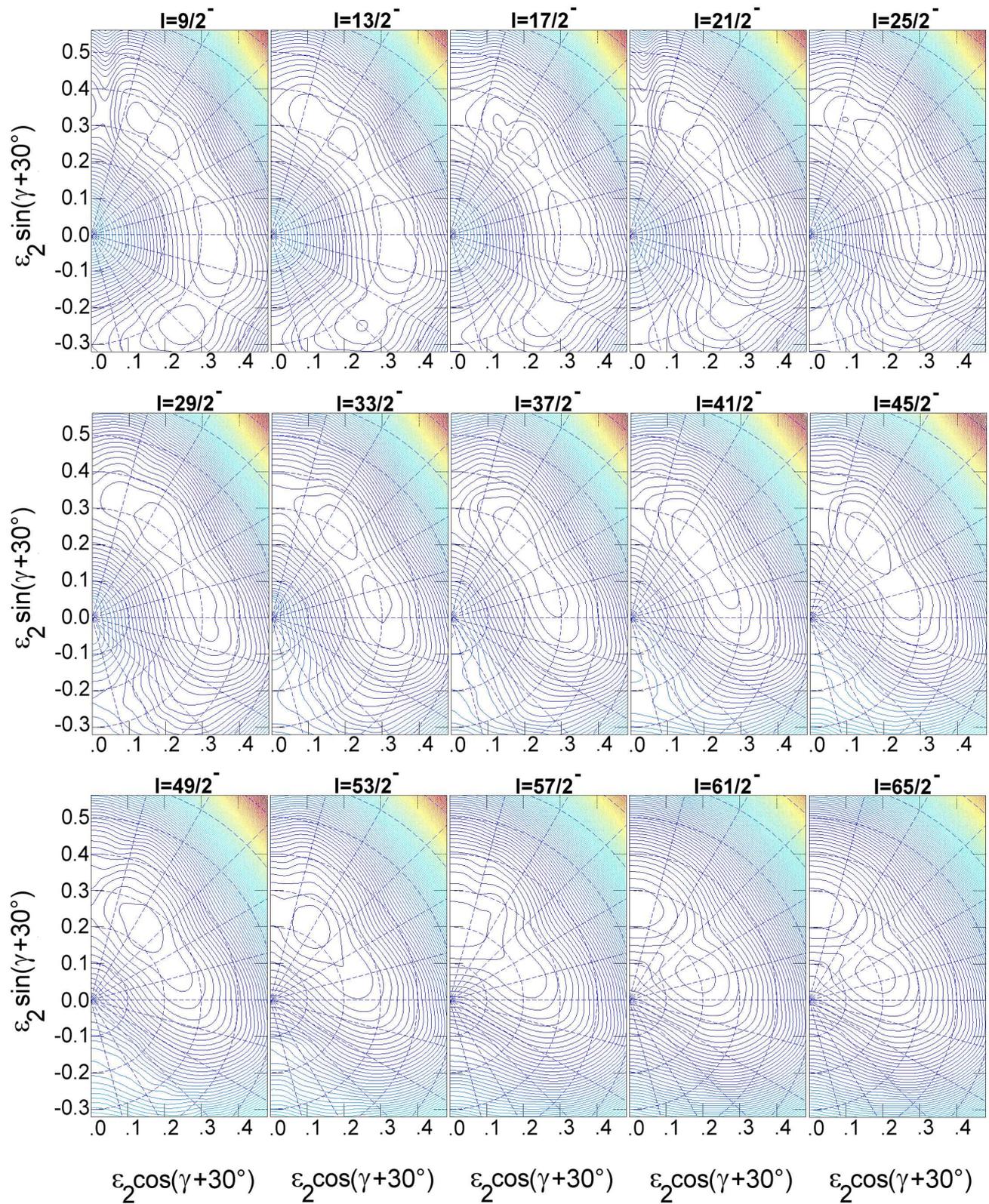
Abbildung C.1: Bande 3: PES-Plots  $\pi = +$ ,  $\alpha = +1/2$  in  $^{73}\text{Se}$ .

**C.2.2 Bande 4: Parität  $\pi = +$  und Signatur  $\alpha = -\frac{1}{2}$**



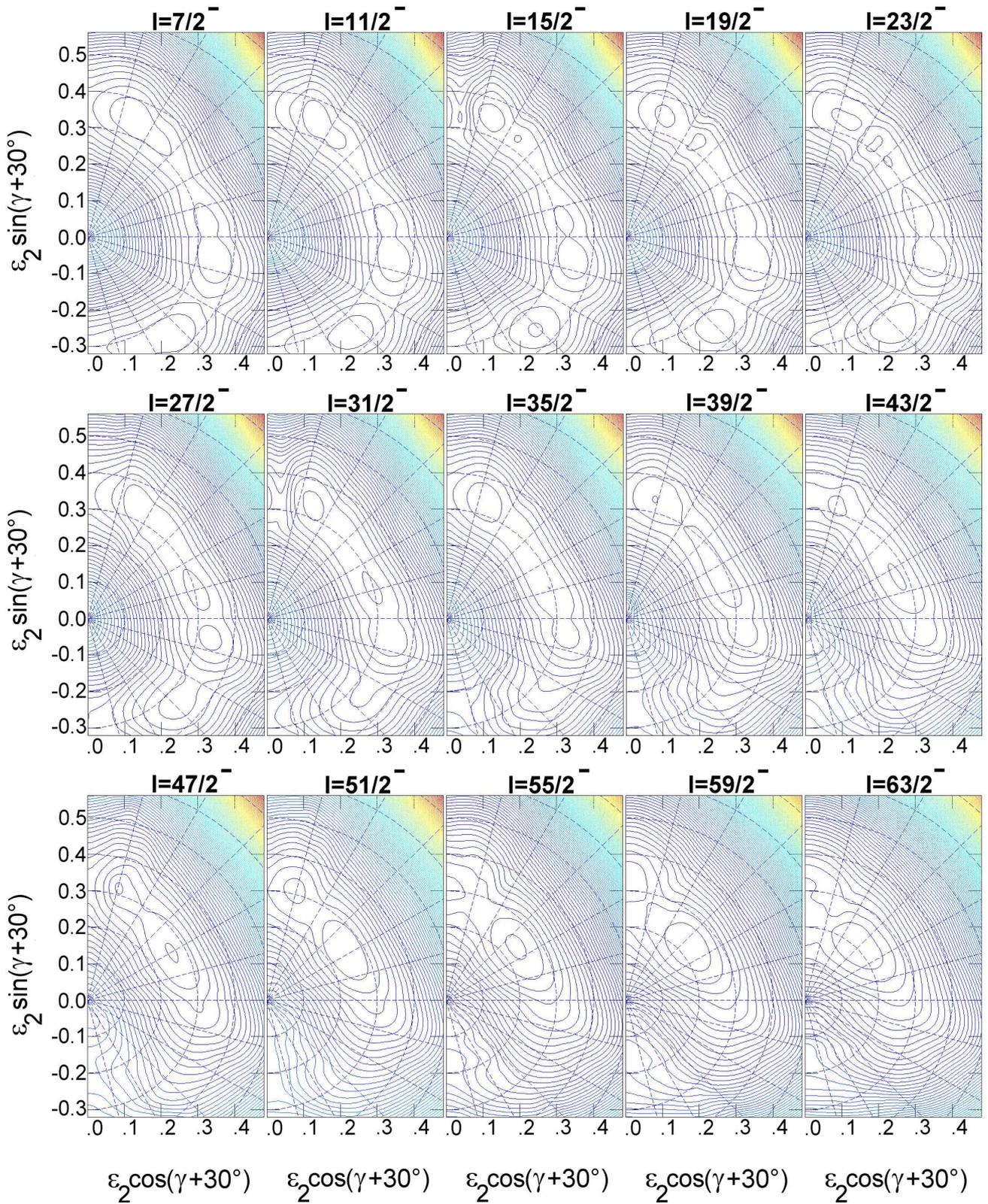
**Abbildung C.2:** Bande 4: PES-Plots  $\pi = +$ ,  $\alpha = -1/2$  in  $^{73}\text{Se}$ .

**C.2.3 Bande 1: Parität  $\pi = -$  und Signatur  $\alpha = +\frac{1}{2}$**



**Abbildung C.3:** Bande 1: PES-Plots  $\pi = -, \alpha = +1/2$  in  $^{73}\text{Se}$ .

**C.2.4 Bande 2: Parität  $\pi = -$  und Signatur  $\alpha = -\frac{1}{2}$**



**Abbildung C.4:** Bande 2: PES-Plots  $\pi = -$ ,  $\alpha = -1/2$  in  $^{73}\text{Se}$ .

## C.3 Potential-Energy-Surface-Plots für $^{74}\text{Se}$

### C.3.1 Bande 1: Parität $\pi = +$ und Signatur $\alpha = 0$

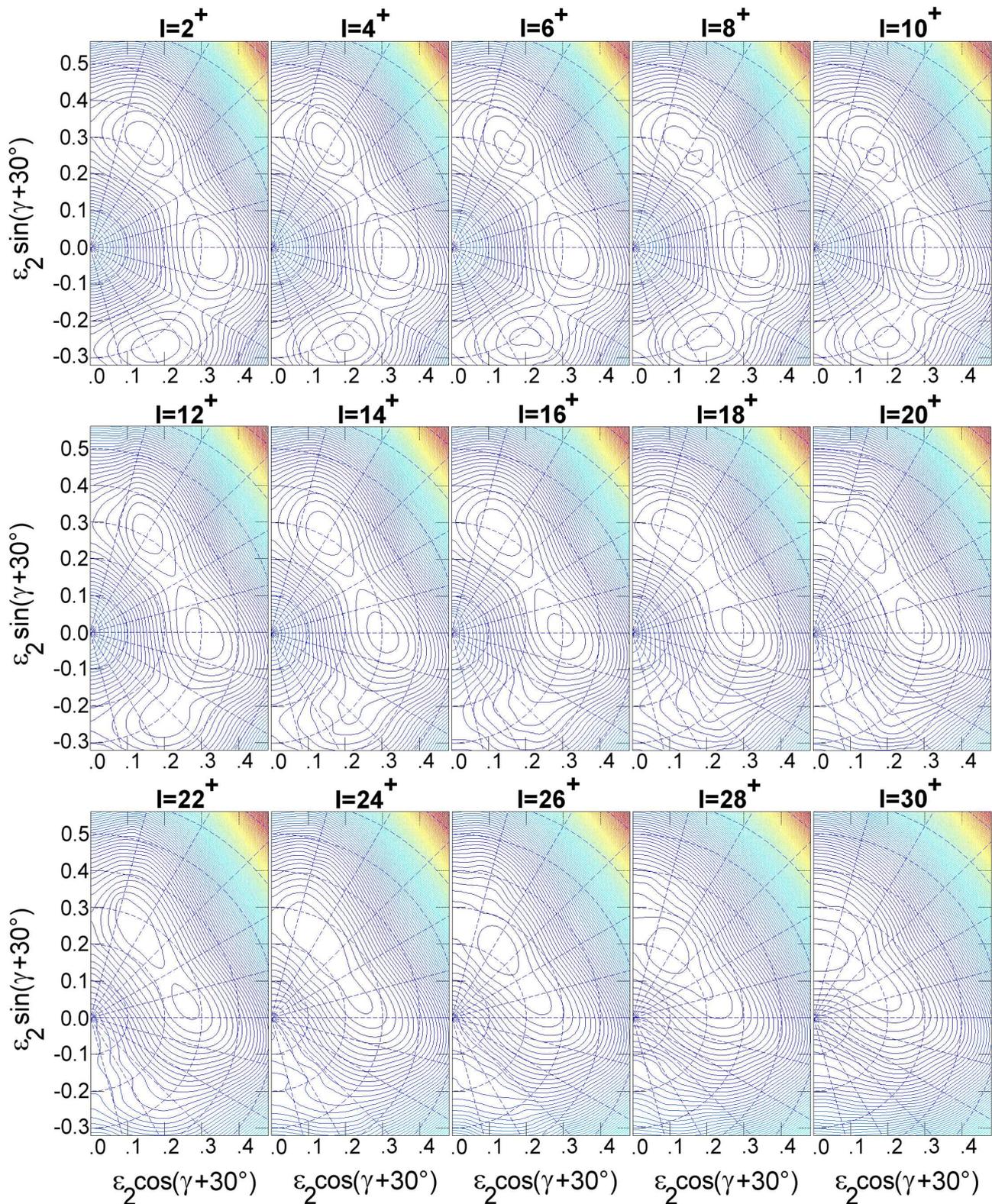


Abbildung C.5: Bande 1: PES-Plots  $\pi = +$ ,  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ .

### C.3.2 Bande 3 und 4: Parität $\pi = +$ und Signatur $\alpha = 1$

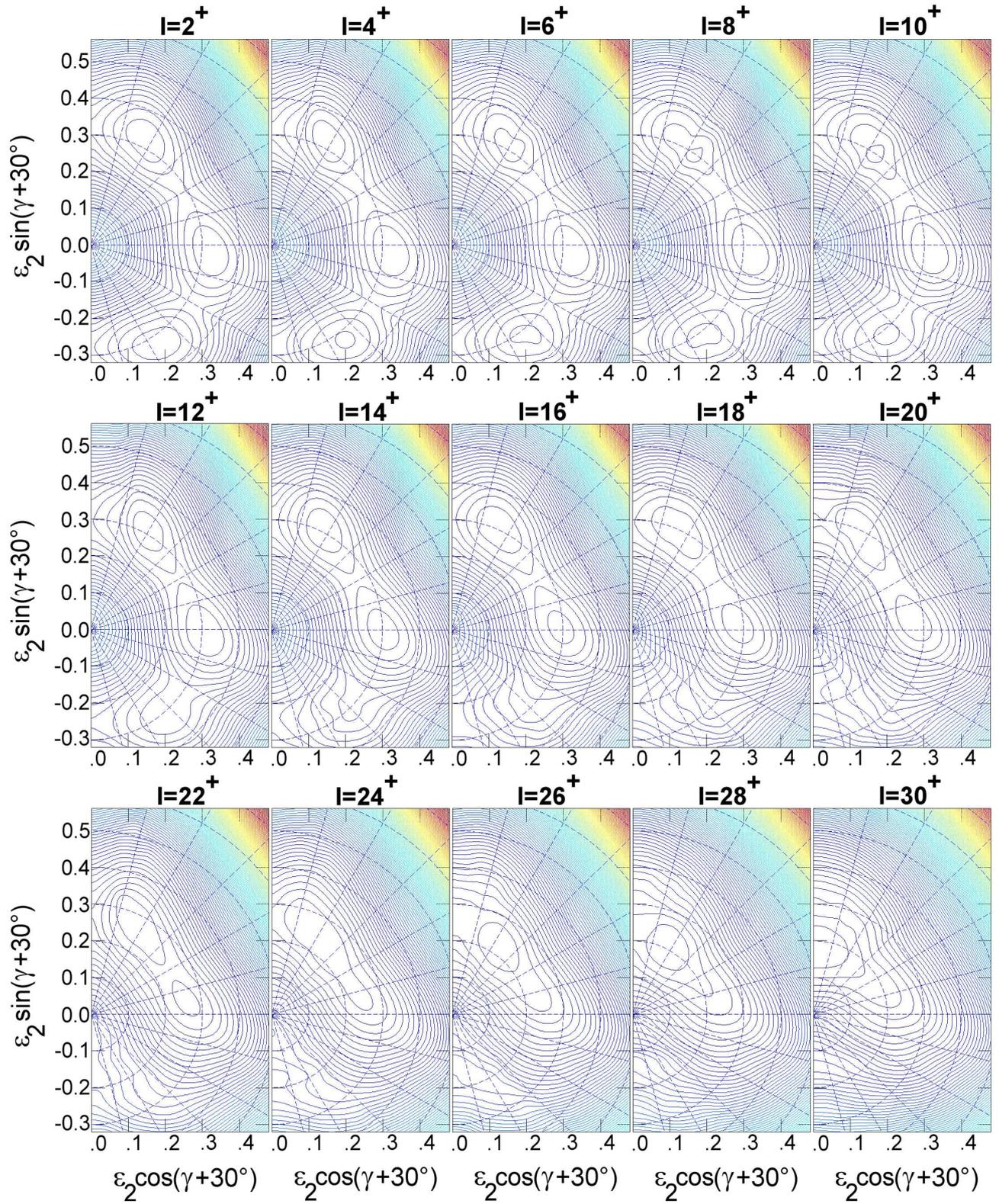


Abbildung C.6: Bande 3 und 4: PES-Plots  $\pi = +$ ,  $\alpha = 1$  in  $^{74}\text{Se}$ .

### C.3.3 Bande 7: Parität $\pi = -$ und Signatur $\alpha = 0$

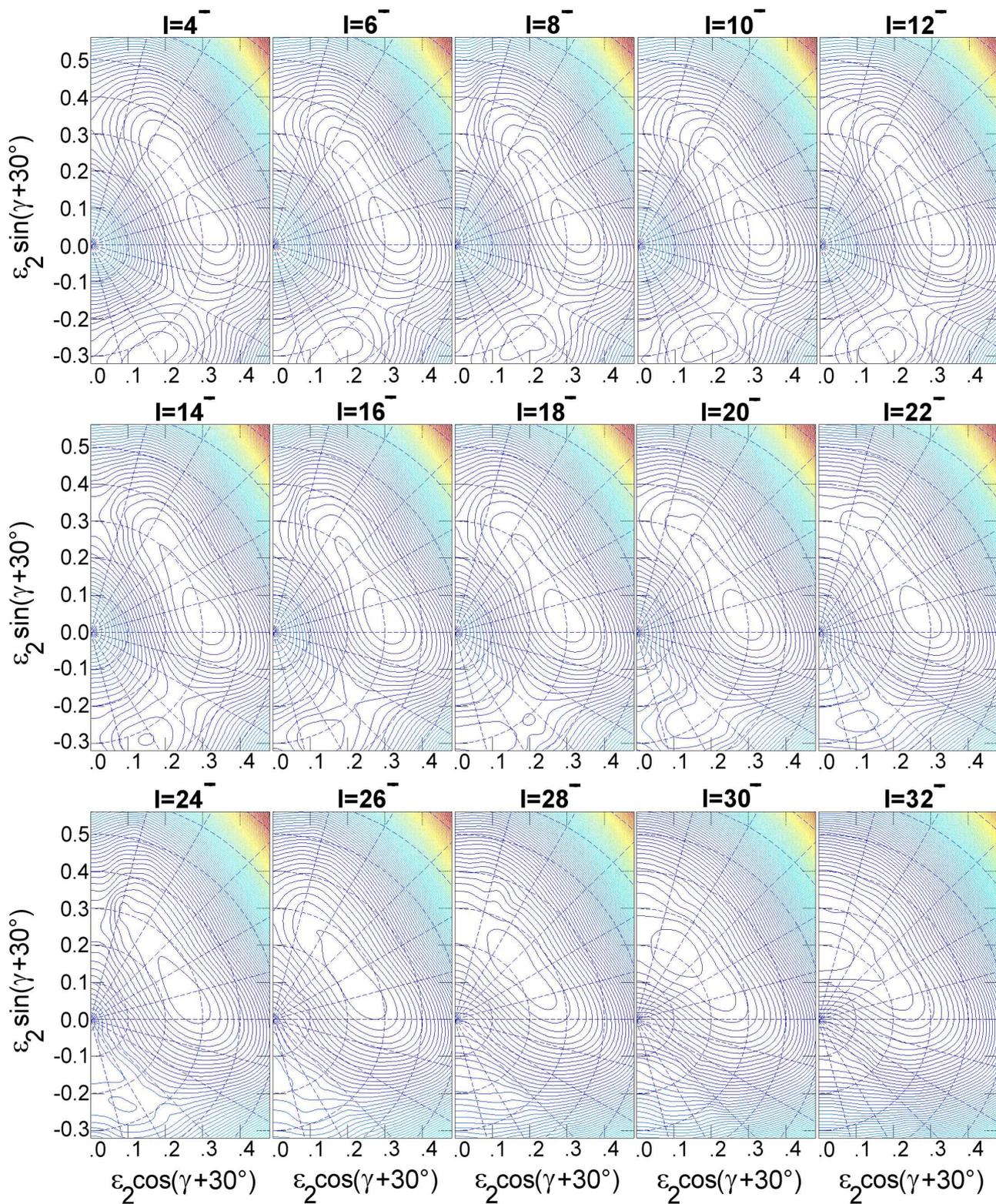


Abbildung C.7: Bande 7: PES-Plots  $\pi = -$ ,  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ .

### C.3.4 Bande 5 und 6: Konfiguration (1,4), Parität $\pi = -$ und Signatur

$\alpha = 1$

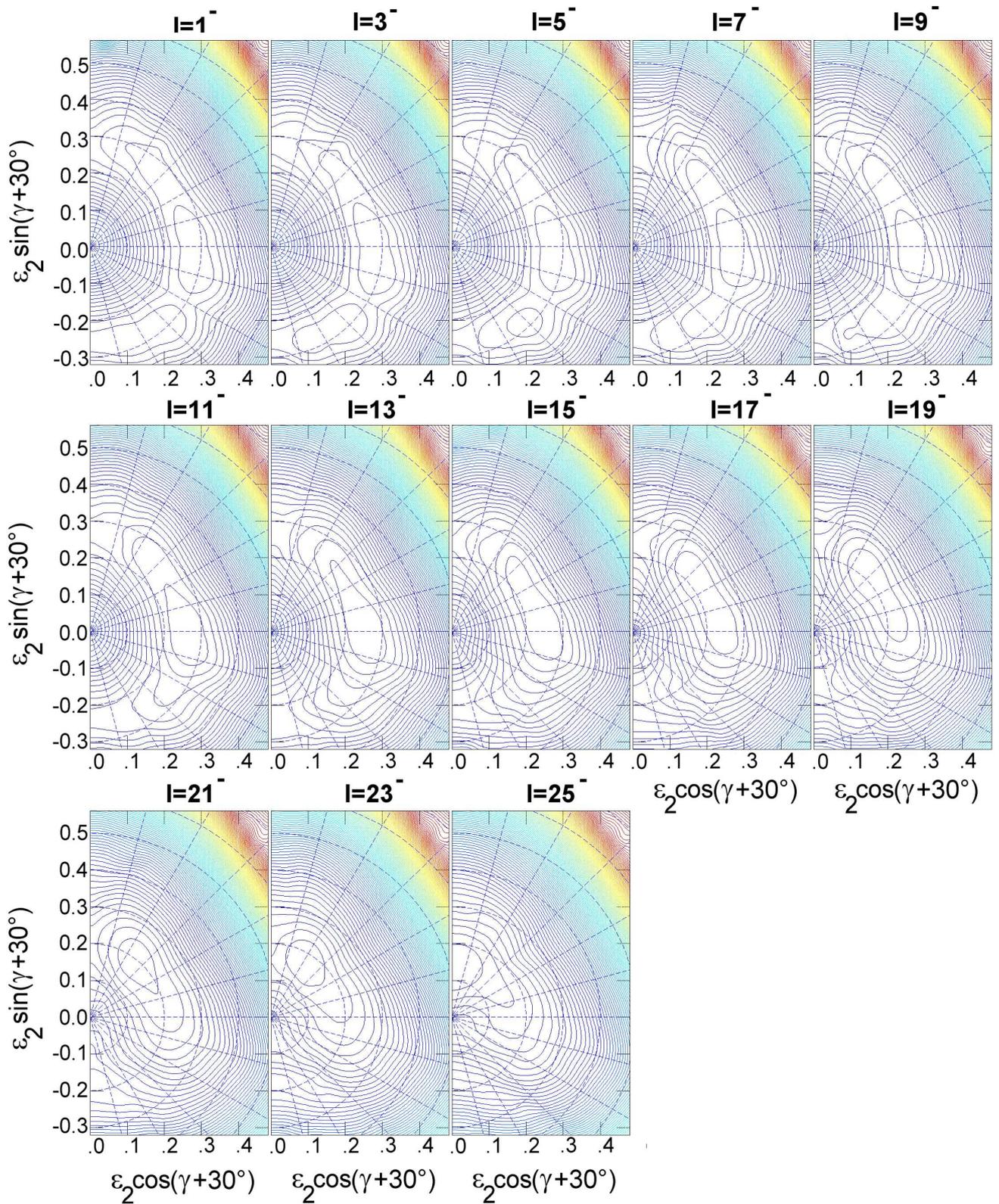
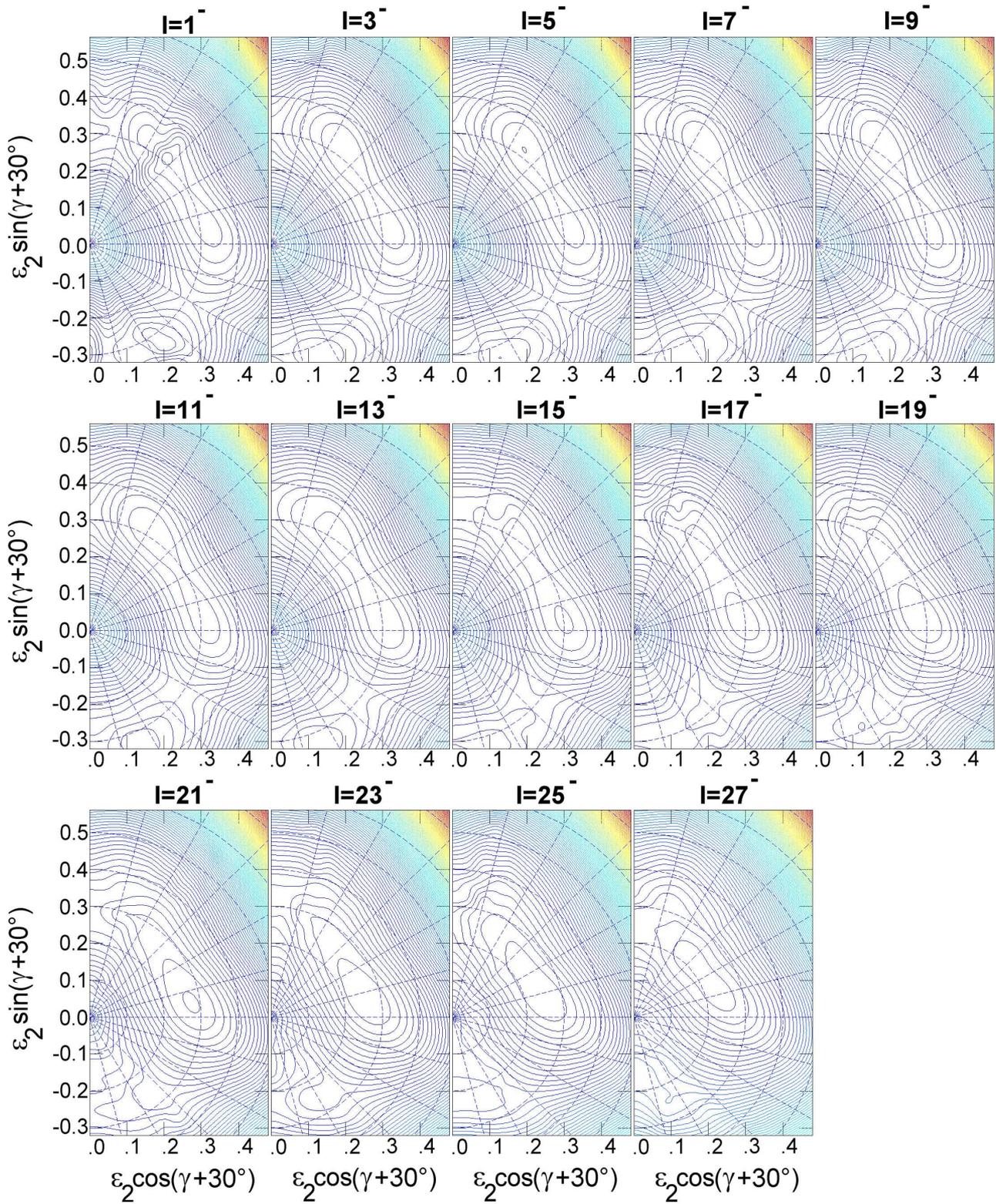


Abbildung C.8: Bande 5 und 6: PES-Plots  $\pi = -$ ,  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ .

**C.3.5 Bande 8: Konfiguration (3,4), Parität  $\pi = -$  und Signatur  $\alpha = 1$**



**Abbildung C.9:** Bande 8: PES-Plots  $\pi = -$ ,  $\alpha = 0$  in  $^{74}\text{Se}$ .

## C.4 Potential-Energy-Surface-Plots für $^{75}\text{Se}$

### C.4.1 Bande 1: Parität $\pi = +$ und Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$

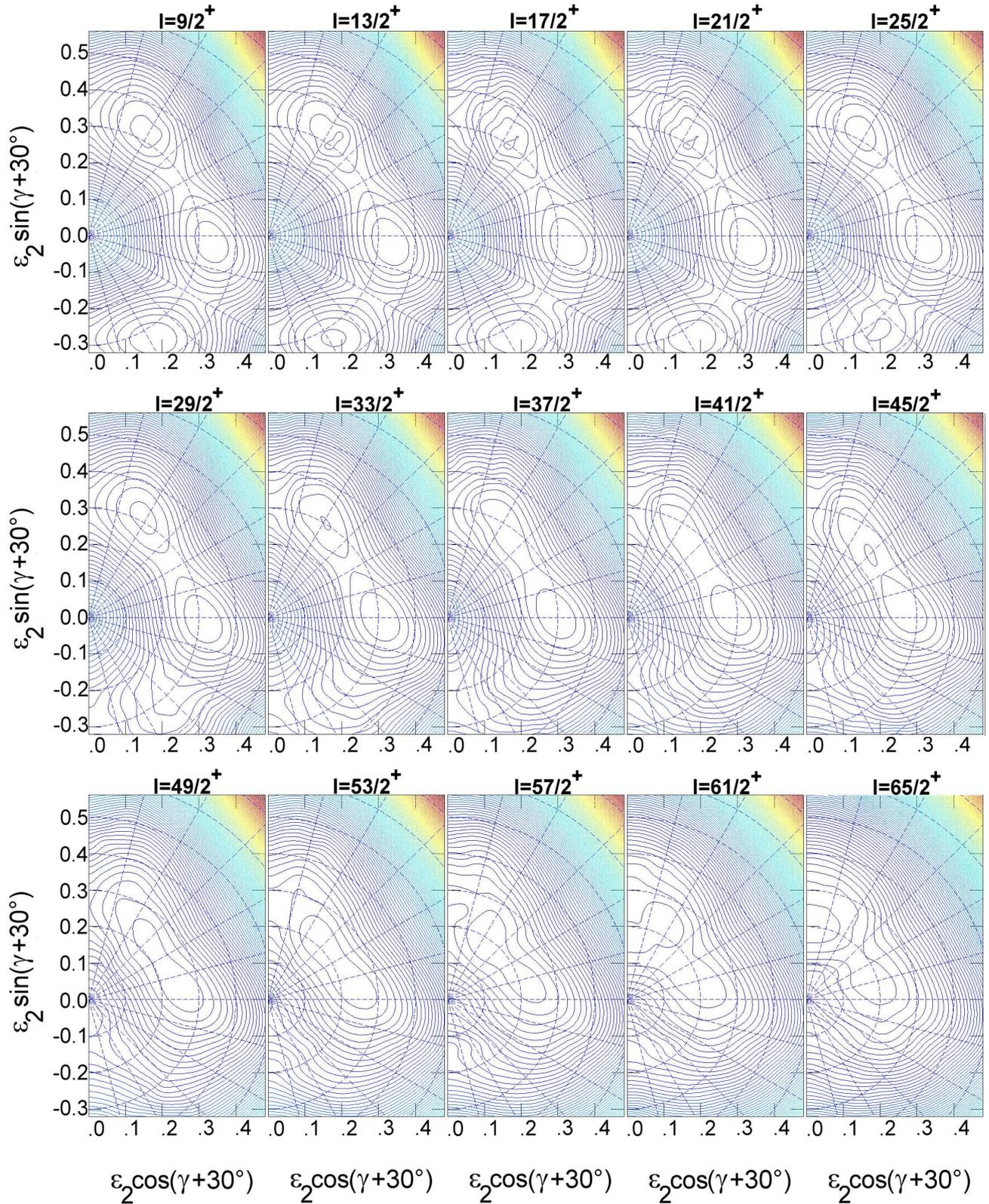
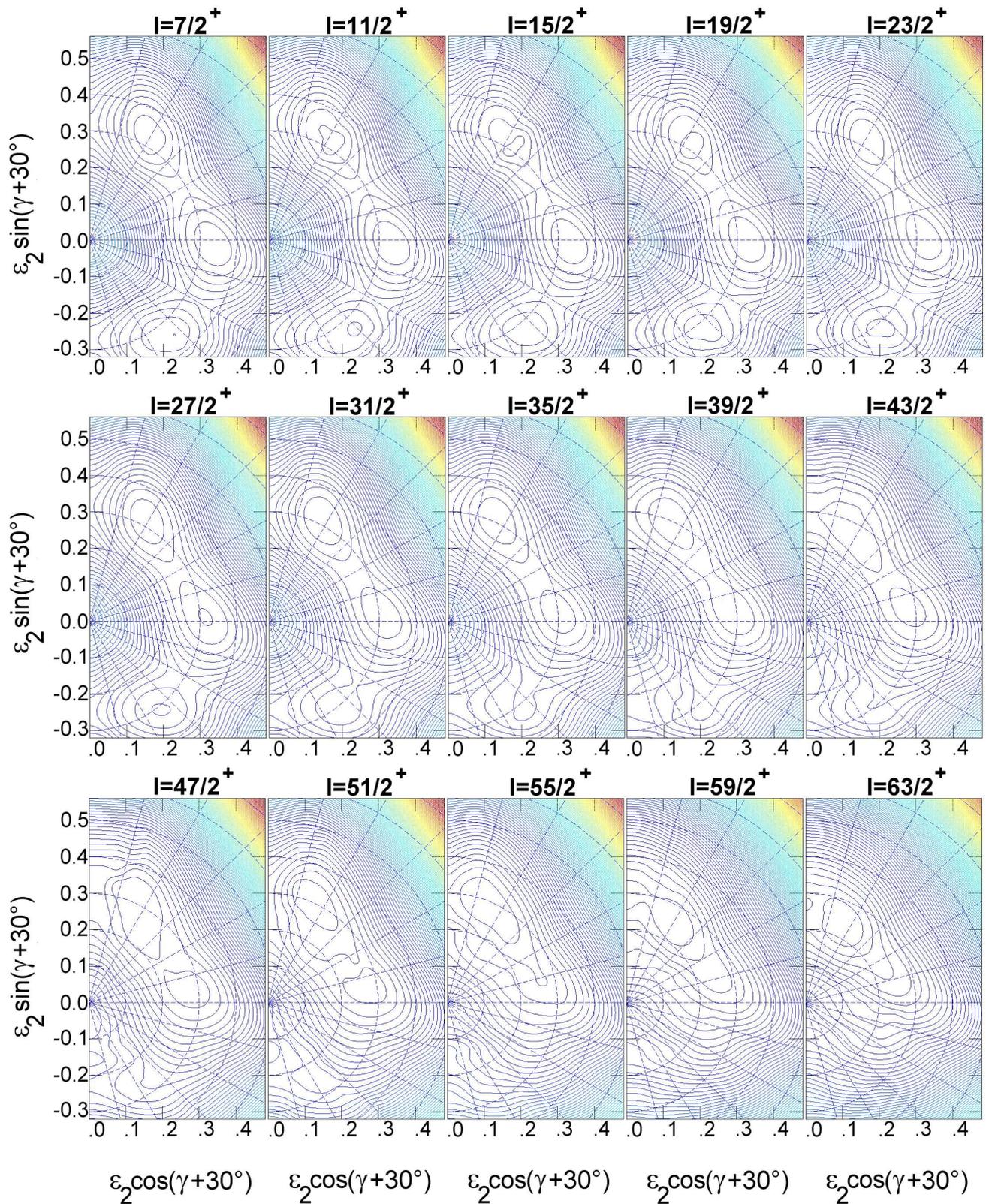


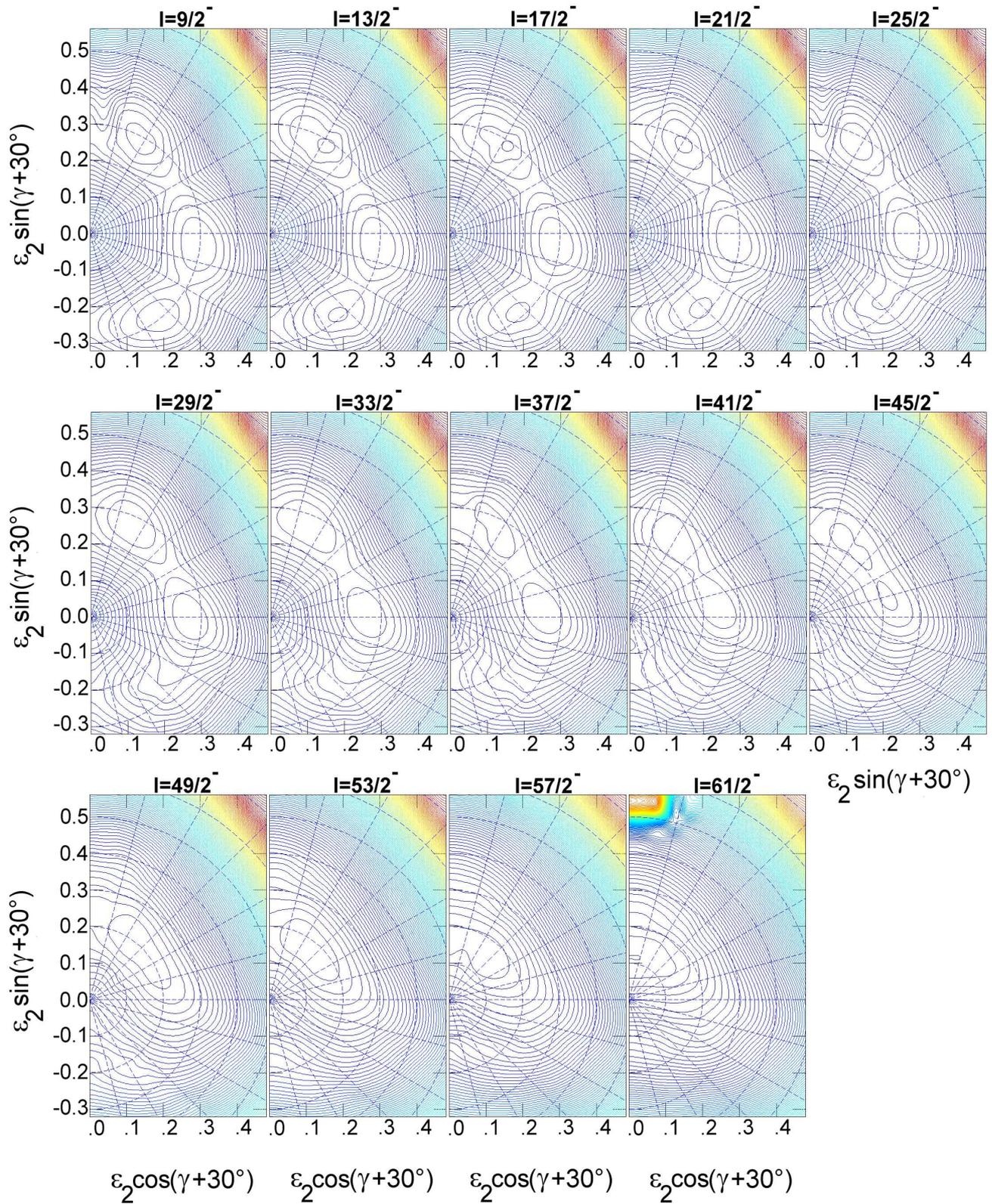
Abbildung C.10: Bande 1: PES-Plots  $\pi = +$ ,  $\alpha = +1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

**C.4.2 Bande 2: Parität  $\pi = +$  und Signatur  $\alpha = -\frac{1}{2}$**



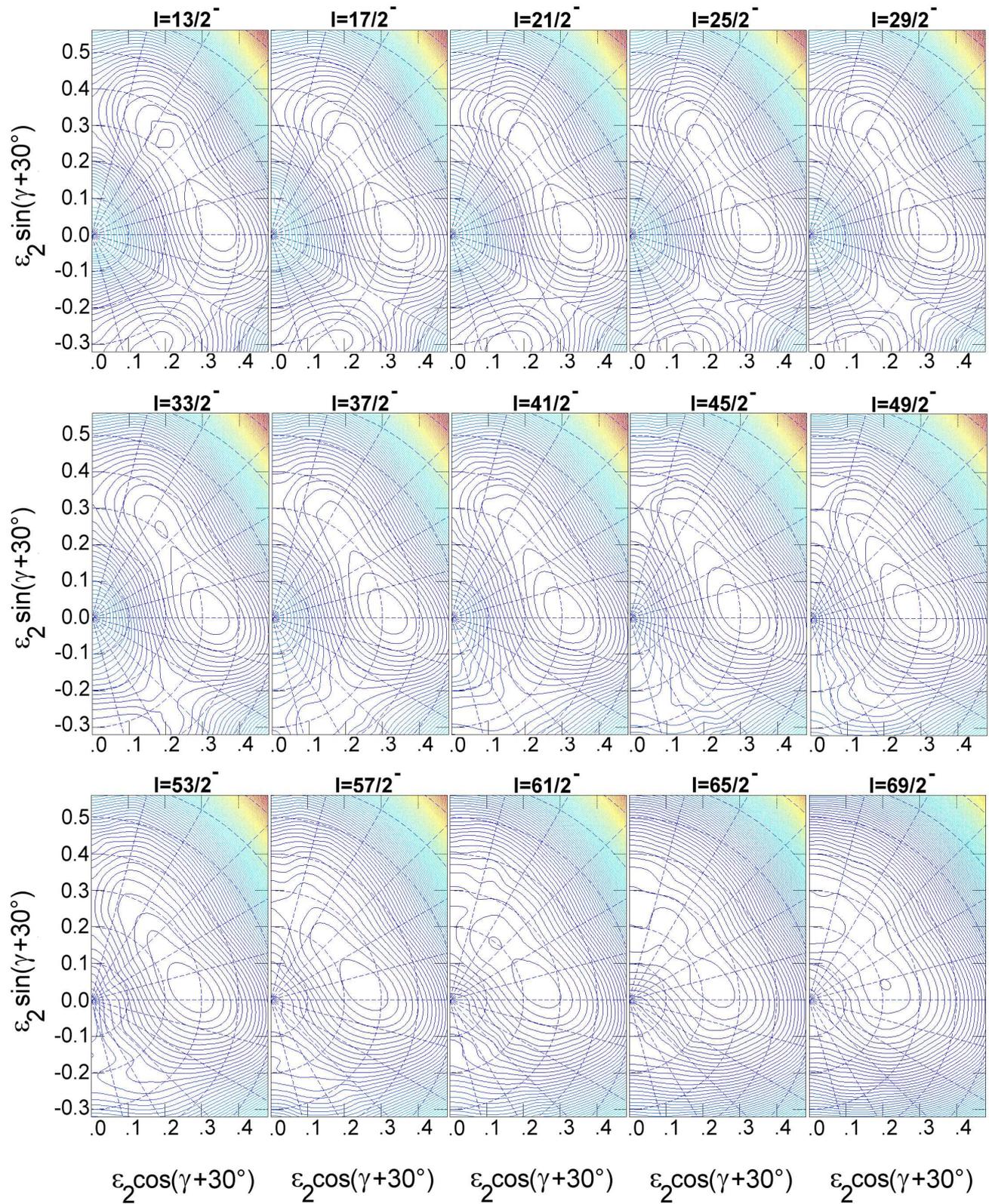
**Abbildung C.11:** Bande 2: PES-Plots  $\pi = +$ ,  $\alpha = -1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

**C.4.3 Bande 3 und 6: Parität  $\pi = -$  und Signatur  $\alpha = +\frac{1}{2}$**



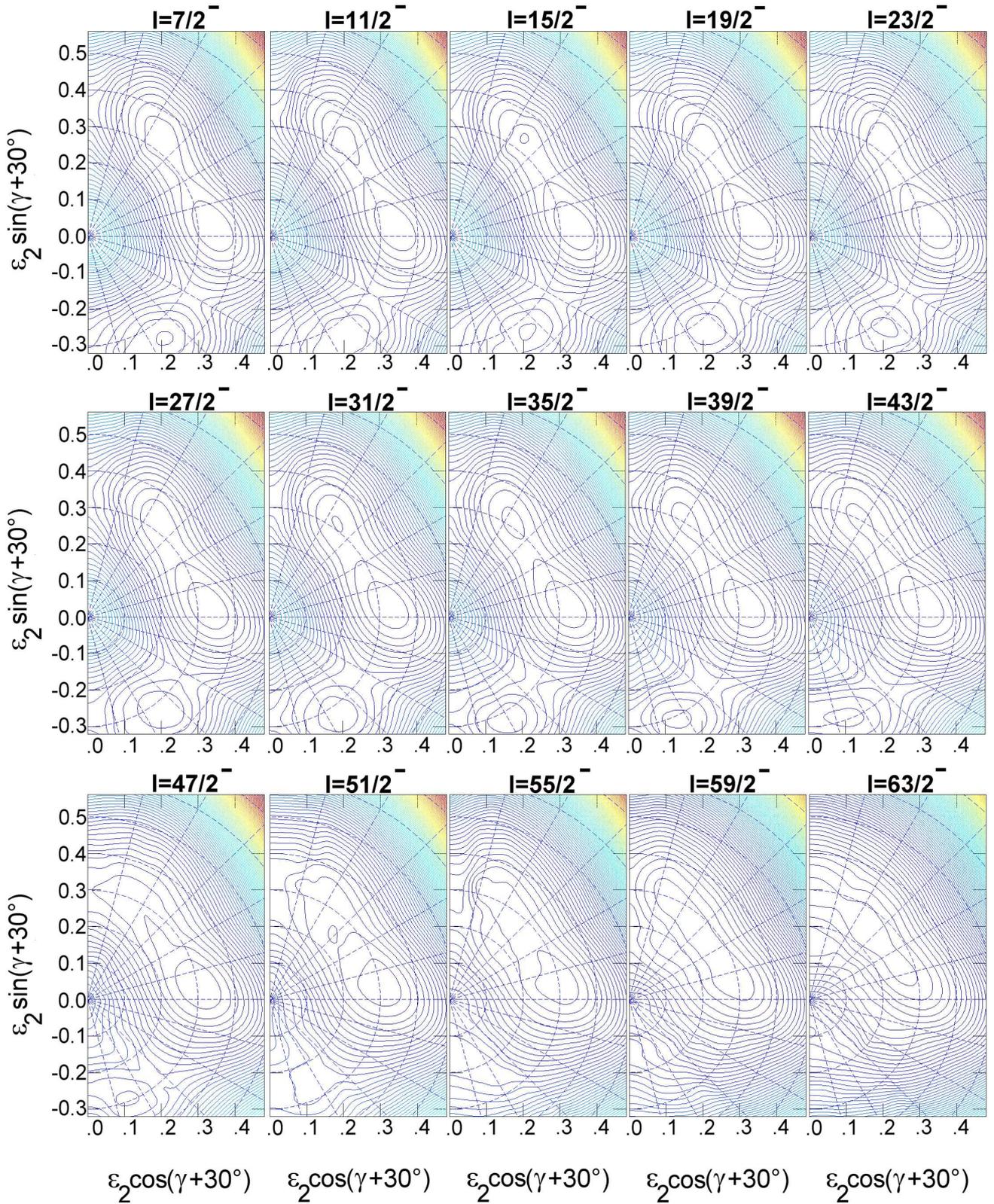
**Abbildung C.12:** Bande 3 und 6: PES-Plots  $\pi = -, \alpha = +1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

**C.4.4 Bande 7: Parität  $\pi = -$  und Signatur  $\alpha = +\frac{1}{2}$**



**Abbildung C.13:** Bande 7: PES-Plots  $\pi = -, \alpha = +1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .

**C.4.5 Bande 4 und 5: Parität  $\pi = -$  und Signatur  $\alpha = -\frac{1}{2}$**

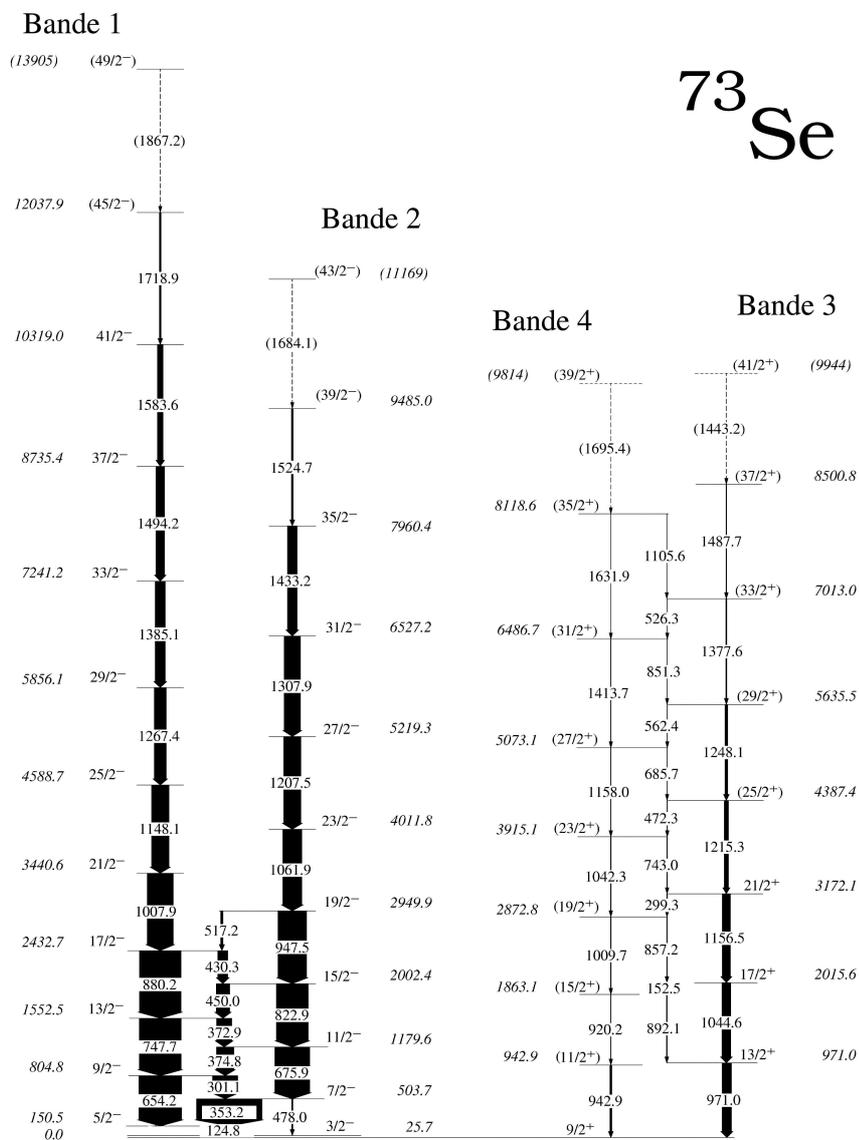


**Abbildung C.14:** Bande 4 und 5: PES-Plots  $\pi = -$ ,  $\alpha = -1/2$  in  $^{75}\text{Se}$ .



# Anhang D

## Termschemata in Großformat

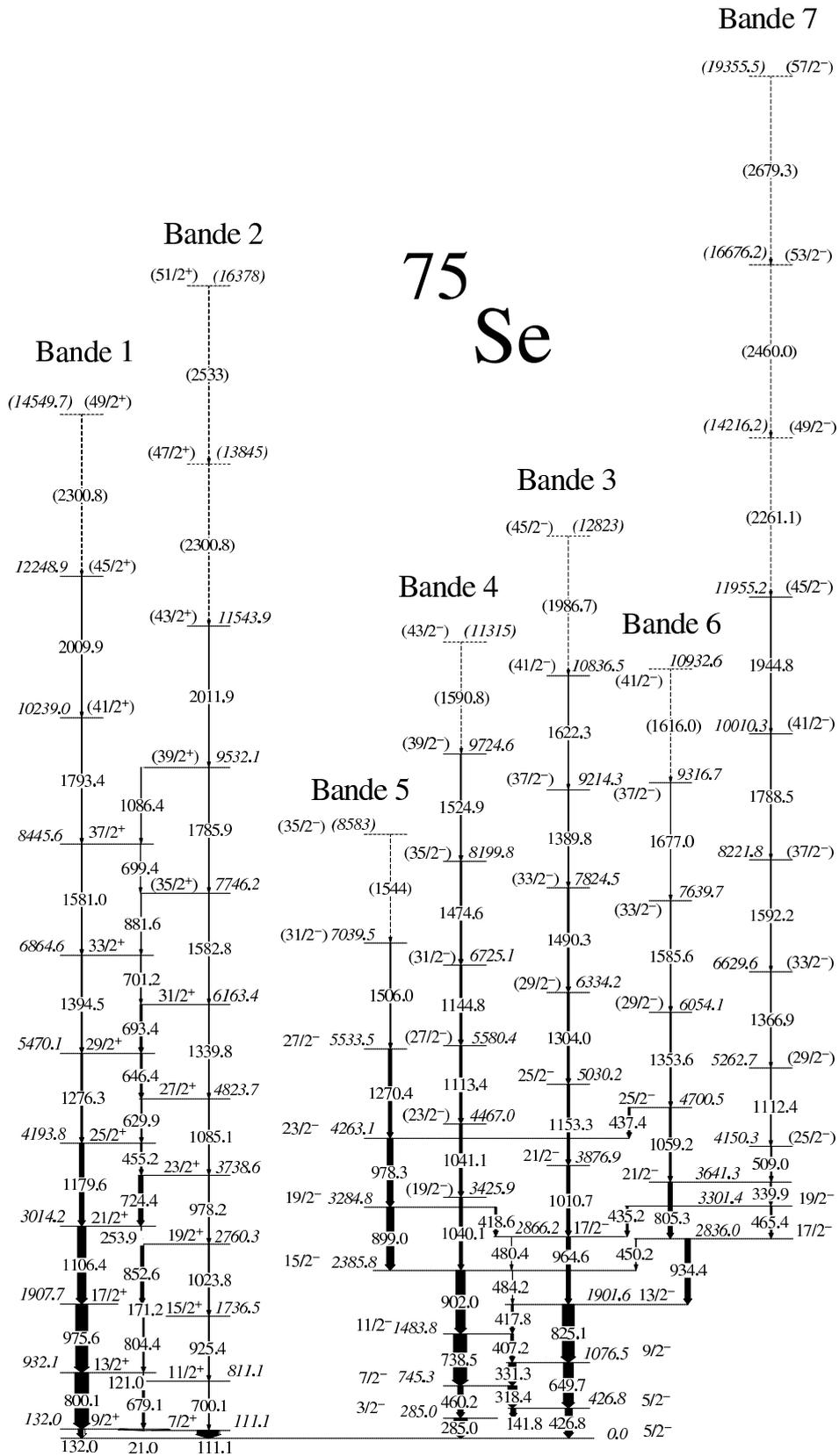








# 75 Se





# Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Peter von Brentano für die Vergabe des Themas dieser Arbeit sowie seiner ständigen Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. Jürgen Eberth danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung des Experimentes und der Interpretation der Daten.

Herrn Prof. Dr. Peter Reiter danke ich für die Unterstützung als Berichterstatter dieser Arbeit und die Diskussionen zum Experiment.

Herrn Prof. Dr. Demetrios Sarantitis und Herrn Dr. Matt Devlin danke ich für die Einladung zum Experiment und ihre Unterstützung bei der Durchführung.

Für das geduldige und fleißige Korrekturlesen gilt mein Dank den Herren Dr. Andreas Fitzler, Dr. Karsten Jessen, Dipl. Phys. Thorsten Steinhardt und Herrn Dr. Dirk Weißhaar.

Ich danke allen Mitgliedern der Eberth-Gruppe für die Kameradschaft und den Zusammenhalt – inner- und ausserdienstlich – sowie ganz besonders Herrn Dr. Heinz-Georg Thomas, Herrn Dr. Stefan Freund, Herrn Dipl. Phys. Thorsten Steinhardt, Herrn Dipl. Phys. El Mostafa Ben Messaoud, Herrn Dr. Ulrich Hermkens, Frau Dr. Sigrun Skoda, Herrn Dipl. Phys. Guido Gersch, Herrn Can.Rer.Nat. Herbert Hess und Herrn Dr. Dirk Weißhaar.

Herrn Dr. Gheorge Pascoviçi und seinem Team der E-Werkstatt danke ich für die unkomplizierte Lösung diverser Fragestellungen, sowie für das gute Betriebsklima.

Herrn Dipl. Ing. Lothar Steinert und den Operateuren des Tandembeschleunigers danke ich für die ausgesprochen gute Zusammenarbeit in allen Belangen des Kölner Experimentierbetriebes.

Viele schöne Stunden in den Alpen verdanke ich den Herren Dr. Andreas Fitzler, Dr. Marc-Oliver Vogel, Dr. Thomas Klemme, Dr. Rüdiger Peusquens und Dipl. Kfm. Dirk Engelhardt.

Für die Bereitstellung und Einführung von wichtigen Programmen wie XBLAST, POV-RAY und LFS bedanke ich mich bei Herrn Dr. Marc-Oliver Vogel.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts, den Mitgliedern aller Gruppen kollaborierender Institute für die Zusammenarbeit in all den Jahren unserer gemeinsamen Experimentiertätigkeit.

Meiner Mutter und meinem zu früh verstorbenen Vater kann ich nicht genug danken, denn ohne Eure immerwährende finanzielle und ideelle Unterstützung wäre dieses Studium nicht möglich gewesen.

Allen anderen gilt nicht minder mein besonderer Dank für ihre Unterstützung: Ingrid, Anja, Iris, Claudia, Dana, Verena, Jana, Britta, Andre-Dirk, Hans Georg.



# Lebenslauf

<b>Name</b>		Olaf Albert Thelen
<b>Anschrift</b>		Goldammerweg 113, 50829 Köln
<b>Geburtsdatum/-ort</b>		23.02.1969 in Köln
<b>Nationalität</b>		deutsch
<b>Familienstand</b>		ledig
<b>Schulbildung</b>	75–79	Gemeinschaftsgrundschule Vogelsang
	79–88	Hölderlin Gymnasium Köln-Mülheim Graf-Adolf-Straße
<b>Schulabschluss</b>	05/88	Abitur
<b>Wehrdienst</b>	07/88–09/89	Grundwehrdienst
<b>Hochschulstudium</b>	10/89	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik
	06/93	Vordiplom Physik
<b>Studienabschluß</b>	02/98	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: $\gamma$ -spektroskopische Untersuchungen am Atomkern $^{67}\text{Zn}$

## Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik

	12/95–02/98	Studentische Hilfskraft
	03/98–06/99	Wissenschaftliche Hilfskraft
	seit 07/99	Wissenschaftlicher Angestellter



# Erklärung

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

Teilveröffentlichungen: keine