

Die Hochspineigenschaften der neutronenarmen Kerne ^{73,74,75,76}Kr

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

vorgelegt von
Thorsten Steinhardt
aus Siegburg

Köln 2005

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

Tag der mündlichen Prüfung: 7.12.2004

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abstract	3
1 Einleitung	5
2 Die EUROBALL-Experimente	9
2.1 Der EUROBALL und die Zusatzdetektoren	9
2.2 Die Experimente	18
2.3 Die Aufbereitung der Daten	21
3 Auswertung der Daten	29
3.1 Erweiterung der Termschemata	29
3.2 Extraktion der Multipolarität der Übergänge	32
4 Eigenschaften kollektiver Banden	35
4.1 Das “Rotor plus Teilchen”-Modell	35
4.2 Kollektive Eigenschaften der Hochspinbanden	38
5 Die Beschreibung der Hochspinzustände	45
5.1 Das Cranking Modell	45
5.2 Die Cranked-Nilsson-Strutinsky Näherung	46
6 Die Ergebnisse	53
6.1 ^{73}Kr	53
6.2 ^{74}Kr	76
6.3 ^{75}Kr	91
6.4 ^{76}Kr	131
6.5 Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse	158
7 Ausblick	163

A	Die Detektorpositionen	165
A.1	Die ISIS-Teleskope	165
A.2	Die Germaniumdetektoren	166
A.3	Die NWALL-Szintillatoren	167
B	Die Ergebnisse der CNS-Rechnungen	169
B.1	Die Konfigurationen in ^{73}Kr	170
B.2	Die Potentialflächen für ^{73}Kr	171
B.3	Die Konfigurationen in ^{74}Kr	178
B.4	Die Potentialflächen für ^{74}Kr	179
B.5	Die Konfigurationen in ^{75}Kr	185
B.6	Die Potentialflächen für ^{75}Kr	186
B.7	Die Konfigurationen in ^{76}Kr	198
B.8	Die Potentialflächen für ^{76}Kr	199
C	Die CNS-Rechnungen im Kern ^{77}Kr	209
C.1	Die Zustände positiver Parität	209
C.2	Die Zustände negativer Parität	215
C.3	Die Konfigurationen und Potentialflächen	223
C.4	Die Potentialflächen für ^{77}Kr	225
	Literaturverzeichnis	231

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die protonenreichen Kr-Isotope $^{73,74,75,76}\text{Kr}$ γ -spektroskopisch untersucht. Grundlage dieser Analyse bildeten zwei Experimente am Tandembeschleuniger der “Laboratori Nazionali di Legnaro”, Italien. Das zum Nachweis der γ -Quanten verwendete EUROBALL-Spektrometer wurde in Kombination mit den Zusatzdetektorensystemen ISIS und im Rahmen eines Experimentes auch NWALL eingesetzt. In den Experimenten wurde die Reaktion $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ bei einer Strahlenergie von 180MeV bzw. 185MeV genutzt. Die Targets bestanden aus selbsttragendem bzw. auf eine Goldschicht aufgedampftem ^{40}Ca .

Im Zuge der Auswertungen konnten die Termschemata der Kerne $^{73,74,75,76}\text{Kr}$ deutlich erweitert werden. In $^{73,74}\text{Kr}$ wurden dabei bestehende Strukturen bis in den Spinbereich $I \approx 30$ erweitert. In $^{75,76}\text{Kr}$ ließen sich neben der Erweiterung der Termschemata zu hohen Spins jeweils mehrere Banden erstmalig etablieren.

Die Hochspin-Anregungsstrukturen wurden nachfolgend mit Vorhersagen der CNS-Näherung verglichen. Die dabei zugeordneten Konfigurationen weisen ein sehr systematisches Verhalten innerhalb der Kr-Isotope aus. Mithilfe dieser Beschreibung ließ sich das Verhalten in den Kernen $^{73,74}\text{Kr}$ bei maximalem Spin als kollektiv identifizieren. In ^{75}Kr konnte die Anregungsstruktur ebenfalls weitgehend anhand der Rechnungen erklärt werden. Lediglich für die Banden 2 und 3 weichen die Vorhersagen deutlich vom experimentell etablierten Zerfallsschema ab. Der systematische Vergleich mit dem Kern ^{77}Kr , der in der CNS-Näherung qualitativ gut beschrieben wird, deutet auf eine vertauschte Zuordnung der Zustände positiver Signatur der Banden 2 und 3 als Ursache der Diskrepanz in ^{75}Kr hin. Innerhalb der Rechnungen zu ^{77}Kr wurde die Bande 3 mit der Rotation des triaxialen Kernes um die intermediäre Achse assoziiert. In ^{76}Kr sagen die Rechnungen für die Bande 3 in Übereinstimmung mit dem höchstangeregten, experimentell bestätigten Niveau des Spins $I^\pi = 30^-$ einen Bandenabschluß bei nicht maximalem Spin voraus. Für die Bande 1 wird eine weitere Terminierung bei maximalem Spin vorhergesagt, wobei lediglich der abschließende Zustand experimentell nicht nachgewiesen werden konnte.

Abstract

In this thesis, the excited states of the proton rich Kr-isotopes have been studied by γ -spectroscopical methods. For this purpose, two experiments were performed at the tandem-accelerator of the “Laboratori Nazionali di Legnaro”, Italy. In addition to the γ -spectrometer EUROBALL, the ancillary detector arrays ISIS and in one experiment NWALL have been utilized. The reaction used in the experiments was ^{40}Ca on ^{40}Ca at beam energies of 180MeV and 185MeV, respectively. The ^{40}Ca Targets were selfsupporting in one case and evaporated onto a gold backing in the other.

The analysis yielded remarkably extended level schemes for the nuclei $^{73,74,75,76}\text{Kr}$ containing excited levels up to spins $I \approx 30$. In the decay schemes of ^{75}Kr and ^{76}Kr , beside the extension to higher spins some additional band structures have been established for the first time.

The resulting decay structures have finally been compared to predictions of the configuration dependent Nilsson Strutinsky approximation. The assigned configurations demonstrate the systematic behavior of the nuclei.

In the framework of this model, the excited high-spin structures in $^{73,74}\text{Kr}$ have been identified being collective up to the maximum spin of the associated configuration. Despite the agreement of the predicted and the established decay structures in ^{75}Kr in general, strong deviations in the case of band 2 and 3 are observed. The systematic comparison to the nucleus ^{77}Kr , having a very similar and in the CNS-approximation well-described decay structure, led to the conclusion, that a missassignment of the positive-signature states in the band 2 and 3 could be responsible for the discrepancy in ^{75}Kr . In ^{77}Kr , band 3 is predicted to be built on a triaxial deformed core rotating around an intermediate axis.

In contrast to mainly collective high-spin structures in the light Kr-isotopes, a band termination below the maximum spin has been predicted for band 3 in ^{76}Kr , in agreement with the established level scheme. For band 1 another terminating level is predicted by the CNS-calculations, which has experimentally not been observed.

Kapitel 1

Einleitung

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Atomkerne ^{73}Kr , ^{74}Kr , ^{75}Kr und ^{76}Kr gehören zu den neutronenarmen Kernen der Massenregion $A \approx 70-80$. Diese Region bildet den Übergang von den schwach deformierten Kernen in der Nähe des Schalenabschlusses bei $N=Z=28$ zu den stark deformierten Nukliden in der Zirkonium Gegend [81]. Das Verhalten der Kerne wird dabei durch die geringe Zustandsdichte der Einteilchenorbitale im Bereich der Fermikante der Protonen- und Neutronenverteilung dominiert. Diese führt in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl zu einer Vielzahl verschiedenartiger Deformationen im Niederspinbereich der Kerne [89] [49] [78]. Die Form und Stärke der Quadrupoldeformation kann sich dabei durch Hinzufügen oder Entfernen eines Nukleons drastisch ändern.

Eine sehr anschauliche Erklärung für dieses Verhalten der Kerne liefert das Nilsson-Modell (s. Abbildung 1.1). So folgt aus dem Verlauf der Nilsson-Orbitale bei größeren Quadrupoldeformationen, dass die Schalenabschlüsse bei $N,Z=28,40$ und 50 an Bedeutung verlieren und sich für unterschiedlich starke Deformationen neue stabilisierende Energielücken bei $N,Z=30,34,36,38$ und 42 ausbilden. Verantwortlich für diese "neuen Schalenabschlüsse" sind die mit zunehmender Quadrupoldeformation energetisch stark abfallenden "Intruderorbitale" der $g_{9/2}$ - und $d_{5/2}$ -Schale ($N=4$).

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kr-Isotope sind aufgrund der Protonenzahl $Z=36$ und der Neutronenzahl $N>36$ die Zustandslücken bei $\beta_2 \approx 0.4$, $\beta_2 \approx -0.35$ und $\beta_2 = 0$ für 40 Neutronen von entscheidender Bedeutung. Diese lassen sowohl starke oblate und prolate Deformationen, als auch sphärische Kernformen und darüber hinaus auch Formkoexistenzen zu. Ist der Einfluß der Energielücke bei $N,Z=36$ für den Kern ^{72}Kr noch als dominierend anzusehen, so gewinnen die Schalenabschlüsse bei $N=38$ und $N=40$ mit steigender Neutronenzahl zunehmend an Bedeutung. Diese grobe Abschätzung anhand des Nilssondiagrammes wird auch durch detailliertere Rechnungen im "macroscopic-microscopic"-Modell unterstützt, die für die Kr-Isotope gerader Massenzahl koexistierende prolate und oblate Minima vorhersagen und auch die zunehmende energetische Bevorzugung des prolaten Minimums mit steigender Massenzahl prognostizieren (s. Abbildung 1.2). Die ähnlichen potentiellen Energien des oblaten bzw. sphärischen und prolaten Minimums lassen eine Formmi-

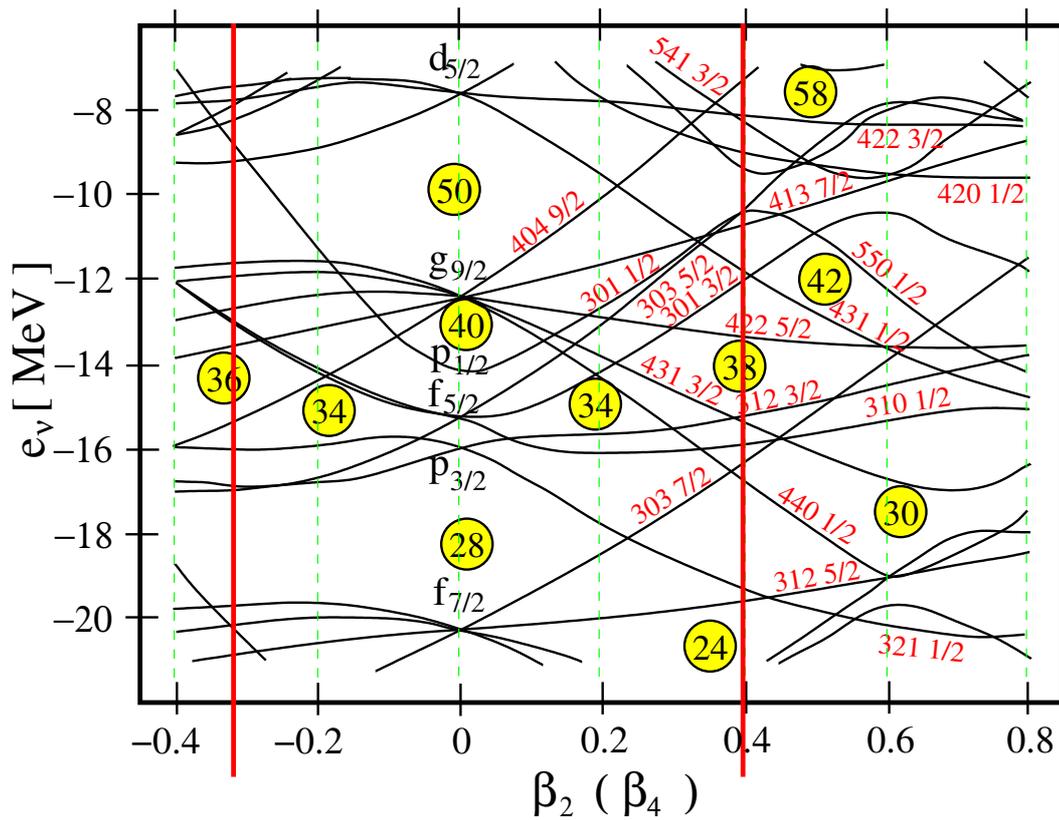


Abbildung 1.1: Das Nilsson-Diagramm für die Neutronen im Kern ^{80}Sr zeigt den Verlauf der Einteilchenenergien in Abhängigkeit vom Quadrupoldeformationsparameter β_2 , hier berechnet für ein Woods-Saxon-Potential [53]. Die Nilssonorbitale für Protonen verlaufen in dieser Massenregion sehr ähnlich und sind daher nicht abgebildet.

schung in den energetisch tiefliegenden Zuständen erwarten.

Tatsächlich wurden diese theoretischen Vorhersagen in den letzten zwanzig Jahren mittels einer Vielzahl von Experimenten untersucht. Global gesehen ergaben die Analysen zwar, dass der stärkste Einfluß auf die neutronenarmen Kr-Isotope im Nieder-spinbereich von der Energielücke bei $N=38$ ausgeht, da in den Kernen ^{73}Kr , ^{74}Kr , ^{75}Kr und ^{76}Kr aus weitgehend stark prolat deformierten Komponenten bestehende Konfigurationen im niederenergetischen Teil der Grundzustandsbanden gefunden wurden. Allerdings ließ sich auch der mit abnehmender Neutronenzahl zunehmende Einfluß der Energielücke bei $Z,N=36$ anhand der Kerne ^{72}Kr [13] [25] [4] [45] und ^{74}Kr [5] [18] beobachten. Führt die mutmaßliche energetische Entartung des prolaten und oblaten Minimums im Kern ^{74}Kr noch zu starken Beimischungen oblater Komponenten im Grundzustand, so scheint der Schalenabschluß bei $N,Z=36$ im Kern ^{72}Kr im Einklang mit den theoretischen Vorhersagen eine oblate Deformation mit geringen Beimischungen prolater Anteile zu stabilisieren.

Im Mittel- und Hochspinbereich schwächt die Corioliswechselwirkung den Einfluß des oblaten und im Fall des Kerns ^{76}Kr [32] den des sphärischen Minimums mit steigendem Spin innerhalb der kollektiven Banden zunehmend ab, so dass sich insbesondere in den Kernen ^{73}Kr , ^{74}Kr , ^{75}Kr , und ^{76}Kr Rotationsbanden basierend auf einem in der Hauptkomponente stark prolat deformierten Rumpf ergeben. Diese großen Deformationen lassen einen ungestörten Verlauf der Banden einer bestimmten Teilchenkonfiguration bis zu hohen Drehimpulsen erhoffen.

Eine γ -spektroskopische Untersuchung dieser Banden bis zu hohen Spins erfordert jedoch neben einer geeigneten Reaktion insbesondere ein sehr empfindliches Spektrometer. Erst Mitte des letzten Jahrzehnts ist diesbezüglich mit der Entwicklung und dem Aufbau der γ -Spektrometer EUROBALL [6] und GAMMASPHERE [55] der entscheidende experimentelle Durchbruch gelungen.

Basierend auf den bereits durchgeführten, detaillierten Untersuchungen im Nieder-spinbereich der Kerne, bildet die experimentelle Untersuchung und die theoretische Interpretation der Banden in den Kr-Isotopen bzgl. ihres Hochspinverhaltens den Kern der vorliegenden Arbeit.

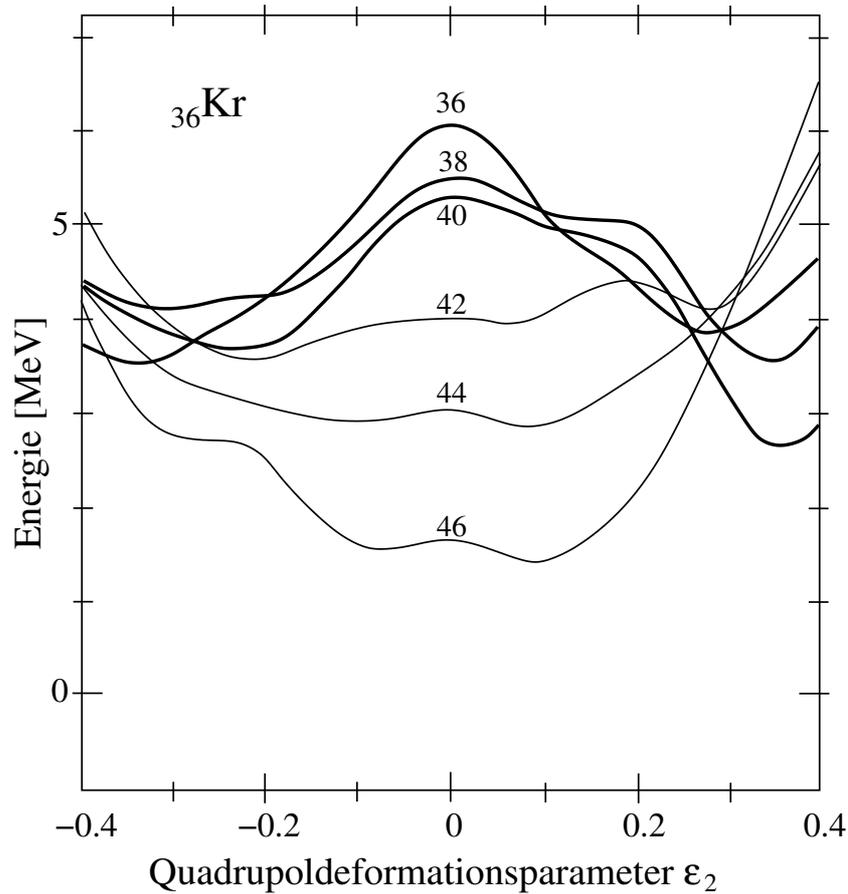


Abbildung 1.2: Die Potentialenergiekurven für die Kr-Isotope gerader Massenzahl weisen mit fallender Massenzahl zunehmend betonte Minima bei oblater und prolater Quadrupoldeformation auf. Im Fall des Kerns ^{76}Kr ist das prolater Minimum im Vergleich zum oblaten deutlich bevorzugt. Bei $N=38$ beträgt die Differenz der Energien im oblaten und im prolater Minimum lediglich $\approx 0.8\text{MeV}$. Im Kern ^{72}Kr wird schließlich die oblate Deformation als die günstigere prognostiziert [8].

Kapitel 2

Die EUROBALL-Experimente

Zur Untersuchung der Hochspinzustände der neutronenarmen Kr-Isotope war es notwendig, eine Fusionsverdampfungsreaktion, in deren Rahmen die kollektiven Hochspinniveaus mit Kerndrehimpulsen $I > 30\hbar$ populiert werden, in Kombination mit einem geeigneten γ -Spektrometer zu verwenden. Insbesondere die zur Population der Zustände hoher Drehimpulse notwendige hohe Anregungsenergie beinhaltet weitreichende Anforderungen an das zu verwendende Spektrometer.

Zum einen werden durch die hohe Anregungsenergie innerhalb der Reaktion sehr viele Reaktionskanäle geöffnet, d.h. unterschiedliche Endkerne populiert, so dass eine möglichst gute Selektion des Ausgangskanals experimentell gewährleistet werden muss. Dieses kann entweder durch die Identifikation des populierten Kernes anhand der während der Reaktion evaporierten Teilchen mittels zusätzlicher Zusatzdetektoren, oder durch die Diskriminierung anhand eines charakterisierenden γ -Zerfalls innerhalb der Koinzidenzanalyse geschehen. Eine direkte Identifikation der populierten Kerne mit Hilfe von Separatoren scheidet aufgrund der geringen Transmissionsrate der meisten momentan verfügbaren Systeme aus. Bei der Selektion via γ -Zerfall ist eine hohe γ -Nachweiswahrscheinlichkeit notwendige Bedingung, da diese Methode eine Analyse der Koinzidenzen zwischen den γ -Quanten in höheren Dimensionen erzwingt.

Zum anderen erfordert die hohe Multiplizität der von den populierten Kernen koinzident emittierten γ -Quanten neben der benötigten hohen Nachweiswahrscheinlichkeit kleine Öffnungswinkel der Detektoren, um die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer eines γ -Detektors zu minimieren, und somit eine große Anzahl von Spektroskopiekanälen.

2.1 Der EUROBALL und die Zusatzdetektoren

Das EUROBALL-Spektrometer stellte mit den verfügbaren Zusatzdetektorensystemen "Neutron Wall" (NWALL) zum Nachweis von Neutronen und "Italian Silicon Sphere" (ISIS) zur Spektroskopie der geladenen Teilchen eines der bezüglich der experimentellen Anforderungen besten, Ende der 90er Jahre verfügbaren γ -Spektrometer dar.

2.1.1 Das EUROBALL-Spektrometer

Die geforderte hohe absolute Nachweiswahrscheinlichkeit wird im Fall des EUROBALL-Spektrometers mit bis zu 9.4% [71] durch die Einbindung der maximal 239 HP-Germanium-Detektoren, über den vollen Raumwinkel 4π verteilt, ebenso gewährleistet, wie die benötigte große Anzahl von Spektroskopiekanälen [6]. Im Gegensatz zu vergleichbaren Spektrometern wie GAMMASPHERE [55] besteht das EUROBALL-Spektrometer nicht nur aus gleichartigen Einzeldetektoren, sondern aus bis zu drei unterschiedlichen Detektortypen (s. Abbildung 2.1). Ein Hauptteil zur

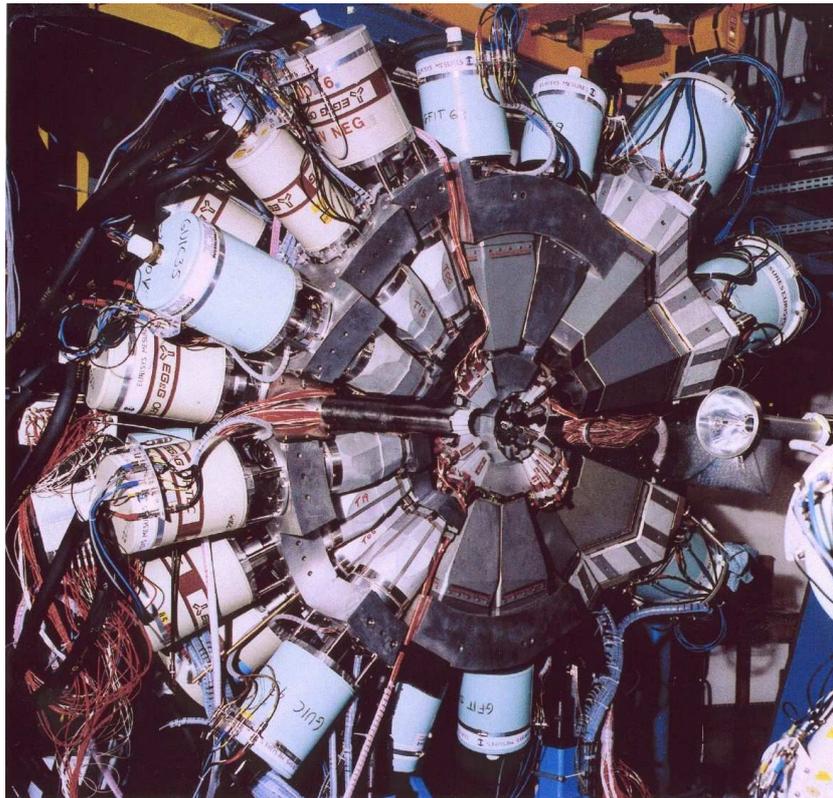


Abbildung 2.1: Das EUROBALL-Spektrometer ist hier in geöffnetem Zustand zu sehen. Im linken Teil der Abbildung sind, um den Strahlstopp herum angeordnet, die aus einem einzelnen Kristall bestehenden Detektoren zu sehen. Der Bereich um 90° zur Strahlachse wird von den Cloverdetektoren abgedeckt. Die Clusterdetektoren komplettieren die Hemisphäre unter Rückwärtswinkeln. Die ISIS ist im Inneren des EUROBALL-Spektrometers, umgeben von dem hier zu sehenden 4π -BGO-Detektorsystem, angeordnet. Die BGO-Detektoren standen bei den dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimenten im Rahmen der Auswertung noch nicht zur Verfügung.

γ -Nachweiswahrscheinlichkeit von 4.4% [71] wird von den unter Rückwärtswinkeln relativ zur Strahlrichtung angeordneten, den Raumwinkel 1π abdeckenden, 15 eigens

für das EUROBALL-Spektrometer entwickelten Clusterdetektoren [84] [22] beigetragen. Jeder dieser EUROBALL-Clusterdetektoren besteht aus sieben großvolumigen, gekapselten, hexagonal-konischen Kristallen hochreinen Germaniums [23], die in einem gemeinsamen Kryostaten untergebracht sind. Die Kristalle besitzen eine relative Nachweiswahrscheinlichkeit von 60%, bezogen auf einen NaI(Tl)-Kristall der Stirnfläche $7.6\text{cm} \times 7.6\text{cm}$ bei einem Abstand von 25cm .

Einen weiteren Hauptbeitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit von 3.7% [71] liefern die 26 Cloverdetektoren, deren Kryostat jeweils vier Kristalle hochreinen Germaniums einer relativen Nachweiswahrscheinlichkeit von 21.6% enthält und deren Name sich aus der kleeblattähnlichen Anordnung ableitet. Sie sind in zwei Ringen symmetrisch um 90° relativ zur Strahlrichtung, an die Clusterdetektorensektion anschließend, angeordnet und decken einen Raumwinkel von 2π ab.

Die vordere Hemisphäre wird optional von 30 Einzel-Germaniumdetektoren, den Raumwinkel 1π abdeckend, komplettiert. Diese Detektoren tragen 1.3% zur γ -Nachweiswahrscheinlichkeit bei [71].

Die genauen horizontalen und azimutalen Positionen aller Detektoren sind in Anhang A.2 tabelliert.

Ein großes Problem, gerade bei hohen γ -Multiplizitäten, stellen die vielen Comptonstreuungen der γ -Quanten innerhalb eines solchen Spektrometers dar. Diesbezüglich werden im Fall des EUROBALL-Spektrometers zum einen die bereits etablierten "destruktiven" Konzepte der Kollimatoren, die nicht aus der Targetrichtung entstammende γ -Quanten absorbieren, und der die Ge-Detektoren umgebenden BGO-Szintillatoren, die aus dem Detektor heraus gestreute γ -Quanten identifizieren und in Antikoinzidenz zu den Detektoren geschaltet sind, angewendet. Zum anderen bieten die sich aus bis zu sieben Einzelkristallen zusammensetzenden Cluster- und Cloverdetektoren die "konstruktive" Möglichkeit, die Energie des innerhalb eines Detektors gestreuten γ -Quants durch Aufsummierung der in den verschiedenen Kristallen deponierten Teilenergien zu rekonstruieren. Dieses Vorgehen wird Addback-Verfahren genannt (detailliert beschrieben in [79]) und bildet die Kernidee, die zur Entwicklung der zusammengesetzten Cluster- und Clover-Detektorensysteme führte.

Die experimentell in dieser Arbeit mittels einer Eichmessung mit einer ^{152}Eu - und einer ^{56}Co -Quelle unter Anwendung des Addbackverfahrens bestimmten relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Cluster- und die Cloversektion sind im Diagramm (a) der Abbildung 2.2 dargestellt. Das Diagramm (b) zeigt den Verlauf des Addback-Faktors für die Clover- und die Clusterdetektoren in Abhängigkeit von der Energie. Der Addback-Faktor entspricht dabei dem Verhältnis der zu einem γ -Übergang gehörenden Linienfläche im unter Anwendung des Addbackverfahrens erhaltenen Energiespektrum zu der im ohne Addbackverfahren erstellten Spektrum.

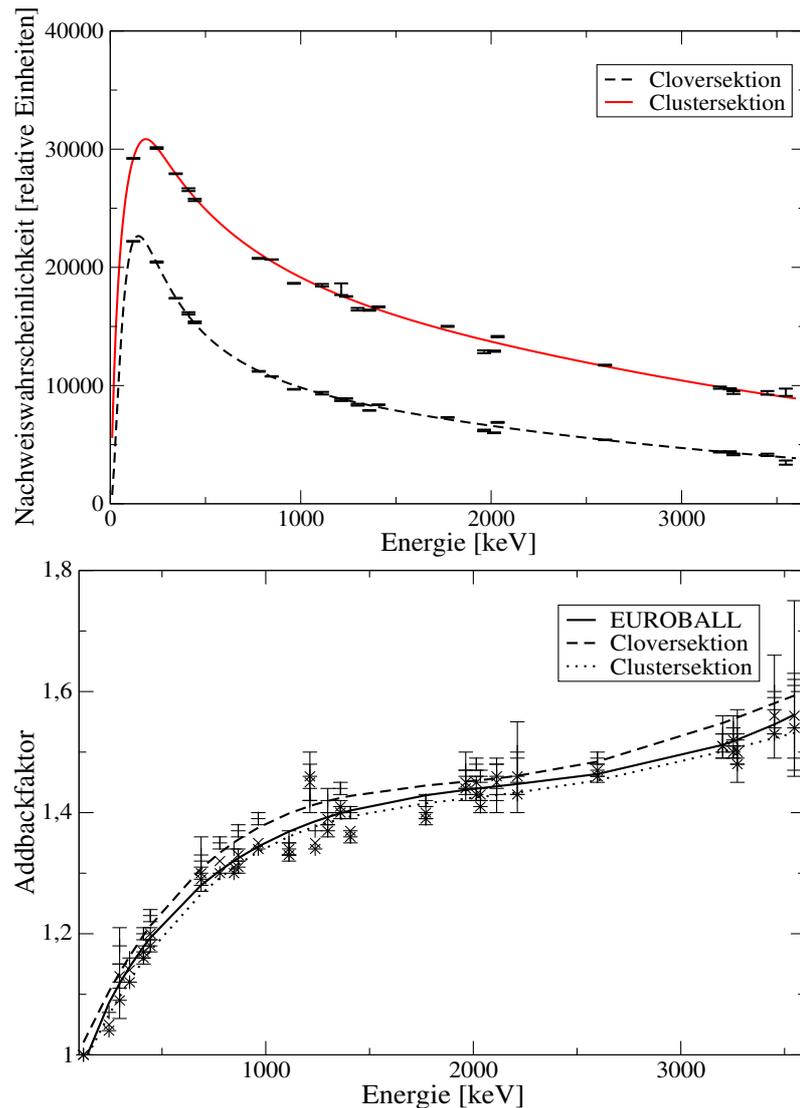


Abbildung 2.2: Der Teil (a) der Abbildung zeigt die Verläufe der relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Cluster- und die Cloversektion des EUROBALL-Spektrometers. Die Effizienz der Clover ist zum einen aufgrund der kleineren Kristalle und zum anderen wegen der größeren Anzahl ausgefallener Detektoren deutlich kleiner als die der Clusterdetektoren. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden durch Bestimmung der Flächen der zu den Zerfällen im ^{56}Co und ^{152}Eu gehörenden Linien im Energiespektrum, normiert mit den tabellierten Intensitäten der Übergänge, bestimmt. Im Teil (b) ist der Addbackfaktor, extrahiert für die dem β -Zerfall des ^{56}Co und des ^{152}Eu folgenden γ -Übergänge, zu sehen. Dabei wurde die Linienfläche im unter Verwendung des Addbackverfahrens erhaltenen Energiespektrum auf die aus dem ohne Rekombination der Energien der Comptongestreuten γ -Quanten resultierenden Spektrum mittels des Addbackfaktors normiert. Der Fit der experimentellen Normierungsfaktoren zeigt, dass bei jeder Energie der Addbackfaktor der Clover- über dem der Clustersektion liegt. Der resultierende Faktor des gesamten EUROBALL-Spektrometers liegt aufgrund der größeren Effizienz näher bei den Werten der Clustersektion.

2.1.2 Das ISIS Detektorsystem

Die Spektroskopie der geladenen Teilchen findet im Fall der “Italian Silicon Sphere” (ISIS) mittels 40 Silizium-Teleskop-Detektoren statt (s. Abbildung 2.3), die, den gesamten Raumwinkel 4π abdeckend, um das Target herum innerhalb des EUROBALL-Spektrometers angeordnet sind [24]. Mit diesem Detektorsystem können α -Teilchen und Protonen mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von bis zu 40% bzw. 50% nachgewiesen werden [37]. Diese im Widerspruch zur Abdeckung des nahezu kompletten Raumwinkels stehenden Nachweiswahrscheinlichkeiten sind zum einen Folge der das System stabilisierenden Rahmenkonstruktion, die den durch aktives Detektormaterial abgedeckten Raumwinkel auf 76% reduziert. Zum anderen sorgen die im Rahmen der Experimente zur Abschirmung gestreuter Kerne verwendeten Absorber für eine weitere Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Jedes dieser Teleskope besteht aus einem $130\ \mu\text{m}$ dünnen ΔE - und einem $1000\ \mu\text{m}$ dicken E-Detektor. Zur Identifikation

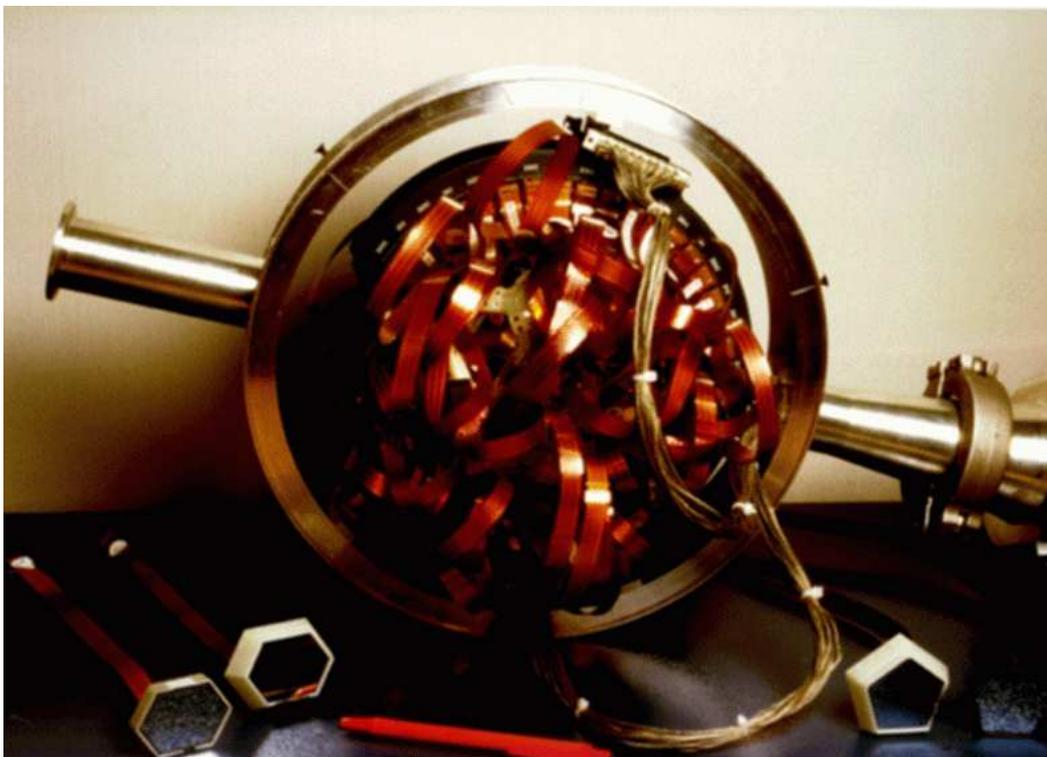


Abbildung 2.3: ISIS besteht aus 40 Silizium-Teleskop-Detektoren und überdeckt den gesamten Raumwinkel 4π . Hier ist die Außenansicht auf das verkabelte Detektorensystem bei abgenommenen Targetkammer-Halbschalen in ausgebautem Zustand abgebildet.

der geladenen Teilchen wird dabei ausgenutzt, dass nach der Bethe Formel ein geladenes, nichtrelativistisches Teilchen der Masse m und der Ladung ze beim Durchgang

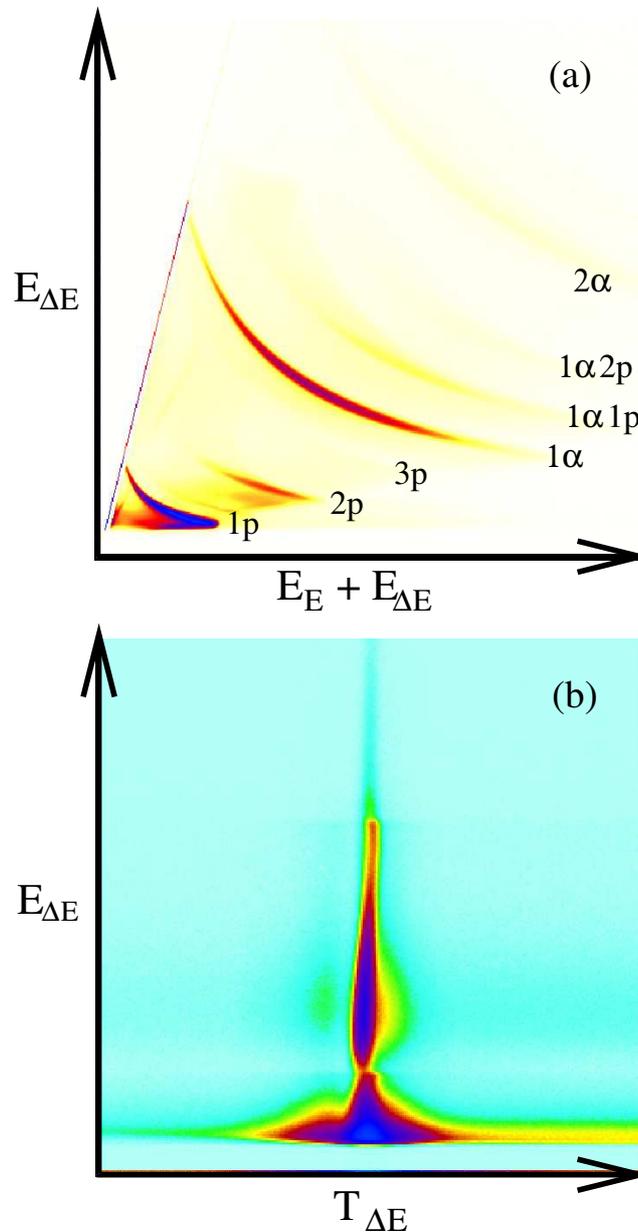


Abbildung 2.4: Der obere Teil der Abbildung (a) zeigt die Draufsicht auf eine quadratische Matrix, in welche die mit den Siliziumdetektoren bestimmten Energien der geladenen Teilchen einsortiert wurden. Die horizontale Position eines Ereignisses ist durch die Summenenergie und die vertikale Position durch die Energiedeposition im Δ -E Detektor des vom geladenen Teilchen getroffenen Teleskopes gegeben. Es sind deutlich getrennte Verteilungen für die unterschiedlichen Kombinationen der geladenen Teilchen zu sehen. Das untere Diagramm (b) zeigt die Draufsicht auf die quadratische Matrix, in die Wertepaare, bestehend aus der im Δ -E Detektor deponierten Energie und dem Zeitpunkt der Detektion, einsortiert wurden. Mit Hilfe dieser Matrix lässt sich die zeitliche Korrelation der detektierten Ereignisse sicherstellen.

durch Materie einen Energieverlust von

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{mz^2}{E} \ln C_2 \frac{E}{m} \quad (2.1)$$

erleidet, wobei C_1 und C_2 Konstanten sind [46]. Der Energieverlust hängt also empfindlich von mz^2 ab, d.h. ein α -Teilchen verliert bei gleicher Energie deutlich mehr Energie im dünnen ΔE Detektor als ein Proton. Mittels der Teleskope ist es nun möglich, in Koinzidenz den Energieverlust im ΔE -Detektor $E_{\Delta E}$ und die Energiedeposition im E-Detektor E_E zu bestimmen. Aus diesen läßt sich durch Aufsummierung die Ausgangsenergie E ermitteln. Im oberen Teil (a) der Abbildung 2.4 sind die deutlich getrennten Verteilungen für die unterschiedlichen Kombinationen geladener Teilchen in der Draufsicht auf eine Matrix, in welche die $(E_{\Delta E}, E)$ Wertepaare einsortiert wurden, zu sehen. Da die in den Teleskopen von koinzident auftreffenden Teilchen deponierten Energien nicht differenziert werden können, ergeben sich in der Matrix z.B. für Protonen äquidistante Verteilungen, die der unterschiedlichen Anzahl koinzident detektierter Protonen entsprechen. Gleiches gilt für α -Teilchen und andere geladene Teilchen. Neben den bananenförmigen Verteilungen, deren Verlauf durch die in Formel 2.1 enthaltene Proportionalität

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{E}, \quad (2.2)$$

plausibel wird, existieren weitere Häufungspunkte auf der Diagonalen $E = \Delta E$, die einer deponierten Energie von Null im E-Detektor entsprechen. Diese kommen z.B. durch niederenergetische α -Teilchen zustande, die ihre gesamte Energie auf den ΔE Detektor des Teleskopes übertragen. Die Hakenform der Protonenverteilungen entsteht durch eine unvollständige Energiedeposition hochenergetischer Protonen in den Teleskopen.

2.1.3 Die Neutronendetektoren NWALL

Von dominierender Bedeutung für die vorliegende Arbeit war der Einsatz des Detektorsystems "Neutron Wall" (NWall) (s. Abbildung 2.5). Dieses Neutronendetektorsystem besteht aus 50 BC501A Flüssigszintillatoren [72]. Es wurden organische Flüssigszintillatoren gewählt, um eine gute Neutronen- γ -Diskriminierung zu gewährleisten. Die Szintillatoren sind in 15 hexagonalen und einer pentagonalen Einheit zusammengefasst. Die hexagonalen Detektorsysteme bestehen aus jeweils drei Szintillatoren und das pentagonale aus fünf. Diese Geometrie ermöglicht den Einbau der Neutronendetektoren anstelle der Einzel-Germanium-Detektoren in den EUROBALL. Die Einbuße von ca. 1% absoluter γ -Nachweiswahrscheinlichkeit durch den Verlust der Einzeldetektoren wird dabei insbesondere bei Experimenten im Bereich der neutronenarmen Kerne durch die Möglichkeit der Neutronen-Reaktionskanalselektion überkompensiert.

Zur Diskriminierung der γ -Quanten und der Neutronen wird zum einen deren un-



Abbildung 2.5: Die Abbildung zeigt die NWALL integriert in das EUROBALL-Spektrometer in geöffnetem Zustand. Die Neutronenzähler vervollständigen an die Clover angrenzend die vordere Hemisphäre anstelle der Germanium-Einzeldetektoren. Das zentrale Pentagon kann entfernt werden, um den Ionenstrahl oder Compoundkerne außerhalb des EUROBALL-Spektrometers abzustoppen. Die azimutalen und horizontalen Positionen der Detektoren sind in Anhang A.3 aufgeführt.

terschiedliche Flugzeit vom Target bis zum Detektor genutzt, die dem Zeitpunkt des Signalanstiegs im Detektor bezogen auf den Startzeitpunkt des Reaktionsprozesses entspricht. Zum anderen wechselwirken die Neutronen und die γ -Quanten auf unterschiedliche Art mit dem Detektormaterial. Übertragen die γ -Quanten ihre Energie durch Comptonstreuung und Photoeffekt auf die Elektronen des Detektormaterials, so transferieren die Neutronen ihre kinetische Energie durch elastische Streuung auf die Protonen des Szintillators. Da das Abregungsverhalten der Szintillatoren für die elektronische Ionisation schneller als für die "Neutronen-Ionisation" ist, kann aus der abfallenden Szintillatorsignalflanke auf das wechselwirkende Teilchen geschlossen werden. Verantwortlich für den langsamen Abfall des Neutronensignals ist die verzögerte Fluoreszenz des Typs P, die Konsequenz der im Fall der Neutronen verzögerten Depopulation des ersten angeregten Triplettzustandes langer Lebensdauer ist. Im Gegensatz dazu erfolgt die Abregung im Fall eines γ -Quants durch die höhere Ladungsdichte deutlich schneller. Zur Differenzierung dieser unterschiedlichen Abfallzeiten wird aus dem durch einen differenzierenden RC-Filter in ein bipolares Signal umgewandelten Szintillatortpuls der Zeitpunkt des Nulldurchganges bestimmt. Die Referenz bildet dabei die ansteigende Flanke des Szintillatorsignals.

Mit der Flugzeit und der Nulldurchgangszeit stehen demzufolge zwei unterschiedliche Möglichkeiten zur Diskriminierung der γ -Quanten und der Neutronen zur Verfügung. Um diese in Kombination nutzen zu können, werden die Flugzeit-Nulldurchgangszeit-

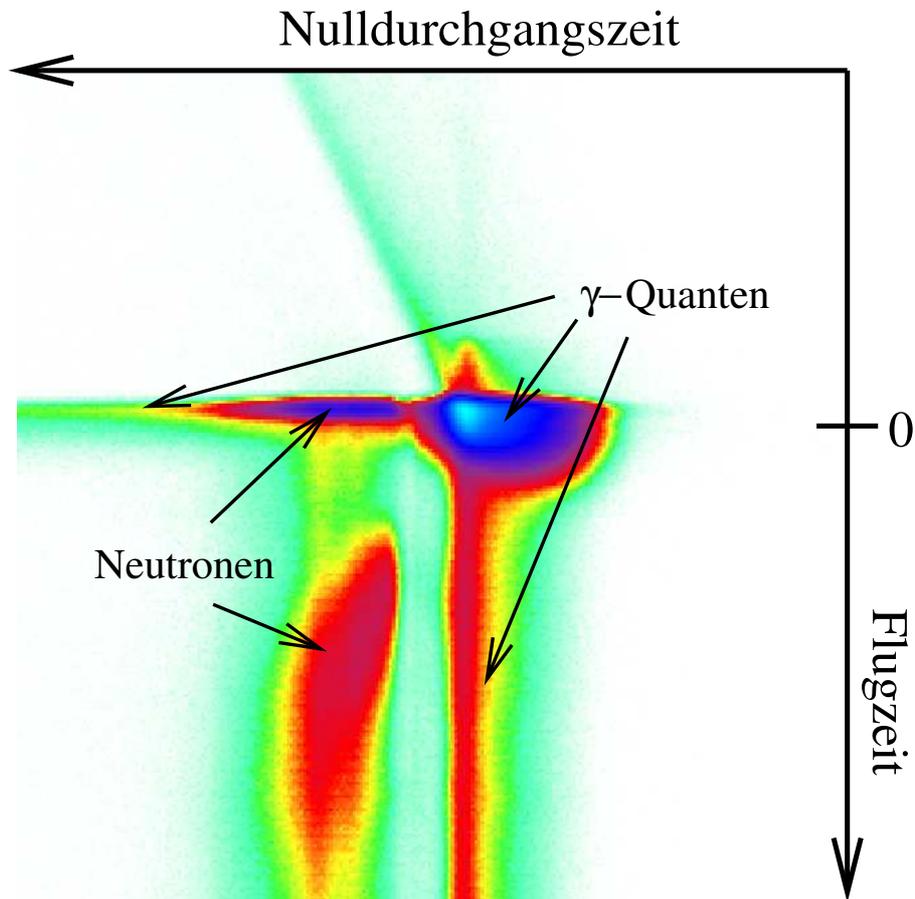


Abbildung 2.6: Die Verteilungen für Neutronen und γ -Quanten sind in der Matrix, in der die Wertepaare (Nulldurchgangszeit, Flugzeit) einsortiert sind, deutlich getrennt. Ausschließlich die Verteilung der Neutronen, die eine Flugzeit von "Null" besitzen, überlappt mit der Verteilung der γ -Quanten. In diesen Fällen bilden die detektierten Neutronen die Zeitreferenz (siehe Abschnitt 2.2). Die die prompte Neutronenverteilung überlagernden γ -Ereignisse kommen durch mehrere, leicht verzögert auftreffende γ -Quanten zustande. Die Überlagerung der Signale verzögert dabei die Nullpunktdurchgangszeit. Die vertikal verlaufende Verteilung, ausgehend von dem hohen, scharfen Maximum der die Zeitreferenz bildenden prompten γ -Quanten, besteht aus verzögert detektierten einzelnen γ -Quanten.

Paare in ein zweidimensionales Histogramm einsortiert, in welchem sich deutlich getrennte Verteilungen für Neutronen und γ -Quanten ergeben (s. Abbildung 2.6).

2.2 Die Experimente

Zur Analyse der Kr-Isotope wurden zwei Experimente am Tandembeschleuniger der “Laboratori Nazionali di Legnaro”, Italien, durchgeführt.

Ziel des ersten Experiments war die Bestimmung der Lebensdauern u.a. in den Kr-Isotopen. Dazu wurde mit einem ^{40}Ca -Strahl bei einer Strahlenergie von 180MeV auf ein ^{40}Ca -Target geschossen. Das Target bestand aus einer $1\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dicken Schicht aus zu 99.965% angereichertem ^{40}Ca , aufgedampft auf eine $16\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dicke Schicht ^{197}Au . Das Gold diente zum Abstoppen der im Rahmen der Fusions-Verdampfungsreaktion erzeugten, hochangeregten Kerne und bildete somit die Grundlage für die Lebensdaueranalyse nach der DSA-Methode. Der EUROBALL wurde lediglich in Kombination mit der ISIS eingesetzt, da die NWALL zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung stand.

Ein Ereignis in einem der Silizium Detektoren startete die Messung und bildete somit die Zeitreferenz für alle Ereignisse, die innerhalb des Zeitfensters von 500ns in den verschiedenen Detektoren registriert wurden. Die Bedingung für die Weiterverarbeitung der Daten waren drei koinzident ansprechende Germaniumdetektoren. Innerhalb der Strahlzeit wurden 175 GB Listmode-Daten auf Band aufgezeichnet.

Das zweite, für diese Arbeit bedeutendere Experiment diente der Erweiterung der Termschemata um neue hochangeregte Niveaus und basiert ebenfalls auf der Reaktion $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, allerdings bei einer Strahlenergie von 185MeV. Um Einflüsse der effektiven Lebensdauern auf die Form der zu den γ -Zerfällen gehörenden Linien zu minimieren und somit den Nachweis der γ -Zerfälle hochangeregter Niveaus zu erlauben, wurde ein selbsttragendes Target, bestehend aus $0.9\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dickem und zu 99.965% angereichertem ^{40}Ca verwendet.

Neben dem EUROBALL-Spektrometer und der ISIS wurde die NWALL anstelle der Einzelgermaniumdetektoren, unter Inkaufnahme der unwesentlich geringeren absoluten γ -Nachweiswahrscheinlichkeit, wegen der zusätzlichen Diskriminierungsmöglichkeit der Neutronen-Reaktionskanäle genutzt.

Bei diesem Experiment bildete nicht die ISIS, sondern die NWALL die Zeitreferenz. Dabei konnte sowohl ein γ -Quant, als auch ein Neutron die Datenaufnahme starten. Während die größtenteils prompt emittierten γ -Quanten eine guten Referenzzeitpunkt für die Reaktion bilden und somit auch die Diskriminierung der γ -Quanten und Neutronen der Flugzeit nach erlauben, führen die die Datenaufnahme startenden Neutronen zu Ereignissen der Flugzeit Null (s. Abbildung 2.6). Auch in diesem Experiment wurde ein Zeitfenster von 500ns “geöffnet”.

Die Bedingung für die Weiterverarbeitung der Daten war, dass entweder ein durch Diskriminierung in Echtzeit identifiziertes Neutron in Koinzidenz zu mindestens zwei ansprechenden Germaniumdetektoren registriert worden war oder drei Germaniumde-

tektoren angesprochen hatten.

Es konnten während der siebentägigen Strahlzeit 279GB Daten aufgezeichnet werden.

Es wurde bei beiden Experimenten dieselbe Reaktion $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ bei ähnlichen Strahlenergien von 180MeV bzw. 185MeV gewählt, da die Programme “evapOR” [54] und CASCADE [64] zum einen eine maximale innere Anregungsenergie von 75MeV sowie einen maximalen Yrastdrehimpuls von $57\hbar$ und somit die Population der interessierenden hochangeregten Niveaus vorhersagen. Zum anderen werden für diese Projektil-Target-Kombination und die Strahlenergie von $\approx 180\text{MeV}$ die Wirkungsquerschnitte der Nuklide ^{70}Br , ^{73}Kr und ^{75}Kr , zu deren Analyse die Experimente beantragt wurden, als maximal prognostiziert. Die Mittelung über die Verteilung der Wirkungsquerschnitte für die Population eines Eintrittszustands mit bestimmtem Kerndrehimpuls I (s. Abbildung 2.7) läßt einen mittleren Drehimpuls von $35(13)\hbar$ in den Eintrittszuständen der Compoundkerne erwarten.

Die für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kerne ^{73}Kr , ^{74}Kr , ^{75}Kr und ^{76}Kr von den Rechnungen prognostizieren relativen Wirkungsquerschnitte bei einem totalen Wirkungsquerschnitt von $963(71)\text{mb}$ sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Insbesondere

Kern	Reaktionskanal	rel Wirkungsquerschnitt [%]
^{73}Kr	$1\alpha 2p 1n$	2.9(4)
^{74}Kr	$1\alpha 2p$	1.8(8)
^{75}Kr	$4p 1n$	11.6(9)
^{76}Kr	$4p$	2.9(13)

Tabelle 2.1: Die prognostizierten relativen Wirkungsquerschnitte weisen den Kern ^{75}Kr , der im Rahmen der Reaktionen durch die Abdampfung von vier Protonen (4p) und einem Neutron (1n) populiert wird, als das am häufigsten produzierte Kr-Isotop aus.

die niedrigen relativen Wirkungsquerschnitte für die Population der Nuklide ^{73}Kr , ^{74}Kr und ^{76}Kr in Kombination mit den hohen mittleren Drehimpulsen in den Eintrittszuständen verdeutlichen die entscheidende Bedeutung einer wirkungsvollen Reaktionskanalselektion.

Die Wirkungsquerschnitte für die gesamten Ausgangskanäle dieser Reaktionen sind in Abbildung 2.7 aufgeführt.

Bei der Berechnung wurde angenommen, dass die Projektile der Energie 185MeV bei einer Eindringtiefe von einem Drittel der Targetdicke mit den Targetkernen reagieren. Der daraus resultierende Energieverlust wurde zu 5MeV abgeschätzt [57].

Die die Experimente betreffenden Informationen sind der Übersichtlichkeit halber in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

2.3 Die Aufbereitung der Daten

Die Art der im Rahmen der Experimente aufgenommenen List-Mode-Daten erfordert, sowohl die Germanium-Detektoren, als auch die Zusatzdetektoren betreffend eine umfangreiche Aufbereitung.

2.3.1 Bearbeitung der Daten der Germaniumdetektoren

Die aufgezeichneten Energieinformationen der Germanium-Detektoren wurden zuerst um Schwankungen, die aus der zeitlichen bzw. thermischen Instabilität der Elektronik resultieren, korrigiert. Dazu wurden die Listmode-Daten in Pakete zu je 100.000 32kB-Blöcken zusammengefasst und es wurden für jeden dieser Blöcke und alle Detektoren die γ -Energien in Spektren einsortiert. Die auftretenden Energieverschiebungen wurden mit dem Programm tape-scan [9] durch Umeichung der Daten mittels Polynomen ersten Grades korrigiert. Schließlich wurden Unterschiede und Nichtlinearitäten in den Spektroskopiekanälen durch eine Energieeichung mit einem Polynom zweiten Grades ausgeglichen. Dazu standen Messungen mit einer ^{152}Eu - und einer ^{56}Co -Quelle zur Verfügung. Die Energien eines innerhalb eines Cluster- oder Cloverdetektors comptongestreuten γ -Quanten wurden mittels des Nearest-Neighbor-Addback-Verfahrens rekombiniert [79]. Bei diesem Verfahren werden ausschließlich Streuungen in die nächsten benachbarten Kristalle innerhalb eines Cluster- oder Cloverdetektors berücksichtigt. Falls mehr als zwei Kristalle ansprechen, werden sowohl die Teilenergien, als auch die Summenenergie von der Weiterverarbeitung ausgeschlossen. Zwei in nicht benachbarten Kristallen nachgewiesene Energien wurden als zwei gleichzeitig auf den Detektor auftreffende γ -Quanten gewertet.

Ebenso wie die Energieinformationen der Zähler mußten die Zeitinformationen der Ge-Detektoren untereinander angepaßt werden. Dazu wurde für jeden Zähler die Zeit, zu der ein γ -Quant registriert wurde, in ein Zeitspektrum sortiert. Diese Zeitspektren wurden analog zu den Energiespektren für die Pakete von 100000 32kB-Blöcken Listmode-Daten angelegt. In jedem Spektrum wurde die Position p und die Halbwertsbreite σ der Linie prompter γ -Zerfälle bestimmt. Anhand der Formel

$$T_{\text{korrigiert}} = a + \frac{b \cdot (T - p)}{\sigma}, \quad (2.3)$$

wobei a und b die Parameter zur Festlegung der neuen Position und Halbwertsbreite sind, T den Zeitpunkt des γ -Zerfalls und $T_{\text{korrigiert}}$ die umgeechte Zeit darstellt, wurden die Zeiten umgeech und die Linien der prompten γ -Zerfälle für alle Detektoren und Datenpakete zur Deckung gebracht. Um die zufälligen Koinzidenzen aus der weiteren Analyse auszuschließen, wurde ein die Linie der prompten γ -Zerfälle einschließendes Zeitfenster der Breite $\Delta T \approx 50\text{ns}$ definiert. Die Ge-Detektoren-Ereignisse, deren Zeiten außerhalb dieses Fensters lagen, wurden von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Kinematische Korrektur

Die Verwendung des selbsttragenden ^{40}Ca -Targets im Falle des Experimentes mit 185MeV Strahlenergie hatte zur Folge, dass die γ -Quanten emittierenden Endkerne nicht im Target abgestoppt werden. Dieses führt zu einer vom Nachweiswinkel des Detektors relativ zur Strahlrichtung abhängigen Verschiebung der zu den Zerfällen gehörenden Linien in den Energiespektren. Daher mußten die detektierten Energien noch bzgl. dieser Dopplerverschiebung korrigiert werden. Es wurde dazu aus der Verschiebung der zu einem γ -Zerfall gehörenden Linien in den γ -Energiespektren der unter unterschiedlichen Winkeln zur Strahlachse befindlichen Detektoren ein $\frac{v}{c} = 0.0418$ bestimmt. Mit diesem Wert konnten die aufgezeichneten Energien schließlich nach der Formel

$$E_0 = \frac{E_M}{1 + \frac{v}{c} \cdot \cos(\Theta)} \quad (2.4)$$

mit dem Programm eb-scan [9] korrigiert werden. E_M ist dabei die gemessene Energie im Detektor, E_0 die Energie im Kernsystem, v die Geschwindigkeit des emittierenden Kernes, c die Lichtgeschwindigkeit und Θ der Winkel, unter dem der Detektor zur Strahlachse steht.

Trotz dieser Korrektur ergeben sich bei der Aufsummierung der Energiespektren aller Detektoren sehr große Halbwertsbreiten. Als Beispiel ist im Teil (a) der Abbildung 2.8 die zum 1263keV-Zerfall in ^{73}Kr gehörende Linie im Energiespektrum zu sehen, die eine Halbwertsbreite von 13.21(18)keV besitzt.

Die Erklärung dieser großen Halbwertsbreiten als Resultat der Reaktionskinematik und der Spektrometergeometrie liefern Monte Carlo Simulationen des Reaktionsprozesses im Target mit dem Programm *list – mode – 2000* [58], das eine Weiterentwicklung des Codes von Winter [87] darstellt.

Es wurde dabei für einen Cloverdetektorkristall, der sich unter einem Winkel von 81° zur Strahlachse befindet, und einen Clusterkristall, der unter 155° zur Strahlachse steht, das γ -Energiespektrum für den 1263 keV-Übergang simuliert (s. Abb. 2.9). Die Rechnungen prognostizieren für beide Kristalle eine Halbwertsbreite von etwa 9keV.

Eine mögliche Erklärung für die Abweichung der simulierten von der experimentell bestimmten Halbwertsbreite von 13.21(18)keV könnte die Beschränkung auf Protonen und Neutronen als Evaporationsprodukte innerhalb der Simulation des Reaktionsprozesses darstellen.

Zur Verbesserung des Auflösungsvermögens wurden daher die kinematischen Effekte, resultierend aus der Ablenkung der Compoundkerne durch den Impulsübertrag auf die innerhalb der Compoundkernreaktion abgedampften α -Teilchen, mittels der Formel

$$E = E_0 \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \frac{M}{M_r} \cdot \cos(\Theta) - \frac{\sqrt{2 \cdot M_\alpha \cdot E_\alpha}}{M_r \cdot c} \cdot \sum_{\alpha_i} \vec{e}_{\alpha_i} \cdot \vec{e}_{\text{Ge-Detektor}} \right) \quad (2.5)$$

für Zerfälle mit koinzident detektierten α -Teilchen korrigiert. Es wurden dazu die Winkelinformationen und die Teilchenidentifikation der ISIS ausgenutzt (s. Abschnitt A.1). E_0 steht dabei für die Energie des emittierten γ -Quantes im Laborsystem, Θ für den

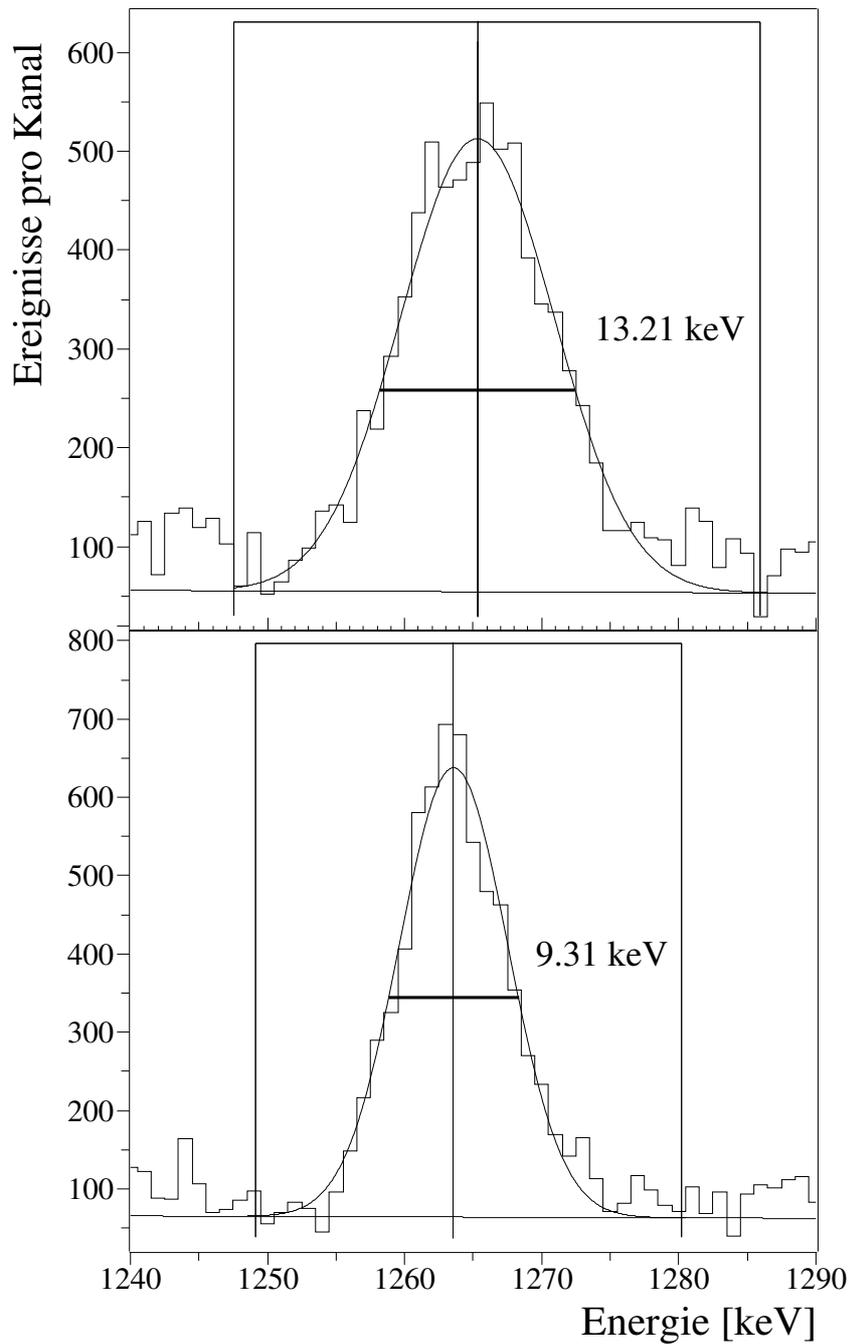


Abbildung 2.8: Der Vergleich der Linienform des 1263keV-Zerfalles in ^{73}Kr im Spektrum der kinematisch korrigierten Daten, dargestellt im unteren Teil der Abbildung (b), mit der Verteilung im Spektrum der unkorrigierten Daten, im oberen Teil (a) zu sehen, zeigt, dass durch die Korrektur um die Rückstoßimpulse der α -Teilchen die Halbwertsbreite der Linie um etwa 30% verbessert werden kann. Die deutliche Verschiebung der Schwerpunkte kommt durch die zusätzliche Optimierung der Doppler-Korrektur zustande.

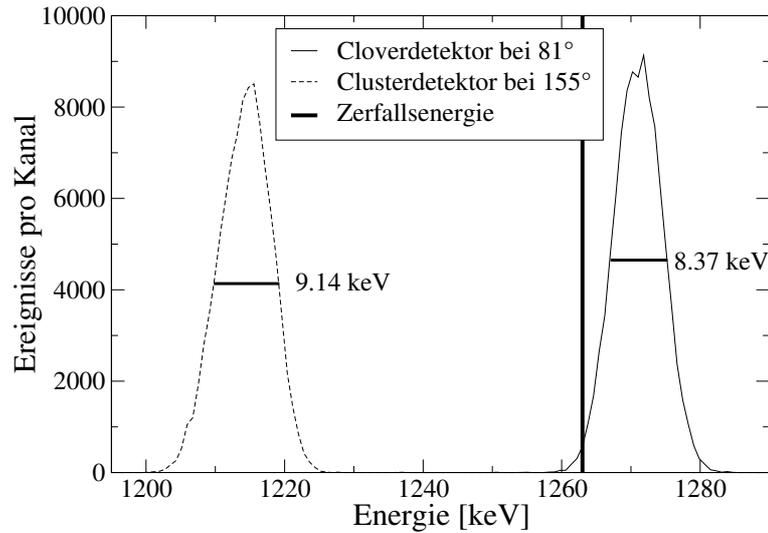


Abbildung 2.9: Die simulierten Linienformen für den 1263keV-Übergang in ^{73}Kr für einen Clover- und einen Clusterkristall, unter 81° bzw. 155° zur Strahlachse positioniert, geben die experimentell beobachteten großen Halbwertsbreiten qualitativ wieder. Das intrinsische Auflösungsvermögen der Detektor-Elektronikstränge ist bei der Simulation nicht berücksichtigt worden. Die Positionen der Linien im Spektrum sind in Abhängigkeit vom Winkel des Detektors zum Strahl und von der Geschwindigkeit des emittierenden Compoundkernes verschoben.

Winkel, der durch den das γ -Quant nachweisenden Ge-Detektor und die Flugrichtung des zerfallenden Compoundkernes eingeschlossen wird, v für die Geschwindigkeit des Compoundkernes, M für die Masse des Compoundkernes, M_r für die Masse des Restkernes nach Teilchenemission, E_α bzw. M_α für die kinetische Energie bzw. die Masse der einzelnen α -Teilchen, c für die Lichtgeschwindigkeit und \vec{e}_X für die Einheitsvektoren in Emissionsrichtung der α -Teilchen bzw. in Richtung des Ge-Detektors. Die optimale Auflösungsverbesserung wurde unter der Annahme einer kinetischen Energie von 9.9MeV bei einem abgedampften α -Teilchen erzielt. Bei zwei und mehr evaporierten α -Teilchen führte die Minimierung der Halbwertsbreite zu einem Wert der kinetischen Energie von 8MeV.

Das Energiespektrum im unteren Teil (b) der Abbildung 2.8 zeigt im Vergleich mit dem ursprünglichen Spektrum, im oberen Teil (a) der Abbildung zu sehen, die 1263keV-Linie mit einer Halbwertsbreite von 9.31(22) und somit eine Auflösungsverbesserung von ungefähr 30%.

Eine signifikante Verringerung der Halbwertsbreiten unter Einbeziehung der Protoneninformationen in die Korrektur konnte nicht festgestellt werden.

2.3.2 Bestimmung der relativen γ -Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der relativen Intensitäten der γ -Zerfälle in einem Kern aus n-dimensionalen Histogrammen ist es notwendig, die relative Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit des verwendeten Detektorsystems zu bestimmen. Unter der Voraussetzung, dass die Anzahl der Detektoren groß gegen die Dimension n ist, kann die Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit durch das n-fache Produkt der Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten genähert werden. Zu deren Bestimmung wurden für beide Experimente Eichmessungen mit den Quellen ^{152}Eu und ^{56}Co durchgeführt.

Im Falle des Experimentes mit dem selbsttragenden Target wurden die Quellenmessungen aufgrund einer Fehlbedienung des Datenaufnahmesystems unter der Bedingung aufgenommen, dass mindestens zwei Germanium-Detektoren angesprochen haben müssen. Der Vergleich der Anzahl koinzident registrierter γ -Quanten mit der aus den Eichdaten, die im Rahmen des unmittelbar vorher durchgeführten Experimentes aufgenommen wurden, zeigt eine deutliche Verschiebung zu höheren Werten. Das führt insbesondere zur Unterdrückung der γ -Zerfälle im Fall des ^{56}Co , die über Kaskaden, bestehend aus zwei γ -Übergängen, zerfallen und läßt somit keine Bestimmung der relativen Einzelnachweiswahrscheinlichkeit mehr zu.

Daher wurden die Daten der ^{152}Eu - und ^{56}Co -Quellenmessung des vorangegangenen Experimentes verwendet.

Aus den in den Energiespektren der einzelnen Germaniumdetektoren bestimmten, zu den Zerfällen von ^{152}Eu bzw. ^{56}Co gehörenden Linienflächen wurden unter Berücksichtigung der tabellierten relativen Intensitäten der Zerfälle [14] die relativen Effizienzen berechnet. Die unterschiedliche Aktivität der Quellen wurde durch die Wahl eines geeigneten Normierungsfaktors, unter Minimierung der quadratischen Abweichung im energetischen Überdeckungsbereich der zu den beiden Quellen gehörenden Kurven der relativen Effizienz, korrigiert. Die Zwischenbereiche zweier Messpunkte wurden dazu linear interpoliert und die quadratischen Abweichungen lokal mit den Fehlern der relativen Effizienzen gewichtet. Das führt für die Clover- und die Clustersektion im Fall des Experimentes mit selbsttragendem Target zu den im oberen Teil (a) der Abbildung 2.2 dargestellten Messpunkten. Die mit dem Programm "effit" [65] angepaßte Funktion

$$\begin{aligned} \ln(Eff(E))^{-a_6} &= \left(a_0 + a_1 \cdot \ln\left(\frac{E}{100}\right) + a_2 \cdot \ln^2\left(\frac{E}{100}\right) \right)^{-a_6} \\ &+ \left(a_3 + a_4 \cdot \ln\left(\frac{E}{1000}\right) + a_5 \cdot \ln^2\left(\frac{E}{1000}\right) \right)^{-a_6} \end{aligned} \quad (2.6)$$

liefert die benötigte Kurve der relativen Einzelnachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie. Die Variablen a_0 bis a_6 entsprechen den sieben unabhängigen Fitparametern.

2.3.3 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Inbesondere die hohe Liniendichte, als Konsequenz der vielen innerhalb dieser Reaktionen populierten Kerne und des hohen mittleren Drehimpulses im Eintrittszustand,

in Kombination mit den großen Halbwertsbreiten im Fall des Experimentes mit dem selbsttragenden Target erforderte eine Breiteneichung für die unterschiedlichen Ausgangskanäle der Reaktion. Eine solche Breiteneichung läßt z.B. die Identifikation einer Doppellinie im Energiespektrum auch bei einem gegenüber der Halbwertsbreite kleinen Abstand der Positionen zu oder erlaubt auch bei hoher Liniendichte einen Fit des die Linie überlagernden Untergrundes. Dazu wurden die Halbwertsbreiten und die Positionen für Linien zu Zerfällen in ^{72}Br , ^{73}Kr , ^{75}Kr und ^{76}Kr in den Energiespektren bestimmt. An die Werte der Halbwertsbreiten, aufgetragen in Abhängigkeit von der Energie, wurde getrennt für die Kerne ^{72}Br und ^{73}Kr bzw. ^{75}Kr und ^{76}Kr die Funktion

$$HWB(E) = a_0 + a_1 \cdot \sqrt{\frac{E}{1000}} + a_2 \cdot \frac{E}{1000} \quad (2.7)$$

angepaßt [66], wobei a_0 , a_1 und a_2 die Fitparameter sind. Die eine Funktion wurde als Referenz für Linien zu Zerfällen in ^{73}Kr und ^{74}Kr (s. Abbildung 2.10) verwendet, im Rahmen deren Bevölkerung bei der Reaktion ein α -Teilchen emittiert wird (1α -Reaktionskanäle). Die andere Funktion bildete die Breiteneichung für die Linienformen der Zerfälle in ^{75}Kr und ^{76}Kr .

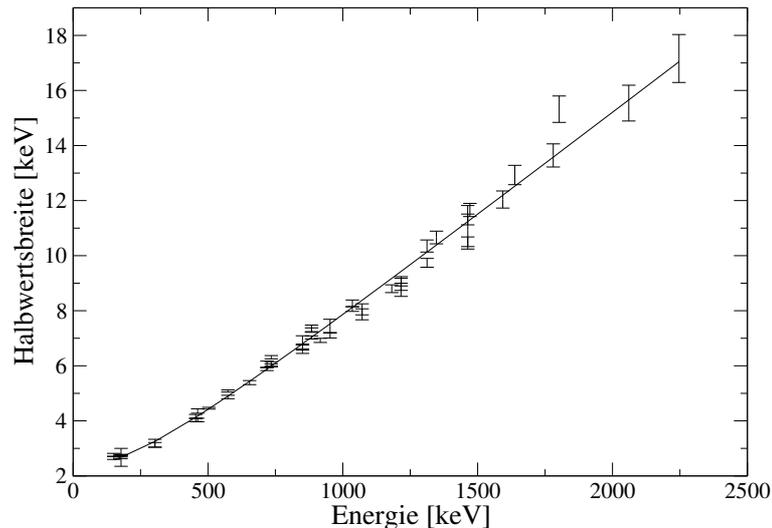


Abbildung 2.10: Der Verlauf der Meßwerte wird von der nach Formel 2.7 angepaßten Kurve gut wiedergegeben. Die Halbwertsbreiten wurden für die 1α -Reaktionskanäle nach der kinematischen Korrektur bestimmt.

2.3.4 Selektion des Ausgangskanals durch den Nachweis emittierter Teilchen

Eine Möglichkeit der im Rahmen dieser Experimente äußerst wichtigen Selektion des Reaktionskanales wird über den Nachweis der koinzident zu den γ -Quanten evapo-

rierten Teilchen durch die Zusatzdetektorensysteme ISIS und NWALL geboten. Dazu wurden in den Matrizen, dargestellt in den Abbildungen 2.4 und 2.6, zweidimensionale Bereiche für die unterschiedlichen Teilchen bzw. Teilchenkombinationen definiert. Ein Wertepaar in einem dieser Bereiche wurde als Nachweis der entsprechenden Teilchen gewertet. So läßt sich jedem γ -Zerfall eine Anzahl koinzident registrierter Teilchen zuordnen. Im Falle der ISIS wurde die zeitliche Korrelation durch die Festlegung eines weiteren Bereiches in der Matrix, welche die (Energie, Zeit)-Wertepaare der ΔE -Detektoren enthält, sichergestellt.

Von der Güte der Festlegung der Bereiche hängen zum einen die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Teilchen, zum anderen aber auch die Fehlidentifikationen der Teilchen ab. Bei der Analyse der Daten dieser Experimente besaß aufgrund der großen Anzahl populierter Kerne und des hohen totalen Wirkungsquerschnittes die Minimierung der Fehlidentifikationen die höchste Priorität.

Entsteht im Rahmen der Fusions-Verdampfungsreaktion ein Nuklid unter Emission eines Teilchens, so kann die Nachweiswahrscheinlichkeit für dieses Teilchen $P_{Teilchen}$ anhand der Formel

$$P_{Teilchen} = \frac{N_{Kern,Teilchen}}{N_{Kern}} \quad (2.8)$$

extrahiert werden, wobei N_{Kern} die gesamte Anzahl registrierter Kerne dieses Nuklides und $N_{Kern,Teilchen}$ die Anzahl der koinzident zu dem Teilchen detektierten Kerne repräsentiert.

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit eines Teilchens läßt sich mittels derselben Formel bestimmen, wobei in diesem Fall ein Nuklid betrachtet wird, das nicht unter Evaporation dieses Teilchens populiert wird.

In der Tabelle 2.2 sind die aus den experimentellen Daten bestimmten Werte der Fehlidentifikations- und Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen, α -Teilchen und Neutronen angegeben. Die Anzahl der Kerne wurde aus den Flächen der zu charakteristischen γ -Übergängen in den Nukliden gehörenden Linien im Energiespektrum ermittelt.

2.3.5 Zusammenfassung der experimentellen Fakten

Die wichtigsten der die Experimente betreffenden Informationen, welche in den vorangegangenen Paragraphen diskutiert und teilweise in der Beschreibung ausgespart wurden, sind in der Tabelle 2.3 zusammengefaßt. Eine Lebensdauerbestimmung nach der DSA-Methode in den Daten des Experiments mit dem ^{40}Ca - ^{197}Au -Sandwichtarget konnte aufgrund der hohen Liniendichte, der fehlenden Diskriminierungsmöglichkeit durch Neutronendetektoren und unkorrelierten Ereignissen in der ISIS nicht durchgeführt werden.

Teilchen	Nachweis- wahrscheinlichkeit	Fehlidentifikations- wahrscheinlichkeit
α -Teilchen	0.206(11)	0.006(1)
Neutronen	0.180(7)	0.004(1)
Protonen	0.304(44)	

Tabelle 2.2: Die Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis und die Fehlidentifikation wurden mittels koinzidenter Detektion von γ -Zerfällen und Teilchen bestimmt. Die Werte für die Neutronen wurden unter Ausschluss der “prompt” nachgewiesenen Neutronen gewonnen. Der Ein-schluß dieser Verteilung führt zwar zu einer Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit, läßt aber auch die Anzahl der Fehlidentifikationen deutlich ansteigen. Im Rahmen der Auswertung wurden je nach den Erfordernissen beide Verteilungen berücksichtigt. Die Fehlidentifikations-wahrscheinlichkeit für die Protonen konnte mangels eines ohne Protonenemission bevölkerten Nuklides nicht angegeben werden.

	Experiment 1	Experiment 2
Strahlenergie	185MeV	180 MeV
Targetdicke	$0.9 \frac{mg}{cm^2}$	$1.0 \frac{mg}{cm^2}$
Backing	-	$16 \frac{mg}{cm^2} {}^{197}\text{Au}$
Zusatz- Detektorsysteme	ISIS, NWALL	ISIS
Listmodedatenmenge [GB]	279	175
Anzahl der detektierten Zerfallsprozesse	$1.79 \cdot 10^9$	$1.74 \cdot 10^9$
Anzahl der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	$2.92 \cdot 10^9$	$4.87 \cdot 10^9$
Anzahl der $\gamma\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	$9.88 \cdot 10^8$	$2.53 \cdot 10^9$
Anzahl der $\gamma\gamma\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	$1.99 \cdot 10^8$	$8.63 \cdot 10^8$

Tabelle 2.3: Die wichtigsten Daten der beiden für diese Arbeit relevanten Experimente sind hier der Übersichtlichkeit halber in tabellarischer Form zusammengefaßt. Die Targets bestanden in beiden Experimenten aus zu 99.965% angereichertem ${}^{40}\text{Ca}$.

Kapitel 3

Auswertung der Daten

3.1 Erweiterung der Termschemata

Zur Erweiterung der Termschemata um neue angeregte Niveaus wurden bis zu vierdimensionale, symmetrische, die Informationen aller Ge-Detektoren enthaltende E_γ -Histogramme erstellt. Dazu wurden die m im Zeitfenster, das im Zuge der Bearbeitung der Daten festgelegt wurde, koinzident registrierten γ -Energien in $\binom{m}{n}$ n -Tupel entfaltet, bei einer Dimension n des Histogramms. Die aus den Daten der NWALL und der ISIS gewonnenen Informationen über koinzident detektierte Teilchen wurden dazu genutzt, Histogramme unter einer Teilchenbedingung zu erstellen und somit den Anteil der Daten bestimmter Nuklide innerhalb dieser n -dimensionalen Hypermatrizen zu erhöhen oder zu unterdrücken. Diese Histogramme werden nachfolgend nach den koinzident registrierten Evaporationsprodukten Teilchen-Histogramme genannt, z.B. enthält die 1α -Matrix Energien der γ -Quanten, die gleichzeitig zu einem α -Teilchen detektiert wurden.

Eine weitere Gewichtung bestimmter Ausgangskanäle in Matrizen wurde in einigen Fällen durch die Subtraktion verschiedener Teilchen-Matrizen erzielt. Die resultierende Matrix wird im Folgenden als Teilchen-Differenzmatrix bezeichnet.

Die Auswertung der zeitlichen Korrelationen zwischen den Übergängen (Analyse der Koinzidenzen) und die Bestimmung der Positionen und der Flächen der zu den Übergängen gehörenden Linien in den Energiespektren erfolgte mittels s.g. Schnittspektren. Diese wurden durch Festlegung von $n - 1$ Energiefenstern in den n -dimensionalen Histogrammen erzeugt, wobei die Fenster so gewählt wurden, dass sie die Zerfallenergien der γ -Übergänge des zu untersuchenden Kernes einschließen. Die Festlegung eines Fensters, das einen γ -Zerfall einschließt, wird im weiteren als ein Schnitt auf den γ -Übergang bezeichnet. Ein Doppelschnitt bzw. Tripelschnitt bezeichnet die Festlegung zweier Fenster in drei- bzw. dreier Fenster in vierdimensionalen Kuben. Die Abkürzungen des Typs [A,B;C] werden nachfolgend als Synonym für die Doppel- oder Tripel-Schnittspektren verwendet, wobei die Zeichenfolge in diesem Fall für die

Summe zweier Doppelschnittspektren mit den Energiefenstern bei AkeV und CkeV bzw. BkeV und CkeV steht.

Da die in den Fenstern liegenden, interessierenden Zerfallsereignisse von z.B. durch Comptonstreuungen deponierten Teilenergien, Ereignissen statistischer E2-Übergänge oder anderen zu diskreten Übergängen gehörenden Linien überlagert werden, müssen die Schnittspektren bezüglich dieses Untergrundes korrigiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Vermeidung systematischer Fehler aufgrund der hohen Liniendichte zwei unterschiedliche Verfahren zur Eliminierung dieses Untergrundes verwendet (s. Abschnitt 3.1.1).

Die Übergangsenergien wurden aus unterschiedlichen Schnittspektren mit Hilfe des Programms "tv" [83] bestimmt und arithmetisch gemittelt. Der Fehler beinhaltet einen linearen Fehler für die Energieeichung von $0.1\text{keV} + E(\text{keV}) \cdot 4 \cdot 10^{-4}$, die Varianz des Mittelwertes und die Fitfehler. Die aus den mittels "tv" in verschiedenen Schnittspektren bestimmten Linienflächen extrahierten relativen Intensitäten wurden, mit dem Fitfehler gewichtet, gemittelt. Der Fehler der relativen Intensitäten enthält die Varianz, die Fitfehler und zusätzlich noch einen mit 5% abgeschätzten Fehler der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Nicht berücksichtigt wurde der systematische Fehler, der aus der unterschiedlichen

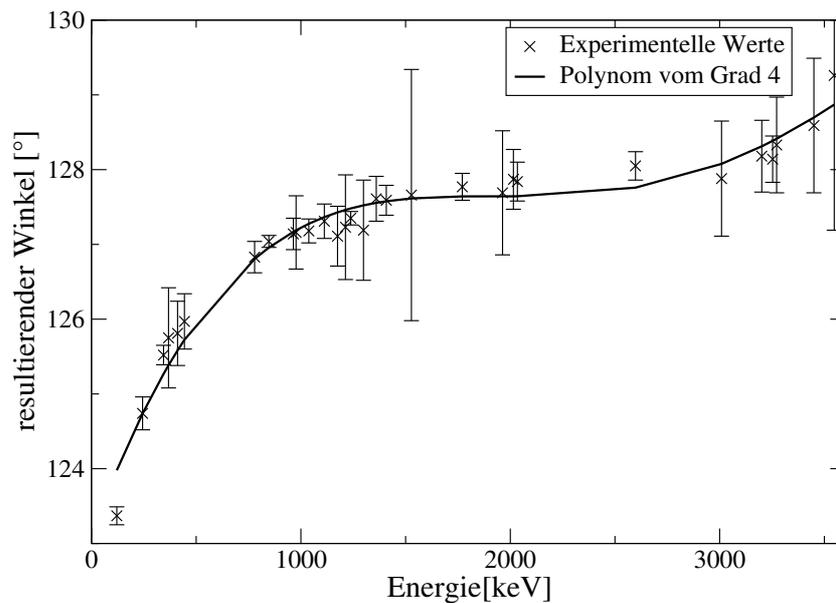


Abbildung 3.1: Der effektive Nachweiswinkel des EUROBALL-Spektrometers ist aufgrund seiner Asymmetrie stark von der Energie der detektierten γ -Quanten abhängig. Zur experimentellen Bestimmung der effektiven Winkel wurden die Winkel, unter denen die einzelnen Detektoren zur Strahlrichtung stehen, mit ihrer relativen Effizienz, aus den Zerfällen des ^{56}Co und des ^{152}Eu bestimmt, gewichtet und anschließend über alle Detektoren gemittelt. Zur Vereinfachung wurden dazu unter Inkaufnahme eines kleinen systematischen Fehlers die Detektoren in Ringe zusammenfaßt.

Nachweiswahrscheinlichkeit des EUROBALL-Spektrometers für γ -Quanten verschiedener Multipolarität in Rahmen der Fusions-Verdampfungsreaktionen resultiert. Verantwortlich dafür ist die Asymmetrie des EUROBALL-Spektrometers, die aus den unterschiedlichen relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Detektortypen folgt. Werden die Energieinformationen der einzelnen Detektoren in einem gemeinsamen Histogramm zusammengeführt, so ergibt sich für das EUROBALL-Spektrometer ein effektiver Nachweiswinkel der γ -Quanten relativ zur Strahlrichtung, dessen Wert von der Energie abhängt. Dieser effektive Nachweiswinkel kann durch die Mittelung über die mit den relativen Effizienzen gewichteten Winkel, unter denen die Detektoren relativ zur Strahlrichtung stehen, bestimmt werden. Dabei wird den unter den Winkeln $\Theta < 90^\circ$ zur Strahlachse befindlichen Detektoren aufgrund der bzgl. 90° symmetrischen Abstrahlungscharakteristik der γ -Quanten der Winkel $\tilde{\Theta} = 180^\circ - \Theta$ zugeordnet.

Der sich ergebende energetische Verlauf dieses effektiven Winkels ist in Abbildung 3.1 für die Konfiguration des EUROBALL-Spektrometers dargestellt, bei der die Einzeldetektoren nicht verwendet werden. Die Anpassung eines Polynomes vierten Grades an die aus den γ -Übergängen, die den β -Zerfällen des ^{56}Co und des ^{152}Eu nachfolgen, ermittelten Werte ergibt für den Energiebereich von 100keV bis 3,6MeV eine Verschiebung des effektiven Nachweiswinkels von ungefähr 5° .

Des weiteren sind in dieser Arbeit lediglich die relativen Intensitäten, bezogen auf einen γ -Zerfall starker Intensität in dem Kern, angegeben. Die Fehler sind durch den Bezug auf diesen zentralen Übergang aufgrund der komplizierten Normierungsverfahren innerhalb der Analyse häufig so groß, dass eine eindeutige Festlegung der Abfolge der γ -Übergänge anhand der relativen Intensitäten nicht möglich ist. Wird die Bestimmung der relativen Intensitäten auf die jeweilige Bande beschränkt, so ergeben sich bei hinreichend großen Linienflächen in den Spektren in den meisten Fällen Fehler im Bereich nahe des für die relative Nachweiswahrscheinlichkeit angenommenen ($\Delta I_{rel} \approx 5\%$).

3.1.1 Untergrundkorrektur bei Schnitten in Histogrammen

Das erste Verfahren basiert auf der Annahme, dass der die Linie überlagernde, unkorrelierte Untergrund lokal sehr ähnliche Eigenschaften besitzt. Die Korrektur erfolgt somit durch zusätzliche liniennahe Untergrundfenster, die ausschließlich diesen Untergrund enthalten sollen. Diese Untergrundhistogramme werden, normiert auf die Fensterbreite, von dem im oben beschriebenen Verfahren erhaltenen abgezogen. Mögliche systematische Fehler dieser Methode sind in den Untergrundfenstern enthaltene Linien, durch die Fehlábzüge stattfinden können. Dieses Verfahren wurde für Hypermatrizen bis zu einer Dimension drei unter Verwendung des Programms “tv” genutzt. Das zweite Verfahren, das im Rahmen der Bearbeitung der Daten mit den im Paket Radware enthaltenen Programmen “xm4dg” und “xmlev” [65] verwendet wurde, basiert auf der Festlegung eines globalen Untergrundes. Dabei wird die Projektion einer

quadratischen Matrix in zwei Dimensionen zerlegt

$$P_i = \sum_j M_{ij}, \quad (3.1)$$

wobei M_{ij} dem Matrixelement an der Stelle (i, j) der Matrix entspricht, in eine Linien- und eine Untergrundkomponente

$$P_i = b_i + p_i. \quad (3.2)$$

Die Variable p_i entspricht der Linien- und b_i der Untergrundkomponente. Konkret bedeutet das die Festlegung einer glatten, den Untergrund unter den Linien im Energiespektrum beschreibenden Kurve. Aus diesen Komponenten berechnet sich der abziehende Untergrund nach der Formel

$$B_{ij} = \frac{1}{T} (b_i b_j + b_i p_j + p_i b_j), \quad (3.3)$$

wobei $T = \sum_{ij} M_{ij}$ die Normierung darstellt. Wird bei einem Schnitt in der Matrix die Bedingung auf der Achse 1 gesetzt, so repräsentieren die ersten beiden Terme die Korrektur um den Untergrund im Schnittfenster und der Term 3 den Abzug des Untergrundes im Schnittspektrum. Die Erweiterung dieses Verfahrens auf drei bzw. vier Dimensionen ist in [66] beschrieben. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Globalität einer glatten Untergrundkurve begründet, birgt aber insbesondere bei hoher Liniendichte die Gefahr eines ebenfalls globalen Überabzuges als Konsequenz eines zu hoch festgelegten Untergrundes.

3.2 Extraktion der Multipolarität der Übergänge

Die Multipolarität der Übergänge und somit die Bestimmung von Kernspins wurde in dieser Auswertung aus den DCO-Verhältnissen ("Directional Correlations from Oriented States") bestimmt [41]. Dieses Verfahren ist zum einen anwendbar, da bei der Fusions-Verdampfungsreaktion ein Drehimpuls auf den Endkern übertragen wird, der im Mittel senkrecht zur Strahlachse steht, auch wenn die Reaktionskinematik in den dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimenten zu einer deutlichen Verbreiterung der Drehimpulsverteilung beschreibenden Gaussverteilung führt. Zum anderen besitzt γ -Strahlung einer bestimmten Multipolarität eine winkelabhängige Abstrahlungsscharakteristik. Betrachtet man eine Kaskade zweier aufeinanderfolgender γ -Übergänge eines Kernzerfalles und ein Zweidetektorensystem (s. Abb. 3.2), so hängt die Wahrscheinlichkeit W für den Nachweis von γ -Quant 1 in Detektor 1 und γ -Quant 2 in Detektor 2 neben den Winkeln Θ_1, Θ_2 auch vom Winkel Φ ab, der von den beiden Flächen, aufgespannt jeweils durch die Strahlachse und die Verbindungslinie von Detektor zu Target, eingeschlossen wird. Das DCO-Verhältnis R_{DCO} ergibt sich dann aus

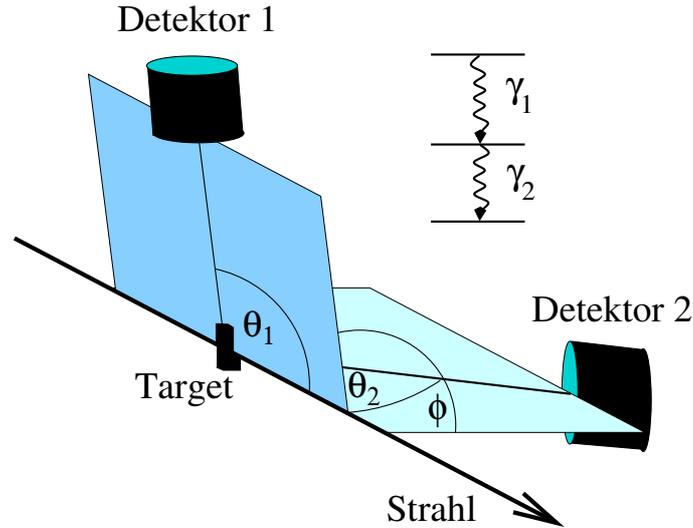


Abbildung 3.2: Die Wahrscheinlichkeit, das γ -Quant 1 der Kaskade in Detektor 1 und das γ -Quant 2 in Detektor 2 nachzuweisen, hängt von den Winkeln Θ_1 , Θ_2 und Φ ab.

der Gleichung

$$R_{DCO} = \frac{W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)}{W(\Theta_2, \Theta_1, \Phi)}, \quad (3.4)$$

wobei $W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ und $W(\Theta_2, \Theta_1, \Phi)$ die Wahrscheinlichkeiten für die zwei Nachweismöglichkeiten der zwei γ -Quanten in den beiden Detektoren sind. Erweitert man dieses Verfahren z.B. im Fall des EUROBALL-Spektrometers auf die Detektoren zweier Ringe, so mittelt man unter Inkaufnahme des Verlustes der individuellen Korrelation der koinzidenten Ereignisse über alle Winkel Φ . Man erhält als Schätzwert für die Wahrscheinlichkeit aus der Analyse des Schnittspektrums für Ring 1 mit einem die Energie E_{γ_2} einschließenden Fenster für Ring 2

$$W(\Theta_1, \Theta_2) = \frac{A(\Theta_1, \Theta_2)}{\epsilon_1(E_{\gamma_1}) \epsilon_2(E_{\gamma_2})}. \quad (3.5)$$

Die Variable $\epsilon_i(E_\gamma)$ entspricht der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit eines γ -Quants der Energie E_γ im Ring i und $A(\Theta_1, \Theta_2)$ der Fläche bei E_{γ_1} im Schnittspektrum. Vertauscht man die Rollen von Ring 1 und Ring 2, so ergibt sich das DCO-Verhältnis aus der Division der beiden Wahrscheinlichkeiten

$$R_{DCO} = \frac{W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)}{W(\Theta_2, \Theta_1, \Phi)} \approx \frac{A(\Theta_1, \Theta_2)}{A(\Theta_2, \Theta_1)} \cdot \frac{\epsilon_1(E_{\gamma_2}) \epsilon_2(E_{\gamma_1})}{\epsilon_1(E_{\gamma_1}) \epsilon_2(E_{\gamma_2})}. \quad (3.6)$$

Anhand dieser Formel wird insbesondere klar, dass Normierungsprobleme bei der Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren aufgrund von z.B. nicht exakter Positionierung der Quellen bei den Eichmessungen keine Rolle

spielen.

Des Weiteren wurde in [40] und [70] gezeigt, dass bei Hochspinexperimenten die DCO-Verhältnisse auch für im Zerfallsschema nicht direkt aufeinander folgende γ -Übergänge bestimmt werden können, solange die Deorientierungseffekte als zu vernachlässigen anzusehen sind. Weiterhin wurde gezeigt, dass für alle E2-Übergänge einer Kaskade oberhalb eines Spins $I = 5\hbar$, unabhängig vom δ der eingeschlossenen γ -Zerfälle, ein DCO-Verhältnis von eins erwartet wird. Dieses ermöglicht konkret die Bestimmung mehrerer DCO-Verhältnisse aus einer Schnittspektrenkombination.

Ein Nachteil der Spinbestimmung via DCO-Verhältnisse ist die schlechte Differenzierbarkeit der Übergänge mit $\Delta I = 0$ und $\Delta I = 2$. Um diese zu gewährleisten, ist im Vergleich zu der Identifizierung der $\Delta I = 1$ -Zerfälle eine 2-3 fach höhere Präzision bei der Bestimmung der DCO-Verhältnisse notwendig. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit, besonders bei der Spinzuweisung innerhalb unregelmäßiger Zerfallsstrukturen, ein mit einem $\Delta I = 2$ -Übergang verträgliches DCO-Verhältnis als ebenfalls mit $\Delta I = 0$ verträglich gewertet.

Zur Auswertung der DCO-Verhältnisse wurden die Detektoren des EUROBALL-Spektrometers in zwei Gruppen eingeteilt. Eine Gruppe bilden die Cloverdetektoren unter einem effektiven Winkel von 103.33° , die andere die Clusterdetektoren unter 139.35° . Das Verfahren wurde in Einzelfällen mit Matrizen, größtenteils jedoch mittels dreidimensionaler Histogramme durchgeführt. Im Fall der dreidimensionalen Histogramme diente die dritte Dimension lediglich der Erzeugung einer hauptsächlich die Daten des interessierenden Kernes enthaltenden DCO-Schnittmatrix. Dieses Verfahren wurde am Kern ^{75}Kr ausgiebig getestet, da die niederenergetischen, zentralen γ -Übergänge der Energien 179keV, 187keV, 191keV und 254keV bei maximaler relativer Nachweiswahrscheinlichkeit eine optimale Reaktionskanalselektion gewährleisten. Dennoch war es in den Kernen trotz der Selektion des Reaktionskanals durch die dritte Koinzidenzbedingung generell nicht immer möglich, ein die gesamte Linie des γ -Übergangs einschließendes Energiefenster festzulegen. Es wurden daher die aus einer Spektrenkombination ermittelten DCO-Verhältnisse auf die enthaltenen bekannten einer Multipolarität normiert. Das liefert in den verschiedenen Kernen experimentelle Referenzwerte für die unterschiedlichen Strahlungscharakteristiken.

Die teilweise sehr kleinen Fehler der DCO-Verhältnisse sind die Konsequenz der mit dem Fehler gewichteten Mittelung über die aus verschiedenen Spektren bestimmten Werte.

Ein die DCO-Verhältnisse ergänzendes Kriterium folgt aus dem Typ der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente, innerhalb derer in der Hauptsache Niveaus nahe den Yrastzuständen populiert werden. Daher wird ein $\Delta I \neq 0$ -Übergang generell als ein Niveau niedrigeren Spins populierend angesehen.

Kapitel 4

Eigenschaften kollektiver Banden

Zum besseren Verständnis der Hochspinzustände ist es notwendig, einige Eigenschaften aus den experimentell bestimmten Energien E_i und Spins I_i der Zustände einer Bande zu extrahieren. Um die für diese Arbeit wichtigsten, in den Kernen auftretenden, kollektiven Effekte vorzustellen und die zugrunde liegende Nomenklatur einzuführen, wird einleitend das “Rotor plus Teilchen”-Modell beschrieben.

4.1 Das “Rotor plus Teilchen”-Modell

Das “Rotor plus Teilchen”-Modell beinhaltet die Vorstellung, dass ein Kern mit ungerader Massenzahl durch ein zusammengesetztes System bestehend aus einem Rumpf und einem Valenzteilchen genähert werden kann [67, 16]. Das Valenzteilchen bewegt sich dabei im deformierten Kernfeld. Dieses Modell ist besonders gut geeignet, um die grundlegenden Eigenschaften der Kerne im Bereich mittlerer Deformationen auf eine anschauliche Art zu beschreiben.

Die Abbildung 4.1 zeigt den Fall eines prolat deformierten Rumpfes. Der Teilchenspin \vec{j} koppelt mit dem Rotationsdrehimpuls \vec{R} zum Kernspin \vec{I} . Die Projektion des Kernspins auf die Rotationsachse wird mit I_x , die Projektion auf die Symmetrieachse mit K , die Projektion des Teilchenspins auf die Rotationsachse mit α' und die Projektion des Teilchenspins auf die Symmetrieachse mit Ω bezeichnet.

Der Hamiltonoperator H kann in einen intrinsischen, einen kollektiven und einen Kopplungs-Anteil zerlegt werden

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{intrinsisch}} + H_{\text{kollektiv}} + H_{\text{Kopplung}} \\ &= H_{\text{intrinsisch}} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - 2I_z j_z + \langle \mathbf{j}^2 \rangle - (\mathbf{I}_+ \mathbf{j}_- + \mathbf{I}_- \mathbf{j}_+)], \end{aligned} \quad (4.1)$$

mit den Auf- und Absteigeoperatoren \mathbf{I}_\pm und \mathbf{j}_\pm , dem Trägheitsmoment \mathcal{J} und dem Eigenwert I des Drehimpulsoperators \mathbf{I} . Der erste Term des kollektiven Anteils stellt die Rotationsenergie dar, der zweite und dritte beinhalten die Spineigenschaften der

Valenzteilchen. Der vierte Term beschreibt die Kopplung der Teilchen- und der kollektiven Freiheitsgrade und wird in Anlehnung an die klassische Mechanik Corioliswechselwirkungsoperator genannt. Dieser Hamiltonoperator ist insbesondere symmetrisch bezüglich der Rotation um 180° um die Rotationsachse (X-Achse)

$$\mathcal{R}_x = e^{i\pi R} = e^{i\pi I_x} e^{-i\pi j_x}. \quad (4.2)$$

Es gibt in diesem Modell zwei Grenzfälle der Rotation, die von Bedeutung für die

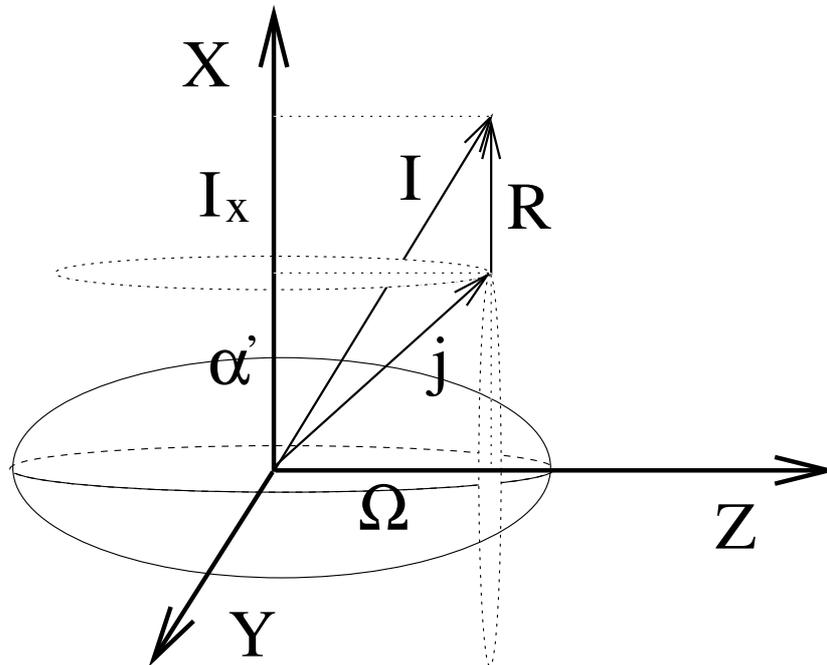


Abbildung 4.1: Der Drehimpuls des ungepaarten Valenzteilchens \vec{j} koppelt mit dem kollektiven Drehimpuls \vec{R} zum Kernspin. Die Kollektivität des Kernes kommt durch die Rotation des Rumpfes zustande. Die gepunkteten Ellipsen symbolisieren die Präzession des Teilchenspins um die Symmetrie- bzw. die X-Achse im Fall der starken Kopplung bzw. der Entkopplung. Bei einer Drehung um π um die X-Achse überführt man den entkoppelten Zustand in sich selbst, d.h. der Eigenwert der Gleichung 4.2 muß eins sein. Das schränkt die Werte für R_x auf gerade Zahlen ein.

untersuchten Kerne sind und die nachfolgend vorgestellt werden.

4.1.1 Der Grenzfall der starken Kopplung

Der erste Grenzfall ist der der starken Kopplung, bei dem die Fermikante der Valenznukleonen nahe eines Orbitals mit großem K liegt. Die Formel 4.1 läßt sich dann

umformen in

$$\begin{aligned} H &= (\epsilon_j + k + C\delta K^2) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - 2K^2 + \langle \mathbf{j}^2 \rangle] + \mathbf{V}_{\text{Coriolis}} \\ &= \epsilon_j + k + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) + j(j+1)] + \left(C\delta - \frac{2\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right) K^2 + \mathbf{V}_{\text{Coriolis}}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

wobei δ ein Maß für die Quadrupoldeformation, k ein konstanter und $C\delta K^2$ ein von K abhängiger Korrekturterm der sphärischen Einteilchenenergien ϵ_j ist. Bei einer großen Deformation des Kerns, großem K und kleinem I sind Coriolis-Matrix-Elemente klein gegenüber der Energieaufspaltung der Einteilchenniveaus, da die Coriolis-Matrixelemente die Proportionalität

$$\sim \sqrt{(I(I+1) - K(K+1)) \cdot (j(j+1) - \Omega(\Omega+1))} \quad (4.4)$$

aufweisen und darüber hinaus lediglich Niveaus mit einem $\Delta\Omega = 1$ koppeln. Das heißt, dass bei größerem K die Einflüsse der Corioliswechselwirkung im Rahmen der Störungstheorie erst in höherer Ordnung auftreten und somit schwächer sind (s.u.). Diese Dominanz der K^2 Terme führt dazu, dass $K = \Omega$ eine gute Quantenzahl ist, leicht gestört von der Corioliswechselwirkung. Aufgrund der Bedingung, dass \vec{R} senkrecht zur Symmetrieachse steht, entspricht das einer Koppelung des Teilchenspins an die Deformation des Kernes. Der Teilchenspin präzediert dabei um die Symmetrieachse und folgt der Rotation des Rumpfes. Insbesondere resultiert daraus, dass $|R|$ keine festen, ganzzahligen Werte annimmt, sondern den präzidierenden Teilchenspin jeweils zum erhaltenen Kernspin ergänzt.

Auf dem Bandenkopf des Spins $I = K$ baut bei vernachlässigtem Einfluss der Corioliswechselwirkung einem starren Rotor entsprechend eine Bande angeregter Zustände der Energie

$$E_k(I) \sim (I(I+1) - K^2) \quad (4.5)$$

auf, wobei aufeinanderfolgende Zustände eine Spindifferenz von $\Delta I = 1$ besitzen. Wie oben angedeutet, beschränkt sich in erster Ordnung Störungstheorie die Auswirkung der Corioliswechselwirkung auf Banden, bei denen $K = 1/2$ ist, da das Coriolis-Matrixelement ausschließlich Zustände mit einem $\Delta\Omega = \pm 1$ koppelt. Das bedeutet konkret, dass Übergänge zwischen den Zuständen mit $K = 1/2$ und $K = -1/2$ stattfinden können. Diese Mischung führt zu einer Erhöhung bzw. Absenkung der Energien der Zustände in den Banden eines bestimmten j in Abhängigkeit von I

$$E_{\text{Coriolis}}(I) = - \sum_{nj} |C_{nj}^i| (-1)^{I+j+1} \left(I + \frac{1}{2} \right) \left(j + \frac{1}{2} \right), \quad (4.6)$$

wobei die Summe und die Faktoren C_{nj}^i aus der Entwicklung der Basis nach Eigenzuständen von \mathbf{j}^2 folgt. Falls das ungepaarte Teilchen mit $K = 1/2$ also z.B. ein $p_{3/2}$ -Orbital besetzt, werden die Zustände eines $I = 3/2, 7/2, 11/2$ usw. energetisch abgesenkt (favoured), während die übrigen Zustände erhöht werden (unfavoured). Für das Teilchen in einem $p_{1/2}$ -Orbital werden hingegen die Zustände mit $I = 1/2, 5/2, 9/2$ usw. abgesenkt. Die Aufspaltung für Banden mit größerem

K läßt sich analog im Rahmen der Störungstheorie höherer Ordnung erklären. Die Aufspaltung wird jedoch mit steigendem Ω und somit steigender Ordnung immer geringer. So liefert im Fall $K = 3/2$ die Störungstheorie erst in dritter Ordnung einen Beitrag.

4.1.2 Der Grenzfall der Entkopplung

Bisher wurde ein System betrachtet, in dem die Corioliswechselwirkung klein gegenüber der Aufspaltung der Zustände im deformierten Potential war. Der Grenzfall der Entkopplung ergibt sich im Gegensatz dazu aus der dominierenden Corioliswechselwirkung

$$\left(C\delta - \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}}\right) K^2 \ll V_{\text{Coriolis}}. \quad (4.7)$$

Das ist bei mittleren Deformationen $\delta \approx \frac{\hbar^2}{C\mathcal{J}}$, kleinem K und auch bei großem I der Fall mit der Konsequenz, dass K keine gute Quantenzahl mehr ist und \vec{j} auch nicht mehr der Rotation des Rumpfes folgt. Das Teilchen und der Rumpf sind entkoppelt und der Teilchenspin präzediert um die Rotationsachse. Aus der Formel 4.1 folgt, dass unter Beachtung von

$$\frac{1}{2} (\mathbf{I}_+ \mathbf{j}_- + \mathbf{I}_- \mathbf{j}_+) = (I_x j_x + I_y j_y) \quad (4.8)$$

die Eigenwerte minimal sind, wenn der Teilchenspin \vec{j} entlang der Rotationsdrehachse ausgerichtet ist. Somit ist für die Zustände mit maximal ausgerichtetem Teilchenspin ("favoured Zustände") α' als eine gute Quantenzahl anzusehen. Das Spektrum der Zustände ist aus Gründen der Symmetrie bzgl. der Rotation um den Winkel π um die X-Achse (vgl. Formel 4.2), die den Zustand in sich selbst überführt (siehe Abbildung 4.1) und somit den Eigenwert eins besitzen muss, auf Zustände mit $R = 0, 2, 4, \dots$ beschränkt. Die Anregungsenergien sind, weitestgehend unabhängig vom entkoppelten Valenzteilchen, die des rotierenden Rumpfes. Die "unfavoured" Zustände basieren auf einem nicht maximal ausgerichtetem Teilchenspin und liegen aufgrund der starken Corioliswechselwirkung energetisch deutlich über den "favoured" Zuständen.

4.2 Kollektive Eigenschaften der Hochspinbanden

Aus der Abfolge der angeregten Zustände einer kollektiven Bande lassen sich anhand aus den Anregungsenergien und den Spins ableitbarer Größen Erkenntnisse über die Struktur des Kernes innerhalb der Bande gewinnen. Neben dem Trägheitsmoment ist insbesondere auch die Teilchenausrichtung von Bedeutung. Diese Größen erlauben einen deutlich detaillierteren Vergleich mit den Vorhersagen kollektiver Modelle, da nicht nur den absoluten Anregungsenergien Rechnung getragen wird, sondern auch differentielle Effekte in den Banden innerhalb der Diskussion berücksichtigt werden

können. Zur Illustration der Bedeutung werden die verschiedenen Größen für eine reale Bande - exemplarisch wurde hier die Yrast-Bande positiver Parität des Kernes ^{74}Kr gewählt - denen der Grenzfälle eines starren Rotors und eines harmonischen Oszillators gegenübergestellt. Die Größen, die aus [75, 34, 85] übernommen wurden, werden üblicherweise in Anlehnung an die klassische Mechanik in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit ω als Maß für die Rotationsenergie aufgetragen.

4.2.1 Die Ausrichtung des Kernspins

Die Ausrichtung I_x ist die Projektion des Kernspins auf die Rotationsachse. Sie kann nach der Formel

$$I_x(\hbar\omega) = \sqrt{\tilde{I}(\tilde{I} + 1) - K^2}, \quad (4.9)$$

bei Kenntnis der Projektion K des Kernspins \tilde{I} auf die Symmetrieachse berechnet werden. Die Rotationsfrequenz ω ergibt sich aus der Definition

$$\omega(I) := \frac{1}{\hbar} \frac{dE(I)}{dI_x}. \quad (4.10)$$

Da ω für den Bereich "zwischen" zwei Zuständen nach der Formel

$$\hbar\omega = \frac{(E(I+2) - E(I))}{\sqrt{(I+2)(I+3) - K^2} - \sqrt{I(I+1) - K^2}} \quad (4.11)$$

berechnet wird, muss bei der Extraktion der Ausrichtung der Kernspin gemittelt werden

$$\tilde{I} = \frac{(I+2) + I}{2}. \quad (4.12)$$

Die Ausrichtung für den Rotor, den Oszillator und die Yrast-Bande positiver Parität in ^{74}Kr ist in Abbildung 4.2 in Abhängigkeit von $\hbar\omega$ aufgetragen.

4.2.2 Das kinematische Trägheitsmoment

Eine weitere wichtige Größe ist das ebenfalls in Analogie zur klassischen Mechanik definierte kinematische Trägheitsmoment des Kernes

$$J^{(1)} := \left[\frac{2}{\hbar} \frac{dE}{d(I_x^2)} \right]^{-1}. \quad (4.13)$$

Es wird aus dem Anregungsschema nach der Formel

$$\frac{J^{(1)}}{\hbar^2}(\hbar\omega) = \frac{I_x}{\hbar\omega} \quad (4.14)$$

berechnet und ist für die drei Fälle in Abbildung 4.3 zu sehen. Auch hier wird die

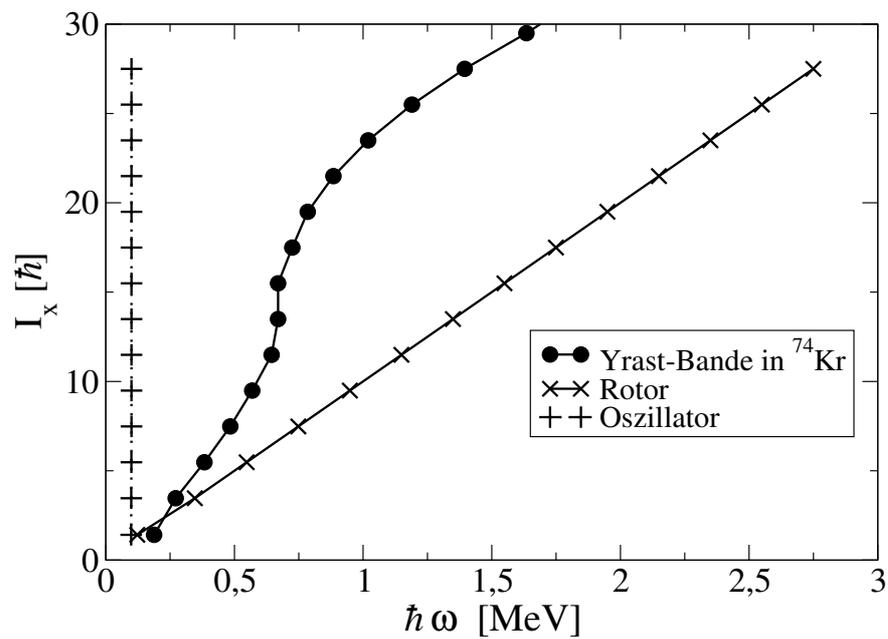


Abbildung 4.2: Die Ausrichtung des Kernspins des starren Rotors und des harmonischen Oszillators geben die extremalen Verläufe für kollektive Anregungen an. Die Bande in ^{74}Kr verhält sich lediglich im Bereich bis zu einem ω von 0.6MeV ähnlich einem starren Rotor. Für die größeren $\hbar\omega$ Werte bei $0.6 - 0.8\text{MeV}$ ist ein erhöhter Zugewinn an Ausrichtung zu verzeichnen, der auf die Änderung der inneren Struktur zurückzuführen ist.

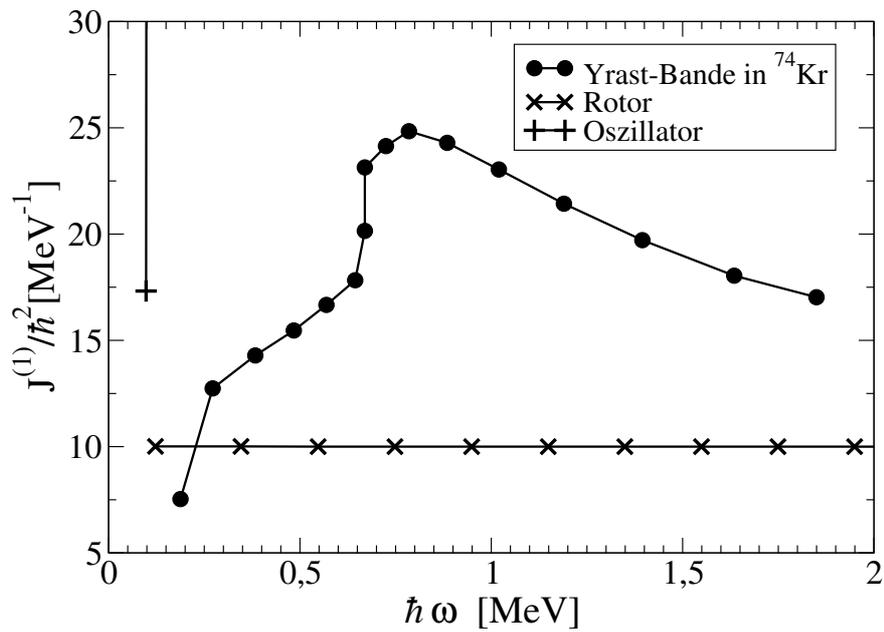


Abbildung 4.3: Das kinematische Trägheitsmoment für den Oszillator erklärt sich unmittelbar aus dem Verlauf von I_x . Ähnelt der Verlauf der Ausrichtung I_x der Yrast-Bande positiver Parität im ^{74}Kr für kleine ω -Werte noch dem starren Rotor, so decken die kinematischen Trägheitsmomente eine deutliche Abweichung auf. Der Anstieg der Ausrichtung im Bereich $\hbar\omega = 0.6 - 0.8\text{MeV}$ geht mit einer deutlichen Erhöhung des Trägheitsmomentes einher.

Änderung der Struktur in der Yrast-Bande positiver Parität in ^{74}Kr bei einer Rotationsfrequenz $\omega \approx 0.6\text{MeV}$ durch den starken Anstieg des Trägheitsmomentes deutlich. Das Trägheitsmoment des starren Rotors verläuft über dem gesamten Bereich der Rotationsfrequenzen konstant.

4.2.3 Das dynamische Trägheitsmoment

Noch empfindlicher als das kinematische ist das dynamische Trägheitsmoment gegenüber Unregelmäßigkeiten in der Bandenstruktur. Es stellt ein Maß für die Veränderung von $J^{(1)}$ dar und wird definiert als:

$$J^{(2)} := \left[\frac{2}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dI_x^2} \right]^{-1} = \hbar \frac{dI_x}{d\omega}. \quad (4.15)$$

Aus den Daten läßt sich $\frac{J^{(2)}}{\hbar^2}$ anhand der Formel

$$\frac{J^{(2)}}{\hbar^2}(\hbar\omega) = 2 \cdot \frac{\sqrt{(I+2)(I+3) - K^2} - \sqrt{I(I+1) - K^2}}{C_1 - C_2} \quad (4.16)$$

mit

$$C_1 = \frac{(E(I+4) - E(I+2))}{\sqrt{(I+4)(I+5) - K^2} - \sqrt{(I+2)(I+3) - K^2}} \quad (4.17)$$

und

$$C_2 = \frac{(E(I) - E(I-2))}{\sqrt{I(I+1) - K^2} - \sqrt{(I-2)(I-1) - K^2}} \quad (4.18)$$

extrahieren. Die Abbildung 4.4 verdeutlicht die gesteigerte Empfindlichkeit am Beispiel des ‘‘Upbendings’’ im ^{74}Kr . Verläuft das dynamische Trägheitsmoment des starren Rotors wiederum konstant, so zeigt das der Yrast-Bande positiver Parität im ^{74}Kr ein ausgeprägtes Maximum bei $\hbar\omega = 0.6\text{MeV}$. Nimmt das dynamische Trägheitsmoment auch negative Werte an, so wird der Effekt als Backbending bezeichnet.

Es soll an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, dass mit

$$\frac{J^{(2)}}{\hbar^2}(\tilde{\hbar}\omega) = \frac{4}{E_\gamma((I+2) \rightarrow I) + E_\gamma(I \rightarrow (I-2))} \quad (4.19)$$

noch eine Variante zur Bestimmung des dynamischen Trägheitsmoments ‘‘in einem Zustand’’, d.h. bei der mittleren Rotationsfrequenz

$$\tilde{\hbar}\omega \approx \frac{1}{4} [E_\gamma((I+2) \rightarrow I) + E_\gamma(I \rightarrow (I-2))] \quad (4.20)$$

existiert [1].

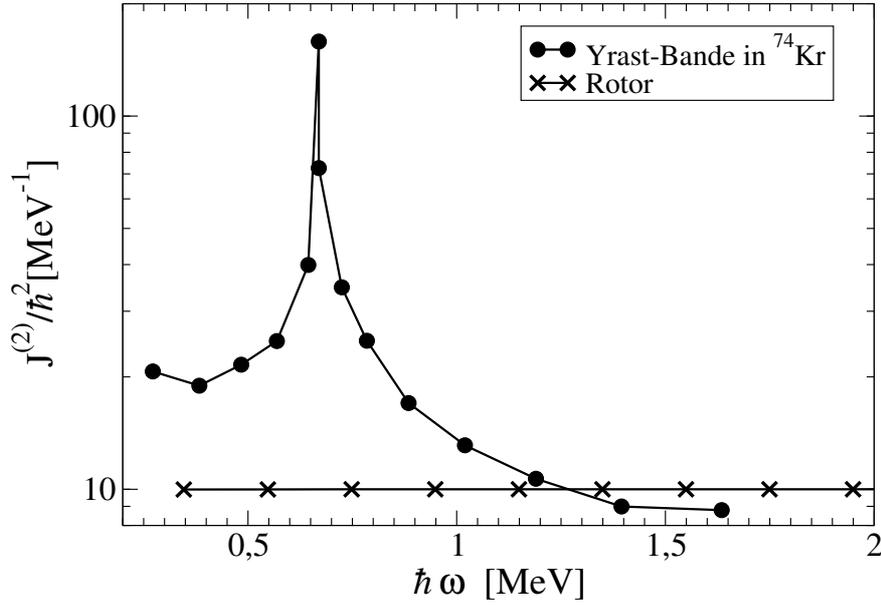


Abbildung 4.4: Das dynamische Trägheitsmoment des starren Rotors verläuft konstant und ist gleich seinem kinematischen Trägheitsmoment. Das dynamische Trägheitsmoment der Bande im ^{74}Kr indiziert ein Upbending bei $\hbar\omega = 0,6\text{MeV}$. Das dynamische Trägheitsmoment des Oszillators würde erneut ein konstantes $\hbar\omega$ aufweisen.

4.2.4 Einflüsse der Valenzteilchen

Die bisher vorgestellten Größen beschreiben den Kern als Gesamtsystem, d.h. Teilcheneffekte sind immer von Rumpfeffekten überlagert. Eine Möglichkeit zur Eliminierung der kollektiven Effekte ist durch die Beschreibung des Verhaltens des Rumpfes anhand von Referenzbanden gegeben. Dabei gibt es bezüglich der Wahl der Referenzbande verschiedene Bedingungen, die in Abhängigkeit von der zu beschreibenden experimentellen Situation zu beachten sind [7]. Die Referenzbande wird mit Hilfe der Harris-Formel parametrisiert [51]

$$I_{ref}(\omega) = (J_0\omega + J_1\omega^3). \quad (4.21)$$

J_0 und J_1 sind die s.g. Harris Parameter.

Die in dieser Arbeit verwendete g-Referenz wurde in [32] an Teilbanden konstanter Deformation in ^{75}Br , ^{77}Rb und ^{78}Kr angepaßt und es ergaben sich Werte für die Harris Parameter von $J_0 = 11 \frac{\hbar^2}{\text{MeV}}$ bzw. $J_1 = 6 \frac{\hbar^4}{\text{MeV}^3}$. Diese Beschreibung ermöglicht über die Bestimmung der Alignments und der Routhians der Valenzteilchen, die Rumpfeffekte von denen der Valenzteilchen zu entkoppeln. Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass die Festlegung einer Referenz für die Mehrquasiteilchenzustände oberhalb der Paaraufbrüche ohne die Kenntnis der genauen Konfigurationen nicht sinnvoll ist.

4.2.5 Das Alignment

Die Beschreibung des Rumpfteiles durch die Harris Parameter erlaubt es nun, die Ausrichtung des Kernspins $I_x(\omega)$ um den Rotationsanteil nach der Formel

$$i_x = I_x - J_0\omega - J_1\omega^3 \quad (4.22)$$

zu korrigieren. Das Alignment gibt nun die Ausrichtung der Valenzteilchen unabhängig vom Rumpf an. In Abbildung 4.5 ist für die Yrast-Bande positiver Parität im Bereich bis $\hbar\omega = 0.6\text{MeV}$ ein linearer Verlauf mit sehr kleiner Steigung zu sehen, der die Güte der angenommenen Referenzbande für das ^{74}Kr demonstriert. Bei $\hbar\omega = 0.6\text{MeV}$ ist eine Erhöhung des Alignments von etwa $4\hbar$ zu beobachten, welches der Größenordnung nach einem Aufbrechen und Ausrichten eines $g_{9/2}$ -Teilchenpaares entsprechen könnte. Oberhalb des Teilchenaufbruches im ^{74}Kr findet ein Überabzug statt. Dieser ist keinesfalls so zu interpretieren, dass das Alignment bei höheren Rotationsfrequenzen abnimmt, sondern verdeutlicht die schlechte Übereinstimmung der Referenz mit dem Kern bei hohen Rotationsfrequenzen.

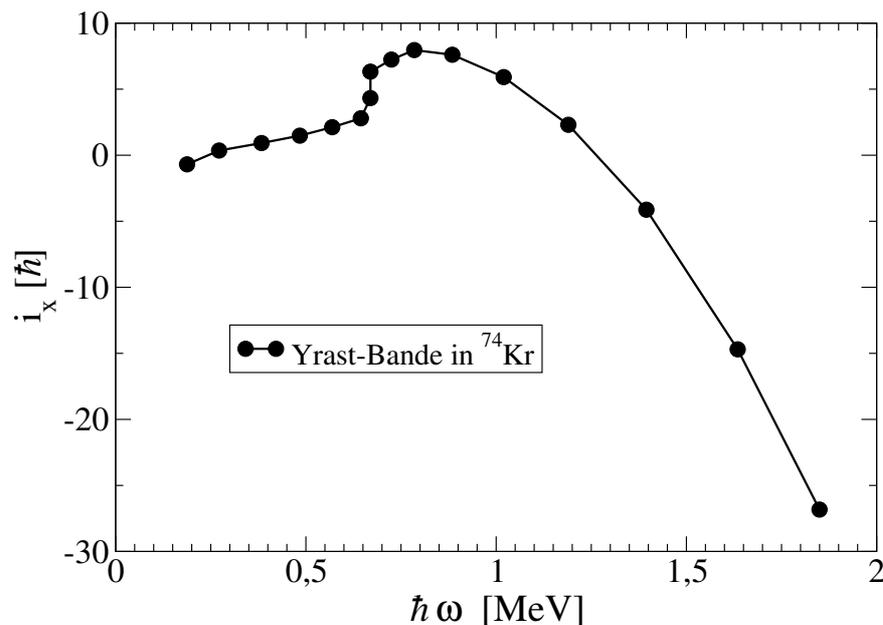


Abbildung 4.5: Der Verlauf der Yrast-Bande positiver Parität in ^{74}Kr ist bis zu einer Rotationsfrequenz $\omega \approx 0.6\text{MeV}$ annähernd konstant, steigt dann aber durch den stattfindenden Paaraufbruch stark an, um schließlich abzufallen. Dieser Abfall ist insbesondere Ausdruck eines reduzierten Trägheitsmomentes oberhalb des Paaraufbruches, das zu einem Überabzug führt.

Kapitel 5

Die Beschreibung der Hochspinzustände

Die in dem Rahmen dieser Auswertung hinzugewonnenen experimentellen Informationen über die Kr-Isotope betreffen zum Hauptteil angeregte Zustände höheren Spins. Zur Beschreibung dieser Hochspinanregungen, insbesondere auch der Kerne ungerader Massenzahl $A > 70$ und mit mehreren Valenzteilchen außerhalb der abgeschlossenen Schalen, bieten sich vor allem theoretische Modelle an, die sowohl die kollektiven, als auch die Teilchenfreiheitsgrade berücksichtigen. Im Rahmen der Interpretation wurde die konfigurationsabhängige Cranked-Nilsson-Strutinsky-Näherung (CNS) verwendet, die auf dem Cranking Modell basiert [1].

Die nachfolgend aufgeführten Deformationsparameter ϵ_i/β_2 und γ entsprechen denen in der Lund-Konvention.

5.1 Das Cranking Modell

Das Cranking Modell stellt eine sehr einfache Methode dar, die Kopplung der Rotations- und der Teilchenfreiheitsgrade zu beschreiben. Es wird dabei angenommen, dass der Zustand eines Kerns mit einem Drehimpuls $I > 0$ durch einen intrinsischen Teilchenzustand in einem rotierenden Kernfeld beschrieben werden kann, das mit einer konstanten Rotationsfrequenz ω um eine ausgezeichnete Achse - üblicherweise definiert als x-Achse - rotiert. Der Hamiltonoperator ist gegeben durch

$$H^\omega = H - \omega I_x, \quad (5.1)$$

wobei H der Hamilton-Operator im Laborsystem ist. Unter der Annahme, dass die Teilchen unabhängig von einander sind, ergibt sich mit

$$h_i^\omega = h_i - \omega j_x^i \quad (5.2)$$

$$H^\omega = \sum_i h_i - \omega j_x^i. \quad (5.3)$$

Es wird dabei über die i Nukleonen summiert. h_i ist der Einteilchen-Hamilton-Operator des Nukleons i im Laborsystem und j_x^i die Projektion des Teilchenspins auf die Rotationsachse. Daraus ergibt sich die Gesamtenergie eines Kernzustandes im Laborsystem

$$E_{tot} = \sum_i e_i^\omega + \omega \sum_i \langle \psi_i^\omega | j_x | \psi_i^\omega \rangle \quad (5.4)$$

mit den Einteilchen-Routhians e_i^ω und den Eigenfunktionen im rotierenden System $|\psi_i^\omega\rangle$. In dem körperfesten System wird der Gesamtdrehimpuls I des Kernes aus der Summe der Einteilchendrehimpulse j_i der Teilchen- bzw. Lochzustände gebildet. Das bedeutet im Besonderen, dass sich mit zunehmender kollektiver Rotation des Kernes im Laborsystem die Teilchendrehimpulse im körperfesten System entlang der Rotationsachse ausrichten. Der Beitrag der kollektiven Rotation und der Einteilchenzustände zum Kernspin wird also im körperfesten System auf die Koppelung der Teilchenspins zurückgeführt und ermöglicht somit eine mikroskopische Beschreibung des rotierenden Kernes. Die Wellenfunktionen $|\psi_i^\omega\rangle$ sind dabei keine Eigenfunktionen des Drehimpulsoperators. Der Hamiltonoperator kommutiert mit dem Paritätsoperator P , d.h. die Raumspiegelung ist eine Symmetrietransformation und die Parität π eine gute Quantenzahl. Eine weitere Symmetrie des Systems stellt die Rotation um den Winkel π bzgl. der Rotationsachse dar

$$\mathcal{R}_x = e^{-i\pi j_x}. \quad (5.5)$$

Die Eigenwerte dieser Transformation sind gegeben durch

$$\mathcal{R}_x \psi_i = e^{-i\pi \alpha_i} \psi_i. \quad (5.6)$$

Die Signatur α_i ist daher ebenso wie die Parität eine gute Quantenzahl. Bezüglich dieser Symmetrietransformation lassen sich die Einteilchenorbitale in die zwei Klassen mit $\alpha_i = +\frac{1}{2}$ bzw. $\alpha_i = -\frac{1}{2}$ unterteilen. Die gesamte Signatur eines Kernes mit bestimmter Teilchenkonfiguration ergibt sich aus der Summe der Signaturen der besetzten Orbitale

$$\alpha = \sum_i \alpha_i \text{ mod } 2. \quad (5.7)$$

Die Einschränkung auf Werte $\text{mod } 2$ kommt durch die 2π -Periodizität der Symmetrietransformation zustande. Konkret bedeutet das für Kerne mit gerader Massenzahl, dass Zustände mit geradem Spin die Signatur $\alpha = 0$ und Zustände mit ungeradem Spin die Signatur $\alpha = 1$ besitzen. Im Fall einer ungeraden Massenzahl ergibt sich für die Zustände mit ungeradem $I + \frac{1}{2}$ die Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ und für die mit geradem $I + \frac{1}{2}$ die Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$.

5.2 Die Cranked-Nilsson-Strutinsky Näherung

Zur Beschreibung des Hochspinverhaltens der Kerne bietet es sich an, die konfigurationsabhängige ‘‘Cranked-Nilsson-Strutinsky’’-Näherung zu verwenden. Diese erlaubt

über die Spezifizierung der Konfigurationen im Cranking Modell durch die Anzahl von Teilchen in Orbitalen einer bestimmten Parität und Signatur hinaus auch eine Festlegung der Teilchenzahlen der verschiedenen Oszillatorquantenzahlen N . Desweiteren kann in dieser Näherung unterschieden werden, welche Teilchenzahl innerhalb eines Oszillatorzustandes die Orbitale mit höchstem Teilchenspin besetzt und welche Anzahl sich in den Orbitalen niedrigeren Teilchenspins befindet. Dieses ermöglicht gerade in Massenbereichen, in denen Hochspinintruderorbitale große Quadrupoldeformationen stabilisieren, feste Konfigurationen bis zu einem hohen Spin theoretisch zu beschreiben. Im Massenbereich $A \approx 60 - 80$ begünstigen die $g_{9/2}$ -Orbitale (s. Abbildung 1.1) sowohl prolate Deformationen bei einem $\beta_2 \approx 0.4$, als auch oblate Deformationen bei einem $\beta_2 \approx 0.35$.

Die Gesamtenergie des Kernes wird in dieser Näherung nach

$$E_{tot}(\bar{\epsilon}, I_0) = E_{LD}(\bar{\epsilon}, I = 0) + \frac{1}{2\mathcal{J}_{rig}(\bar{\epsilon})} I_0^2 + E_{sh}(\bar{\epsilon}, I_0) \quad (5.8)$$

berechnet. Der Term $E_{LD}(\bar{\epsilon}, I = 0) + \frac{1}{2\mathcal{J}_{rig}(\bar{\epsilon})} I_0^2$ stellt die Rotationsenergie im Tröpfchenmodell dar, wobei $\bar{\epsilon}$ für die Deformationsparameter $\delta, \epsilon_2, \epsilon_4, \dots$ steht. Die Schalenenergie $E_{sh}(\bar{\epsilon}, I_0)$ ergibt sich aus der Differenz der Einteilchenenergien im Cranked-Nilsson-Potential und den nach dem Strutinsky-Verfahren ‘‘geglätteten’’ Einteilchenenergien [1]. Nach der Formel 5.8 lässt sich für jede Konfiguration die Energie bei festem Spin in Abhängigkeit von $\bar{\epsilon}$ und somit auch das (ϵ_2, γ) -Tupel minimaler Energie bestimmen. Die Deformationsparameter ϵ_2 und γ stehen für die Stärke der Quadrupoldeformation des Kernpotentials und für die Richtung der Rotationsachse. Bei $\gamma = 60^\circ$ bzw. $\gamma = -120^\circ$ ‘‘rotiert’’ das oblat bzw. prolata deformierte Kernpotential um die Symmetrieachse, d.h. die Teilchenspins der Valenzteilchen sind entlang der Symmetrieachse ausgerichtet. Ein $\gamma = 0^\circ$ bzw. $\gamma = -60^\circ$ ist gleichbedeutend mit einer Rotation eines oblat bzw. prolata deformierten Kernpotentials senkrecht zur Symmetrieachse. Die Zwischenwerte für γ indizieren eine triaxiale Kernform.

In der Draufsicht auf das dreidimensionale Diagramm, in dem die Energien in Abhängigkeit von den Deformationsparametern γ und ϵ_2 in geeigneter Form aufgetragen sind, lassen sich die Bereiche minimaler Energien mit Hilfe der Äquipotentiallinien ausmachen (s. Abbildung 5.1). Diese Potentialflächen ermöglichen es neben dem absoluten Minimum auch konkurrierende ‘‘Nebenminima’’ zu identifizieren. Die Identifikation der den experimentellen Daten entsprechenden Konfigurationen erfolgt über den Vergleich der berechneten minimalen Energien mit den experimentellen Anregungsenergien in Abhängigkeit vom Kernspin I (s. Abbildung 5.2), wobei die Energien um einen kollektiven Anteil, einem starren Rotor entsprechend, korrigiert aufgetragen werden. Dabei ist das Hauptkriterium bei der Auswahl der theoretischen Konfiguration die minimale Energie. Weiterhin ist der Verlauf der Energien in Abhängigkeit vom Spin entscheidend, der sich empfindlich im Verlauf der kinematischen und dynamischen Trägheitsmomente widerspiegelt.

Die in den nachfolgenden Kapiteln verwendeten Bezeichnungen für Konfigurationen in der Art ‘‘ $(X, Y), (+, -\frac{1}{2})$ ’’ bedeuten, dass sich X Protonen und Y Neutronen im

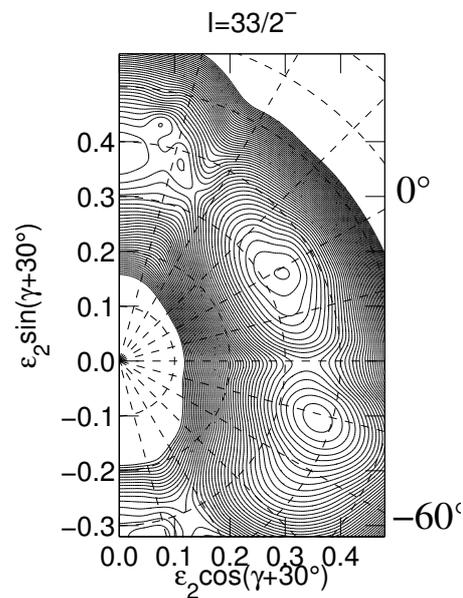


Abbildung 5.1: Die Potentialflächen, hier berechnet für den $I = \frac{33}{2}^-$ -Zustand der Bande negativer Parität und der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ im Kern ^{73}Kr . Die Konfiguration beinhaltet jeweils drei Protonen und drei Neutronen im $g_{9/2}$ -Orbital. Neben dem prolaten, absoluten Minimum bei $\epsilon_2 \approx 0.34$ und $\gamma \approx 0^\circ$ ist ein weiteres ausgeprägtes Minimum bei $\epsilon_2 \approx 0.37$ und $\gamma \approx -45^\circ$ zu sehen. Der energetische Abstand zweier Äquipotentiallinien beträgt 200keV.

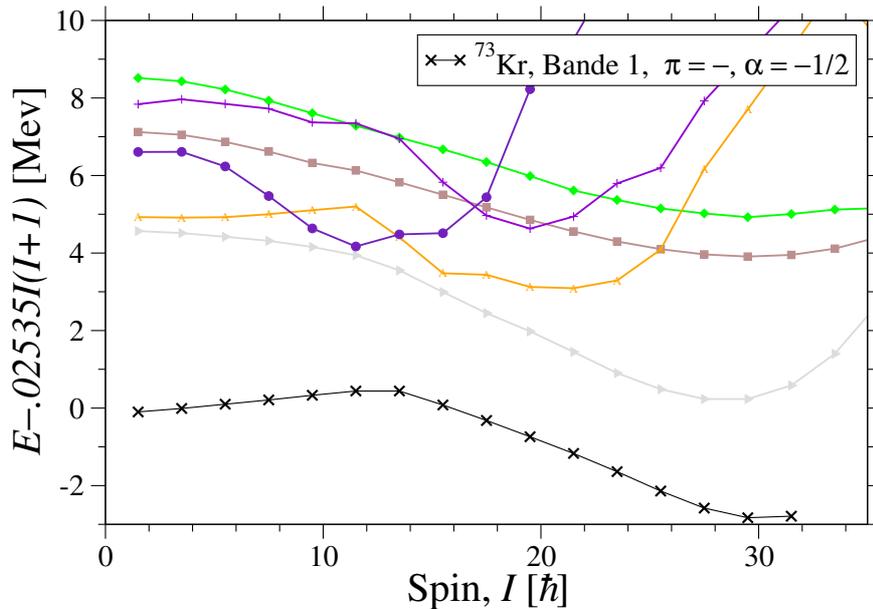


Abbildung 5.2: Das Hauptkriterium für die Zuordnung einer Konfiguration zu einer experimentell etablierten Bande ist die minimale Energie im Vergleich zu den übrigen Konfigurationen. Hier sind die energetisch tiefstliegenden Konfigurationen im Vergleich mit den experimentellen Anregungsenergien für die Bande negativer Parität und Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ im Kern ^{73}Kr dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, dass die Konfiguration minimaler Energie auch dem Verlauf nach gut mit den experimentellen Werten übereinstimmt. Die energetische Verschiebung der theoretischen Kurve im Vergleich zu den experimentellen Werten ist zumindest zum Teil auf die Nichtbeachtung der Paarwechselwirkung innerhalb der Rechnungen zurückzuführen. Sowohl die experimentellen Anregungsenergien, als auch die theoretischen Werte sind hier und im Folgenden um die Anregungsenergie eines starren Rotors der entsprechenden Masse korrigiert aufgetragen. Mögliche, umkreist dargestellte Punkte weisen auf einen Wert $\gamma = 60^\circ$ bzw. $\gamma = -120^\circ$ im Zustand des betreffenden Spins hin.

$g_{9/2}$ -Orbital befinden und dass die Parität der Konfiguration positiv und die Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ ist. Diese Möglichkeit der Bezeichnung ergibt sich aus der Fermienergie der Valenzneutronen und Protonen, die einzig eine Besetzung der $p_{1/2}$ -, $p_{3/2}$ - und $f_{5/2}$ -Niederspinorbitale der N=3-Schale und der $g_{9/2}$ -Orbitale der N=4 Schale durch die Valenzteilchen erlauben. Die $f_{7/2}$ -Einteilchenzustände sind zumindest im Bereich der den Hauptteil der im Rahmen dieser Arbeit interpretierten Strukturen ausmachenden “yrastnahen” Niveaus als abgeschlossen anzusehen. Ähnliches ergibt sich für den Einfluß der $g_{7/2}$ - und $d_{5/2}$ -Orbitale in diesen Kernen, deren Besetzung lediglich im Hochspinbereich der mehr als 1MeV oberhalb der Yrast-Bande liegenden Anregungsstrukturen eine Rolle spielt. Aus diesen Gründen mußte im Rahmen der Modellrechnungen für den Großteil der Konfigurationen auch nicht die im Modell mögliche Unterscheidung zwischen den Hoch- und Niederspinorbitalen eines Oszillatorzustandes angewendet werden. Stattdessen wurde sich bei der Festlegung der Konfiguration auf die Vorgabe der Teilchenzahlen unterschiedlicher Signatur in dem jeweiligen Oszillatorzustand beschränkt.

Die zusätzliche Angabe eines γ -Wertes bei der Bezeichnung einer Konfiguration bedeutet, dass im Rahmen der Bestimmung der minimalen Energie nicht das absolute Minimum ermittelt wurde, sondern bei γ startend nach dem ersten lokalen Minimum gesucht wurde.

An dieser Stelle soll abschließend noch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass Paarkorrelationen in diesem Modell nicht berücksichtigt werden. Empirisch hat sich gezeigt, dass die Auswirkungen dieser Näherung im Bereich hoher Kernspins $I \geq 15\hbar$ vernachlässigbar sind. Es werden daher nachfolgend ausschließlich Anregungsstrukturen im Rahmen dieses Modells näher diskutiert, die oberhalb dieser Schwelle liegen.

5.2.1 Die Grenzfälle bei maximalem Spin

Im Abschnitt 5.1 wurde bereits dargestellt, dass sowohl der kollektive , als auch der Teilchendrehimpuls im kernfesten System durch die Kopplung der Löcher- und Teilchenspins erzeugt wird. Daraus folgt unter der Annahme einer bestimmten Konfiguration der Valenzteilchen ein maximal aus den Teilchenspins zu koppelnder Drehimpuls I_{max} . Für das Verhalten des Kernes innerhalb einer Rotationsbande bedeutet die kontinuierliche Teilchenausrichtung einen stetigen Verlust an Kollektivität, bis schließlich bei maximalem Spin alle Teilchen entlang der “Rotationsachse” ausgerichtet sind. Darüber hinaus kann durch die Konfiguration daher kein weiterer Spin mehr gebildet werden, so dass der Zustand die Bande dieser bestimmten Konfiguration abschließt. Folglich wird dieser Effekt “band termination” genannt. Je nach dem energetischen Verlauf der angeregten Niveaus mit dem Spin im Vergleich zu einem starren Rotor spricht man von “favoured”, “rotor like” und “unfavoured band termination”. Die Bezeichnungen “favoured” bzw. “unfavoured” bezeichnen dabei einen im Vergleich zum starren Rotor energetisch bevorzugten bzw. benachteiligten Verlauf bei hohem Spin

nahe der Terminierung. Gerade die “unfavoured” Terminierungen zeichnen sich häufig durch den monotonen Verlauf der dynamischen Trägheitsmomente in der Nähe des maximalen Spins aus. Sie werden in diesem Fall auch mit “smooth band termination” bezeichnet. Im Gegensatz dazu weisen die Kerne in den Fällen der “favoured” und der “rotor like band termination” meist ein unregelmäßiges dynamisches Trägheitsmoment in der Nähe des Bandenabschlusses auf und werden in diesem Fall “unsmooth band termination” genannt.

Zusätzlich zu den bisher geschilderten Fällen kann es auch für Spins $I < I_{max}$ zu einer Terminierung der Bande kommen. Dieser Fall wird z.B. für den Kern ^{81}Sr vorhergesagt, in dem die Protonen- und Neutronenlochzustände in der $p_{1/2}$ -Schale ($N = 3$) zu einer Polarisierung des Rumpfes führen und die daraus folgende oblate Deformation die maximale Ausrichtung der $g_{9/2}$ -Neutronen verhindert.

Als letzter Fall soll hier die “Kollektivität” bei maximalem Spin vorgestellt werden. Dieses Phänomen wurde im Rahmen des Grenzfalles des “cranked harmonic oscillator” erklärt. Es wurde prognostiziert, dass bei einer hinreichend großen initialen Deformation des intrinsischen Zustandes ($\epsilon_2 > 0.499$ bei $\gamma = 0^\circ$) die aufbauende Rotationsbande bei maximalem Spin nicht abgeschlossen wird, da der konkurrierende nicht-kollektive Zustand eine im Vergleich zu dem kollektiven deutlich höhere Anregungsenergie besitzt. Dieses wurde durch die Kopplung verschiedener N-Schalen begründet.

Dieses im Kern ^{81}Sr auftretende Verhalten wurde mit der Kopplung der $p_{1/2}$ -, $p_{3/2}$ -, $f_{5/2}$ -Unterschalen mit der $f_{7/2}$ -Schale begründet.

Die in dieser Arbeit untersuchten Kr-Isotope sind, motiviert durch die oben geschilderten Grenzfälle, von besonderem Interesse, da sowohl, durch die starken Quadrupoldeformationen bedingt, eine Restkollektivität bei maximalem Spin der Konfigurationen denkbar ist, als auch Kreuzungen mit Konfigurationen geringerer Deformation und nachfolgendem Bandenabschluß möglich sind.

Kapitel 6

Die Ergebnisse

Nachfolgend werden die mit Hilfe der in den vorigen Paragraphen beschriebenen Verfahren erzielten experimentellen Ergebnisse ebenso vorgestellt, wie die Resultate der theoretischen Modellrechnungen in der konfigurationsabhängigen Cranked-Nilsson-Strutinsky-Näherung. Vorangestellt wird jedem Nuklid ein Überblick über die relevanten publizierten Ergebnisse.

6.1 ^{73}Kr

6.1.1 Ergebnisse früherer Arbeiten

Die in den ersten Publikationen vorgeschlagenen Termschemata bestanden hauptsächlich aus fehlerhaft zugeordneten Anregungsstrukturen anderer Kerne. Daher gibt es den Kern ^{73}Kr betreffend ausschließlich drei Publikationen experimenteller Ergebnisse, die hier kurz skizziert werden sollen.

Im Rahmen der Auswertung zweier Experimente mit dem OSIRIS-Spektrometer am HMI Berlin wurde für den Kern ^{73}Kr ein Anregungsschema vorgeschlagen, das aus 20 Niveaus und 25 γ -Übergängen besteht [26, 27]. Die im Rahmen der Experimente verwendeten Reaktionen waren $^{40}\text{Ca}(^{36}\text{Ar}, 2p1n)^{73}\text{Kr}$ bei einer Strahlenergie von 145MeV und $^{40}\text{Ca}(^{35}\text{Cl}, 1p1n)^{73}\text{Kr}$ bei 130MeV. Die Zuordnung der γ -Zerfälle zum ^{73}Kr wurde mit der Neutronenkoinzidenz, dem relativen Wirkungsquerschnitt in den Reaktionen und der Verteilung von γ -Multiplizität und Summenenergie begründet. Überdies konnten für die Zustände bei 1004keV, 1178keV und 1373keV via einer DSA-Analyse die Lebensdauern bestimmt werden. Die resultierenden Quadrupoldeformationen insbesondere der Zustände negativer Parität mit $\beta \geq 0.49$ lassen jedoch auf systematische Fehler bei der Bestimmung schließen [27]. Durch die Lebensdauer des 1178keV Niveaus positiver Parität ließ sich zeigen, dass der Kern in diesem Zustand prolat deformiert ist. Dieses Ergebnis befindet sich im Einklang mit den Rechnungen im Cranked-Shell-Modell, die sowohl für die Zustände positiver Parität, als auch für die negativer Parität eine prolate Deformation vorhersagen. Das konkurrie-

rende oblate Minimum liegt, falls vorhanden, jeweils mindestens 500keV über dem prolaten.

Das von S. Freund et al. publizierte Termschema [26] wurde in der Dissertation von S. Freund [27], auf die sich nachfolgend bezogen wird, insbesondere bzgl. der Spinzuordnung in den Zuständen negativer Parität korrigiert.

Parallel zu der hier vorliegenden Arbeit wurden von N.S. Kelsall et al. Messungen durchgeführt und ein erweitertes Termschema des Kernes ^{73}Kr vorgeschlagen, das weitestgehend mit dem in dieser Arbeit vorgestellten übereinstimmt (s. Abbildung 6.5) [44]. Zur Untersuchung des Anregungsverhaltens des Kernes ^{73}Kr standen die Daten zweier Experimente mit dem GAMMASPHERE-Spektrometer am ATLAS-Beschleuniger des Argonne National Laboratory, Chicago, USA, zur Verfügung, wobei die Daten des Experimentes mit der Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, 1\alpha 2p 1n)^{73}\text{Kr}$ bei einer Strahlenergie von 160MeV hauptsächlich zum Studium der Niederspinzustände und die des Experimentes mit der Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{36}\text{Ar}, 2p 1n)^{73}\text{Kr}$ bei 145MeV zum Studium der Hochspinzustände verwendet wurden. Neben der Erweiterung des Termschemas um angeregte Niveaus bis zu einer Energie von ca. 23MeV wurden die Spins mittels DCO-Analyse und für einige $\Delta I = 1$ -Übergänge die Multipolmischungsverhältnisse via Winkelverteilungsanalyse bestimmt. Die experimentellen Daten wurden mit Rechnungen in der konfigurationsabhängigen Nilsson-Strutinsky-Näherung (CNS), dem “pairing-and-deformation self-consistent total Routhian surface model” (TRS) und der “cranked relativistic meanfield theory” verglichen. Es konnte im Rahmen dieser Rechnungen bestätigt werden, dass der Kern ^{73}Kr sowohl in den Zuständen der Bande 1, als auch in denen der Bande 2 prolat deformiert ist. Eine Anomalie der Multipolmischungsverhältnisse in Analogie zu denen der $\Delta I = 1$ -Intrabandenübergänge in ^{75}Kr [73], erklärt durch oblat-prolat Mischung, konnte nicht festgestellt werden. Genauer wird auf die Ergebnisse in den folgenden Abschnitten eingegangen.

6.1.2 Experimentelle Ergebnisse in ^{73}Kr

Zuordnung der Zerfälle zu ^{73}Kr

Die verwendeten Teilchendetektorensysteme ISIS und NWALL erlauben, wie schon in den einleitenden Kapiteln dargelegt, die koinzidente Detektion und Identifikation der von dem heißen Compoundkern evaporierten Teilchen. Das läßt unter Berücksichtigung der Teilchennachweiswahrscheinlichkeiten bzw. Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten Rückschlüsse auf den γ -Quanten emittierenden Endkern zu. Da in [27] und [44] keine direkte Identifikation der Zerfälle des ^{73}Kr durchgeführt werden konnte, läßt sich auf diese Weise die “indirekte” Zuordnung überprüfen.

Um eine Aussage über die koinzident emittierten Teilchen tätigen zu können, wurden die Übergänge in ^{73}Kr in verschiedenen Teilchen- $E_\gamma E_\gamma$ -Matrizen analysiert. Aus diesen läßt sich eine partielle Veränderung der zu einem γ -Zerfall gehörenden Linienfläche im Schnittspektrum in Abhängigkeit von der Teilchenzahl einer Art bestimmen. “Geeicht” werden die Veränderungen mit Zerfällen in bekannten Nukliden, die im

Rahmen der Evaporationsverdampfungsreaktion durch die Abdampfung einer eindeutigen Teilchenkombination entstehen. Normiert werden die Flächen auf die ohne Teilchenbedingung bestimmte Linienfläche. Die Abbildung 6.1 zeigt graphisch die Veränderung der relativen Linienflächen für die potentiellen Zerfälle im Kern ^{73}Kr . Die Referenzwerte wurden durch Mittelung der relativen Linienflächen für die bezüglich einer Teilchenart identischen Reaktionskanäle gebildet. Die Diagramme zeigen eine eindeutige Evidenz für die koinzidente Abdampfung eines α -Teilchens, eines Neutrons und zweier Protonen. Lediglich im Fall der Protonen gibt es einen γ -Zerfall, der im Rahmen der Fehler mit der These dreier evaporierter Protonen vereinbar ist. Der Schwerpunkt der relativen Linienflächen liegt aber eindeutig nahe dem Zwei-Protonen-Referenzwert. Im Rahmen dieser indirekten Identifizierung der γ -Zerfälle im ^{73}Kr konnten die im Abschnitt 2.3.4 angegebenen effektiven Nachweis- und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten für die unterschiedlichen Teilchenarten ermittelt werden.

Das ^{73}Kr Termschema

Das ^{73}Kr Termschema (s. Abbildung 6.5) wurde mittels Auswertung von Schnittspektren aus der $1\alpha 1n$ -Matrix und Doppelschnittspektren aus dem dreidimensionalen $1\alpha 1n$ -Kubus erweitert. Die Koinzidenzinformationen wurden hierbei ausschließlich aus dem Kubus extrahiert, während die Intensitäten und Energien der γ -Zerfälle für die niederenergetischen Übergänge bis etwa 2MeV aus Schnittspektren in der Matrix ermittelt wurden. Die Intensitäten der Übergänge zwischen Zuständen positiver Parität und der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ konnten aufgrund des Dubletts bei 143keV und der schwachen Intensität dieser Übergänge nicht bestimmt werden. Das betrifft auch die Zerfälle der Energien 223keV, 366keV, 143keV, 554keV und 631keV. Die relativen Intensitäten der Zerfälle von Zuständen positiver und negativer Parität wurden über die Bestimmung der Linienflächen des 516keV- und des 744keV-Übergangs in der Projektion der $1\alpha 1n$ -Matrix normiert. Die Energiespektren in den Abbildungen 6.2 bzw. 6.3 zeigen die zu den Übergängen der Bande 1 und 3 bzw. 2 gehörenden Linien. Das jeweils obere Energiespektrum (a) enthält in beiden Abbildungen in der Hauptsache die Linien zu Übergängen zwischen Zuständen der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ und das untere (b) die der Zerfälle der Zustände mit Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$. Es handelt sich bei den Spektren jeweils um eine Summe über verschiedene Doppelschnitte im $1\alpha 1n$ -Kubus. Die gezeigten Spektren sind weitestgehend frei von aus γ -Zerfällen in anderen Kernen resultierenden Kontaminationen. Die Spektren zeigen die zugeordneten Intra-Banden-Übergänge jeweils bis zum Übergang höchster Energie. Die Linie bei 1320keV besteht aus den Ereignissen beider γ -Zerfälle der Energie 1320keV. Die zum 1495keV-Übergang in Bande 3 gehörende Linie ist im Spektrum in der niederenergetischen Flanke der 1507keV Linie lediglich zu erahnen. Durch die Wahl der Schnittbedingungen innerhalb der Hochspinbanden sind die Linien der Zerfälle in die Banden nur schwach zu sehen, während die aus den Banden oder in Zustände anderer Signatur deutlicher zu erkennen sind. Die Auswertung der DCO-Verhältnisse lieferte für die $\Delta I = 2$ -Intrabandenübergänge konsistente Werte um eins (s. Abbildung 6.4).

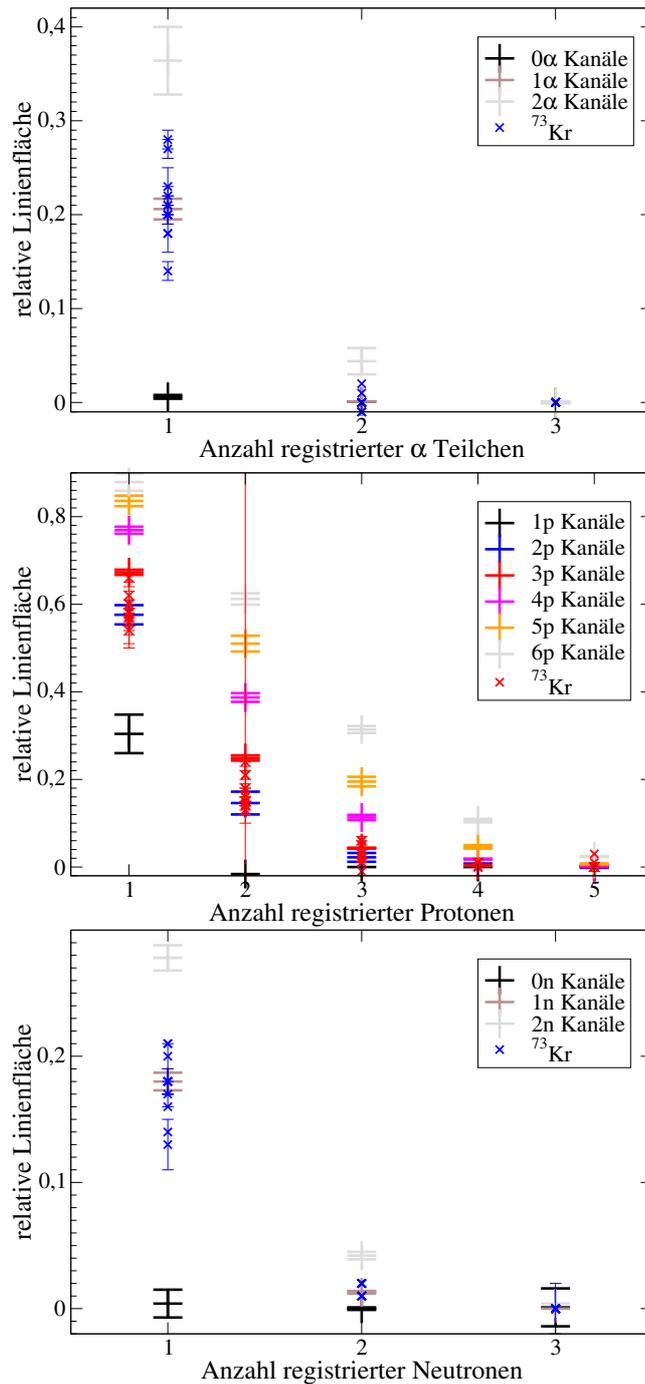


Abbildung 6.1: Die Veränderung der relativen Linienflächen der dem ^{73}Kr zugeordneten γ -Zerfälle in Abhängigkeit von der Anzahl koinzident detektierter Teilchen zeigt eine eindeutige Übereinstimmung mit der von koinzident zu einem α -Teilchen, einem Neutron und zwei Protonen emittierten γ -Quanten. Die relativen Linienflächen werden berechnet, indem die Linienfläche unter Anwendung einer Teilchenkoinzidenzbedingung durch die Linienfläche ohne Bedingung geteilt wird.

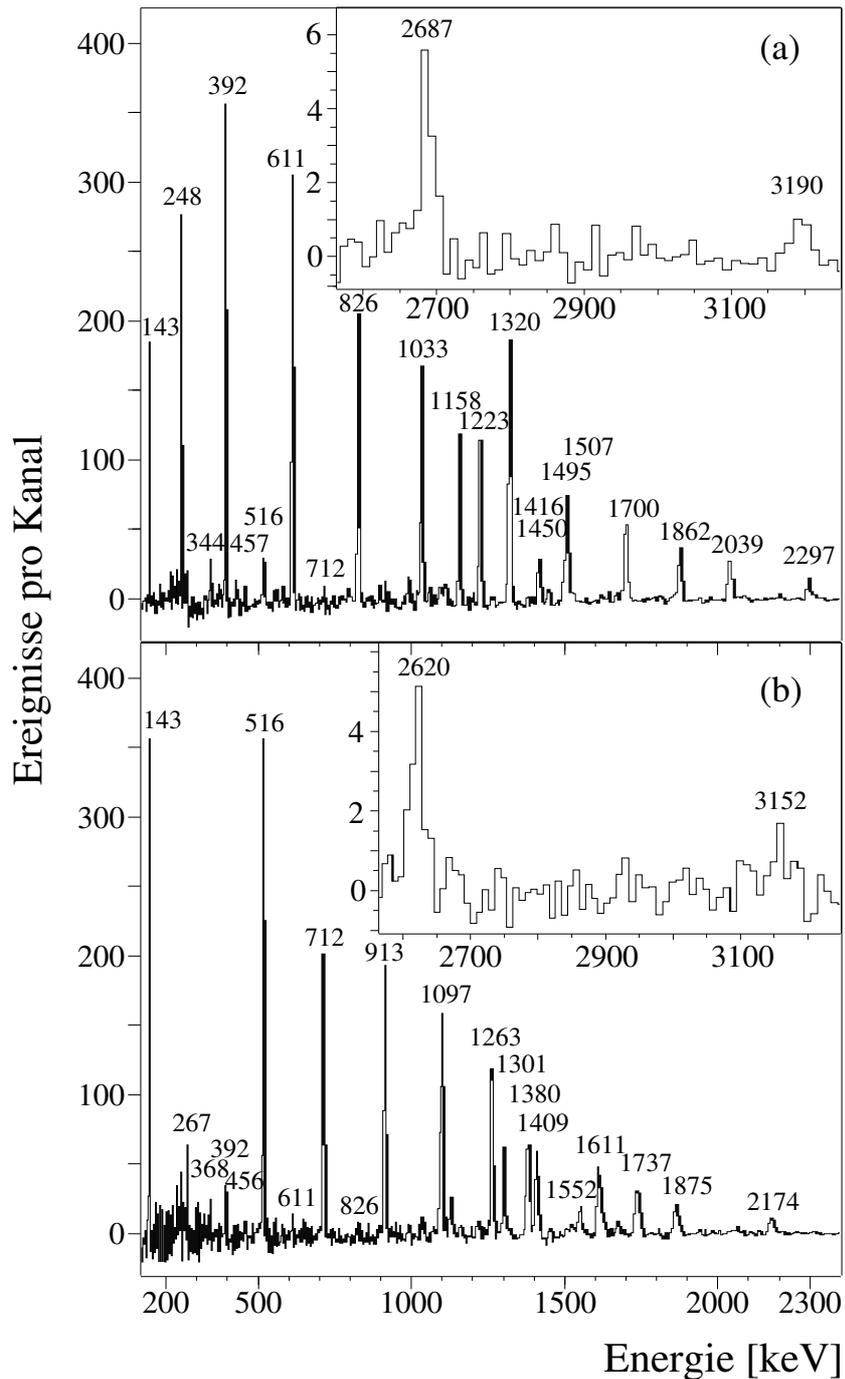


Abbildung 6.2: Das Spektrum (a) besteht aus der Summe aller möglichen Doppelschnitte auf Übergänge zwischen Zuständen der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ von Bande 1 des Kerns ^{73}Kr im dreidimensionalen $1\alpha 1n$ -Kubus. Das untere Spektrum (b) ist das Äquivalent mit Doppelschnitten auf die Übergänge zwischen den Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$. In der jeweils rechten oberen Ecke ist hier und in einigen folgenden Abbildungen der Hochenergiebereich des jeweiligen Spektrums dargestellt.

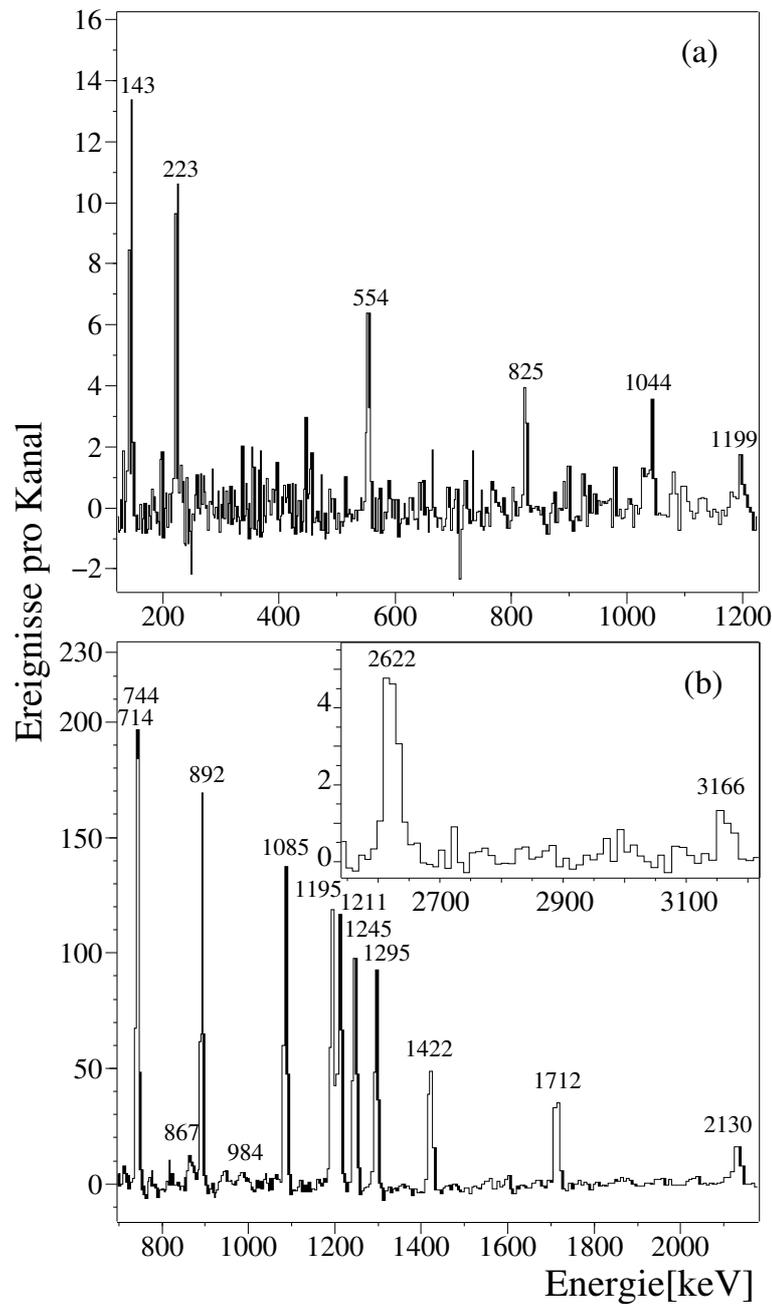


Abbildung 6.3: Das obere Spektrum (a) wurde durch Summierung der Doppelschnitte [143; 143, 223, 554] im dreidimensionalen $1\alpha 1n$ -Kubus gewonnen. Es zeigt die Linien der γ -Zerfälle innerhalb der Zustände der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ von Bande 2 im Kern ^{73}Kr und die der Zerfälle in den Grundzustand. Das untere Summenschnittspektrum (b), das analog zu denen in Abbildung 6.2 für die Hochspinbande positiver Parität erzeugt wurde, enthält ausschließlich Linien zu Übergängen zwischen Niveaus der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$.

Allerdings konnte ausschließlich für den 144keV-Übergang vom $\frac{5}{2}^-$ in den $\frac{3}{2}^-$ Zustand ein deutlich von den $\Delta I = 2$ -Übergängen abweichendes Verhältnis bestimmt werden. Ähnliche Probleme bei der Spinbestimmung via der DCO-Verhältnisse bestanden

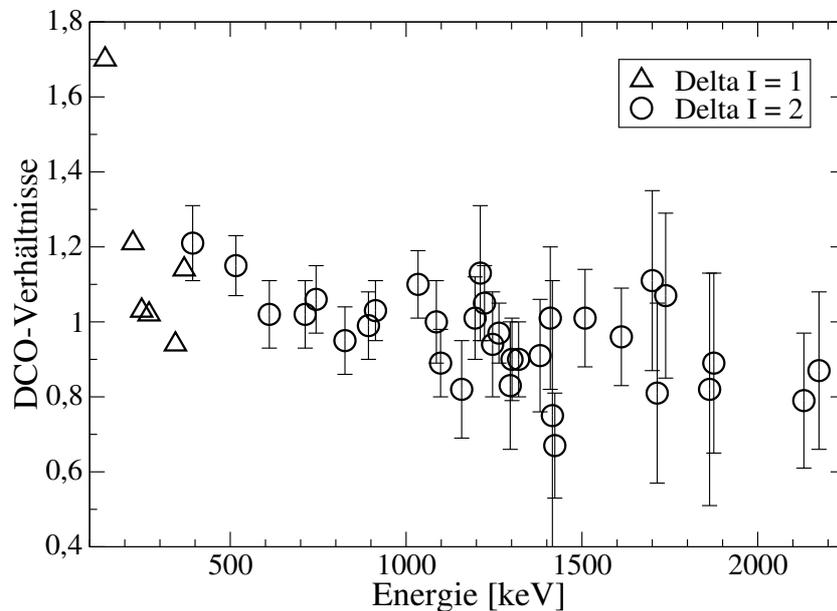


Abbildung 6.4: Die DCO-Verhältnisse der angenommenen $\Delta I = 2$ -Übergänge im Kern ^{73}Kr liegen konsistent in der Nähe von eins. Die Identifikation des $\Delta I = 1$ -Charakters der Übergänge zwischen Zuständen unterschiedlicher Signatur ist außer im Fall des 144keV Zerfalls nicht möglich. Gründe können neben den schwachen Intensitäten und den starken Kontaminationen auch große $\Delta I = 2$ -Beimischungen mit positivem Mischungsparameter δ sein. Das für den 223keV Übergang bestimmte Verhältnis ist hier in der Gruppe der $\Delta I = 1$ -Übergänge aufgeführt.

auch im Rahmen der Analyse von S. Freund [27].

Unter Berücksichtigung der systematischen Erkenntnisse im Nachbarisotop ^{75}Kr (s. Abschnitt 6.3.2) und der Struktur der Bande erscheint die hier gewählte Spinzuordnung allerdings sehr wahrscheinlich. Sie stimmt darüber hinaus auch mit der in [44] gewählten überein.

Die gesamten, im Rahmen dieser Arbeit extrahierten Erkenntnisse über die angeregten Zustände von ^{73}Kr sind im Termschema (s. Abbildung 6.5) dargestellt und explizit in Tabelle 6.1 aufgeführt.

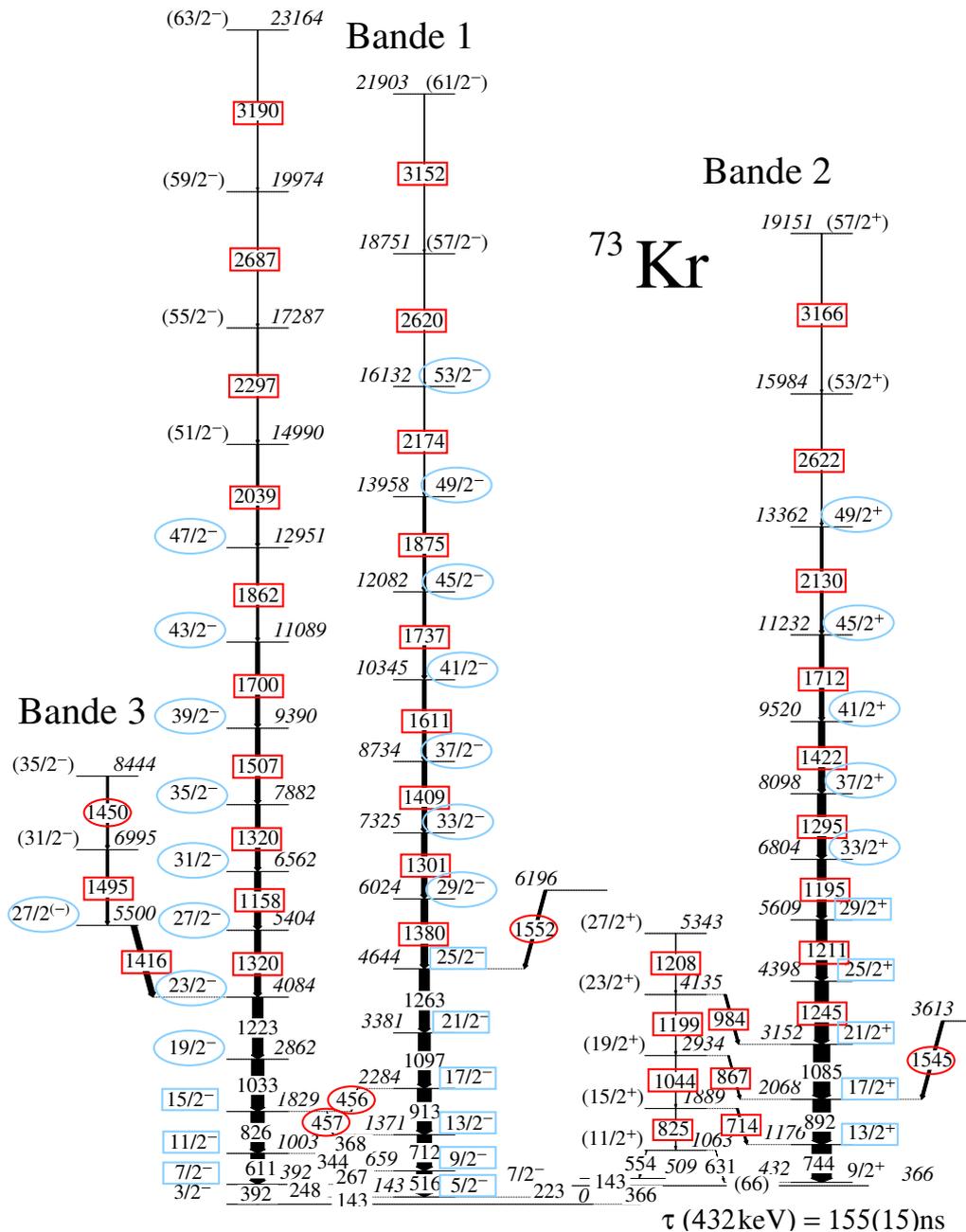


Abbildung 6.5: Das vorgeschlagene Termschema des Kernes ^{73}Kr besteht aus zwei Hauptbanden, eine positiver und eine negativer Parität. Die Bande negativer Parität weist eine geringe Signaturaufspaltung auf. Die Zustände der Bande positiver Parität und der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bilden bis zum Spin $I^\pi = \frac{53}{2}^+$ die Yrastzustände. Die stark zu höheren Anregungsenergien verschobenen Niveaus der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ konnten lediglich bis zu einem vermuteten Spin von $I^\pi = \frac{27}{2}^+$ identifiziert werden. Die umrahmten γ -Energien und Spinwerte stellen die in dieser Arbeit und in [44] neu etablierten dar. Die Ellipsen markieren die im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich identifizierten Übergänge bzw. Spinzuordnungen.

Tabelle 6.1: Die Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung in ^{73}Kr . Die Energie E_x der angeregten Zustände wurde aus den Energien der depopulierenden γ -Zerfälle E_γ und den Energien der tieferliegenden Niveaus bestimmt. Der Fehler leitet sich aus denen der Übergangsenergien ab. Die letzten beiden Spalten enthalten zum Vergleich die von N.S. Kelsall et al. [44] bestimmten relativen Intensitäten I_γ^{rel} und die aus diesen berechneten Verzweigungsverhältnisse. Die Energien und Intensitäten des 143keV- $\left(\frac{7}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{7}{2}^-\right)$ - und des 366keV-Übergangs sind in der die experimentellen Daten enthaltenden Tabelle nicht aufgeführt, da diese in [44] nicht angegeben wurden.

Die Intensität des 516keV-Überganges wurde auf 100 festgelegt. Die übrigen Intensitäten sind relativ zu diesem Wert angegeben.

Die im Kern ^{75}Kr bestimmten Referenzwerte für die DCO-Verhältnisse führen im Kern ^{73}Kr zu mittleren Erwartungswerten für $\Delta I = 2$ - bzw. $\Delta I = 1$ -Übergänge von 0.99 (3) bzw. 1.8 (1). Die vom Eintrittszustand unabhängigen Verzweigungsverhältnisse VzVh stimmen im Rahmen der Fehler mit denen in [44] gut überein.

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh	$I_\gamma^{rel} \S$	VzVh \S
0	$\frac{3}{2}^-$						
143.3 (2)	$\frac{5}{2}^-$	143.3 (2)* ³		1.7 (1)		147 (7)	
366.1 (3)	$\frac{7}{2}^-$	222.7 (3)* ^{3,§§} 366.2 (5)* ²		1.2 (3)		10 (3)*	
391.8 (4)	$\frac{7}{2}^-$	248.1 (2)* ^{3,§§} 392.1 (3)* ²	29 (3) 81 (9)	1.03 (13) 1.21 (10)	0.27(3) 0.73 (10)	34 (18) 63 (9)	0.29 (8) 0.71 (16)
431.9 (3)	$\frac{9}{2}^+$	66 ()* ^{1,4}					
509.3 (4)		143.2 (2)					
659.2 (5)	$\frac{9}{2}^-$	267.0 (5)* ^{3,§§} 516.0 (3)* ²	12 (1) 100 (5)	1.02 (15) 1.15 (8)	0.11 (1) 0.89 (6)	25 (7) 100 (18)	0.12 (9) 0.88 (8)
1002.8 (4)	$\frac{11}{2}^-$	343.6 (4)* ^{3,§§} 610.9 (4)* ²	7.6 (8) 89 (10)	0.94 (18) 1.02 (9)	0.08 (1) 0.92 (14)	7 (3)* 100 (16)	0.08 (3) 0.92 (13)
1063.1 (4)	$\left(\frac{11}{2}^+\right)$	553.6 (4) 631.3 (4)* ³				10 (6)* 24 (4)*	
1175.7 (5)	$\frac{13}{2}^+$	743.8 (4)* ²	125 (6)	1.07 (9)		93 (10)	
1371.2 (5)	$\frac{13}{2}^-$	368.2 (6)* ^{3,§§} 712.1 (4)* ²	7 (2) 94 (6)	1.14 (27) 1.02 (9)	0.07 (2) 0.93 (8)	6 (3)* 99 (15)	0.05 (3) 0.95 (26)
1828.6 (7)	$\frac{15}{2}^-$	456.9 (6)* ³ 826.1 (5)* ²	3.2 (8) 87 (10)		0.04 (1) 0.96 (15)		97 (12)
1889 (1)	$\left(\frac{15}{2}^+\right)$	713.9 (5)* ³ 824.8 (6)* ²	13 (2)			18 (7)*	
2067.9 (7)	$\frac{17}{2}^+$	892.2 (5)* ²	113 (6)	0.99 (9)		79 (10)	
2284.1 (6)	$\frac{17}{2}^-$	455.6 (7)* ³ 912.9 (5)* ²	4 (3) 90 (8)		0.05 (3) 0.95 (12)		93 (15)
2861.6 (9)	$\frac{19}{2}^-$	1033.1 (6)* ²	82 (10)	1.10 (9)		93 (13)	
2934 (1)	$\left(\frac{19}{2}^+\right)$	867 (1)* ³	11 (3)			21 (7)*	

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh	$I_\gamma^{rel\ §}$	VzVh [§]
		1044 (1)* ²					
3152.5 (9)	$\frac{21^+}{2}$	1084.6 (6)* ²	107 (7)	1.00 (11)		72 (9)	
3381.4 (8)	$\frac{21^-}{2}$	1097.2 (6)* ²	77 (7)	0.89 (9)		82 (12)	
3613 (1)		1545.3 (9)	20 (3)				
4084 (1)	$\frac{23^-}{2}$	1222.5 (7)* ²	69 (9)	1.05 (10)		81 (10)	
4135 (2)	$\left(\frac{23^+}{2}\right)$	984 (1)* ³ 1199 (1)* ²	16 (3)				
4398 (1)	$\frac{25^+}{2}$	1245.5 (7)* ²	88 (7)	0.94 (14)		51 (9)	
4644 (1)	$\frac{25^-}{2}$	1263.0 (6)* ²	65 (5)	0.97 (8)		76 (12)	
5343 (3)	$\left(\frac{27^+}{2}\right)$	1208.0 (2)* ²					
5404 (3)	$\frac{27^-}{2}$	1320 (3)* ²	40 (0)	0.9 (1)		62 (10)	
5500 (2)	$\frac{27^{(-)}}{2}$	1416 (1)* ²	36 (4)	0.75 (36)		25 (6)	
5609 (1)	$\frac{29^+}{2}$	1211.0 (7)* ²	69 (7)	1.13 (18)		59 (7)	
6024 (1)	$\frac{29^-}{2}$	1380.1 (7)* ²	44 (4)	0.91 (15)		59 (12)	
6196 (1)		1552 (1)	20 (2)				
6562 (3)	$\frac{31^-}{2}$	1157.8 (7)* ²	40 (5)	0.82 (13)		53 (9)	
6804 (1)	$\frac{33^+}{2}$	1194.7 (6)* ²	57 (7)	1.01 (11)		44 (9)	
6995 (2)	$\left(\frac{31^-}{2}\right)$	1495 (1)* ²	16 (2)			16 (4)	
7325 (1)	$\frac{33^-}{2}$	1300.9 (7)* ²	36 (4)	0.90 (11)		43 (9)	
7882 (4)	$\frac{35^-}{2}$	1320 (3)* ²	31 (0)	0.9 (1)		43 (9)	
8098 (2)	$\frac{37^+}{2}$	1294.5 (7)* ²	53 (5)	0.83 (17)		41 (6)	
8444 (3)	$\left(\frac{35^-}{2}\right)$	1450 (2)* ²	13 (2)				
8734 (2)	$\frac{37^-}{2}$	1408.7 (8)* ²	31 (3)	1.01 (19)		26 (7)	
9390 (5)	$\frac{39^-}{2}$	1507.3 (8)* ²	29 (3)	1.01 (13)		35 (7)	
9520 (2)	$\frac{41^+}{2}$	1421.6 (7)* ²	39 (4)	0.67 (14)		40 (6)	
10345 (2)	$\frac{41^-}{2}$	1611.2 (8)* ²	24 (4)	0.96 (13)		21 (7)	
11089 (5)	$\frac{43^-}{2}$	1699.7 (9)* ²	27 (3)	1.11 (24)		26 (4)	
11232 (2)	$\frac{45^+}{2}$	1712 (1)* ²	27 (3)	0.81 (24)		16 (4)	
12082 (2)	$\frac{45^-}{2}$	1737.3 (9)* ²	20 (2)	1.07 (22)		16 (3)	
12951 (5)	$\frac{47^-}{2}$	1862 (1)* ²	14 (2)	0.82 (31)		15 (4)	
13362 (2)	$\frac{49^+}{2}$	2131 (1)* ²	18 (2)	0.79 (18)		9 (3)	
13958 (2)	$\frac{49^-}{2}$	1875 (1)* ²	19 (3)	0.89 (24)		15 (4)	
14990 (5)	$\left(\frac{51^-}{2}\right)$	2039 (1)* ²	15 (2)			16 (3)	
15984 (3)	$\left(\frac{53^+}{2}\right)$	2622 (2)* ²	7 (1)			6 (1)	
16132 (3)	$\frac{53^-}{2}$	2174 (1)* ²	8 (1)	0.87 (21)		10 (4)	
17287 (5)	$\left(\frac{55^-}{2}\right)$	2297 (1)* ²	10 (1)			7 (3)	
18751 (3)	$\left(\frac{57^-}{2}\right)$	2620 (1)* ²	4.4 (6)			4 (3)	

$E_x [\text{keV}]$	I^π	$E_\gamma [\text{keV}]$	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh	$I_\gamma^{\text{rel}} \S$	VzVh \S
19151 (4)	$\left(\frac{57^+}{2}\right)$	3166 (2)* ²	2.2 (6)			1 (1)	
19974 (5)	$\left(\frac{59^-}{2}\right)$	2687 (1)* ²	4.2 (8)			7 (1)	
21903 (4)	$\left(\frac{61^-}{2}\right)$	3152 (2)* ²	1.5 (2)			1 (1)	
23164 (6)	$\left(\frac{63^-}{2}\right)$	3190 (2)* ²	1.8 (4)			1 (1)	
\S N.S. Kelsall et al., Experiment $^{40}\text{Ca} (^{36}\text{Ar}, 2p1n) ^{73}\text{Kr}$ [44] * N.S. Kelsall et al., Experiment $^{40}\text{Ca} (^{40}\text{Ca}, 1\alpha 2p1n) ^{73}\text{Kr}$ [44] * ¹ E1/M2-Übergang - nach Termschema * ² E2-Übergang - nach Termschema * ³ M1/E2-Übergang - nach Termschema * ⁴ Übergang nicht nachgewiesen $\S\S$ widersprüchliches DCO-Verhältnis							

Der Vergleich der Intensitäten aus [44] mit den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten zeigt die deutlich unterschiedliche Population des Kernes im Rahmen der drei Experimente. Bei Intensitäten, die in allen Experimenten bestimmt wurden, liegen die hier vorgestellten Werte meistens zwischen denen der beiden anderen Experimente. Für die Intensitäten der Zerfälle zwischen Zuständen positiver Parität sind in dieser Arbeit im Mittel deutlich höhere Werte bestimmt worden.

Die angeregten Strukturen im Einzelnen

Die Bande 1 Die Bande 1 baut auf dem Grundzustand mit Spin und Parität $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ auf [50]. Die regelmäßige Bandenstruktur im Bereich niedriger Anregungsenergien mit den die Zustände depopulierenden $\Delta I = 1$ - und $\Delta I = 2$ -Übergängen legt die Zustandsreihenfolge bis zu dem Spin von $I^\pi = \frac{17}{2}^-$ eindeutig fest. Während die ermittelten Intensitäten in Abhängigkeit vom Eintrittszustand innerhalb der Reaktion wie oben dargestellt teilweise stark abweichen, so stimmen die von dem Eintrittszustand unabhängigen Verzweungsverhältnisse im Rahmen der Fehler weitgehend mit denen in [44] überein. Der aufgrund des regelmäßigen Zerfallsschemas als gesichert anzusehende $\Delta I = 1$ -Charakter der Zerfälle der Energien 249keV, 267keV, 344keV und 368keV konnte durch die DCO-Verhältnisse nicht bestätigt werden. Mögliche Erklärungen könnten die schwache Intensität im Fall des 344keV und des 368keV, bzw. die starken Kontaminationen im Bereich der 249keV-, 267keV- und 344keV-Übergänge (s. Abbildung 6.6), sowie größere E2-Beimischungen mit positivem Mischungsparameter δ sein. In dem Bereich oberhalb des Spins $I^\pi = \frac{17}{2}^-$ wurde die Abfolge der γ -Übergänge innerhalb der Bande auf der Basis ihrer relativen Intensitäten festgelegt. Eine zusätzliche Einschränkung folgt dabei aus den 1416keV- und 1552keV-Übergängen. Die DCO-Verhältnisse sprechen in diesem Bereich für gestreckte $\Delta I = 2$ -Übergänge. Einen Sonderfall bilden die γ -Zerfälle bei 1320keV. Dieses Dublett kann in den Energiespektren nicht aufgelöst werden, da selbst die Halbwertsbreite der angepassten Gaussverteilung nicht nennenswert von den Eichwerten abweicht. Die Energien konn-

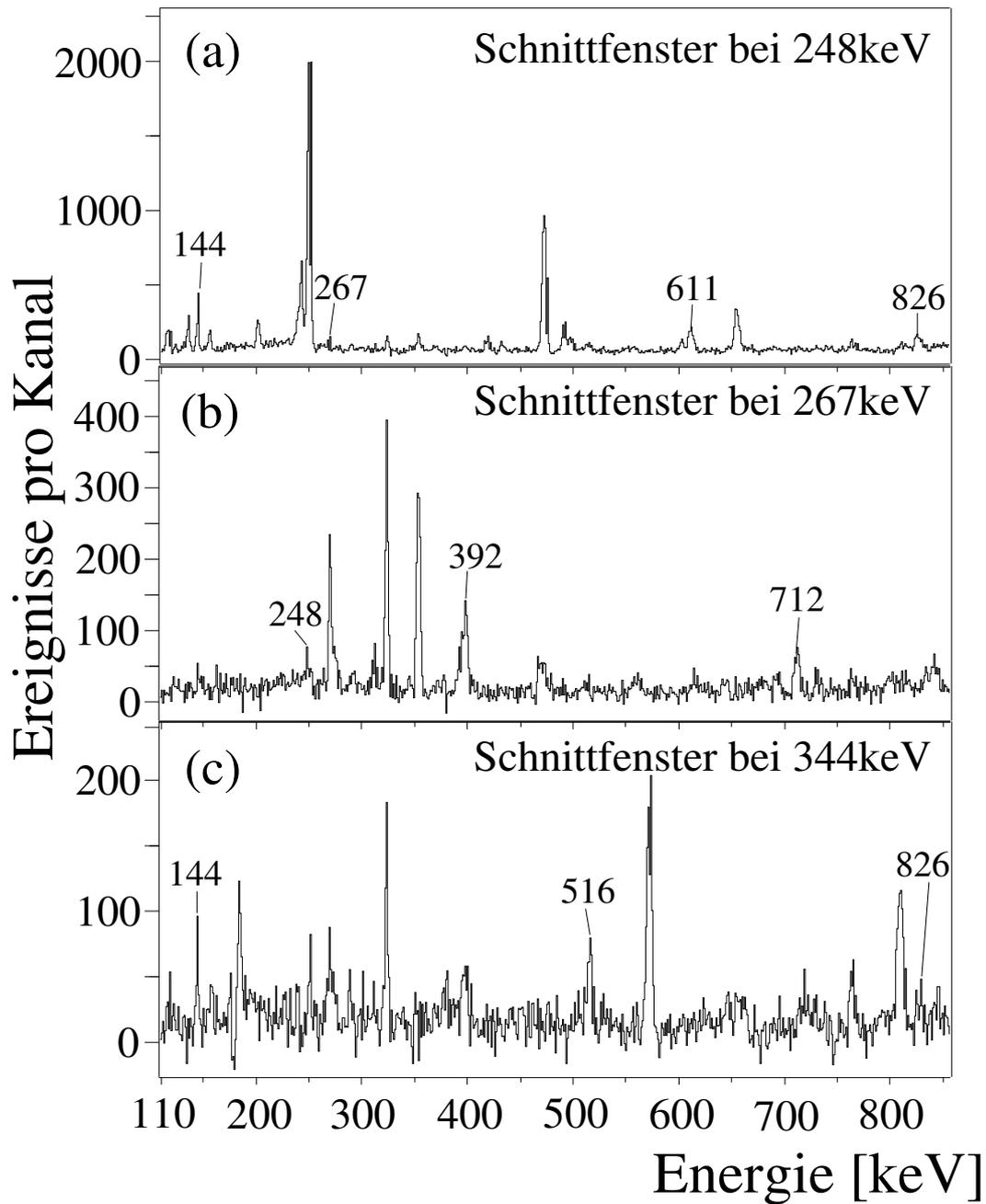


Abbildung 6.6: Die Schnittspektren mit Koinzidenzfenster bei 248keV (a), 267keV (b) und 344keV (c) weisen starke Kontaminationen mit einer hohen Liniendichte auf. Diese lassen einen Abzug ausschließlich des Comptonuntergrundes nicht zu. Es kann somit insbesondere bei γ -Zerfällen schwacher Intensität in Abhängigkeit von den gewählten Koinzidenzfenstern durch Überabzug zu Abweichungen bei der Bestimmung der Linienflächen kommen.

ten daher lediglich zu 1320(2.6)keV abgeschätzt werden. Die relative Intensität ließ sich folglich ebenfalls nur für die Summe der Übergänge zu 70(7) bestimmen. Die relative Intensität des Übergangs zwischen Niveaus niedrigeren Spins I_1 muß demnach größer als 35.1 sein und die des anderen I_2 kleiner als 35.1(37). Der fütternde 1416keV- γ -Zerfall liefert in Kombination mit dem 1223keV-Übergang eine Einschränkung der relativen Intensität I_1 auf Werte kleiner als 32.5(102). Beide Bedingungen zusammengefaßt ergeben demnach für I_1 und I_2 die Intensitätsbereiche $I_1 \in [31.4, 42.7]$ und $I_2 \in [27.6, 38.9]$, d.h. für die 1320keV, 1158keV und 1507keV Übergänge gibt es drei mögliche Abfolgen:

- 1510keV \rightarrow 1320keV \rightarrow 1158keV \rightarrow 1320keV
- 1320keV \rightarrow 1510keV \rightarrow 1158keV \rightarrow 1320keV
- 1510keV \rightarrow 1320keV \rightarrow 1320keV \rightarrow 1158keV.

Aus systematischen Gründen und aufgrund der ansonsten sehr regelmässigen Bandenstruktur wurde die erste Variante gewählt, die auch mit der in [44] publizierte übereinstimmt. Das ist gleichbedeutend mit $I_1 \in [39.5, 40.9]$ und $I_2 \in [29.4, 30.8]$. Ebenso wie die relative Intensität kann auch das DCO-Verhältnis nur für die beiden γ -Zerfälle gemeinsam bestimmt werden. Der eindeutig mit einem $\Delta I = 2$ -Übergang übereinstimmende Wert von 0.9(1) läßt dabei eine Überlagerung von $\Delta I = 1$ - und $\Delta I = 2$ - γ -Zerfällen als sehr unwahrscheinlich erscheinen.

Die Zustände der Energie 366keV und 509keV Das 366keV-Niveau wird von den Übergängen der Energie von 223keV und 366keV in die Grundzustandsbande depopuliert. Die Parität und der Spin wurden von C. Chandler et al. über den Zerfall des 432keV Niveaus zu $I^\pi = \frac{7}{2}^-$ bestimmt[17]. Der Zustand bei 509keV wurde aus [27, 44] übernommen, da die Festlegung der Reihenfolge der 144keV- und 554keV-Übergänge aufgrund nicht extrahierbarer relativer Intensitäten nicht möglich war. Dem 509keV-Niveau wurde in [44] der Spin und die Parität $I^\pi = \frac{7}{2}^+$ zugeordnet, begründet mit einer analogen Struktur in ^{75}Br [76, 47]. Dieser Analogie widersprechen jedoch der Spin und die Parität des 366keV Zustandes von $I^\pi = \frac{7}{2}^-$. Daher ist dem 509keV-Zustand hier kein Spin und keine Parität zugeordnet worden.

Die Bande 2 Die Zustände, denen im Rahmen der Auswertung eine positive Parität zugeordnet wurde, bilden die Bande 2 und bauen auf dem $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Isomer der Energie 432keV auf [17]. Die Lebensdauer wurde von C. Chandler et al. zu $\tau = 155(15)\text{ns}$ bestimmt. Die Übergangsabfolge konnte wie im Falle der Bande 1 im unteren Bereich aufgrund der $\Delta I = 1$ -Intrabandenübergänge [44] und des die Bande bevölkern den 1545keV- γ -Zerfalls eindeutig festgelegt werden. Im Bereich mit $I > \frac{23}{2}$ wurden wieder die relativen Intensitäten zur Festlegung der Sequenz herangezogen. Die

Spinvorschläge für die Zustände der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ ergeben sich aus den DCO-Verhältnissen. Die geklammerten Spins der Niveaus mit $\alpha = -\frac{1}{2}$ wurden aus systematischen Gründen in Übereinstimmung mit den in [44] mittels Winkelverteilungen und DCO-Ratios bestimmten vorgeschlagen.

Die Bande 3 Die Bande 3 besteht aus den zwei γ -Übergängen der Energien 1450keV und 1495keV. Der 1416keV-Übergang wurde als den $I^\pi = \frac{23}{2}$ -Zustand populierend identifiziert. Die Sequenz der 1450keV- und 1495keV-Übergänge ließ sich den relativen Intensitäten entsprechend festlegen. Der Spin des 5500keV-Niveaus konnte über das DCO-Verhältnis des 1416keV-Zerfalls bestimmt werden. Ein Paritätswechsel kann allerdings ebenso wie eine Multipolarität $\Delta I \neq 2$ für die Übergänge von 1450keV und 1495keV nicht ausgeschlossen werden.

6.1.3 Interpretation der Ergebnisse in ^{73}Kr

Die Zustände negativer Parität

Die Bande 1 weist die Struktur einer Bande im Limit der starken Kopplung auf. Die negative Parität der Zustände deutet auf eine Konfiguration des ungepaarten Valenzteilchen, bestehend aus Komponenten in den $f_{\frac{5}{2}}$ und $p_{\frac{3}{2}}$ -Orbitalen der N=3 Schale, hin. Das wird auch durch die Rechnungen im TRS-Modell, das ein Minimum in den Potentialflächen für die Einquasiteilchenkonfiguration $[\nu(pf)]$ bei einer prolaten Deformation von $\beta_2 = 0.38$ [44] bzw. $\beta_2 = 0.37$ [27] vorhersagt, und durch Rechnungen im ‘‘Rigid Triaxial Rotor plus Particle’’-Modell(RTRP) bestätigt [27]. Die in [27] bestimmten Lebensdauern lassen ebenfalls ein großes β_2 vermuten. Der Bandenkopf $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ und die Rechnungen im RTRP-Modell prognostizieren ein $K = \Omega = \frac{3}{2}$, das auch die geringe Signaturaufspaltung in Bande 1 erklärt (s. Abbildung 6.7). Die Einbeziehung des Verlaufes der Nilssoniveaus legt nahe, dass es sich um die partielle Konfiguration $[\nu(pf)^1 (g_{9/2})^2, \pi (g_{9/2})^2]$, der Einquasiteilchenkonfiguration $\nu[312]_{\frac{3}{2}}$ entsprechend, handelt (s. Abbildung 1.1), da für Quadrupoldeformationen mit $|\beta_2| > 0.2$ und $N, Z \geq 36$ entweder das $[404]_{\frac{9}{2}}$ - oder das $[440]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital mit zwei Protonen und zwei Neutronen besetzt ist.

Die Bezeichnung (pf) steht hier für ein (Quasi-)Teilchen in einem p- oder f-Orbital der N=3-Schale.

Ein weiteres, aufgrund des niedrigen Spins äußerst qualitativ anzusehendes Indiz für diese Annahme liefern auch die CNS-Rechnungen, die eine tiefliegende (2, 2)-Struktur vorhersagen (s. Abbildung 6.8). Die prognostizierte oblate Deformation in den Zuständen niedrigen Spins (s. Abbildung 6.9) stellt allerdings einen Widerspruch zu den TRS-Rechnungen mit Pairing [44] und den RTRP-Rechnungen [27] dar, dessen Ursprung in der Nichtbeachtung der Paarwechselwirkung in der CNS-Näherung liegen könnte.

Die Potentialflächen-Diagramme für die einzelnen Konfigurationen befinden sich

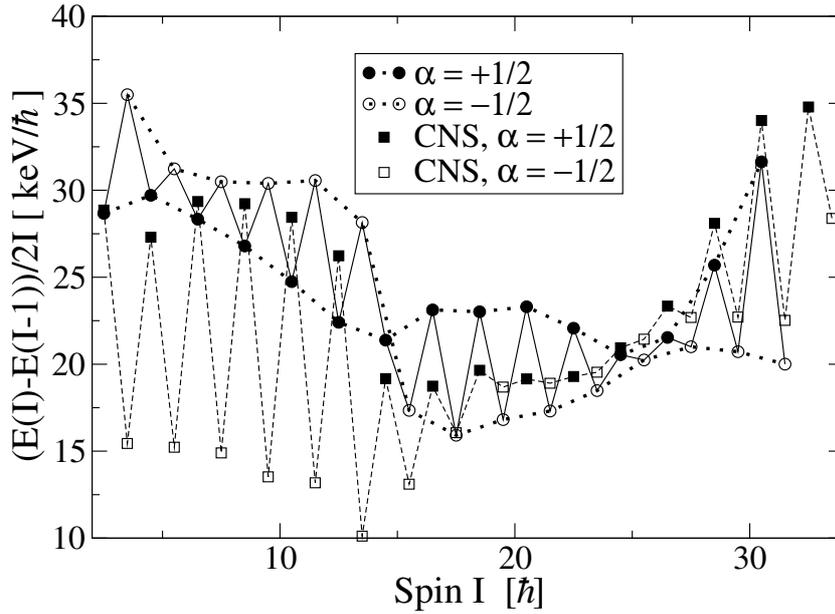


Abbildung 6.7: Die Bande 1 mit negativer Parität im Kern ^{73}Kr zeigt im Bereich des Up- bzw. Backbendings bei $I \approx 15\hbar$ eine Signaturinversion. Der Verlauf der Signaturaufspaltung oberhalb $I \approx 24\hbar$ wird von den CNS-Rechnungen in guter Übereinstimmung wiedergegeben.

ebenso wie die der Kr-Isotope $^{74-76}\text{Kr}$ in Anhang B.

Das Hochspinverhalten der beiden Signaturpartner oberhalb des Spins $I = \frac{37}{2}$ wird durch die CNS-Rechnung in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten unter der Annahme der Konfiguration (3, 3) beschrieben. Das betrifft sowohl die Anregungsenergien, das Alignment der Teilchen, die Trägheitsmomente und auch die Signaturaufspaltung im Bereich der Spins $I > \frac{25}{2}$ (s. Abbildung 6.7). Der stark abfallende Verlauf des Teilchenspin-Alignments i_x bei hohem Spin verdeutlicht die stetig schlechter werdende Übereinstimmung mit der gewählten Referenzbande, parametrisiert durch $J_0 = 11 \frac{\hbar^2}{\text{MeV}}$ und $J_1 = 6 \frac{\hbar^4}{\text{MeV}^3}$ [32], welches zu einem steigenden Überabzug führt. Dieser Effekt läßt sich im Rahmen der CNS-Rechnungen durch die Abnahme der Quadrupoldeformation in der Konfiguration (3, 3) der beiden Signaturpartner erahnen (s. Abbildung 6.9 und Anhang B.2). Dabei geht die Abnahme des Quadrupoldeformationsparameters in den prolaten Minima von $\epsilon_2 \approx 0.34$ zu $\epsilon_2 \approx 0.25$ zwar mit einer Drehung der Rotationsachse von $\gamma \approx -5^\circ$ zu $\gamma \approx 20^\circ$ einher, jedoch besitzt der Kern bei den maximal aus den Teilchenkonfigurationen zu bildenden Spins $I = \frac{67}{2}\hbar$ bzw. $I = \frac{65}{2}\hbar$ immer noch eine "Restkollektivität". Dieser Effekt wurde im Abschnitt 5.2.1 bereits als ein in der Massenregion $A \approx 80$ auftretender Fall vorgestellt. Trotz des fehlenden experimentellen Nachweises der beiden die Niveaus mit maximalem Spin depopulierenden Übergänge kann die Bande 1 als eines der ersten Beispiele in dieser Massenregion angeführt werden, die dieses Verhalten zeigen.

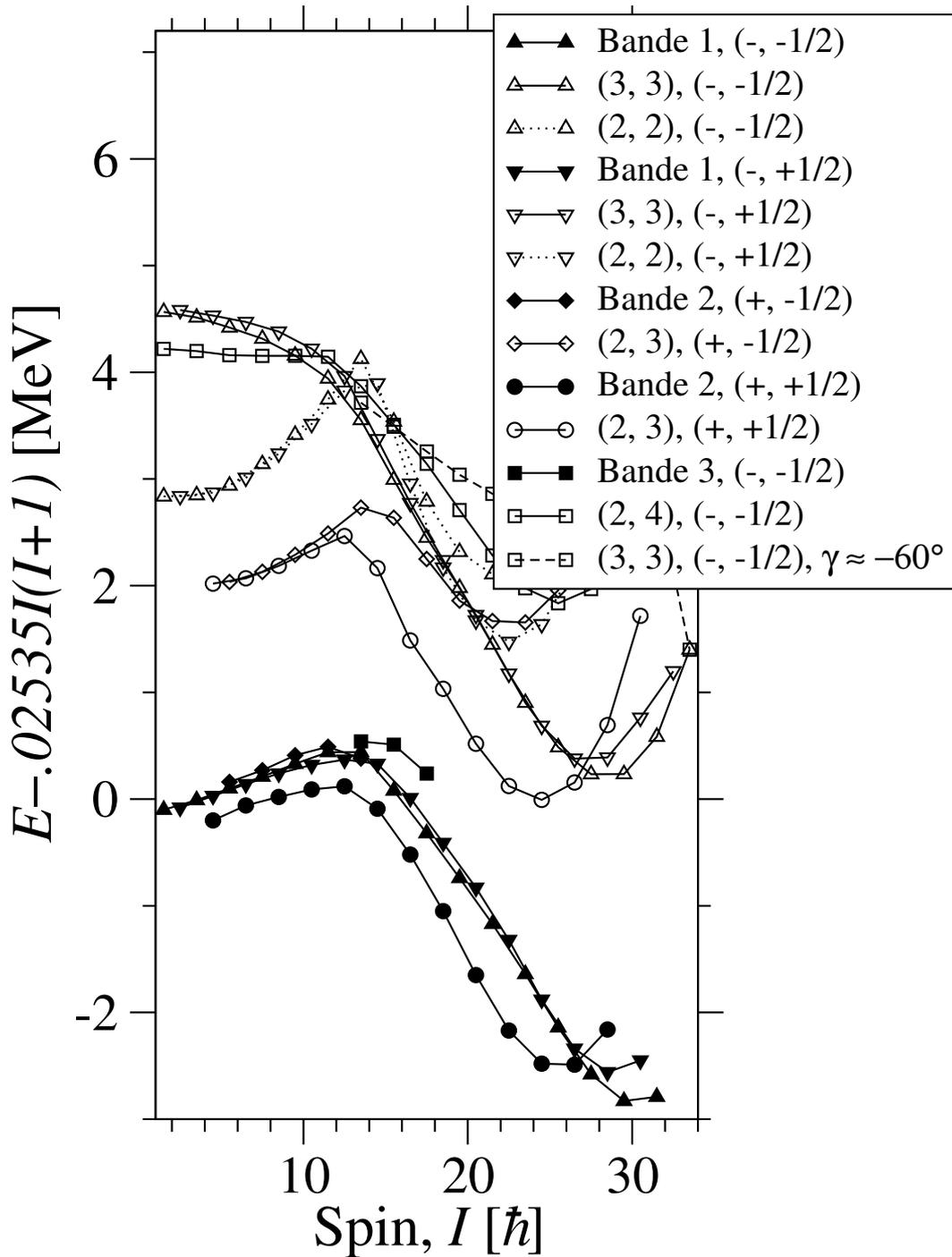


Abbildung 6.8: Die innerhalb der CNS-Rechnungen erhaltenen Energien reproduzieren die experimentellen Verläufe im Bereich hoher Spins des Kerns ^{73}Kr gut. Die Verschiebung der theoretischen Energien im Vergleich zu den experimentellen kommt durch die Nichtberücksichtigung der Paarungsenergie zustande. Die Bänder 1 und 2, deren Verhalten durch die Konfigurationen $(2, 3), (+, +\frac{1}{2})$, $(3, 3), (-, +\frac{1}{2})$ und $(3, 3), (-, -\frac{1}{2})$ beschrieben wird, konnten bis zum Spin $I = I_{max} - 2$ der jeweiligen Konfiguration etabliert werden. Es tritt dabei in keiner der Konfigurationen eine Terminierung auf. Die exakten, im Rahmen der Rechnungen verwendeten Konfigurationen sind für die Kerne $^{73-76}\text{Kr}$ in Anhang B aufgeführt.

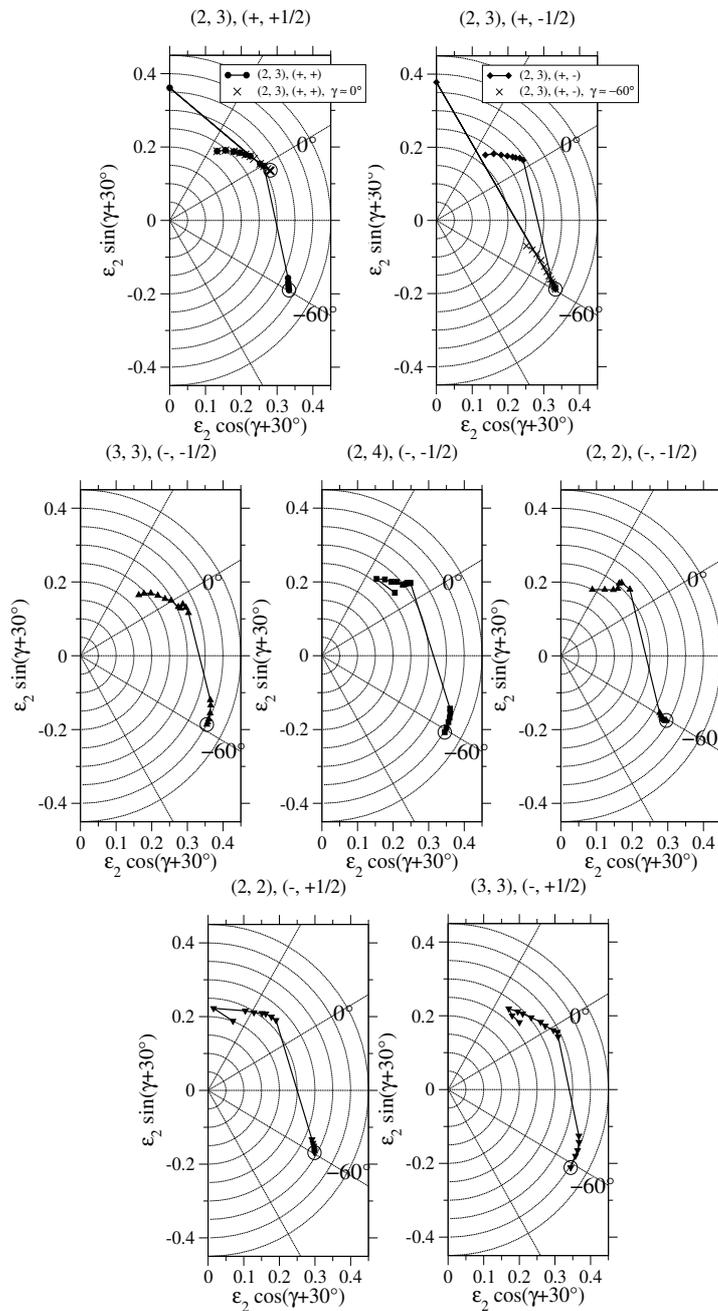


Abbildung 6.9: Die Pfade der Deformationen, berechnet im Rahmen der CNS-Näherung, weisen für alle Konfigurationen im Kern ^{73}Kr einen ähnlichen Verlauf auf. Die energetisch tiefstliegenden im Bereich niedriger Spins sind hier die oblaten Deformationen, während bei höheren Spins die prolaten Deformationen bevorzugt werden. Diese Konkurrenz ist Ausdruck für die in dieser Massengegend typische Formkoexistenz von oblaten und prolaten Deformationen. Bei maximalem Spin der die Banden 1 und 2 beschreibenden Konfigurationen $(2, 3), (+, +\frac{1}{2})$, $(3, 3), (-, +\frac{1}{2})$ und $(3, 3), (-, -\frac{1}{2})$ tritt keine Terminierung auf, d.h. die Minima liegen weiterhin im Bereich der kollektiven Triaxialität. Die nichtausgefüllten Kreise in diesen Diagrammen markieren den Startpunkt der Konfiguration bei dem niedrigsten, berechneten Spin (s. Abbildung 6.8).

Der Verlauf der Trägheitsmomente indiziert weiterhin im Bereich $\hbar\omega \approx 0.7\text{MeV}$ bzw. $\hbar\omega \approx 0.65\text{MeV}$ in den Strängen der Bande 1 ein “Up-” bzw. “Backbending” (s. Abbildung 6.10). Ob diese Umordnung dem Konfigurationsübergang von (3, 3) nach (2, 2) oder dem simultanen Aufbruch des Protonen- und Neutronenpaares entspricht, kann aus den vorliegenden Daten nicht geschlossen werden. Der Zugewinn an Alignment $\Delta i_x \approx 4\hbar$ könnte sowohl von dem ungepaarten Proton in der (pf)-Schale und den beiden ungepaarten Nukleonen in der $g_{9/2}$ -Schale, als auch von den Aufbrüchen der Neutronen- und Protonenpaare in der $g_{9/2}$ -Schale herrühren. Allerdings könnte im Falle des Konfigurationsüberganges das weitere “Upbending” bei $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ nicht erklärt werden, da der geringe Zugewinn an Alignment einen simultanen Paaraufbruch unwahrscheinlich werden läßt und ein verzögerter Protonen- oder Neutronenpaaraufbruch in der Konfiguration physikalisch nicht zu begründen wäre.

Ein weiteres Indiz für den Übergang in die Konfiguration (3, 3) bei $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ bildet die von der experimentellen abweichende Signaturaufspaltung der Konfiguration (3, 3) im Bereich mittlerer Spins (s. Abbildung 6.7).

Zusätzliche Klarheit verschafft in diesem Fall der systematische Vergleich mit den Banden 2 und 3 im Kern ^{75}Kr , die im Rahmen der CNS-Näherung analog durch die Konfigurationen (2, 4) und (3, 5) beschrieben werden (s. Abbildung 6.37).

Dort wurde in Bande 2 ein ähnlich großer Zugewinn an Alignment als simultane Ausrichtung eines Protonen- und Neutronenpaares der $g_{9/2}$ -Schale, belegt durch systematische Vergleiche mit ähnlichen Banden in Kernen dieser Massenregion, interpretiert [73]. Zwar zeigt der Vergleich der experimentellen Signaturaufspaltungen, dass trotz des sehr ähnlichen Verlaufes im Niederspinbereich der Bande 1 des ^{73}Kr und der Bande 2 im ^{75}Kr bei $I = \frac{29}{2}$, d.h. in der Region des “Upbendings” bzw. “Backbendings”, Unterschiede auftreten (s. Abbildung 6.29). Jedoch wird erst für die Niveaus mit $I > \frac{39}{2}$ der Verlauf der Signaturaufspaltungen in Bande 1 annähernd durch den der Bande 3 im ^{75}Kr wiedergegeben.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, dass im Kern ^{73}Kr die Konfiguration (2, 2) oberhalb des simultanen Aufbruchs des $g_{9/2}$ -Protonen- und Neutronenpaares wahrscheinlich fortbesteht und den Trägheitsmomenten zufolge erst bei einer Rotationsfrequenz $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ in die Konfiguration (3, 3) übergeht.

Die Konfiguration der Bande 3 läßt sich mittels der Rechnungen nicht eindeutig identifizieren. Es kommen sowohl die Konfiguration (2, 4), als auch das oblate, zweite Minimum der Konfiguration (3, 3) in Betracht. Unter Berücksichtigung der Beobachtung, daß den Zuständen oblater Deformation im Niederspinbereich im Rahmen der Rechnungen systematisch eine zu niedrige Energie zugeschrieben wird, wie für die Konfigurationen (2, 2) und (3, 3) bei Spins $I \leq \frac{27}{2}$, erscheint die Konfiguration (2, 4) als die wahrscheinlichere. Dieses würde der Anhebung eines Neutronenpaares aus der (pf)-Schale in ein $g_{9/2}$ -Orbital entsprechen. Um die Konfiguration eindeutiger zuweisen zu können, müßte die Bande 3 bis zu höheren Spins etabliert werden.

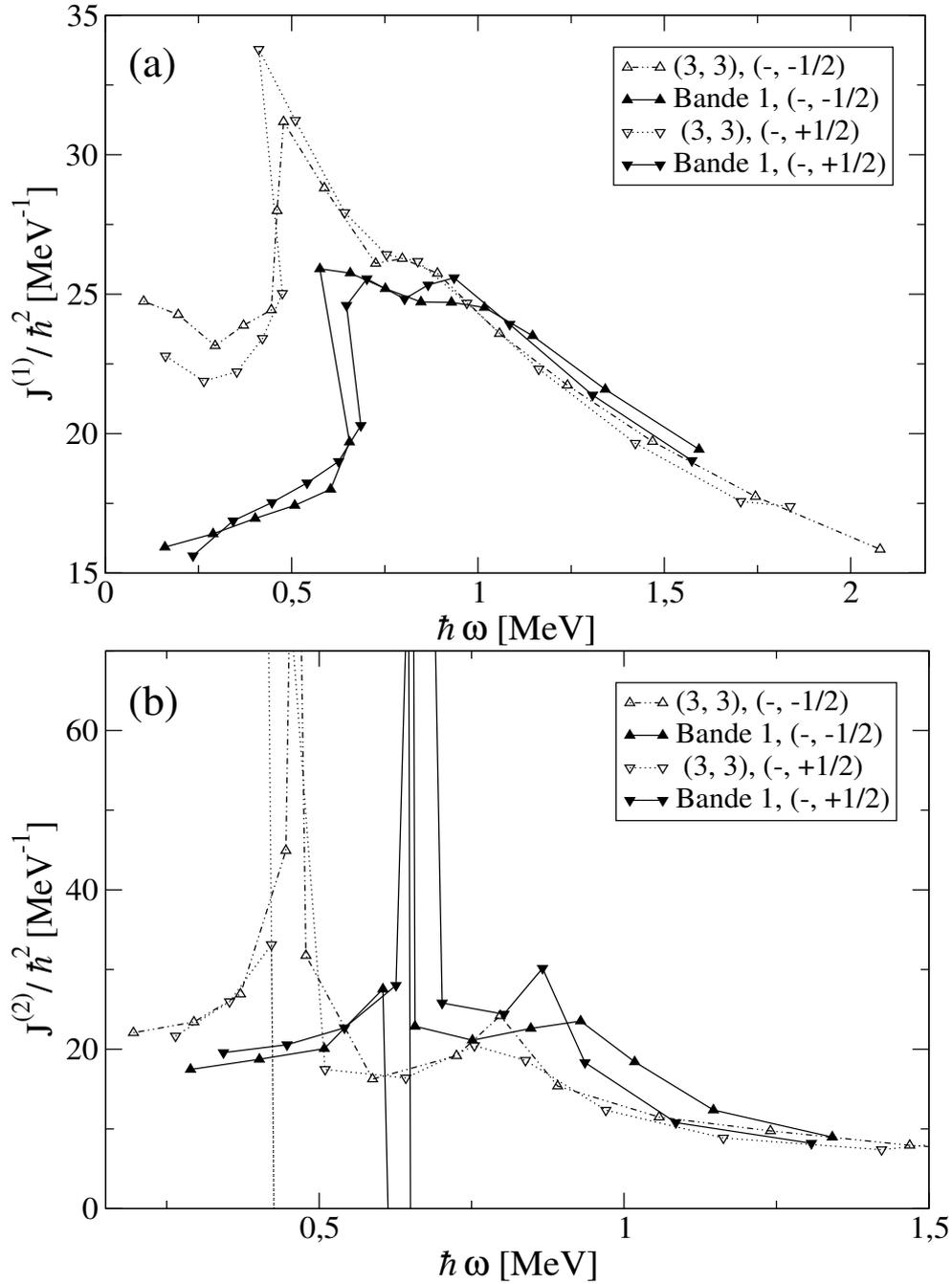


Abbildung 6.10: Die experimentell erhaltenen kinematischen Trägheitsmomente $J^{(1)}$ der Bande 1 im Kern ^{73}Kr (a) weisen bei $\hbar\omega \approx 0.65 - 0.7 \text{ MeV}$ einen deutlichen Anstieg auf. Die dynamischen Trägheitsmomente (b) zeigen, dass es sich im Fall der Zustände der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ um ein Upbending und im Fall der Niveaus der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ um ein Backbending handelt. Bei $\hbar\omega \approx 0.9 \text{ MeV}$ tritt in beiden Signaturpartnern ein Upbending auf. Der Verlauf der experimentellen Kurven wird erst bei hohen Rotationsfrequenzen von den aus den CNS-Rechnungen extrahierten Trägheitsmomenten in guter Übereinstimmung wiedergegeben.

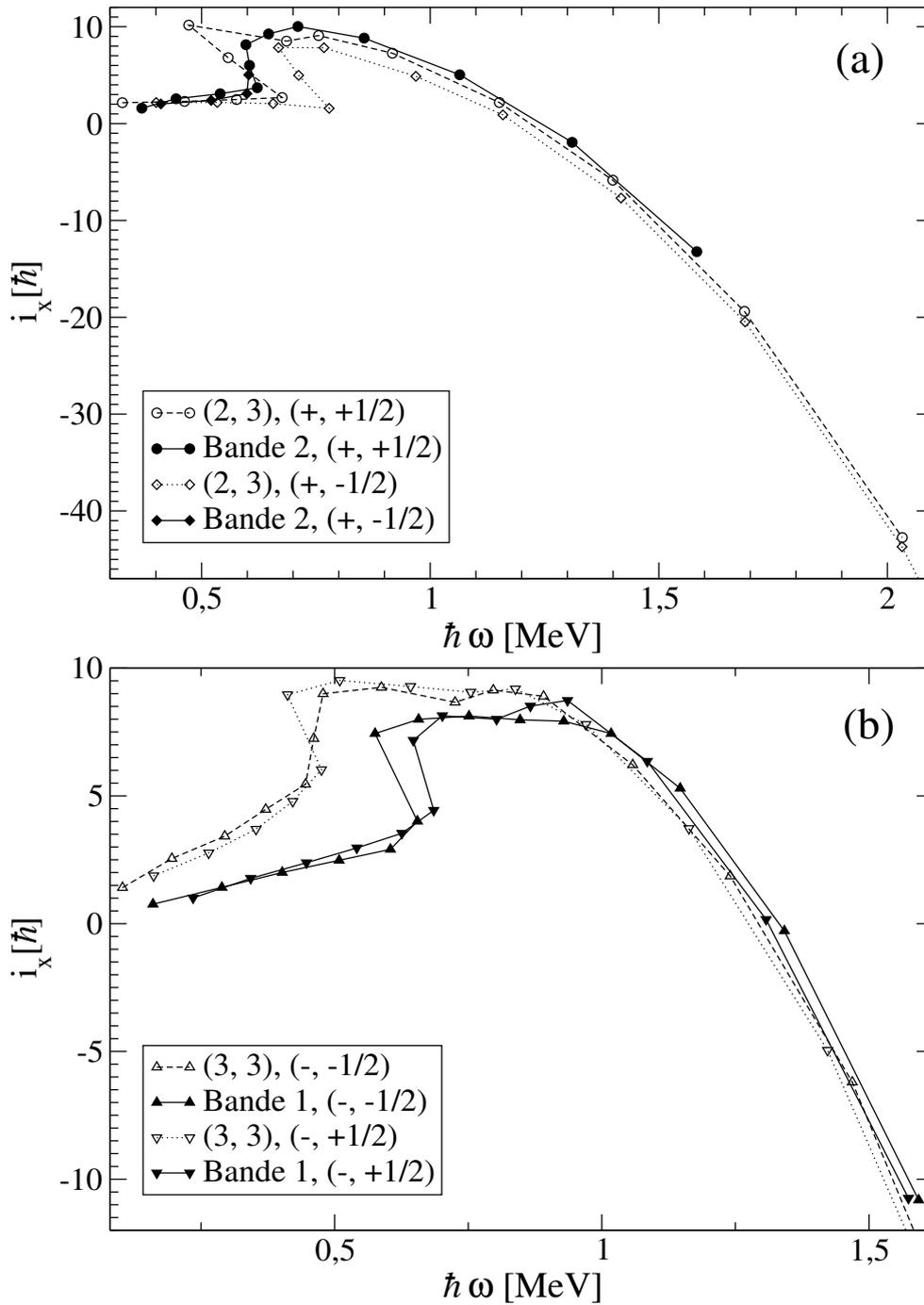


Abbildung 6.11: Die Ausrichtungen I_x sind hier um die Rotoreffekte der Referenz $J_0 = 11 \frac{\hbar^2}{MeV}$ und $J_1 = 6 \frac{\hbar^4}{MeV^3}$ korrigiert dargestellt. Der annähernd konstante Verlauf bei niedrigen Rotationsfrequenzen demonstriert die Eignung der Referenz für den Kern ^{73}Kr im Bereich unterhalb des “Up-” bzw. “Backbendings”. Der abfallende Verlauf für $\hbar\omega \geq 0.8\text{MeV}$ bzw. $\hbar\omega \geq 0.9\text{MeV}$ verdeutlicht die Unzulänglichkeit der Referenz für hohe Rotationsfrequenzen. Die aus den CNS-Rechnungen gewonnenen Ausrichtungen geben den Verlauf der aus den experimentellen Daten ermittelten Alignments bei hohen Rotationsfrequenzen gut wieder.

Die Zustände positiver Parität

Für die auf dem $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Zustand aufbauende Bande positiver Parität wurde in [44] aus dem Vorzeichen der für die γ -Zerfälle der Energie 714keV und 867keV aus der Winkelverteilung ermittelten Werte des Mischungsparameters δ eine prolate Deformation abgeleitet. Diese wurde darüber hinaus durch TRS-Rechnungen, die eine Deformation von $\beta_2 = 0.37$ vorhersagen, bestätigt. Aus dem Vergleich mit den Verzweigungsverhältnissen wurde gefolgert, dass das $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Niveau dem Einquasiteilchenzustand $\nu(g_{9/2})^1$ in dem Orbital mit $\Omega = \frac{5}{2}$ entspricht.

Im Widerspruch dazu wurde in [27] aus der Lebensdaueranalyse des 1176keV-Niveaus geschlossen, dass der Kern zwar eindeutig prolata deformiert ist, sich aber im Zustand mit $\Omega = \frac{1}{2}$ befindet. Auch in [27] konnte die prolata Deformation durch TRS- und RTRP-Rechnungen bestätigt werden, allerdings unter der Annahme $\Omega = \frac{1}{2}$.

Dieser Widerspruch zwischen den experimentellen Ergebnissen kann mit Hilfe der in dieser Arbeit vorliegenden experimentellen Daten nicht aufgelöst werden, da weder die Verzweigungsverhältnisse überprüft, noch Lebensdauern bestimmt werden konnten und die in [27] extrahierte Lebensdauer unter der Annahme $\Omega = \frac{5}{2}$ eine für diese Bande physikalisch unsinnige untere Grenze für den Quadrupoldeformationsparameter von $\beta_2 \approx 0.46$ ergeben würde, während ein $\Omega = \frac{1}{2}$ keinesfalls mit den gemessenen Verzweigungsverhältnissen vereinbar wäre [44].

Im Gegensatz zu den oben diskutierten Konfigurationen ist aufgrund der Verläufe der Nilssonzustände eine Besetzung des $[431]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitals durch mindestens ein Neutron zu erwarten, da, die experimentell bestätigte prolata Deformation mit einem Wert des Quadrupoldeformationsparameters $\beta_2 > 0.3$ voraussetzend, jeweils ein Neutronen- und Protonenpaar das $[440]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital besetzt und die positive Parität in den Zuständen der Bande 2 ausschließlich durch die Belegung des energetisch günstigsten, nichtbesetzten $g_{9/2}$ -Orbitals gebildet werden kann. Eine Besetzung des $\Omega = \frac{5}{2}$ -Orbitals wäre energetisch so ungünstig, dass diese dem Nilssonendiagramm zufolge ausgeschlossen werden kann.

Ein weiteres Argument gegen die in [44] vorgeschlagene Konfiguration resultiert aus der Interpretation der Sequenz, bestehend aus den Zuständen mit den Spins $I^\pi = \left(\frac{11}{2}^+\right), \left(\frac{15}{2}^+\right), \left(\frac{19}{2}^+\right), \left(\frac{23}{2}^+\right)$ und $\left(\frac{27}{2}^+\right)$ als Signaturpartner der auf dem $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Zustand aufbauenden Niveaufolge der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$. Die sich daraus ergebende Zerfallsstruktur der Bande 2, charakterisiert durch die starke Signaturaufspaltung der Niveaus mit $\alpha = +\frac{1}{2}$ und $\alpha = -\frac{1}{2}$, indiziert einen starken Einfluß der Corioliswechselwirkung in diesen Zuständen, welches auf die Besetzung eines Orbitals mit kleinem Ω durch das den Spin bildende Teilchen hindeutet.

Eine mögliche Lösung könnte eine Lochanregung im $[440]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital darstellen. Diese würde zum einen den Bandenkopf mit $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ und zum anderen auch die große prolata Deformation erklären. Das $\Omega = \frac{1}{2}$ hätte zur Folge, dass die Bande 2 der starken Signaturaufspaltung Rechnung tragend als im Grenzfall der Entkopplung aufgefaßt werden könnte. Die Niveaus der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ würden in diesem

Fall die “unfavoured” Zustände bilden, die einem nicht vollständig ausgerichteten Teilchenspin entsprächen. Unter der Annahme dieser Konfiguration bliebe lediglich der Widerspruch zu den Verzweigungsverhältnissen in [44] bestehen.

Daher wird angenommen, dass die Hauptkomponente der Verteilung des ungepaarten Neutrons im Fall des $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Zustands im $[440]_{\frac{1}{2}}$ -Nilssonorbital liegt, während das $[431]_{\frac{3}{2}}$ -Orbital durch ein Neutronenpaar besetzt ist.

Wie schon in der Bande 1, so tritt auch in der Bande 2 ein Backbending bei etwa $\hbar\omega \approx 0.6\text{MeV}$ (s. Abbildung 6.12) mit einem ähnlichen Gewinn an Teilchenausrichtung von etwa $\Delta i_x \approx 4\hbar$ (s. Abbildung 6.11) auf. Die Andersartigkeit der Umordnung innerhalb der Bande 2 wird allerdings durch den Verlauf der Kurven bei höheren Rotationsfrequenzen deutlich. Ist für die Bande 1 bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ ein weiteres Upbending zu verzeichnen, so verlaufen für die Bande 2 die Kurven der Trägheitsmomente und der Ausrichtung oberhalb von $\hbar\omega \approx 0.7\text{MeV}$, einer ungestörten Konfiguration entsprechend, glatt. Insbesondere ist kein Anzeichen eines deutlich verzögerten Neutronenpaaraufbruchs festzustellen. Auch der Zugewinn an Teilchenausrichtung $\Delta i_x \approx 4\hbar$ entspricht in etwa dem in der Grundzustandsbande des Kerns ^{74}Kr , der auf einen simultanen Aufbruch eines $g_{9/2}$ -Neutronen- und Protonenpaares zurückgeführt wird.

Diese Analogie kann als weiteres Indiz für eine der Bande 2 zugrunde liegende Lochanregung gewertet werden, da ein ungepaartes Neutron im höchsten besetzten $g_{9/2}$ -Orbital den Aufbruch eines in einem tiefer liegenden $g_{9/2}$ -Orbital befindlichen Neutronenpaares blocken würde.

Das Verhalten bei hohen Rotationsfrequenzen wird von den CNS-Rechnungen unter der Annahme einer Konfiguration (2, 3) mit maximalem Spin $I_{max} = \frac{61}{2}\hbar$, in Übereinstimmung mit der für den Niederspinbereich vorgeschlagenen, sehr gut wiedergegeben. Das betrifft neben der Energie und dem Energieverlauf mit steigendem Spin auch den “Kreuzungspunkt” mit den Konfigurationen (3, 3) negativer Parität (s. Abbildung 6.8). Auch die Verläufe der Trägheitsmomente und der Teilchenausrichtung werden oberhalb der Rotationsfrequenz $\hbar\omega \approx 0.8\text{MeV}$ in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten wiedergegeben (s. Abbildungen 6.12 und 6.11).

Analog zu dem Fall der Konfigurationen (3, 3) wird hier erneut im Bereich niedriger Spins im Widerspruch zu den die Zustände glaubwürdiger beschreibenden Modellen eine oblate Deformation vorhergesagt.

Ebenso wie die Bande 1 konnte die Bande 2 für die Zustände der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bis zu einem Zustand mit $I = I_{max} - 2$ etabliert werden und weist keine Terminierung auf (s. Abbildung 6.9 und Anhang B.2). Zwar nimmt die Quadrupoldeformation von $\epsilon_2 > 0.3$ auf $\epsilon_2 \approx 0.22$ ab, jedoch weist das $\gamma < 30^\circ$ für die gesamte Bande bis zum maximalen Spin ein kollektives Verhalten aus. Sie bildet somit ein weiteres Beispiel für eine bestehen bleibende Kollektivität bei maximalem Spin.

Eine detaillierte Interpretation der Zustände negativer Signatur der Bande 2 in der CNS-Näherung ist nicht möglich, da diese lediglich bis zum Spin $I = \frac{27}{2}$ etabliert werden konnten. Qualitativ läßt sich jedoch feststellen, dass eine die Signaturaufspaltung im $I = \frac{27}{2}$ -Zustand reproduzierende, energetisch tiefliegende (2, 3)-Konfiguration mit

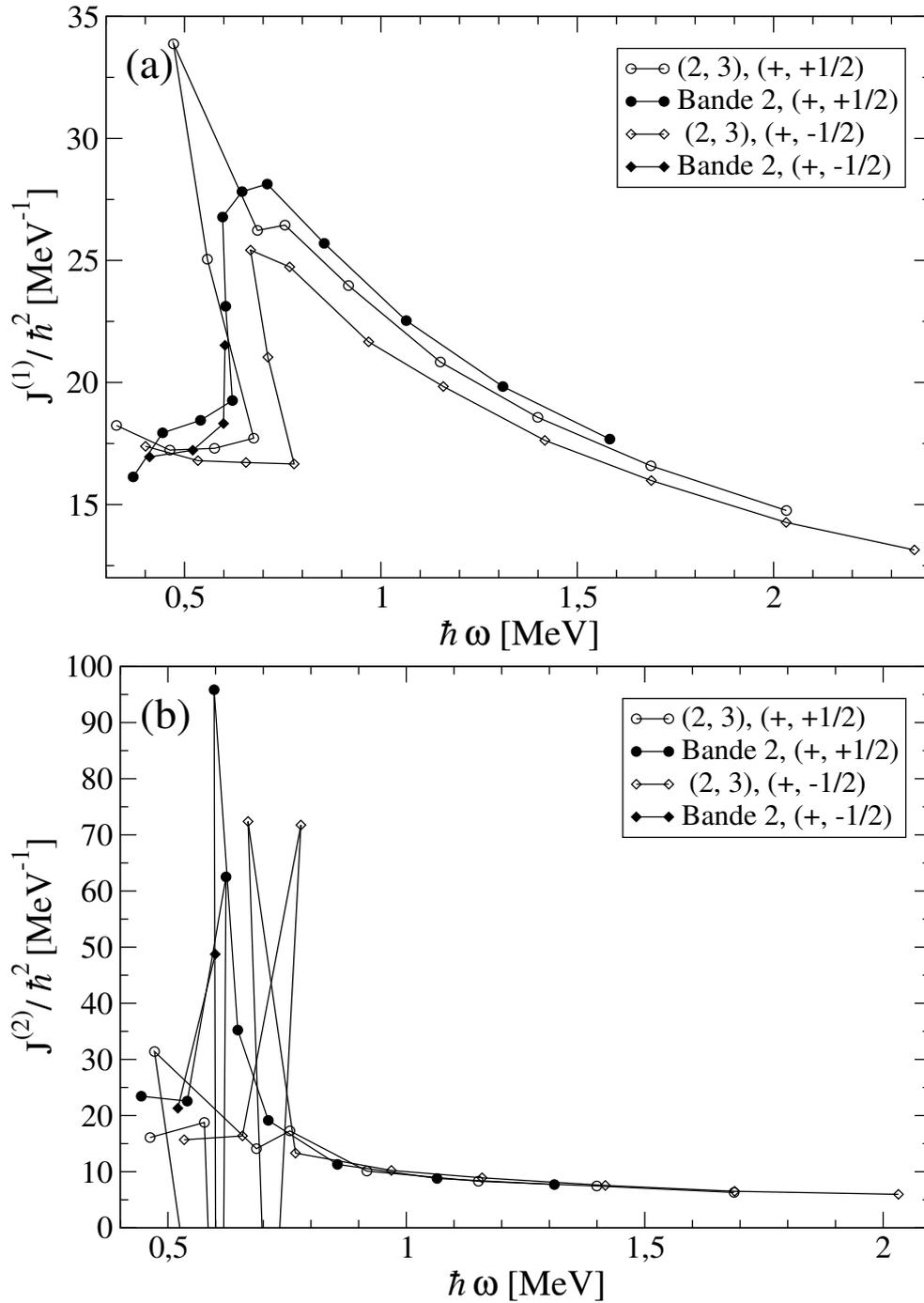


Abbildung 6.12: Die aus den experimentell bestimmten Anregungsenergien erhaltenen kinematischen und dynamischen Trägheitsmomente $J^{(1)}$ (a) und $J^{(2)}$ (b) identifizieren ein Back-bending bei $\hbar\omega \approx 0.6 \text{ MeV}$ in den Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ der Bande 2 des Kerns ^{73}Kr . Im Gegensatz zur Bande 1 ist für $\hbar\omega \geq 0.7 \text{ MeV}$ kein erneuter Anstieg des kinematischen Trägheitsmomentes zu verzeichnen. Die aus den CNS-Rechnungen resultierenden Trägheitsmomente geben den Verlauf der experimentellen Werte der γ -Kaskade zwischen den Niveaus mit $\alpha = +\frac{1}{2}$ in guter Übereinstimmung wieder.

maximalem Spin $I_{max} = \frac{59}{2}\hbar$ vorhergesagt wird. Die geringere Signaturaufspaltung im Niederspinbereich könnte mit der Bevorzugung der oblaten Deformation verbunden sein.

Abschließend muss noch erwähnt werden, dass auch eine Triaxialität als Folge der von den Modellen vorhergesagten, konkurrierenden oblaten und prolaten Minima für das beobachtete Zerfallsschema der Zustände positiver und negativer Signatur der Bande 2 verantwortlich sein könnte.

Es bleibt weiterhin festzuhalten, dass die Ergebnisse der in dieser Arbeit angefertigten Rechnungen für die Hochspinzustände von denen in [44] unterstützt werden.

6.1.4 Zusammenfassung der Ergebnisse in ^{73}Kr

Das Zerfallsschema des Kerns ^{73}Kr , das im Vergleich zu [27] deutlich erweitert werden konnte, wird im Hochspinbereich durch das CNS-Modell sehr gut beschrieben. Den Banden 1 bzw. 2 lassen sich eindeutig die Konfigurationen (3, 3) bzw. (2, 3) zuordnen, die den Kern bei den maximalen Konfigurationsspins als kollektiv ausweisen.

Der Bandenkopf der Bande 1 wird durch das ungepaarte Neutron im $[312]_{\frac{3}{2}}$ -Orbital und jeweils zwei Protonen und Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale bei prolater Deformation gebildet und der daraus folgende Konfigurationsübergang findet bei $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ statt.

Demgegenüber basiert die gesamte Bande 2 auf der Konfiguration (2, 3). Das in den Banden 1 und 2 bei $\hbar\omega \approx 0.6 - 0.7\text{MeV}$ auftretende "Up-" bzw. "Backbending" lässt sich durch den simultanen Aufbruch der $g_{9/2}$ -Protonen- und Neutronenpaare erklären. Die eindeutige Zuordnung einer Konfiguration zu Bande 3 ist im Rahmen der CNS-Rechnungen nicht möglich.

6.2 ^{74}Kr

6.2.1 Ergebnisse früherer Arbeiten

Das Anregungsschema des Kernes ^{74}Kr in der hier präsentierten Form geht bis auf das von Roth et al. [68] und Piercey et al. [61], die in der Hauptsache die tiefliegenden Zustände der Grundzustandsbande in Übereinstimmung mit nachfolgenden Untersuchungen etablierten, zurück (s. Abbildung 6.13). Die im systematischen Vergleich zu hohe Anregungsenergie des $I^\pi = 2^+$ -Zustandes wurde auf Mischung des deformierten Minimums mit einem weniger deformierten zweiten Minimum bzw. auf eine oblat-prolat Formkoexistenz zurückgeführt. Basierend auf diesem Zerfallsschema konnten S. Tabor et al. und J. Heese et al. die Banden 2 und 3 negativer Parität etablieren, die Grundzustandsbande 1 bis zu einem vorgeschlagenen Spin $I = 20$ erweitern und diverse fehlerhaft angeordnete Niveaus und γ -Zerfälle korrigieren [82, 35]. Dabei entsprechen die angeregten Niveaus, die Zuordnung der Zustände zu den Banden und die

angenommenen Spins für $I \geq 5$ den in der vorliegenden Arbeit. Die Lebensdaueranalysen der Zustände positiver Parität lieferten den Nachweis einer starken Kollektivität mit einer resultierenden Quadrupoldeformation von bis zu $\beta_2 \approx 0.4$ im $I^\pi = 6^+, 8^+$ und 10^+ -Zustand. In den Zuständen mit $I^\pi = 2^+$ und $I^\pi = 4^+$ wurde aus der im Vergleich zu den höher angeregten Niveaus verringerten Übergangsstärke in Übereinstimmung zu [61] auf eine prolat-oblat Formkoexistenz geschlossen. Das Backbending in den Zuständen positiver Parität bei $\hbar\omega \approx 0.65\text{MeV}$ wurde mit der gleichzeitigen Ausrichtung eines $g_{9/2}$ -Protonen- und eines $g_{9/2}$ -Neutronenpaares in Analogie zum ^{76}Kr interpretiert.

Die These der Koexistenz oblater und prolater Deformation im Bereich niedriger Anregungsenergien, die Vorhersage einer oblat deformierten, energetisch tiefliegenden Struktur einschliessend [53, 12, 59], wurde von C. Chandler et al. bestätigt, die den γ -Zerfall eines isomeren Zustandes der Lebensdauer $\tau = 42(8)\text{ns}$ in den $I^\pi = 2^+$ -Zustand der Grundzustandsbande nachgewiesen hatte [18]. Der 508keV-E0-Übergang von diesem isomeren Niveau in den Grundzustand wurde von F. Becker et al. über den Nachweis von Konversionselektronen beobachtet [5]. Der das isomere $I^\pi = 0_2^+$ -Niveau an den bekannten $I^\pi = 2_2^+$ -Zustand der Energie 1202keV anbindende 694keV- γ -Zerfall wurde im Rahmen der Konversionselektronen- γ -Koinzidenzanalyse identifiziert. Die Lebensdauer des 508keV-Zustandes wurde zu $\tau = 20(7)\text{ns}$ bestimmt. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit den neuerlich von C. Chandler et al. und E. Bouchez et al. zu $\tau = 33(7)\text{ns}$ bzw. $\tau = 18.8(10)\text{ns}$ bestimmten überein [17, 13].

Die Aufspaltung der $I^\pi = 0^+$ -Niveaus wurde durch Mischung eines annähernd energetisch entarteten prolateren und oblateren Minimums mit Mischungsamplituden $\alpha_j^2(\text{prolat}) = (1 - \beta_j^2(\text{oblat}))$ und $\beta_j^2(\text{oblat}) = 0.52(1)$ in einem einfachen Zweizustandsmischungs-Modell erklärt [5]. Eine ähnliche prolat-oblat Mischung wird von Petrovici et al. vorhergesagt. Der Hauptanteil der Konfiguration im Grundzustand ist dabei prolat deformiert (60%), während die oblat deformierten Anteile im $I^\pi = 0_2^+$ -Niveau 70% ausmachen [60].

Von besonderer Bedeutung für die vorliegende Arbeit ist die Untersuchung insbesondere der Hochspinzustände durch Dirk Rudolph et al. und A. Algora et al., deren Ergebnisse im Folgenden ausführlicher vorgestellt werden.

Die bedeutendste Erweiterung des Termschemas im Bereich hoher Spins geht auf die Analyse der Daten eines Experimentes mit dem GAMMASPERE-Spektrometer unter Verwendung der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{28}\text{Si}, 3\alpha)^{74}\text{Kr}$ bei einer Strahlenergie von 130MeV zurück [69]. Dabei erweiterten D. Rudolf et al. die bestehenden Banden 1, 2 und 3 bis zu angenommenen Spins von $I^\pi = 28^+$, $I^\pi = 29^-$ und $I^\pi = 28^-$ (s. Abbildung 6.13). Weiterhin etablierte er die Bande 5 positiver Parität, aufbauend auf einem $I^\pi = 8^+$ -Zustand bis zu einem Niveau mit vermutlichem Spin von $I^\pi = 24^+$ und die Bande 4 negativer Parität, bestehend aus Zuständen startend bei dem nicht experimentell verifizierten Spin von $I^\pi = 5^-$ und endend bei dem angenommenen Spin $I^\pi = 23^-$. Im Niederspinbereich des Zerfallsschemas konnte die Bande 6 positiver Parität und der Signatur $\alpha = 1$ identifiziert werden, die direkt und über einen angenommenen $I^\pi = 2^+$ -Zustand in die Grundzustandsbande zerfällt. Durch die Auswertung

von DCO-Verhältnissen ließ sich eine Vielzahl von Spins und indirekt auch Paritäten der angeregten Zustände bestimmen. Interpretiert wurden die Hochspinzustände mittels des “pairing-and-deformation self-consistent total Routhian surface model”(TRS-Modell).

Hierbei wurde die simultane Ausrichtung eines $g_{9/2}$ -Protonen- und eines $g_{9/2}$ -Neutronenpaares in der Grundzustandsbande bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.65\text{MeV}$ bestätigt, einhergehend mit einer Verringerung der prolaten Quadrupoldeformation von $\beta_2 \approx 0.38$ auf $\beta_2 \approx 0.3$. Der Bande 5 wurde die Zweiquasiteilchenkonfiguration $\pi(g_{9/2})^2$ zugeschrieben. Die bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.95\text{MeV}$ auftretende Bandenkreuzung wurde auf den Aufbruch eines Neutronenpaares zurückgeführt.

Den Banden 2, 3 bzw. 4 negativer Parität wurden die Quasiteilchenkonfigurationen $\pi[431]_{\alpha=1/2} \otimes \pi[312]_{\alpha=\pm 1/2}$ bzw. $\pi[431]_{\alpha=1/2} \otimes \pi[310]_{\alpha=1/2}$ zugeordnet, hier in der Nilsson Notation angegeben. Die Kreuzung mit der Vierquasiteilchenkonfiguration, entstehend durch einen zusätzlichen Neutronenpaaraufbruch, findet in diesen Banden “verschmiert” über einen Frequenzbereich von etwa $\Delta\hbar\omega = 0.5\text{MeV}$ statt, wobei eine Abnahme der Quadrupoldeformation ähnlich der in der Grundzustandsbande vorhergesagt wird.

Im Rahmen der Auswertung der Daten eines Experimentes am Tandembeschleuniger der “Laboratori Nazionali di Legnaro”, Italien, bei dem die γ -Quanten mit dem GASP-Spektrometer nachgewiesen wurden und die Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, 1\alpha 2p)^{74}\text{Kr}$ zur Population des Kerns ^{74}Kr genutzt wurde, sind die Lebensdauern der Zustände der Grundzustandsbande mit $I^\pi = 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+$ und der Niveaus der Bande 2 mit $I^\pi = 9^-, 11^-, 13^-, 15^-, 17^-$ mittels der DSA-Methode bestimmt worden [2]. Die aus diesen Lebensdauern extrahierten Quadrupolmomente zeigten im Fall der Grundzustandsbande einen mit steigendem Spin monoton abfallenden Verlauf von $|Q_t| = 3.0(2)\text{eb}$ im $I^\pi = 6^+$ -Zustand bis hin zu $|Q_t| = 2.1 \begin{pmatrix} +5 \\ -3 \end{pmatrix} \text{eb}$ für das $I^\pi = 18^+$ -Niveau. Demgegenüber bleibt das Quadrupolmoment in den Zuständen der Bande 2 nahezu konstant bei $|Q_t| = 2.8\text{eb}$. Die starke Änderung des Quadrupolmomentes nach dem Aufbruch eines Neutronen- und Protonenpaares wurde mit der Konkurrenz der Beiträge der Teilchen- und der kollektiven Freiheitsgrade zur Rotationsenergie begründet.

6.2.2 Das ^{74}Kr Termschema

Zur Erweiterung des Termschemas des Kerns ^{74}Kr wurden 2-, 3- und 4-dimensionale symmetrische E_γ -Histogramme genutzt, wobei das 2- und das 3-dimensionale lediglich die koinzident zu einem α -Teilchen detektierten γ -Energien enthielt. Der Zuegewinn an experimentellen Erkenntnissen beschränkt sich auf die energetisch höchsten Zustände der Banden 1, 2, und 3 (s. Abbildung 6.13). Die Grundzustandsbande und die Bande 3 konnten um einen $I = 30$ - und einen $I = 32$ -Zustand erweitert werden.

Weiterhin wurde der $I^\pi = 28^-$ -Zustand der Bande 3 bestätigt und die $I^\pi = 31^-$ -, $I^\pi = 33^-$ - und $I^\pi = 35^-$ -Niveaus der Bande 2 etabliert. Die drei Doppelschnitt-Summenspektren zeigen weitgehend kontaminationsfrei die zu den Übergängen in Bande 1, 2 und 3 gehörenden Linien (s. Abbildung 6.14). Die Zustandsreihenfolge ergab sich aus den relativen Intensitäten (s. Tabelle 6.2).

Tabelle 6.2: Aufbauend auf den Daten von D. Rudolph et al. sind hier für die Banden 1, 2 und 3 jeweils das bekannte Niveau der höchsten Anregungsenergie E_x und die neu etablierten Zustände aufgeführt. Die relativen Intensitäten I_γ der die Zustände depopulierenden γ -Übergänge E_γ wurden auf den das bekannte Niveau depopulierenden γ -Zerfall normiert, d.h. die relativen Intensitäten können ausschließlich innerhalb einer Bande verglichen werden. Die Spin- und Paritätszuordnung erfolgte aufgrund der regelmäßigen Bandenstruktur.

E_x [keV]	I^π	E_γ [keV]	I_γ^{rel}
Bande 1			
19859(3)	(28 ⁺)	2791.1(13)	1.0 (1)
23127(4)	(30 ⁺)	3267.7(18)	0.60(3)
26829(5)	(32 ⁺)	3703(3)	0.11(3)
Bande 2			
20734(3)	(29 ⁻)	2562.4(12)	1.00(6)
23656(3)	(31 ⁻)	2922.4(14)	0.72(10)
27029(4)	(33 ⁻)	3372.6(16)	0.41(11)
30935(5)	(35 ⁻)	3906(4)	0.07(1)
Bande 3			
17299(3)	(26 ⁻)	2172.9(11)	1.00(7)
19750(3)	(28 ⁻)	2450.6(11)	0.93(6)
22575(4)	(30 ⁻)	2825.2(16)	0.65(3)
25854(4)	(32 ⁻)	3279.2(17)	0.37(2)

Die Zuordnung der vermutlichen Spins und Paritäten erfolgte aufgrund der regelmäßigen Bandenstruktur. Die aus den Spektren ermittelten γ -Energien wurden mittels einer linearen Umrechnung an die tabellierten [69] angepaßt.

6.2.3 Interpretation der Ergebnisse in ^{74}Kr

Die Zustände positiver Parität

Die ungewöhnliche Zustandsabfolge in der Grundzustandsbande wurde auf prolat-oblata Formmischungen zurückgeführt (s. Abschnitt 6.2.1). Der zweite angeregte $I^\pi = 2_2^+$ -Zustand wird dabei ebenso wie das im Termschema nicht eingezeichnete $I^\pi = 0_2^+$ -Niveau vermehrt aus oblaten Komponenten gebildet, während die Hauptkomponente in den Niveaus der Grundzustandsbande der "Excited Vampire Vibrational"(EVV)-

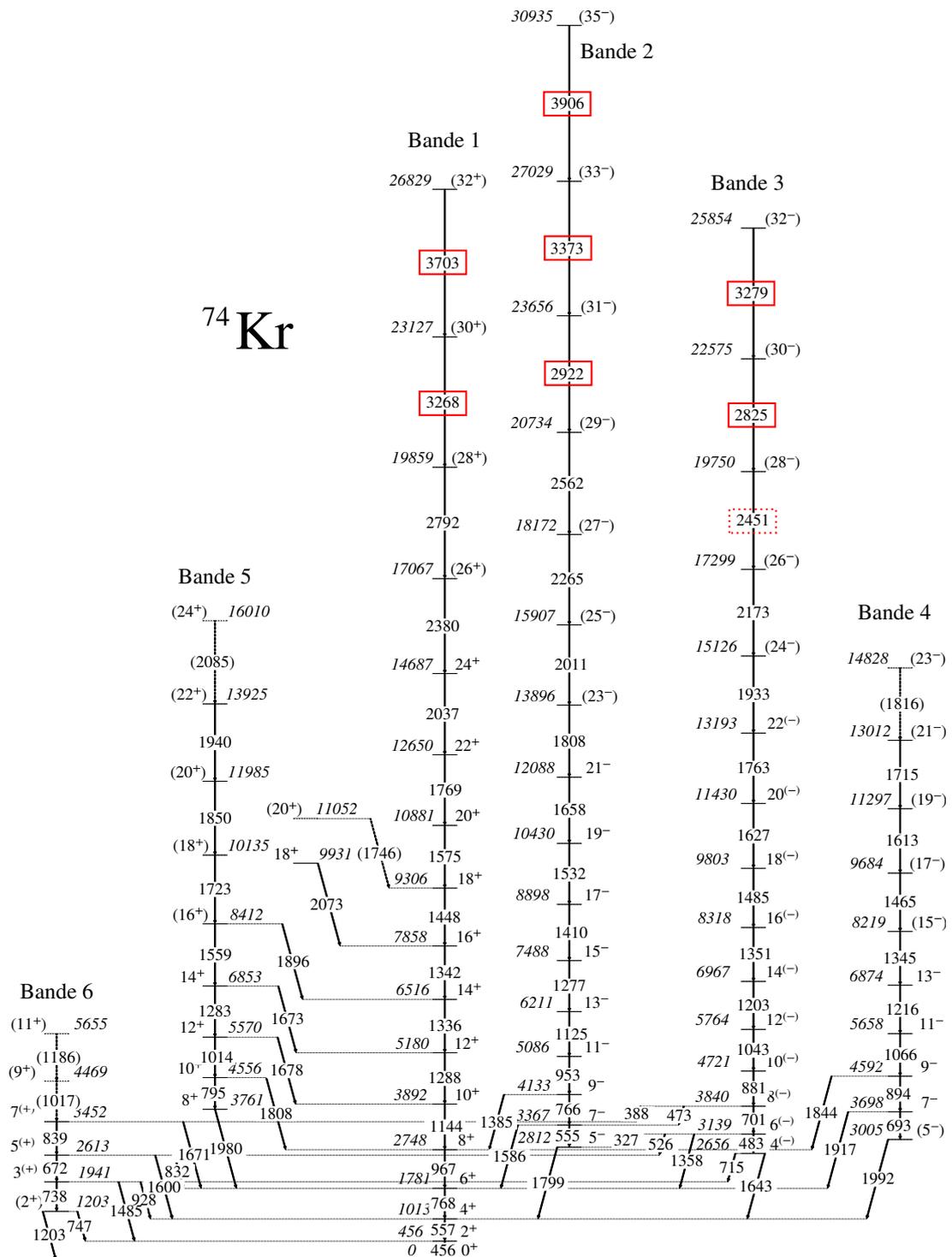


Abbildung 6.13: Das ^{74}Kr -Termschema ist identisch zu dem von D. Rudolph vorgeschlagenen [69]. Lediglich die Banden 1, 2 und 3 konnten zu höheren Spins erweitert werden. Die zusätzlich in das Zerfallsschema eingeordneten γ -Übergänge sind umrahmt dargestellt. Der gepunktete Rahmen markiert den bestätigten, bisher nicht zweifelsfrei nachgewiesenen Übergang der Energie 2451keV.

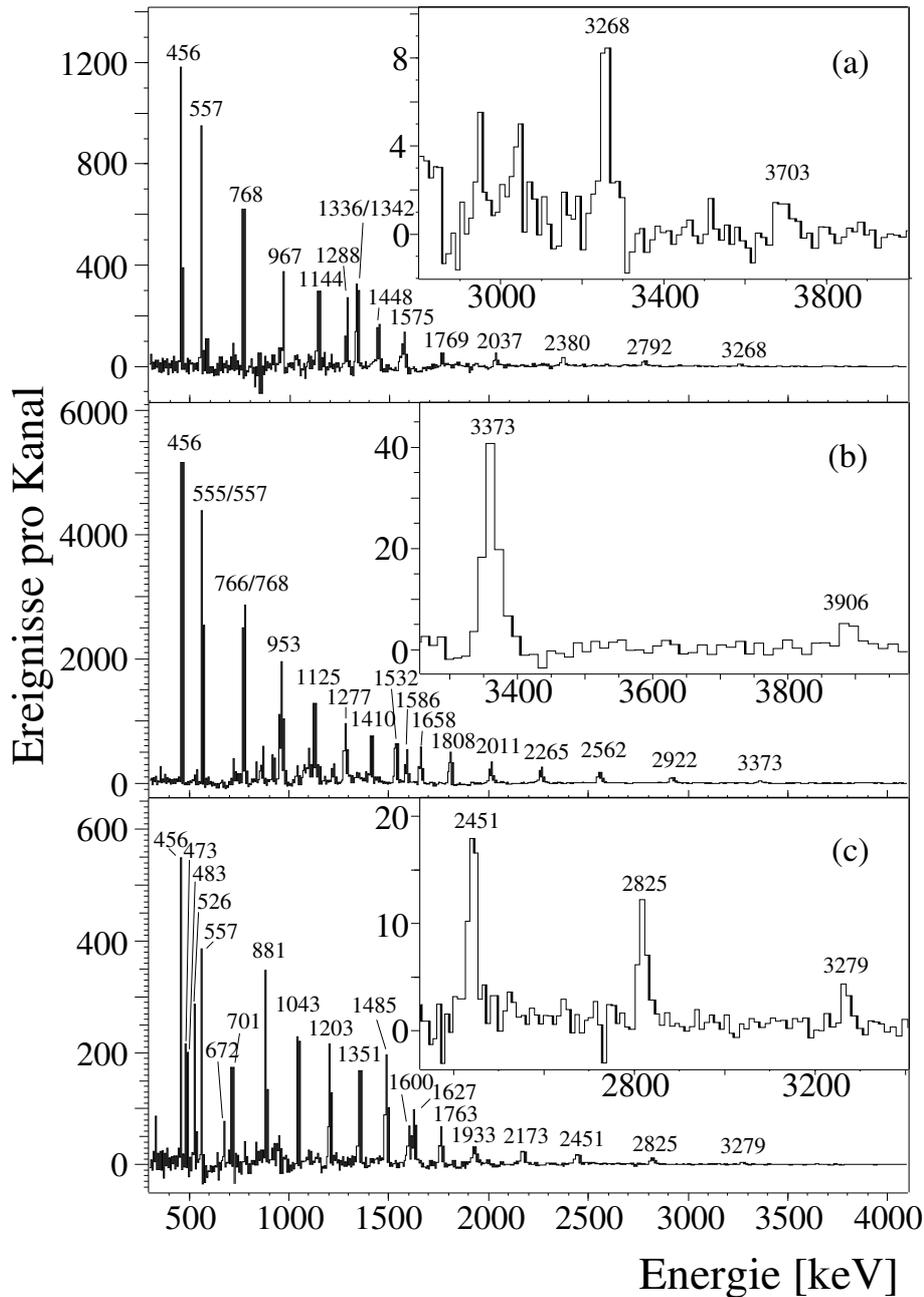


Abbildung 6.14: In den Energiespektren sind die zu den γ -Zerfällen gehörenden Linien der Banden 1 (a), 2 (b) und 3 (c) des Kerns ^{74}Kr zu sehen. Die Spektren wurden durch die Aufsummierung verschiedener Doppelschnittspektren aus dem 1α -Kubus gewonnen, wobei für Spektrum (a) auf Übergangsenergien in der Bande 1, für (b) auf Übergangsenergien in der Bande 2 und für (c) auf Übergangsenergien in der Bande 3 geschnitten wurde. Die im wesentlichen kontaminationsfreien Spektren mit dem guten Linien-Zu-Untergrundverhältnis erlauben die eindeutige Zuordnung der Übergänge einer Energie von über 3MeV zu den Banden.

Näherung nach prolater Natur ist [60]. Mit zunehmendem Spin I wird der Anteil der oblaten Komponente in der Grundzustandsbande immer geringer. Die Zustände der Bande hauptsächlich oblater Natur konnten oberhalb des $I^\pi = 2_2^+$ -Zustandes nicht etabliert werden.

Der Vergleich mit dem Nilssondiagramm (s. Abbildung 1.1) läßt in der Grundzustandsbande unter der Annahme einer prolateren Quadrupoldeformation mit $\beta_2 = 0.3 - 0.4$ die partielle Teilchenkonfiguration $\left[\nu (g_{9/2})^4, \pi (g_{9/2})^2 \right]$ als sehr wahrscheinlich erscheinen. Dieses wird durch die CNS-Rechnungen unterstützt, die als energetisch tiefstliegende und den energetischen Verlauf der Grundzustandsbande sehr gut wiedergebende Konfiguration eine mit zwei Protonen und vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale vorhersagen (s. Abbildung 6.15).

Das bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.6 \text{ MeV}$ auftretende "Upbending" (s. Abbildung 6.16) wurde als simultanes Alignment jeweils eines $g_{9/2}$ -Protonen- und Neutronenpaares interpretiert (s. Abschnitt 6.2.1). Der auftretende Ausrichtungsgewinn stimmt dabei in etwa mit dem theoretisch von den CNS-Rechnungen vorhergesagten überein, auch wenn das experimentell beobachtete "Upbending" im Vergleich zu den Rechnungen zu höheren Rotationsfrequenzen verschoben auftritt (s. Abbildung 6.17). Analog zu Bande 3 im ^{73}Kr (s. Abschnitt 6.1.3) wird auch hier die simultane Ausrichtung des Protonen- und Neutronenpaares nicht durch den Schalenabschluß bei $N = 38$ verhindert.

Oberhalb des "Upbendings" werden sowohl die Teilchenausrichtung, als auch die Trägheitsmomente von der Konfiguration (2, 4) im CNS-Modell gut reproduziert. Der Kern wird in diesen Zuständen, im Einklang mit der Prognose im Rahmen der EVV-Näherung, als prolat deformiert vorhergesagt (s. Abbildung 6.18). Die im signifikanten Bereich des Modells prognostizierten Absolutwerte des Quadrupoldeformationsparameters β_2 stimmen dabei innerhalb der Fehler mit den aus den Lebensdauern [2] extrahierten überein (s. Abbildung 6.19), wobei der im Modell anhaltende Trend zu kleineren Deformationen aufgrund des geringen Überlappungsbereiches nicht überprüft werden kann. Die Reduktion der Quadrupoldeformation bei $I \approx 13$ wird vom Modell nicht wiedergegeben.

Wie schon die Konfigurationen im ^{73}Kr , die experimentell bis zu hohen Spins verfolgt werden konnten, weist auch hier die der Grundzustandsbande zugeordnete bei dem maximalen Spin $I = 32$ weiterhin ein kollektives Verhalten bei prolater Deformation auf (s. Abbildung 6.18 und Anhang B.4). Allerdings konnte die Bande in diesem Fall bis zum maximalen Spin der Konfiguration etabliert werden (s. Abbildung 6.15).

Die Bande 5 wurde in [69] als auf dem Zweiquasiteilchenzustand $\pi (g_{9/2})^2$ basierend angenommen, obwohl die Anregungsenergien der Zustände niedrigen Spins durch die TRS-Rechnungen nicht reproduziert werden konnten und die Anbindung mehrerer Zustände via E2-Übergänge als der Annahme widersprechend angesehen wurde. Die CNS-Rechnungen lieferten als zweite, energetisch tiefstliegende Konfiguration eine mit vier Protonen und vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale, welches der Anhebung zweier Protonen aus der (pf)-Schale entspricht. Obwohl die energetische Lage der experi-

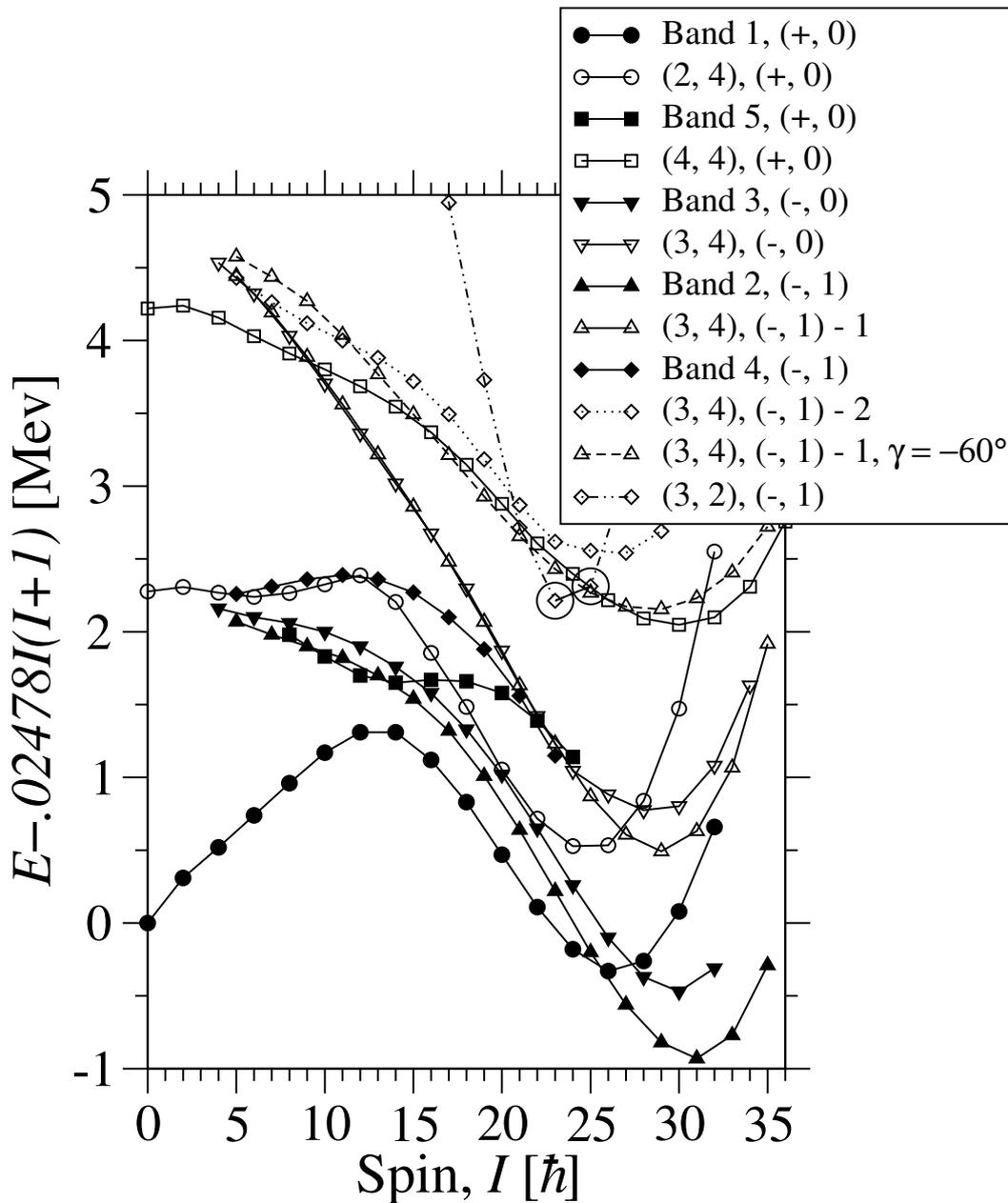


Abbildung 6.15: Die Verläufe der minimalen Energien in den Potentialflächen sind hier im Vergleich zu den experimentellen Anregungsenergien in Abhängigkeit vom Spin für die Banden 1-5 des Kerns ^{74}Kr aufgetragen. Die in dieser Arbeit bevorzugte Zuordnung der Konfiguration $(3, 4), (-, 1) - 2$ zu der Bande 4 ist dabei nicht eindeutig. Die relative energetische Lage ließe ebenso eine Assoziation mit dem zweiten Minimum der Konfiguration $(3, 4), (-, 1) - 1$ zu. Allerdings werden sowohl der Verlauf, als auch die scheinbare energetische Bevorzugung der oblaten Deformationen als dieser Zuordnung widersprechend gewertet. Der eingekreiste dargestellte Punkt der Konfiguration $(3, 2), (-, 1)$ könnte einer Terminierung bei nicht maximalem Spin der Bande 4 entsprechen.

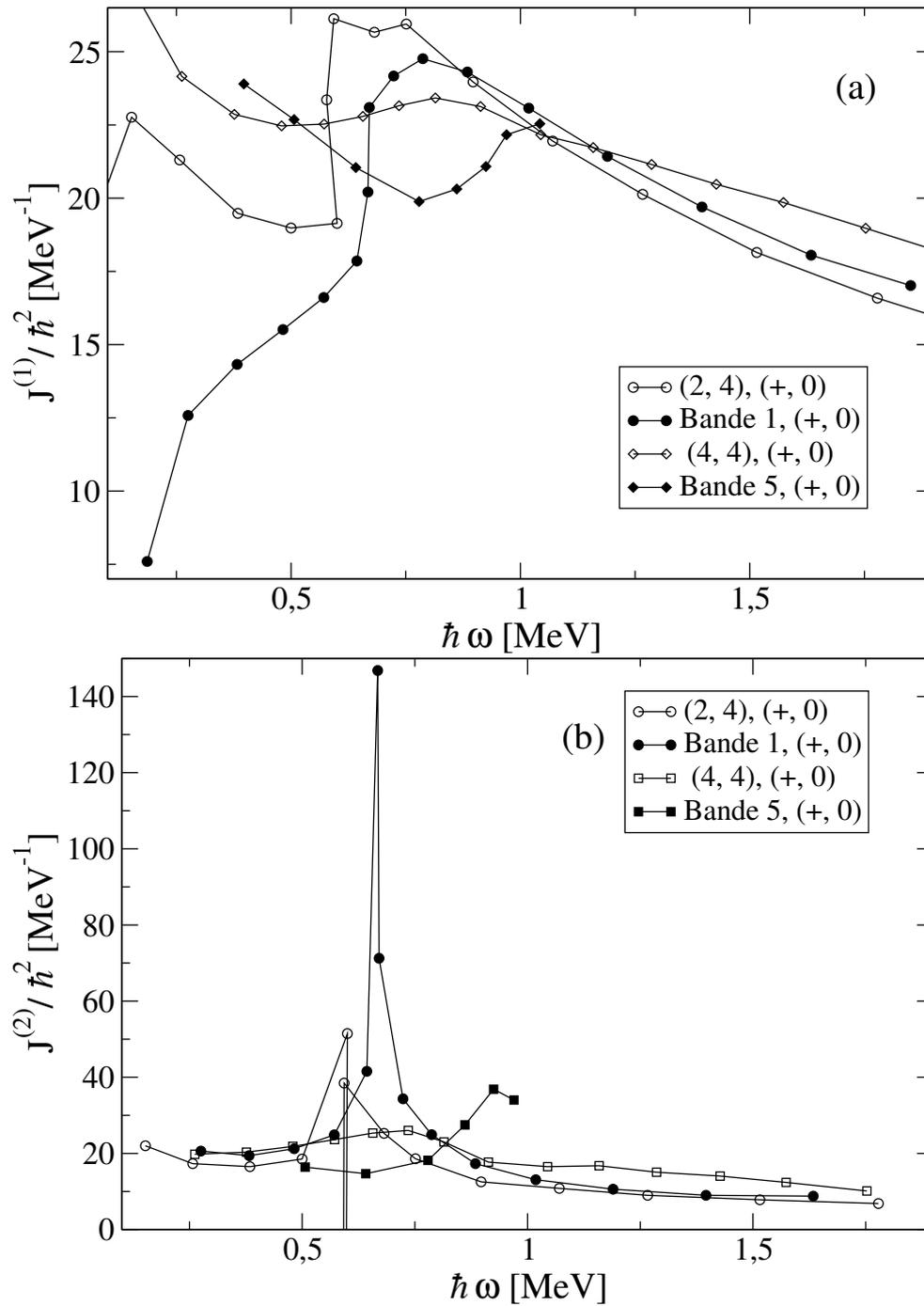


Abbildung 6.16: Die experimentellen bzw. theoretischen kinematischen (a) und dynamischen (b) Trägheitsmomente indizieren die simultane Ausrichtung eines $g_{9/2}$ -Protonen- und Neutronenpaares bei $\hbar\omega \approx 0.6$ MeV in der Bande 1 des Kerns ^{74}Kr . Bei höheren Rotationsfrequenzen stimmen die theoretischen und experimentellen Kurven dem Verlauf nach für Bande 1 gut überein, während die Trägheitsmomente der Bande 5 mit der Konfiguration (4, 4), (+, 0) nur schlecht beschrieben werden können.

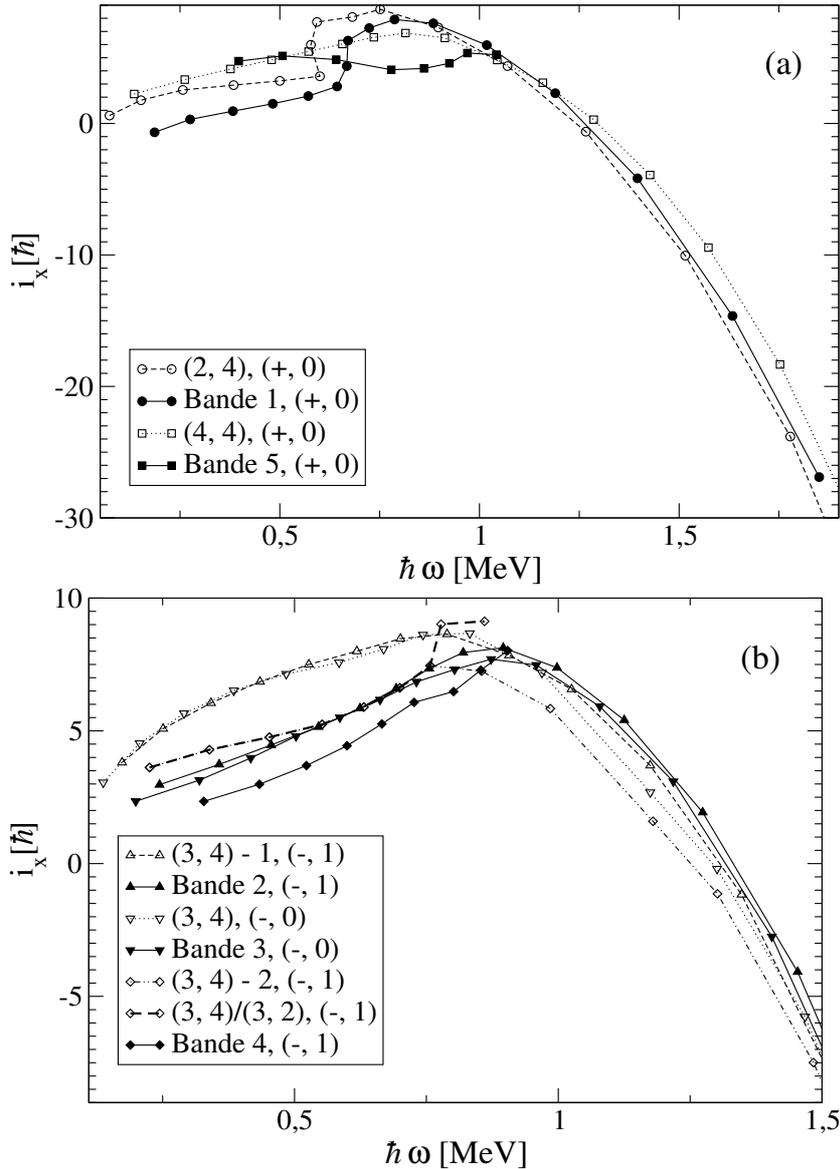


Abbildung 6.17: Der simultane Aufbruch des $g_{9/2}$ -Protonen- und Neutronenpaares bei $\hbar\omega \approx 0.6\text{MeV}$ in der Bande 1 des Kerns ^{74}Kr geht mit einem Zugewinn an Teilchenausrichtung von $\Delta i_x \approx 4\hbar$ einher (a). Der Verlauf für Bande 1 bei Rotationsfrequenzen $\hbar\omega \geq 0.8\text{MeV}$ wird von den Rechnungen gut reproduziert, wobei eine weitere Zunahme der Ausrichtung nicht zu verzeichnen ist. Die Teilchenausrichtung in der Konfiguration $(4, 4), (+, 0)$ widerspricht der experimentell beobachteten. Wie für Bande 1, so werden auch für die Banden 2 und 3 negativer Parität die Teilchenausrichtungen in der CNS-Näherung insbesondere bei Rotationsfrequenzen $\hbar\omega \geq 0.8\text{MeV}$ gut durch die zugeordneten Konfigurationen beschrieben (b). Im Fall der Bande 4 liefert die Annahme einer Bandenkreuzung der Konfiguration $(3, 4), (-, 1) - 2$ mit der $(3, 2), (-, 1)$ bei $I \approx 20$ zumindest eine qualitative Übereinstimmung. Die Notation $(3, 4)/(3, 2), (-, 1)$ symbolisiert, dass die gezeigten Kurvenverläufe aus dem Minimum der beiden Niveauenergien eines Spins der Konfigurationen $(3, 4), (-, 1) - 2$ und $(3, 2), (-, 1)$ resultieren.

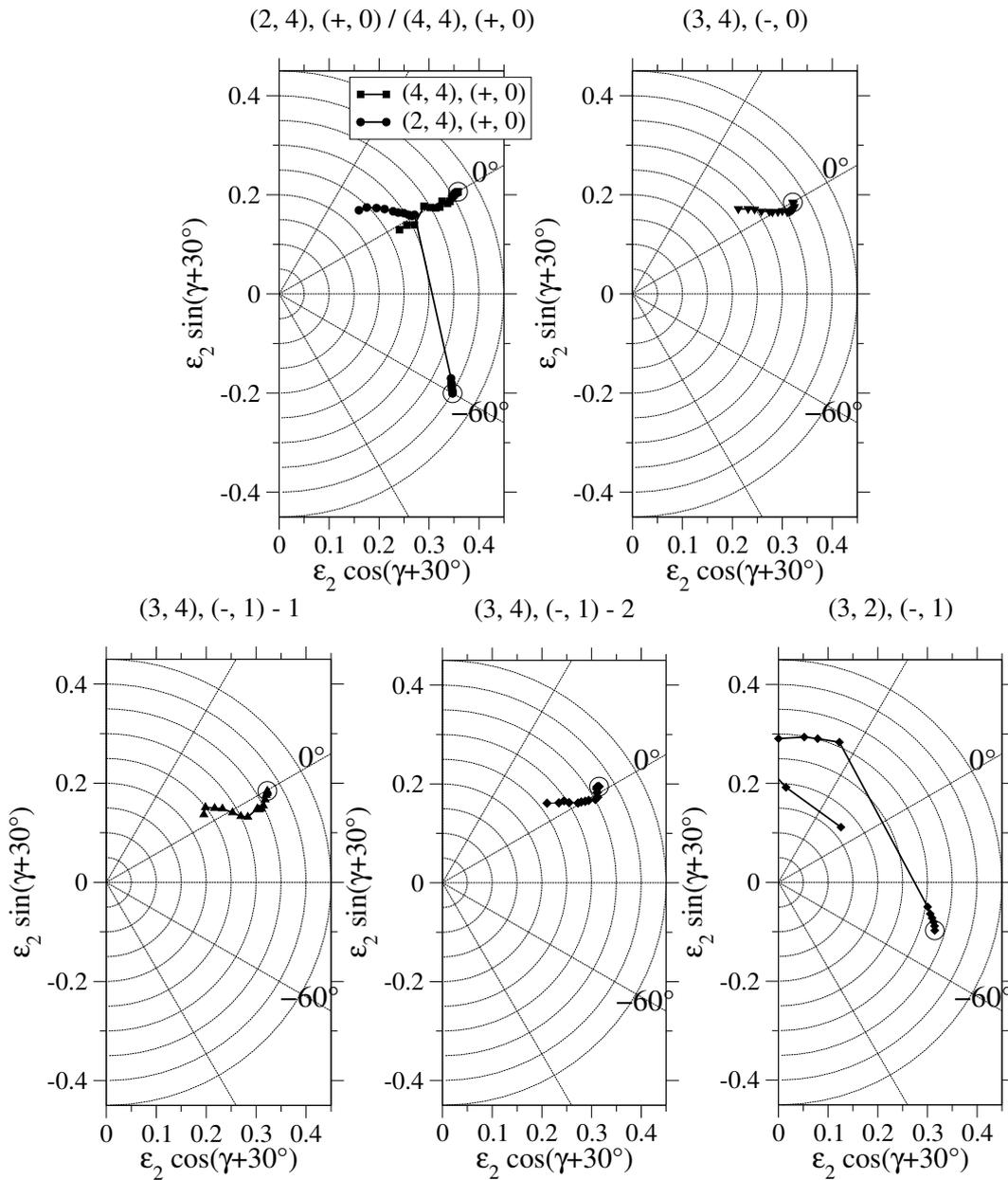


Abbildung 6.18: Die Pfade der Minima in den Potentialflächen verdeutlichen, dass der Kern ^{74}Kr außer in der Konfiguration (3, 2), (-, 1) bis zum Erreichen des maximalen Spins seinen kollektiven Charakter behält. Die Position des Minimums im Zustand niedrigsten Spins ist jeweils mit einem Kreis gekennzeichnet. Die Konfiguration (3, 2), (-, 1) terminiert beim Spin $I = 23\hbar < I_{max} = 31\hbar$

mentellen und berechneten Anregungsenergien relativ zu den Positionen der negativen Paritäten sehr ähnlich ist - die Bande 1 wird offensichtlich wie die auf dem $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Niveau im ^{73}Kr aufbauende als energetisch zu tief liegend vorhergesagt (s. Abbildung 6.8) -, muß die Richtigkeit der Zuordnung aufgrund der schlechten Reproduktion der Trägheitsmomente und der Teilchenausrichtung angezweifelt werden. Die Zustände ungeradzahligger Spins der Bande 6 werden hier aufgrund der unsicheren Parität nicht näher diskutiert.

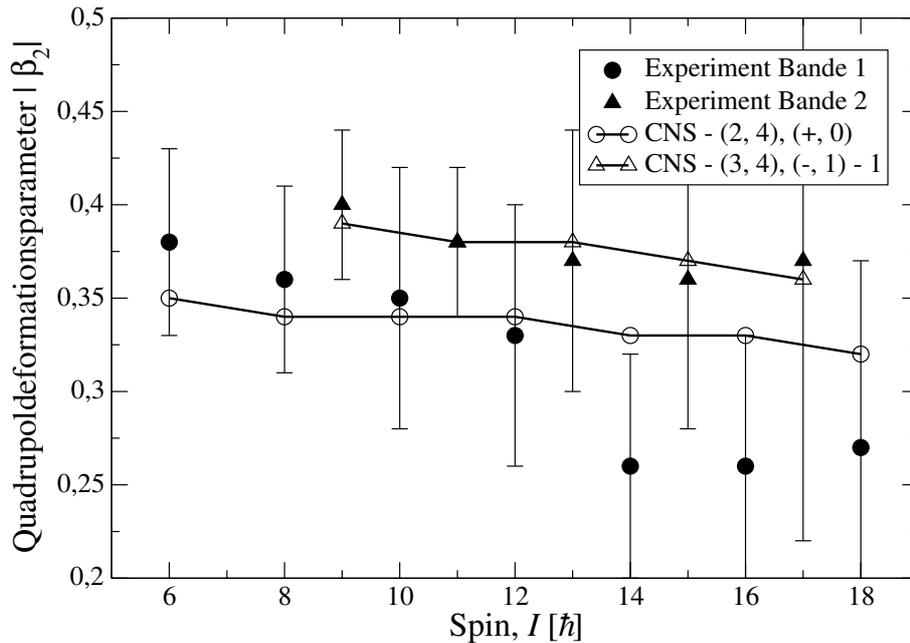


Abbildung 6.19: Die aus den Lebensdauern [2] folgenden Absolutwerte des Quadrupoldeformationsparameters stimmen im signifikanten Bereich der CNS-Näherung mit den im Modell berechneten überein. Der von A. Algora beobachtete Abfall der Quadrupoldeformation in der Grundzustandsbande des Kerns ^{74}Kr ließ sich durch die Rechnungen nicht reproduzieren. Die Werte des Quadrupoldeformationsparameters wurden aus den Quadrupolmomenten nach $\beta_2^{scharf} = 91.7Q_0/Z A^{2/3}$ berechnet. Der aufgeweichten Oberfläche wurde durch $\beta_2 = \beta_2^{scharf} * 0.87$ Rechnung getragen[11].

Die Zustände negativer Parität

Die angenommene partielle Konfiguration $[\nu(g_{9/2})^4, \pi(g_{9/2})^2]$ in der Grundzustandsbande zugrunde legend, lassen sich die Zustände negativer Parität bei großer prolater Deformation, die aus den TRS-Rechnungen [69], unterstützt durch die Lebensdauern in [2] (s. Abbildung 6.19), folgt, ausschließlich durch einen Quasiteilchenzustand $(\pi(fp) \otimes \pi(g_{9/2}))$ bilden. Es kommen für den dazu notwendigen Paar-

aufbruch die Protonenpaare in den $[312]_{\frac{3}{2}}$ und $[310]_{\frac{1}{2}}$ Orbitalen in Frage. Bei Quadrupoldeformationen mit $\beta_2 \geq 0.45$ könnte auch das Paar im $[303]_{\frac{7}{2}}$ Orbital aufbrechen (s. Abbildung 1.1). Der Aufbruch eines Neutronenpaares der (fp)-Schale erscheint im Hinblick auf den Schalenabschluß bei $N = 38$ nahe des Bandenkopfes als unwahrscheinlich. Die TRS-Rechnungen in [69] haben ergeben, dass die Banden 2, 3 und 4 tatsächlich auf den Zweiquasiteilchenzuständen $(\pi[431] \otimes \pi[312])_{\alpha=1}$, $(\pi[431] \otimes \pi[312])_{\alpha=0}$ und $(\pi[431] \otimes \pi[310])_{\alpha=1}$ aufbauen. Das bedeutet für die Bandenköpfe, dass $K = \Omega_{gesamt} = |\Omega_{QT1} \pm \Omega_{QT2}|$ den Wert 3 für die Signaturpartner Bande 2 bzw. 3 und den Wert 2 für die Bande 4 annimmt. Der nicht nachgewiesene Signaturpartner der Bande 4 deutet möglicherweise auf eine Triaxialität [69] hin.

Diese Abschätzungen anhand des Nilssonogrammes und die Ergebnisse der TRS-Rechnungen befinden sich im Einklang mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten CNS-Rechnungen. Diese liefern für die Banden 2, 3 und 4 jeweils eine energetisch tiefliegende Konfiguration mit drei Protonen und vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale. Insbesondere für die Banden 2 und 3 wird nicht nur der Verlauf der Anregungsenergien in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten wiedergegeben, sondern es lassen sich auch das Alignment und die Trägheitsmomente oberhalb des bei etwa $\hbar\omega = 0.7MeV$ auftretenden ‘‘Upbendings’’ sehr gut reproduzieren (s. Abbildungen 6.15, 6.20 und 6.17). Die experimentell bestimmte Signaturaufspaltung der Bande 2 und 3 deutet, verglichen mit der aus den CNS-Rechnungen resultierenden, auf eine Mischung der Zustände der Bande 2 mit denen der Bande 4 hin [16], die im Rahmen des Modelles nicht berücksichtigt wird. Die Bande 3 wird im Gegensatz zu Bande 2 nicht abgesenkt, da die Zustände des experimentell nicht nachgewiesenen Signaturpartners der Bande 4 wahrscheinlich bei relativ höherer Anregungsenergie liegen.

Der allmähliche Zugewinn an Ausrichtung im Bereich $\hbar\omega = [0.5, 1]MeV$ in den Banden 2 und 3, der qualitativ ebenfalls von den Rechnungen reproduziert wird (s. Abbildung 6.17) und der mit einem sehr ‘‘breiten Upbending’’ einhergeht (s. Abbildung 6.20), ist vermutlich auf den Schalenabschluß bei $N = 38$ für prolate Deformationen mit $\beta_2 \approx 0.4$ zurückzuführen. Der darüber hinaus in [69] diskutierte mögliche Einfluß der $T = 0$ -Paarbildung scheint in diesem Fall eher eine untergeordnete Rolle zu spielen, da Paarkorrelationen in den CNS-Rechnungen nicht berücksichtigt wurden.

Wie schon im Fall der Grundzustandsbande, so zeigen auch die den Banden 2 und 3 zugeordneten Konfigurationen bei den maximalen Spins von $I = 35$ und $I = 34$ weiterhin ein kollektives Verhalten (s. Abbildung 6.18 und Anhang B.4). In Bande 3 konnte in Analogie zu den Banden 1 und 2 im Kern ^{73}Kr der das Niveau maximalen Spins depopulierende γ -Zerfall experimentell nicht nachgewiesen werden. Die Absolutwerte des Quadrupoldeformationsparameters β_2 stimmen dabei für die Zustände des Spin $I > 11$ in Bande 2 mit den aus den Lebensdauern extrahierten im Rahmen der Fehler sehr gut überein (s. Abbildung 6.19).

Im Gegensatz zu den Banden 2 und 3 liefert die Konfiguration $(3, 4), (-, 1) - 2$ für Bande 4 keine überzeugende Übereinstimmung. Wird die relative energetische Position zu den Konfigurationen der Bande 2 und 3 im Vergleich zu den experimentellen Daten noch gut beschrieben (s. Abbildung 6.15), so offenbaren die Trägheitsmomente des

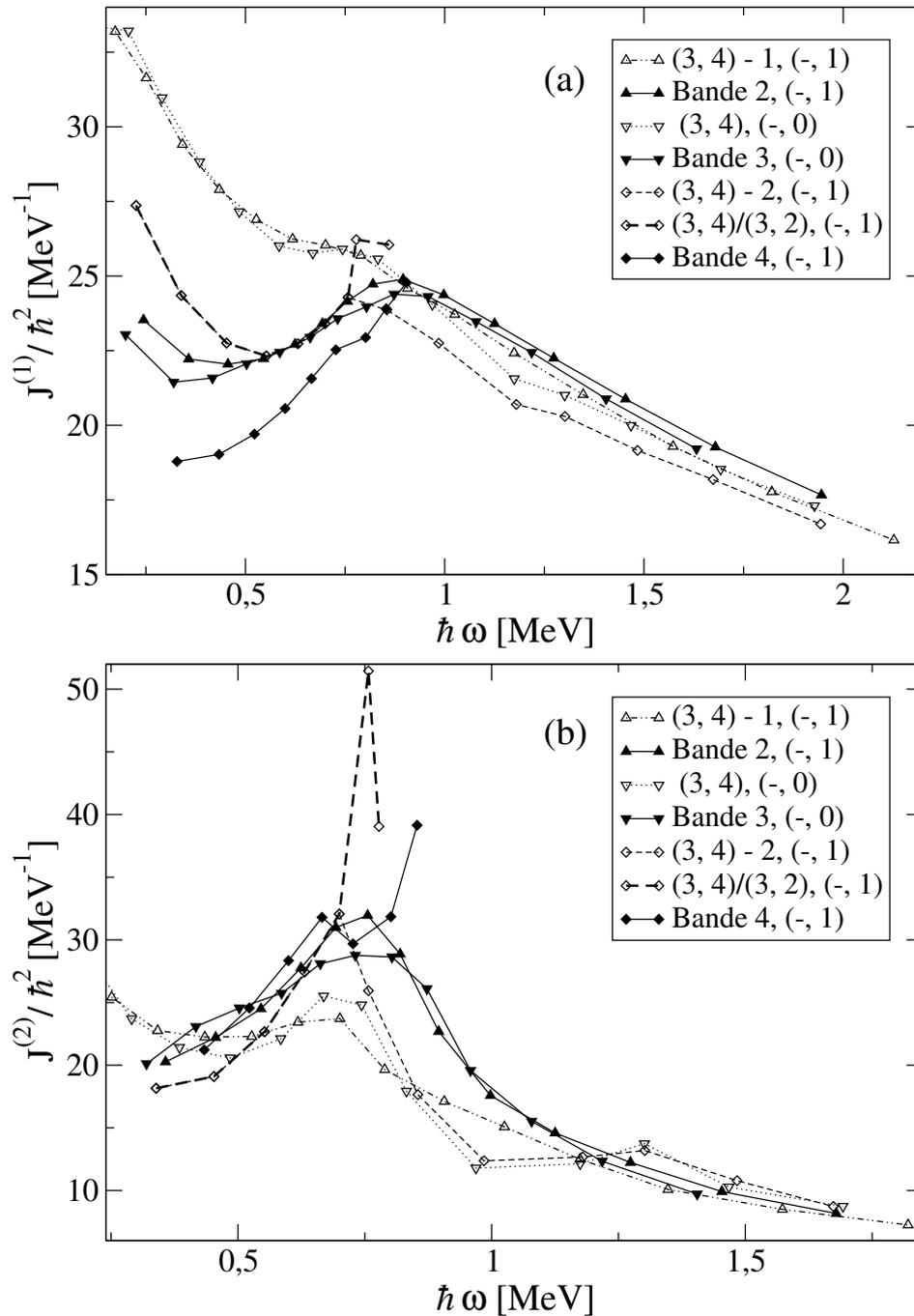


Abbildung 6.20: Die Verläufe der experimentellen kinematischen (a) und dynamischen Trägheitsmomente (b) in den Banden negativer Parität des Kerns ^{74}Kr werden insbesondere bei höheren Rotationsfrequenzen gut durch die CNS-Rechnungen beschrieben. Einzig die Bande 4 bildet eine Ausnahme, bei der lediglich durch die Annahme einer Bandenkreuzung der Konfigurationen (3, 4), (-, 1) - 2 und (3, 2), (-, 1) eine zumindest qualitative Übereinstimmung erzielt werden konnte. Die Bezeichnung ist analog zu der in Abbildung 6.17 gewählt.

Kernes und die Teilchenausrichtung in den Zuständen, die im signifikanten Bereich der Rechnungen liegen, eine drastische Abweichung (s. Abbildungen 6.20 und 6.17). Steigen die experimentell beobachtete Teilchenausrichtung und das kinematische bzw. dynamische Trägheitsmoment bei $\hbar\omega \approx 0.8\text{MeV}$ an, so weisen die äquivalenten Kurven der Konfiguration (3, 4), (-, 1) - 2 einen abfallenden Charakter auf. Eine Erklärung hierfür könnte die Kreuzung mit der Bande der Konfiguration (3, 2), (-, 1) liefern, die beim Spin $I = 21$ als energetisch tieferliegend vorhergesagt wird. Unter dieser Annahme ließe sich zumindest qualitativ der Verlauf der Teilchenausrichtung und der Trägheitsmomente reproduzieren. Diese Konfiguration weist entgegen den bisher in den Kernen ^{73}Kr und ^{74}Kr zugeordneten im Zustand $I^\pi = 23^-$ die Terminierung einer Subkonfiguration auf (s. Abbildung 6.18 und Anhang B.4), d.h. der Kern "rotiert" in dem Zustand zwar um seine Symmetrieachse und besitzt somit keine Kollektivität mehr (s. Abschnitt 5.2.1), jedoch deutet der nicht-maximale Spin $I < I_{max} = 31\hbar$ in diesem Zustand auf die Existenz weiterer gepaarter Valenznukleonen hin. Diese Bandenkreuzung würde auch erklären, warum die Banden 1, 2 und 3 in dieser Arbeit zu höheren Spins erweitert werden konnten, während es im Fall der Bande 4 nicht möglich war, den Zerfall eines angeregten Zustands höherer Energie zu beobachten. Die ebenfalls mögliche Zuordnung der Konfiguration "(3, 4), (-, 1) - 1, $\gamma = -60^\circ$ " (s. Abbildung 6.15) wird hier aufgrund der systematischen Bevorzugung der oblaten Deformationen im Nieder- und Mittelspinbereich und der schlechteren Beschreibung des Verlaufes der Anregungsenergien mit dem Spin nicht näher diskutiert.

6.2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse in ^{74}Kr

Die in der vorliegenden Arbeit bis zu hohen Spins $I \geq 32$ erweiterten Banden 1, 2 und 3 werden durch die im Rahmen der CNS-Rechnungen zugeordneten Konfigurationen konsistent zu den Modellrechnungen im Niederspinbereich sehr gut beschrieben. Das betrifft sowohl die Anregungsenergien, als auch die Trägheitsmomente und die Teilchenausrichtungen. Weiterhin stimmen die vom Modell vorhergesagten Quadrupoldeformationen in den Banden 1 und 2 betraglich im Rahmen der Fehler mit den aus den Lebensdauern in [2] berechneten überein.

Analog zum ^{73}Kr weist auch der Kern ^{74}Kr in den Zuständen maximaler Konfigurationsspins bei nahezu prolater Deformation einen kollektiven Charakter auf. In den Banden 1 und 2 ließ sich der jeweilige Zustand maximalen Spins auch experimentell etablieren.

Die die Banden 4 und 5 relativ schlechter beschreibenden und zudem im Fall der Bande 4 nicht eindeutigen Konfigurationen können nur unter Vorbehalt zugeordnet werden.

6.3 ^{75}Kr

6.3.1 Ergebnisse früherer Arbeiten

In den 80er und zu Beginn der 90er Jahre sind viele Untersuchungen an dem Kern ^{75}Kr durchgeführt worden [88, 10, 36, 19, 86, 15, 74], in deren Rahmen ein erstes Termschema etabliert und nachfolgend erweitert werden konnte.

Die umfangreichste γ -spektroskopische Analyse, deren Ergebnisse im Folgenden näher beschrieben werden, führten S. Skoda et al. durch [75, 73]. Innerhalb der Untersuchung standen die Daten von vier Experimenten zur Verfügung, die an dem Tandembeschleuniger der Universität zu Köln und an VICKSI des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin durchgeführt wurden. Es wurden die Reaktionen $^{50}\text{Cr} (^{28}\text{Si}, 2pn)^{75}\text{Kr}$, $^{54}\text{Fe} (^{24}\text{Mg}, 2pn)^{75}\text{Kr}$ und $^{58}\text{Ni} (^{20}\text{Ne}, 2pn)^{75}\text{Kr}$ bei Strahlenergien von 95 MeV, 75/80 MeV und 80 MeV verwendet. Der Nachweis der γ -Quanten erfolgte mit verschiedenen Geometrien des OSIRIS-Spektrometers und die Detektion der Konversionselektronen mit einem Minorangensystem. Es wurden Lebensdauern nach der RDDS-Methode, Koinzidenzinformationen via Schnittspektren in $E_\gamma E_\gamma$ -Matrizen und Multipolaritäten von γ -Übergängen mittels DCO-Verhältnissen, Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen ermittelt. Interpretiert wurde das Anregungsschema im "Cranked Shell"(TRS)- und "Teilchen+Rotor"(RTRP)-Modell.

Mittels der oben angesprochenen Verfahren konnte das Termschema (s. Abbildungen 6.21, 6.22 und 6.23) bis zu einem vermuteten Spin von $I = \frac{45}{2}$ erweitert werden. Es wurden neben den im Limit der starken Kopplung befindlichen Yrastbanden positiver und negativer Parität, basierend auf einer prolaten Quadrupoldeformation, weitere schwach populierte Banden im Bereich niedriger Anregungsenergien gefunden, die aufgrund der Ergebnisse der TRS-Rechnungen als oblat deformiert vorhergesagt wurden. Des Weiteren wurde eine Einquasiteilchen-Yrare-Bande gefunden, der ebenfalls eine oblate Struktur, gestützt auf die verbindenden $\Delta I = 0$ -Übergänge und eine Analogie im Isoton ^{73}Se , zugeordnet wurde. Die Abweichungen der Anregungsenergien, der Mischungsverhältnisse, der Verzweigungsverhältnisse und der Übergangsstärken von den RTRP-Rechnungen wurden auf eine Oblat-Prolat-Formmischung zurückgeführt.

6.3.2 Das ^{75}Kr Termschema

Der Kern ^{75}Kr bildet neben dem ^{73}Kr und ^{76}Kr einen Schwerpunkt dieser Arbeit. Zur Erweiterung des Termschemas wurden Neutronen-Differenzmatrizen, zwei-, drei- und vierdimensionale Neutronen-Histogramme und drei- bzw. vierdimensionale Kuben ohne Teilchenbedingung verwendet. Die Differenzmatrizen wurden erstellt, indem zur Unterdrückung der Kontaminationen durch Zerfälle in den Br-Isotopen von der 1n-Matrix die mit geeigneten Faktoren gewichteten 5p- bzw. 1 α -Matrizen abgezogen wurden.

Im Zuge der Auswertung konnten 109 neue oder bisher unterschiedlich angeordnete γ -Zerfälle und 68 unbekannte angeregte Niveaus identifiziert und in das Zerfallsschema des ^{75}Kr , das der besseren Übersichtlichkeit halber in dieser Arbeit dreigeteilt dargestellt ist (s. Abbildungen 6.21, 6.22 und 6.23), eingeordnet werden. Darüber hinaus wurden DCO-Verhältnisse in zwei- und dreidimensionalen Neutronen-Hypermatrizen bestimmt, anhand derer sich sowohl die bereits bekannten Spinzustände überprüfen ließen, als auch 57 neue Spins angeregter Zustände vorgeschlagen werden konnten (s. Tabelle 6.3). Die Abbildungen 6.24 und 6.25 zeigen Doppelschnittspektren, die vornehmlich zu γ -Übergängen zwischen Zuständen positiver Parität gehörende Linien enthalten, während die Abbildungen 6.26, 6.27 und 6.28 weitestgehend Linien der γ -Zerfälle der Niveaus negativer Parität aufweisen. Alle gezeigten Spektren entstammen dem dreidimensionalen $1n$ -Kubus und enthalten kaum kontaminierende Linien von Zerfällen in anderen Kernen.

Insgesamt konnten die bisher bekannten experimentellen Ergebnisse im Niederspinbereich weitestgehend bestätigt werden [73]. Lediglich in der Region $I \geq \frac{35}{2}$ und bezüglich zweier Nebenbanden weicht das in dieser Arbeit vorgeschlagene Termschema ab. Insbesondere soll an dieser Stelle auf die in den meisten Fällen trotz des energieabhängigen effektiven Nachweiswinkels exzellente Übereinstimmung der in dieser Arbeit bestimmten Verzweungsverhältnisse, die nicht vom Eintrittszustand der Reaktion abhängig sind und somit eine gute Kontrolle der experimentellen Analyse darstellen, mit den publizierten hingewiesen werden (s. Tabelle 6.3). Dieses läßt auf einen vernachlässigbaren Einfluß des unterschiedlichen effektiven Nachweiswinkels schließen.

Die Normierung der relativen Intensitäten der Übergänge zwischen Zuständen positiver Parität und der der Zerfälle von Niveaus negativer Parität wurde über die Bestimmung der Linienflächen des 191keV- und des 254keV-Zerfalls in dem Projektionsspektrum der Neutronen-Differenzmatrix vollzogen.

Tabelle 6.3: Die Anregungsenergien der Niveaus E_x wurden aus den Energien der γ -Zerfälle E_γ berechnet. Die aufgelisteten relativen Intensitäten I_γ^{rel} und DCO-Verhältnisse R_{DCO} wurden durch Mittelung über die aus unterschiedlichen Spektren gewonnenen Werte bestimmt. Die gewichtete Mittelung über die DCO-Verhältnisse bekannter $\Delta I = 2$ - bzw. $\Delta I = 1$ -Übergänge in ^{75}Kr ergab die Referenzverhältnisse von 0.55(2) bzw. 1.00(3). Die unterschiedlichen Mischungsparameter δ wurden bei der Mittelung nicht berücksichtigt. Die relative Intensität des 187keV-Übergangs wurde zu 200 festgesetzt. Die übrigen Intensitäten sind relativ zu diesem Wert berechnet worden. Zum Vergleich sind die von S. Skoda et al. publizierten relativen Intensitäten und Verzweungsverhältnisse VzVh aufgeführt, wobei die relativen Intensitäten und die Verzweungsverhältnisse für die verschiedenen Experimente mit ihrem Fehler gewichtet gemittelt wurden. Die Verzweungsverhältnisse, die nicht explizit angegeben waren, wurden aus den relativen Intensitäten berechnet. Die Vergleichbarkeit der relativen Intensitäten wurde gewährleistet, indem für die Zerfälle der Zustände positiver und negativer Parität getrennt Normierungsfaktoren bestimmt wurden. Dazu wurde über das Verhältnis der relativen Intensitäten der 393keV, 584keV, 298keV und 690keV- bzw. der 254keV, 433keV, 294keV, 547keV und 654keV-Übergänge gewichtet mit ihrem Fehler gemittelt.

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	I_γ^{rel*}	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
Bande 1							
0	$\frac{5}{2}^+$						
187.4 (2)	$\frac{7}{2}^+$	187.4 (2)* ³	200 (10)		0.98 (7)		
378.4 (2)	$\frac{9}{2}^+$	191.0 (2)* ³ 378.3 (3)* ²	193 (10) ¹ 71 (4)		1.01 (9) 0.59 (5)	0.73 (5) 0.27 (2)	0.74 (2) 0.26 (1)
771.1 (3)	$\frac{11}{2}^+$	392.8 (3)* ³ 583.5 (3)* ²	107 (5) 65 (3)	104 (4) 72 (3)	1.09 (7) 0.35 (19)	0.62 (4) 0.38 (2)	0.62 (3) 0.38 (2)
1068.8 (3)	$\frac{13}{2}^+$	297.9 (2)* ³ 690.3 (4)* ²	74 (4) 184 (9)	67 (3) 191 (9)	1.01 (6) 0.55 (5)	0.29 (2) 0.71 (5)	0.26 (2) 0.74 (4)
1596.0 (4)	$\frac{15}{2}^+$	527.3 (3)* ³ 824.8 (4)* ²	57 (3) 77 (5)	40 (7) 67 (3)	1.1 (1) 0.50 (5)	0.43 (3) 0.57 (5)	0.41 (4) 0.59 (5)
1966.5 (4)	$\frac{17}{2}^+$	370.5 (2)* ³ 897.5 (5)* ²	34 (2) 176 (11)	24 (1) 150 (18)	0.98 (8) 0.51 (4)	0.16 (1) 0.84 (7)	0.15 (2) 0.85 (9)
2632.0 (5)	$\frac{19}{2}^+$	665.7 (4)* ³ 1035.6 (5)* ²	32 (2) 81 (6)	24 (1) 65 (8)	1.10 (9) 0.46 (4)	0.28 (3) 0.72 (7)	0.27 (4) 0.73 (10)
3052.9 (5)	$\frac{21}{2}^+$	421.1 (3)* ³ 1086.2 (5)* ²	18 (2) 144 (9)	7 (1) 116 (14)	1.13 (19) 0.51 (3)	0.11 (1) 0.89 (7)	0.06 (1) 0.94 (16)
3828.4 (6)	$\frac{23}{2}^+$	775.8 (4)* ³ 1196.0 (6)* ²	22 (2) 81 (6)	13 (1) 55 (7)	1.17 (15) 0.51 (7)	0.21 (2) 0.79 (8)	0.20 (3) 0.80 (14)
4281.9 (6)	$\frac{25}{2}^+$	453.7 (3)* ³ 1228.7 (6)* ²	11.4 (9) 110 (8)	4 (1) 80 (10)	0.90 (12) 0.53 (3)	0.09 (1) 0.91 (9)	0.05 (1) 0.95 (17)
5031.7 (6)	$\frac{27}{2}^+$	750.1 (5)* ³ 1203.0 (6)* ²	31 (3) 61 (7)	16 (1) 29 (5)	0.96 (15) 0.48 (5)	0.34 (4) 0.66 (9)	0.35 (5) 0.65 (14)
5563.7 (8)	$\frac{29}{2}^+$	532.5 (4)* ³	17 (1)	9 (5)	0.78 (14)	0.19 (2)	0.18 (10)

E_x [keV]	I^π	E_γ [keV]	I_γ^{rel}	I_γ^{rel*}	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
		1281.3 (7)* ²	71 (5)	42 (6)	0.55 (5)	0.81 (8)	0.82 (18)
6317 (1)	$\frac{31}{2}^+$	754.4 (5)* ³ 1284.7 (6)* ²	8 (2) 32 (6)	10 (1) 11 (2)	0.88 (26) 0.56 (10)	0.21 (5) 0.79 (20)	0.48 (7) 0.52 (11)
6897.7 (8)	$\frac{33}{2}^+$	580.7 (3)* ³ 1333.7 (7)* ²	12 (2) 50 (4)	29 (5)	0.86 (23) 0.50 (5)	0.19 (3) 0.81 (9)	
7849.3 (9)	$\frac{35}{2}^+$	951.7 (9)* ³ 1531.9 (7)* ²	5 (2) 30 (4)	9 (5)	0.46 (4)	0.15 (5) 0.85 (17)	
8396.4 (7)	$\frac{37}{2}^+$	547.2 (3)* ³ 1498.6 (7)* ²	7 (2) 42 (5)	21 (3)	0.80 (17) 0.58 (7)	0.14 (5) 0.86 (14)	
9650 (1)	$\frac{39}{2}^+$	1801 (1)* ²	16 (3)	7 (2)	0.48 (17)		
9966 (1)	$\frac{41}{2}^+$	1569.1 (8)* ²	22 (3)	9 (2)	0.51 (5)		
11686 (2)	$\left(\frac{43}{2}\right)^+$	2036 (1)* ²	5 (1)				
11780 (1)	$\frac{45}{2}^+$	1814.2 (9)* ²	19 (3)		0.51 (10)		
13990 (2)	$\frac{49}{2}^+$	2211 (1)* ²	11 (2)		0.41 (15)		
16661 (3)	$\left(\frac{53}{2}\right)^+$	2671 (2)* ²	2.8 (6)				
Bande 5							
727.4 (4)	$\frac{9}{2}^+$	349.0 (4)* ⁵ 540.1 (7)* ³	10 (2) 10.7 (6)		1.16 (16)	0.49 (8) 0.51 (5)	
1529.9 (7)	$\frac{13}{2}^+$	802.2 (7)* ² 1151.9 (9)* ²	5.2 (8) 16 (3)	14 (2)	0.76 (46) 0.60 (15)	0.25 (5) 0.75 (15)	
2581 (1)	$\frac{17}{2}^+$	1050.7 (7)* ² 1513 (1)* ²	20 (4) 8.0 (9)	14 (2) 7 (2)	0.51 (6) 0.58 (14)	0.72 (15) 0.28 (5)	0.67 (13) 0.33 (11)
3590 (1)	$\frac{21}{2}^+$	1009.0 (7)* ²	25 (5)		0.40 (6)		
4685 (2)	$\frac{25}{2}^+$	1094.9 (8)* ²	17 (6)		0.41 (7)		
5799 (2)	$\frac{29}{2}^+$	1113.8 (6)* ²	12 (4)		0.39 (6)		
7037 (2)	$\frac{33}{2}^+$	1238 (1)* ²	10 (4)		0.42 (7)		
8405 (2)	$\frac{37}{2}^+$	1367 (1)* ²	8 (3)		0.42 (11)		
9906 (2)	$\left(\frac{41}{2}\right)^+$	1501.3 (9)* ²	6 (3)				
11548 (3)	$\left(\frac{45}{2}\right)^+$	1642 (1)* ²	6 (3)				
13368 (3)	$\left(\frac{49}{2}\right)^+$	1820 (1)* ²	4 (2)				
15362 (3)	$\left(\frac{53}{2}\right)^+$	1994 (1)* ²	2 (1)				
17605 (4)	$\left(\frac{57}{2}\right)^+$	2243 (1)* ²	1.1 (7)				
Bande 6							
3782 (1)	$\frac{21}{2}^{(+)}$	1816 (1)* ²					
4726 (2)	$\frac{25}{2}^{(+)}$	946 (1)* ² 1673 (1)* ²	5.2 (9) 15 (2)		0.69 (12) 0.37 (8)	0.26 (5) 0.74 (11)	

$E_x[\text{keV}]$	I^π	$E_\gamma[\text{keV}]$	I_γ^{rel}	$I_\gamma^{\text{rel}*}$	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
5942 (1)	$\frac{29}{2}^{(+)}$	1216.2 (7)* ² 1660 (1)* ²	12 (2) 17 (6)	12 (2)	0.53 (6) 0.50 (6)	0.42 (11) 0.58 (26)	
7439 (2)	$\left(\frac{33}{2}\right)^{+}$	1495.1 (8)* ² 1877 (1)* ²	23 (6) 9 (1)			0.73 (24) 0.27 (7)	
9139 (2)	$\left(\frac{37}{2}\right)^{+}$	1700 (1)* ²	22 (5)	5 (2)			
Bande 7							
10189 (1)	$\frac{41}{2}^{(+)}$	1792.3 (9)* ²	19 (5)	3 (2)	0.47 (13)		
12134 (2)	$\left(\frac{45}{2}\right)^{+}$	1945.6 (9)* ²	6 (2)				
14324 (2)	$\left(\frac{49}{2}\right)^{+}$	2190 (2)* ²	3.1 (9)				
Bande 8							
12081 (2)	$\frac{45}{2}^{(+)}$	1892 (1)* ²	8 (2)		0.40 (14)		
14167 (2)	$\left(\frac{49}{2}\right)^{+}$	2087 (1)* ²	5 (2)				
Bande 9							
1757.7 (6)	$\frac{13}{2}^{+}$	689.2 (5)* ⁵ 987.0 (7)* ³ 1029.5 (7)* ²	9 (1) 7.3 (8) 11 (3)		1.33 (41) 0.57 (9)	0.33 (7) 0.27 (4) 0.40 (11)	
2819.7 (9)	$\frac{17}{2}^{+}$	1062.0 (8)* ²	15 (2)		0.53 (7)		
4032 (1)	$\left(\frac{21}{2}\right)^{+}$	1212.4 (9)* ²	10 (2)				
Sonstige							
11429 (2)		1779 (2)	3.2 (7)				
7597 (4)		1655 (3)	18 (7)				
4729 (2)		1138.6 (9)	12 (4)				
Bande 2							
179.3 (2)	$\frac{3}{2}^{-}$	179.3 (2)* ¹		399 (77)			
358.6 (2)	$\frac{5}{2}^{-}$	171.3 (2)* ¹ 179.0 (1)* ³ 358.5 (3)* ⁷	5.1 (3) 15 (1)	2 (2) 307 (61) 31 (8)	0.53 (22)	0.26 (2) 0.74 (6)	0.01 (1) 0.90 (24) 0.09 (3)
612.4 (2)	$\frac{7}{2}^{-}$	234.3 (2)* ¹ 253.7 (2)* ³ 433.0 (3)* ²	1.4 (2) 181 (9) 65 (4)	5 (3) 194 (2) 71 (3)	0.96 (5) 0.63 (8)	0.006 (1) 0.73 (5) 0.26 (2)	0.02 (1) 0.73 (3) 0.25 (1)
906.1 (3)	$\frac{9}{2}^{-}$	293.8 (2)* ³ 547.4 (3)* ²	102 (5) 98 (6)	94 (2) 109 (8)	1.01 (6) 0.56 (8)	0.51 (3) 0.49 (4)	0.52 (2) 0.48 (2)
1266.9 (3)	$\frac{11}{2}^{-}$	360.9 (2)* ³	74 (4)	66 (2)	0.98 (7)	0.40 (3)	0.41 (4)

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	I_γ^{rel*}	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
		654.4 (4)* ²	112 (6)	104 (4)	0.56 (4)	0.60 (4)	0.58 (5)
1648.2 (3)	$\frac{13}{2}^-$	381.4 (3)* ³ 741.9 (4)* ²	42 (3) 102 (5)	35 (3) 95 (12)	1.03 (9) 0.55 (4)	0.29 (2) 0.71 (5)	0.30 (3) 0.70 (6)
2111.4 (4)	$\frac{15}{2}^-$	463.5 (3)* ³ 844.2 (4)* ²	35 (3) 112 (10)	28 (2) 107 (8)	1.02 (11) 0.51 (4)	0.24 (2) 0.76 (9)	0.19 (3) 0.81 (6)
2565.0 (4)	$\frac{17}{2}^-$	453.7 (3)* ³ 916.7 (5)* ²	21 (2) 102 (6)	14 (2) 100 (12)	1.02 (10) 0.56 (5)	0.17 (2) 0.83 (6)	0.11 (2) 0.89 (12)
3113.8 (5)	$\frac{19}{2}^-$	549.0 (3)* ³ 1002.0 (5)* ²	20 (1) 91 (9)	6 (2) 80 (8)	1.06 (13) 0.51 (4)	0.18 (2) 0.82 (11)	0.08 (2) 0.92 (12)
3627.3 (6)	$\frac{21}{2}^-$	513.8 (3)* ³ 1061.8 (5)* ²	10 (1) 73 (5)	60 (6)	1.10 (11) 0.52 (3)	0.12 (1) 0.88 (7)	
4293.5 (6)	$\frac{23}{2}^-$	523.9 (5)* ³ 667.5 (4)* ³ 948.5 (6)* ² 1180.3 (7)* ²	3.9 (6) 5.6 (5) 10 (2) 51 (5)	45 (6)	0.91 (23) 0.47 (25) 0.55 (7)	0.05 (1) 0.08 (1) 0.14 (3) 0.72 (9)	
4821.2 (8)	$\frac{25}{2}^-$	527.4 (4)* ³ 1051.7 (5)* ² 1195.1 (6)* ²	6.5 (7) 12 (1) 29 (3)	29 (6)	0.59 (8) 0.50 (11)	0.14 (2) 0.26 (4) 0.60 (8)	
5467.3 (6)	$\frac{27}{2}^-$	646.1 (5)* ³ 1173.8 (6)* ²	10 (1) 45 (5)	31 (8)	0.51 (6)	0.19 (3) 0.81 (12)	
6046.7 (8)	$\frac{29}{2}^-$	579.7 (7)* ³ 1225.2 (7)* ²	6 (1) 31 (3)	17 (3)	0.66 (8)	0.17 (4) 0.83 (12)	
6688.6 (7)	$\frac{31}{2}^-$	641.5 (6)* ³ 1221.5 (6)* ²	5 (1) 33 (5)	23 (5)	0.63 (17)	0.13 (3) 0.87 (17)	
7366.8 (8)	$\frac{33}{2}^-$	678 (1)* ³ 1320.0 (7)* ²	2.9 (6) 21 (3)		0.55 (8)	0.12 (3) 0.88 (14)	
8040 (1)	$\frac{35}{2}^-$	1350.9 (8)* ²	34 (5)	12 (3)	0.56 (4)		
8842 (1)	$\frac{37}{2}^-$	1474.7 (9)* ²	14 (2)		0.65 (9)		
9529 (1)	$\frac{39}{2}^-$	1489.6 (8)* ²	19 (3)	8 (3)	0.53 (7)		
10503 (2)	$\left(\frac{41}{2}\right)^-$	1662 (1)* ²	8 (2)	6 (2)			
11150 (2)	$\frac{43}{2}^-$	1621.0 (8)* ²	11 (2)		0.50 (13)		
12381 (2)	$\left(\frac{45}{2}\right)^-$	1878 (1)* ²	6 (2)				
12992 (3)	$\frac{47}{2}^-$	1843 (3)* ² 1963 (1)* ²	2.0 (9) 8 (1)		0.6(2)	0.2 (1) 0.8 (2)	
14407 (3)	$\left(\frac{49}{2}\right)^-$	2026 (2)* ²	2.4 (8)				
Bande 3							
787.5 (5)	$\frac{5}{2}^-$	428.7 (5)* ⁵ 608.4 (7)* ³		7 (1) 26 (5)			0.21 (5) 0.79 (21)
1365.0 (5)	$\frac{9}{2}^-$	577.2 (6)* ²	19 (2)	28 (8)		0.43 (7)	0.49 (16)

$E_x[\text{keV}]$	I^π	$E_\gamma[\text{keV}]$	I_γ^{rel}	$I_\gamma^{\text{rel}*}$	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
		752.7 (5)* ³	24 (2) ^{§§}	22 (5)	0.85 (22)	0.57 (7)	0.51 (14)
2115.0 (7)	$\frac{13}{2}^-$	749.7 (6)* ² 848.4 (8)* ³	39 (4) 30 (3)	28 (2) 14 (2)	0.54 (18) 1.05 (54)	0.57 (7) 0.43 (5)	0.67 (6) 0.33 (4)
2658.1 (8)	$\frac{15}{2}^-$	897.2 (7)* ²	12 (2)				
2960.1 (9)	$\frac{17}{2}^-$	302.7 (3)* ³ 844.5 (4)* ²	4 (1) 27 (7)	46 (8)	1.27 (13) 0.55 (7)	0.13 (5) 0.87 (32)	
3345.3 (6)	$\frac{19}{2}^-$	385.2 (3)* ³ 687.5 (4)* ² 732.7 (8)* ² 1233.5 (7)* ²	8 (1) 8 (1) 5.3 (9) 9 (1)	6 (2) 8 (3)	1.27 (10) 0.47 (15) 0.62 (6)	0.25 (5) 0.27 (5) 0.17 (3) 0.30 (4)	0.44 (16) 0.56 (26)
3768.6 (7)	$\frac{21}{2}^-$	423.6 (3)* ³ 809.3 (4)* ² 1202.6 (7)* ²	6 (2) 21 (5) 7 (1)	6 (2) 14 (8)	1.01 (34) 0.56 (6)	0.17 (7) 0.63 (19) 0.21 (5)	0.31 (15) 0.69 (51)
4133.0 (6)	$\frac{23}{2}^-$	363.5 (3)* ³ 506.0 (3)* ³ 787.8 (5)* ² 1019.7 (5)* ²	7.3 (9) 9 (1) 17 (2) 54 (5)	3 (2) 3 (2) 49 (5)	1.02 (20) 1.22 (24) 0.47 (10) 0.52 (7)	0.08 (1) 0.11 (1) 0.19 (2) 0.62 (7)	0.06 (3) 0.06 (3) 0.89 (12)
4741.3 (6)	$\frac{25}{2}^-$	608.3 (4)* ³ 971.7 (5)* ² 1114.6 (6)* ²	14 (1) 23 (2) 28 (3)	5 (3) 12 (3)	1.07 (18) 0.55 (6) 0.54 (5)	0.21 (2) 0.35 (4) 0.44 (5)	0.27 (19) 0.73 (26)
5163.0 (6)	$\frac{27}{2}^-$	421.9 (5)* ³ 1029.9 (5)* ²	6.1 (9) 64 (5)	52 (6)	0.97 (19) 0.47 (5)	0.09 (1) 0.91 (10)	
5924.0 (6)	$\frac{29}{2}^-$	760.9 (6)* ³ 1182.8 (6)* ²	9 (1) 36 (4)	18 (5)	0.56 (9)	0.19 (3) 0.81 (11)	
6359.4 (6)	$\frac{31}{2}^-$	435.7 (7)* ³ 1196.2 (6)* ²	3.2 (5) 58 (5)	29 (6)	0.58 (10)	0.05 (1) 0.95 (12)	
7245.7 (9)	$\frac{33}{2}^-$	1321.7 (6)* ²	31 (3)	17 (8)	0.48 (11)		
7727.9 (9)	$\frac{35}{2}^-$	1368.5 (7)* ²	45 (6)	23 (5)	0.54 (4)		
8699 (1)	$\frac{37}{2}^-$	1453.7 (8)* ²	20 (2)	15 (3)	0.57 (6)		
9278 (1)	$\frac{39}{2}^-$	1549.7 (7)* ²	32 (5)	11 (3)	0.55 (18)		
10283 (1)	$\frac{41}{2}^-$	1583.7 (9)* ²	15 (2)		0.63 (8)		
11029 (2)	$\frac{43}{2}^-$	1751.2 (9)* ²	22 (4)		0.51 (10)		
12024 (2)	$\frac{45}{2}^-$	1740.6 (9)* ²	9 (2)		0.52 (9)		
13019 (2)	$\frac{47}{2}^-$	1870 (1)* ² 1990 (1)* ²	3 (2) 8 (2)		0.4 (3)	0.3 (2) 0.7 (2)	
14015 (2)	$\frac{49}{2}^-$	1992 (1)* ²	5 (1)		0.68 (13)		
15218 (2)	$\left(\frac{51}{2}\right)^-$	2199 (1)* ² 2224 (4)* ²	5.0 (9) 1.0 (7)			0.8 (2) 0.2 (1)	
16355 (2)	$\left(\frac{53}{2}\right)^-$	2340 (1)* ²	2.1 (6)				
17644 (3)	$\left(\frac{55}{2}\right)^-$	2426 (3)* ²	3 (1)				

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	I_γ^{rel*}	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
19138 (3)	$\left(\frac{57^-}{2}\right)$	2783 (2)* ²	0.8 (2)				
Bande 4							
2320.5 (8)		1251.7 (7)	10 (1)		0.58 (6)		
2821.1 (6)	$\frac{15^-}{2}$	500.6 (7) 854.9 (8)* ^{1,§} 1554 (1)* ²	3.0 (6) 7.0 (9) 5 (2)		0.83 (51) 0.49 (4)	0.20 (5) 0.46 (8) 0.35 (11)	
3042.2 (8)	$\frac{17^-}{2}$	927.2 (5)* ²	13 (4)	5 (4)	0.52 (7)		
3516.1 (7)	$\frac{19^-}{2}$	473.2 (6)* ³ 695.5 (5)* ² 858 (1)* ^{2,6} 902.9 (7)* ²	1.5 (4) 11 (2) 6 (2)		0.86 (29) 0.54 (15)	0.08 (2) 0.59 (14) 0.34 (11)	
3945.6 (8)	$\frac{21^-}{2}$	429.8 (5)* ³ 902.8 (5)* ²	3.6 (9) 6 (2)		0.48 (10)	0.38 (12) 0.62 (21)	
4432.0 (7)	$\frac{23^-}{2}$	486.3 (4)* ³ 916 (1)* ²	3 (1) 16 (3)		0.99 (16) 0.51 (8)	0.16 (6) 0.84 (23)	
4961.6 (7)	$\frac{25^-}{2}$	529.9 (3)* ³ 1015.6 (5)* ²	3.4 (8) 7 (1)		1.54 (41) 0.72 (9)	0.33 (10) 0.67 (18)	
5539.9 (7)	$\frac{27^-}{2}$	578.1 (4)* ³ 1108.2 (6)* ²	1.6 (4) 14 (3)		0.56 (6)	0.10 (3) 0.90 (27)	
6139.8 (7)	$\frac{29^-}{2}$	600.0 (7)* ³ 1178.2 (7)* ²	1.0 (6) 6 (1)		0.65 (14)	0.15 (9) 0.85 (24)	
6831 (1)	$\frac{31^-}{2}$	1290.8 (7)* ²	9 (3)		0.53 (8)		
7500 (1)	$\left(\frac{33^-}{2}\right)$	1360 (1)* ²	5 (1)				
8304 (1)	$\frac{35^-}{2}$	1473 (1)* ²	7 (2)		0.46 (19)		
9072 (2)	$\left(\frac{37^-}{2}\right)$	1572 (1)* ²	3.5 (8)				
9974 (2)	$\left(\frac{39^-}{2}\right)$	1670.0 (9)* ²	3 (1)				
10858 (2)	$\left(\frac{41^-}{2}\right)$	1786 (1)* ²	2.2 (7)				
11835 (2)	$\left(\frac{43^-}{2}\right)$	1861 (1)* ²	1.1 (5)				
12864 (3)	$\left(\frac{45^-}{2}\right)$	2006 (2)* ²	0.9 (4)				
15020 (4)	$\left(\frac{49^-}{2}\right)$	2156 (3)* ²	0.5 (3)				
Bande 10							
672.5 (4)		313.9 (3) 493 (1)	1.4 (3)		0.62 (16)		
1100.4 (3)	$\frac{7^-}{2}$	427.9 (3) 741.8 (4)* ³	5 (1) 17 (4)	23 (8)		0.24 (8) 0.76 (25)	
1760.9 (5)	$\frac{11^-}{2}$	660.5 (4)* ²	20 (3)	15 (6)	0.52 (5)	0.61 (9)	0.56 (24)

$E_x[\text{keV}]$	I^π	$E_\gamma[\text{keV}]$	I_γ^{rel}	$I_\gamma^{\text{rel}*}$	R_{DCO}	VzVh	VzVh*
		854.7 (8) ^{*3}	13 (1)	12 (2)		0.39 (5)	0.44 (11)
2613.2 (8)	$\frac{15}{2}^-$	852.3 (7) ^{*2}	21 (4)	11 (2)	0.54 (9)		
(3647 (1))		1033.9 (8)					
(4780 (2))		1133 (1)					
* S. Skoda et al. [73] *1 E1/M2-Übergang - nach Termschema *2 E2-Übergang - nach Termschema *3 M1/E2-Übergang - nach Termschema *4 M2-Übergang - nach Termschema *5 M1/E2-Übergang ($\Delta I = 0$) - nach Termschema				*7 E1/M2-Übergang ($\Delta I = 0$) - nach Termschema *6 Energie aus dem Termschema bestimmt § widersprüchliches DCO-Verhältnis §§ bestimmt aus den Daten des Experimentes mit 180MeV Strahlenergie			

Die angeregten Strukturen im Einzelnen

Die Zustände positiver Parität Den Kern der Zustände positiver Parität bildet die bereits etablierte Bande 1, deren Struktur in dieser Arbeit ebenso bestätigt werden konnte wie der Kopf der Bande 5. Die von S. Skoda et al. [73] publizierten Seitenbanden, aufbauend auf den Zuständen von 1755keV bzw. 3464keV, konnten nicht verifiziert werden. Zwar lassen sich auch innerhalb dieser Analyse die γ -Zerfälle von 1183keV und 1324keV eindeutig dem ^{75}Kr zuordnen, jedoch muß die vorgeschlagene Anbindung dieser Sequenz an die Zustände der Bande 1 ebenso verworfen werden wie die der 1115keV- und 1095keV-Übergänge.

Die Bande 1 Die auf dem Grundzustand des Spins und der Parität $I^\pi = \frac{5}{2}^+$, die aus dem β -Zerfall des ^{75}Kr in das ^{75}Br [10, 74] und aus Hyperfeinstrukturuntersuchungen mittels optischer LASER-Spektroskopie ermittelt werden konnten [43], aufbauende Bande 1 ließ sich bis zu den mutmaßlichen Spins $I^\pi = \frac{53}{2}^+$ bzw. $I^\pi = \frac{43}{2}^+$ und Anregungsenergien von 16661keV bzw. 11686keV erweitern (s. Spektren 6.24 (a) und 6.24 (b)). Die im Termschema ungeklammert aufgeführten Spins wurden auf der Basis der DCO-Verhältnisse gewählt. Die übrigen Spins und die Paritäten wurden wie schon in den Kernen ^{73}Kr und ^{74}Kr aus der regelmäßigen Bandenstruktur des Kernes abgeleitet. Die Zustandsabfolge oberhalb der durch Übergänge verbundenen Zustände unterschiedlicher Signatur wurde wieder anhand der relativen Intensitäten aus Schnittspektren gefolgert. Die Sequenz der Zustände der Parität $\alpha = -\frac{1}{2}$ wird zusätzlich durch den die Bande 1 populierenden 1779keV-Übergang fixiert. Der Übergang der Energie von 532keV konnte durch multiple Doppelschnittspektren konsistent als γ -Zerfall des 5564keV-Niveaus in den 5032keV-Zustand identifiziert werden. Die aus dem Projektionsspektrum der 1n-Differenzmatrix bestimmten relativen Intensitäten der 187keV- und 191-keV-Übergänge und die aus Schnittspektren extrahierten relativen Intensitäten der die Bande 1 im Niederspinbereich populierenden γ -Zerfälle beinhalten offensichtlich systematische Fehler. Das 187keV-Niveau

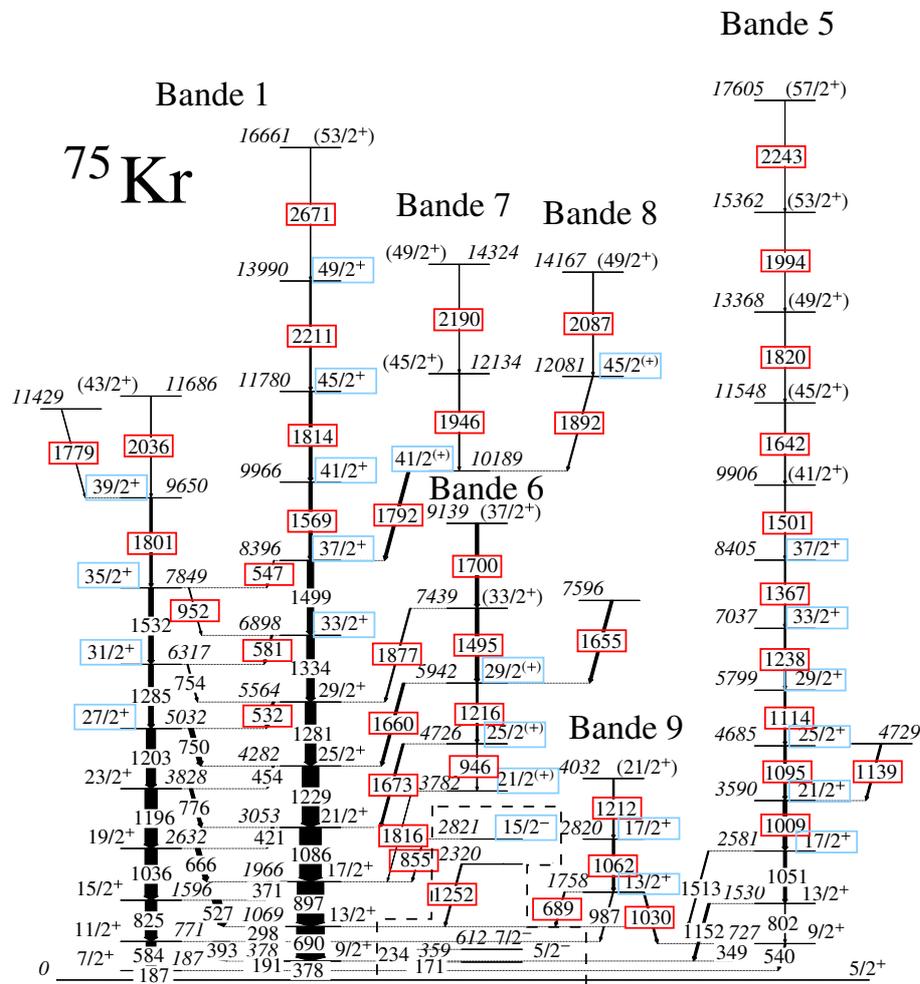


Abbildung 6.21: Die Zustände positiver Parität des Kerns ^{75}Kr konnten in sechs Banden zusammengefaßt werden. Die durch γ -Zerfälle an diese Zustände angebotenen Niveaus negativer oder vermeintlich negativer Parität sind, durch die gestrichelte Box markiert, in der Mitte der Abbildung zu sehen. Die umrahmten γ -Energien repräsentieren erstmalig identifizierte oder an, im Vergleich zu den publizierten Daten, anderer Stelle im Zerfallsschema eingeordnete γ -Zerfälle. Die ebenfalls durch einen Rahmen markierten Spins weisen neue Spinzuordnungen aus.

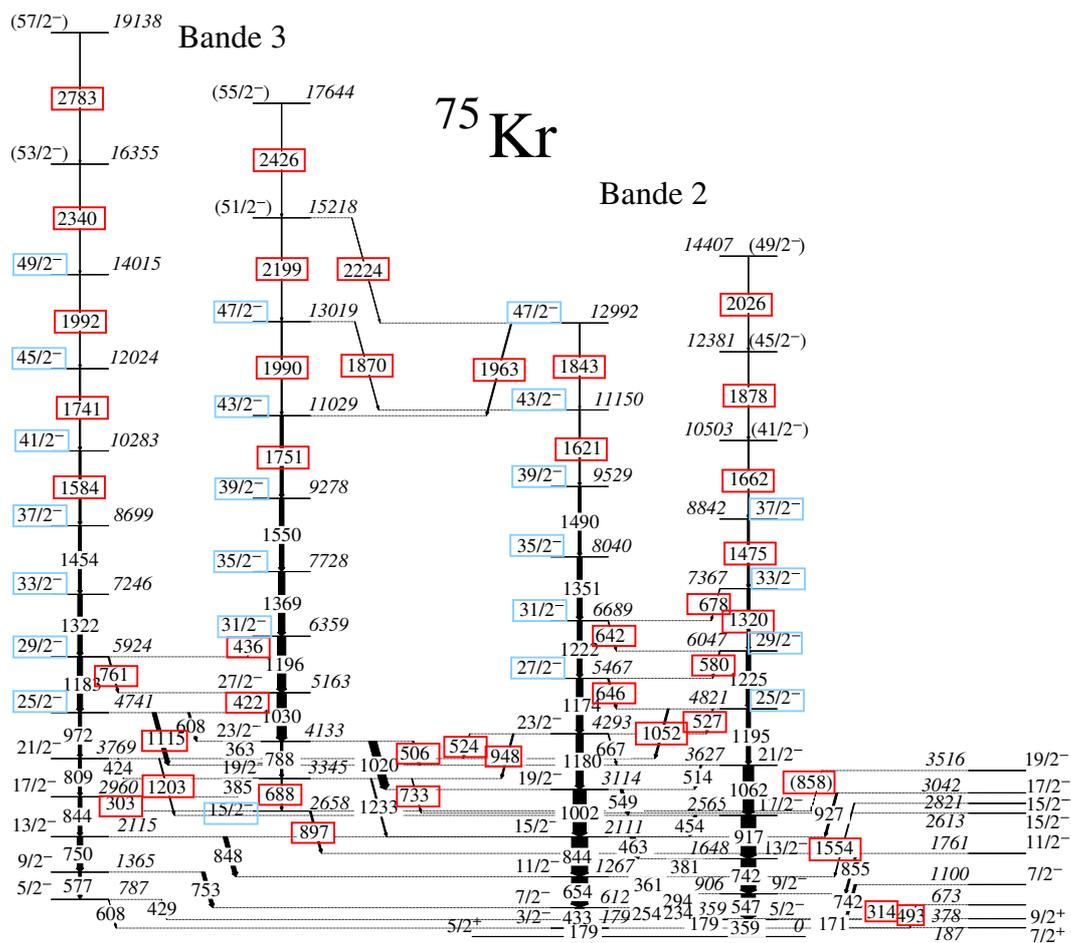


Abbildung 6.22: Die Banden 2 und 3 negativer Parität zeichnen sich durch die Vielzahl der Interbandenzerfälle aus. Das betrifft vor allem den Bereich bis zu $I \approx \frac{25}{2}$. Ab den Niveaus des Spins $I = \frac{43}{2}$ tritt erneut ein “Cross Talk” zwischen den Zuständen der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ auf. Die erstmalig nachgewiesenen γ -Zerfälle und zugeordneten Spins sind umrahmt dargestellt.

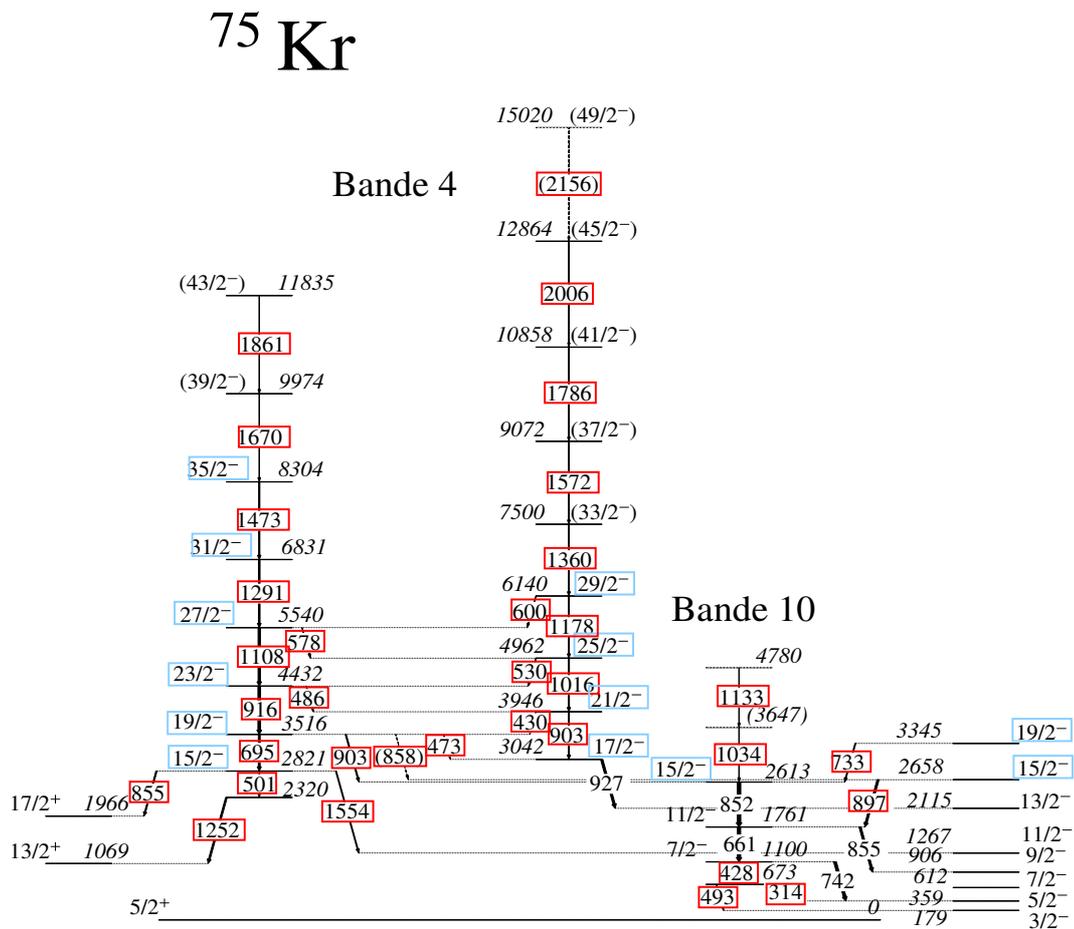


Abbildung 6.23: Die Bande 4 negativer Parität zerfällt sowohl in Zustände positiver, als auch negativer Parität. Die Bande 10 wurde im Rahmen dieser Arbeit um drei Zustände erweitert. Die in dieser Arbeit erstmalig etablierten γ -Zerfälle und Spinzustände sind mit Rahmen gekennzeichnet.

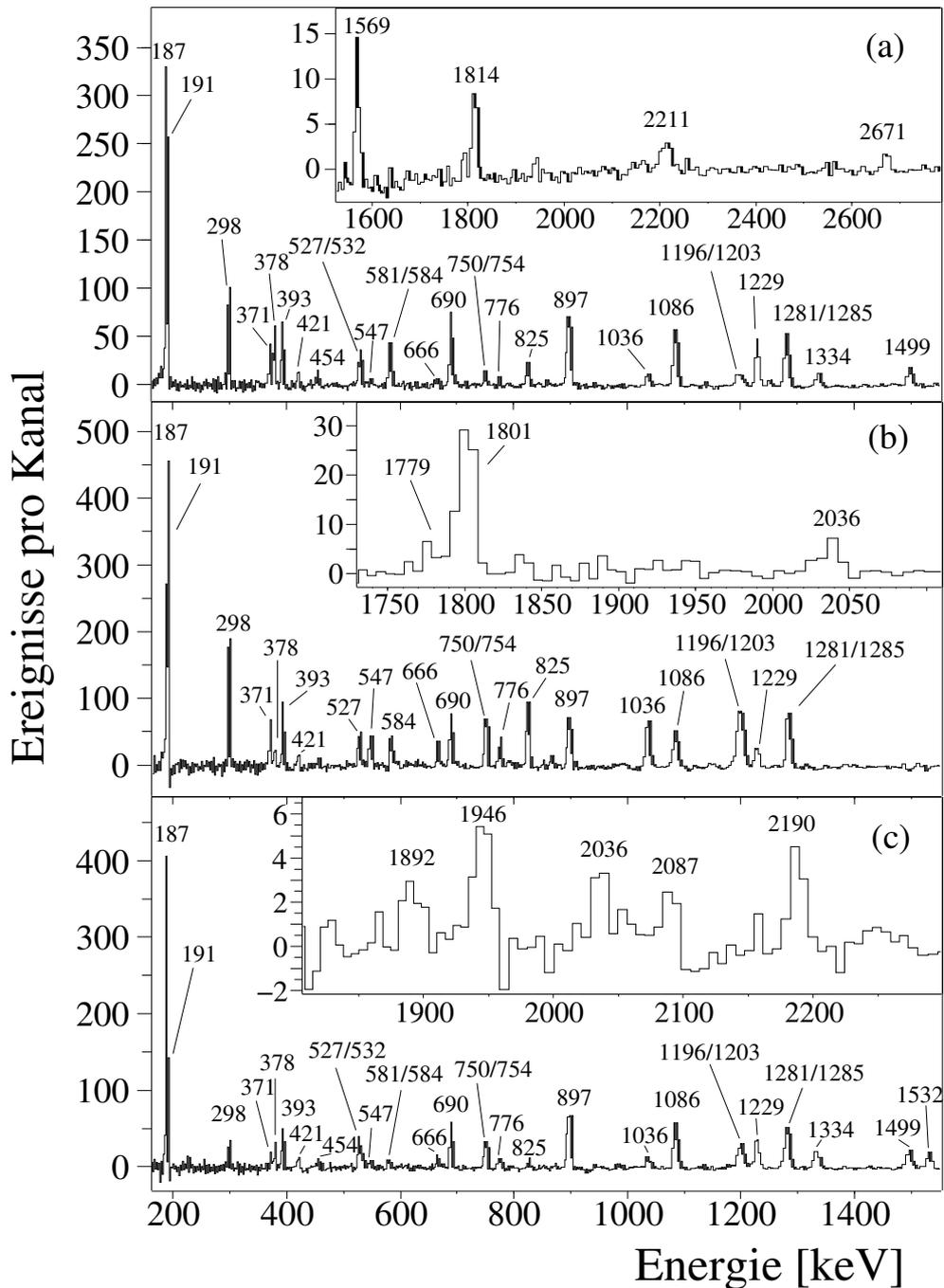


Abbildung 6.24: Das Spektrum (a) wurde durch Aufsummierung von verschiedenen Doppelschnittspektren in Bande 1 des Kerns ^{75}Kr erzeugt. Es zeigt hauptsächlich die Linien der γ -Zerfälle der Zustände der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ in Bande 1. Das Spektrum (b) besteht aus der Summe der drei Doppelschnittspektren [187, 392, 583; 1532]. Die stärksten Linien in diesem Spektrum gehören zu Übergängen zwischen Zuständen der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$. In der Summe der beiden Doppelschnittspektren [191, 690; 1792] (c) sind neben den Linien der γ -Zerfälle in der Bande 1 auch die Übergänge in den Banden 7 und 8 zu sehen. Die Erhebung bei 2036keV kommt durch die in das 1792keV-Fenster reichende 1801keV-Linie zustande.

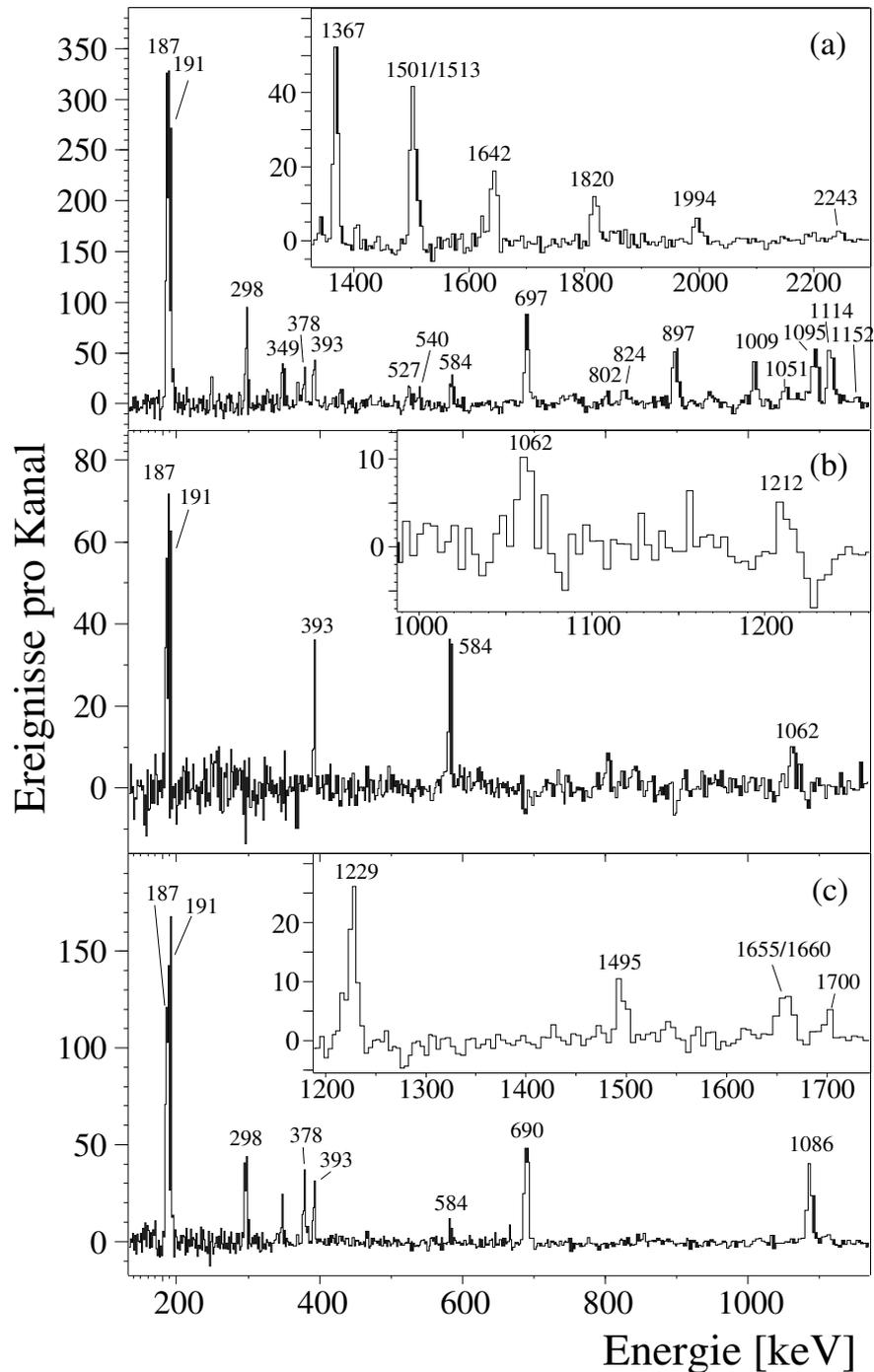


Abbildung 6.25: Das Spektrum (a), das der Summe der Doppelschnittspektren mit einem Fenster bei 1238keV entspricht, zeigt in der Hauptsache die Linien der Übergänge in Bande 5 des Kerns ^{75}Kr . Die ausgeprägte Linie bei 897keV spricht für die Existenz einer weiteren, nicht identifizierten Anbindung der Bande 5 an die Grundzustandsbande. Die Linien der Intraandenübergänge in Bande 9 sind in Spektrum (b), das aus der Summe der Doppelschnittspektren [187, 583; 987] besteht, zu sehen. Das Doppelschnittspektrum (c) mit Fenstern bei 897keV und 1660keV liefert den Nachweis für das Dublett bei 1660keV/1655keV. Die Linie des 1216keV-Übergangs kann in der Flanke des 1229keV-Zerfalls erahnt werden.

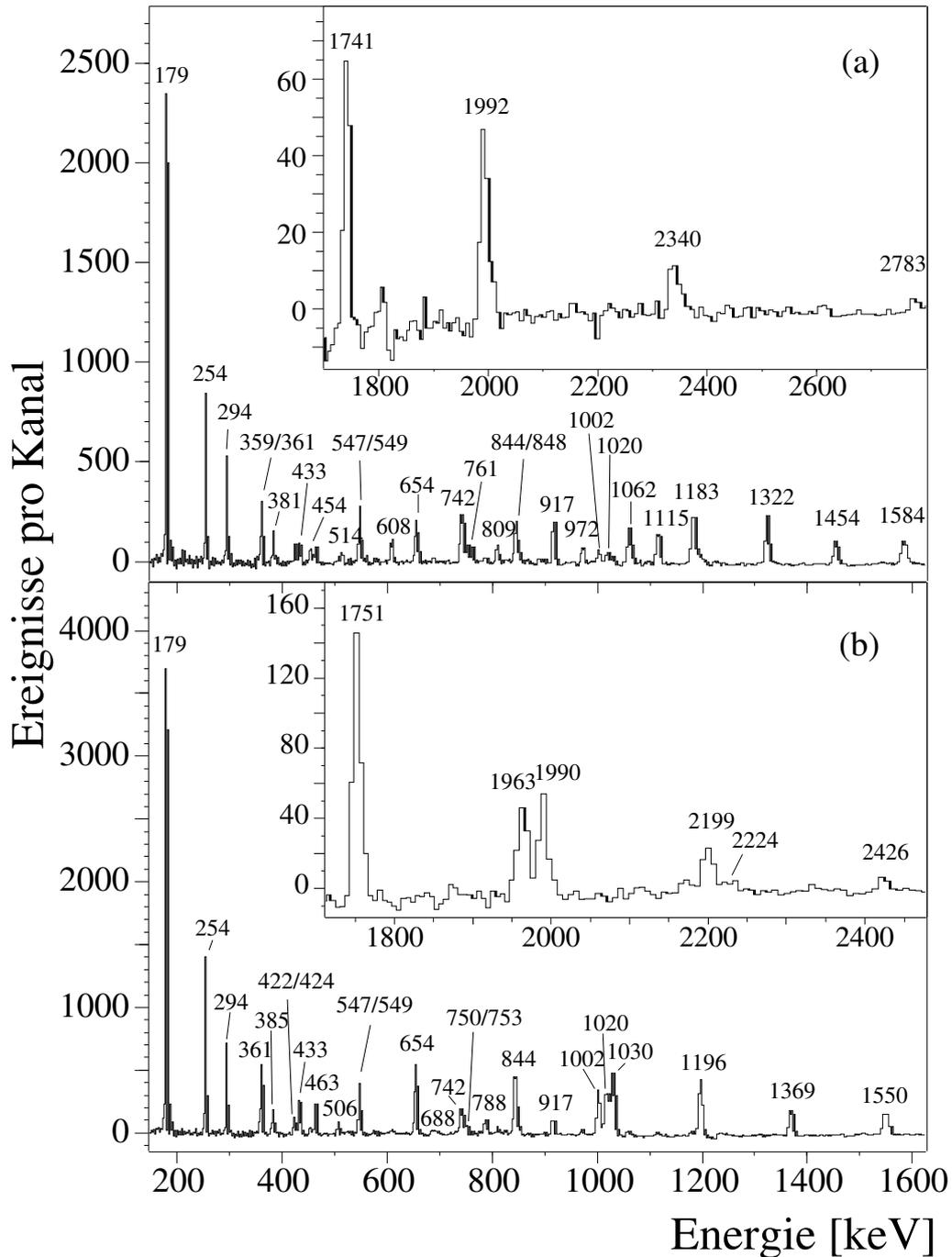


Abbildung 6.26: Die Spektren (a) bzw. (b) zeigen im Bereich hoher Energien dominierend die Linien der γ -Zerfälle der Niveaus der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bzw. $\alpha = -\frac{1}{2}$ in Bande 3 des Kerns ^{75}Kr . Im Spektrum (b) ist weiterhin die Linie des das 12992keV -Niveau depopulierenden 1963keV -Zerfalls zu sehen. Das Spektrum (a) wurde aus der Summe verschiedener Doppelschnitte auf Übergänge zwischen Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ gewonnen, während das Spektrum (b) der Summe der Doppelschnitte $[179, 254; 1369, 1550, 2199]$ entspricht.

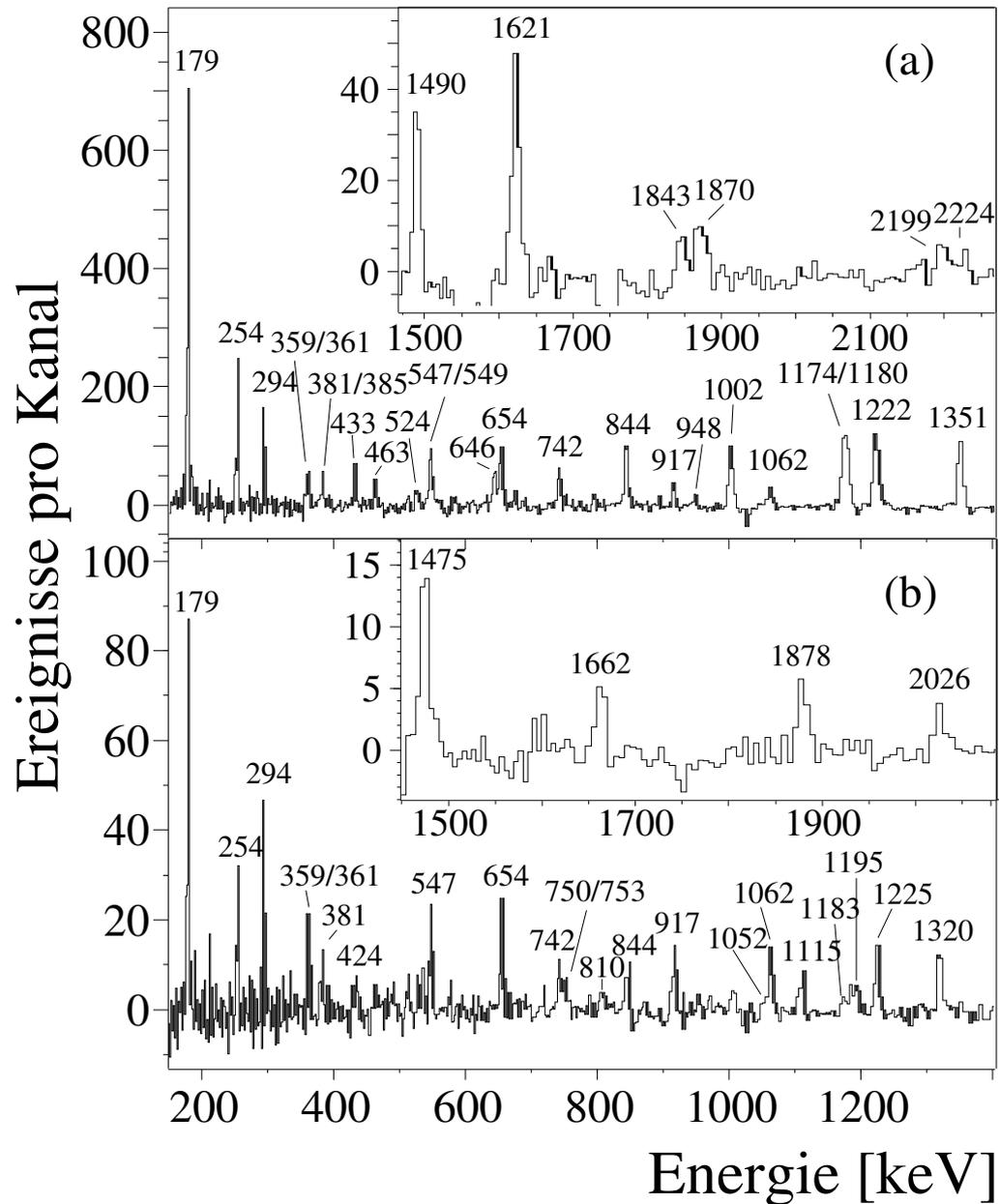


Abbildung 6.27: Die Spektren (a) und (b) zeigen im Bereich hoher Energien vorwiegend die zu den γ -Übergängen in der Bande 2 des Kerns ^{75}Kr gehörenden Linien. Die 2199keV- und 2224keV-Zerfälle des 15218keV-Niveaus der Bande 3 sind in Spektrum (a) durch u.a. starke Untergrundschwankungen schlecht zu identifizieren. Das Spektrum (a) wurde durch Aufsummierug verschiedener Doppelschnittspektren mit einem Fenster bei 1490keV bzw. 1621keV gewonnen. Das Spektrum (b) stellt die Summe der Doppelschnittspektren [179, 254;1662, 1878] dar.

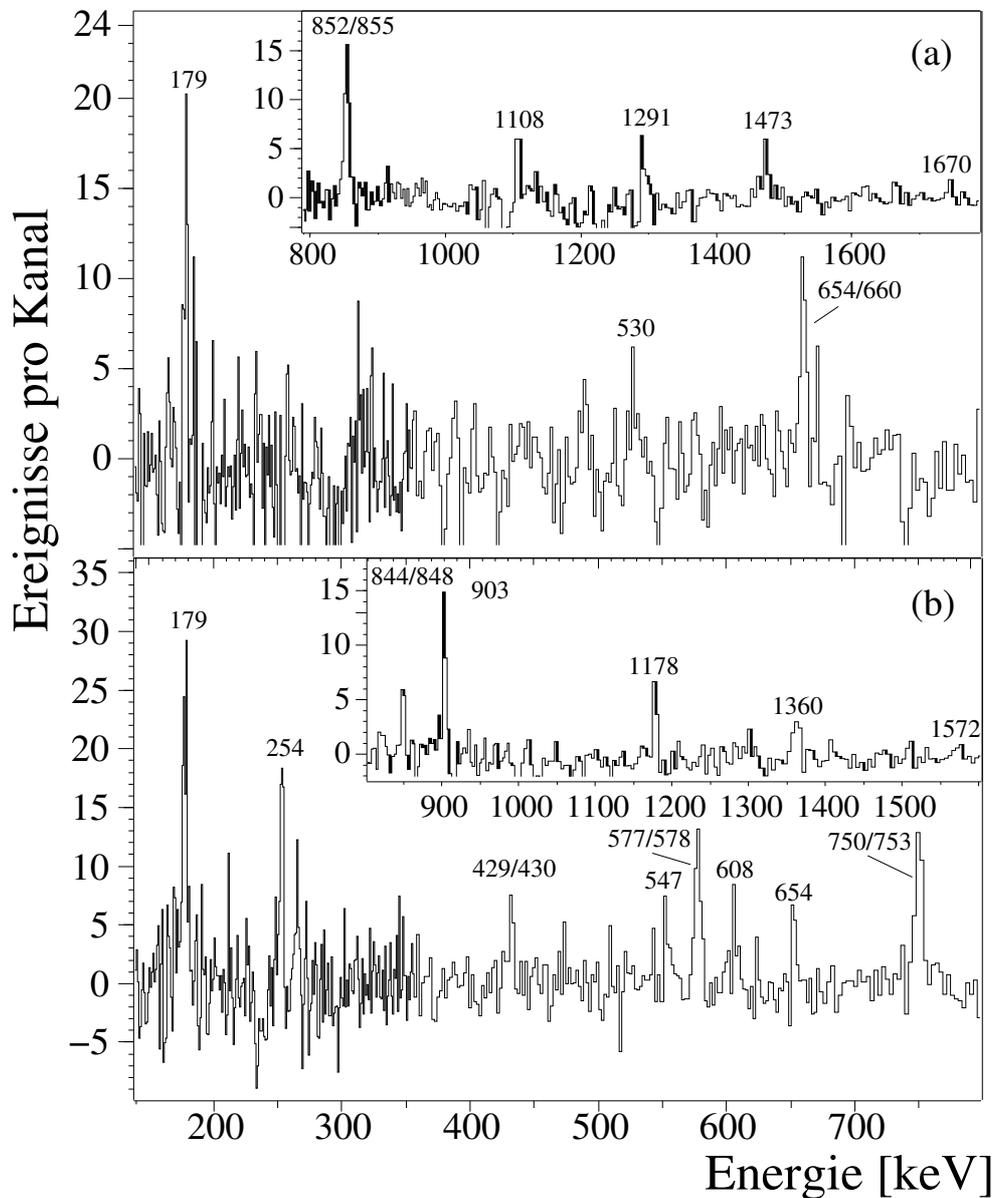


Abbildung 6.28: Die Doppelschnittspektren mit Fenstern bei 903keV und 916keV (a) bzw. 927keV und 1016keV (b) zeigen vornehmlich die Übergänge zwischen Zuständen der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ (a) bzw. $\alpha = +\frac{1}{2}$ (b) in Bande 4 des Kerns ^{75}Kr . Die in Spektrum (b) bei $\approx 578\text{keV}$ auftretende Linie entstammt dem 577keV- und dem 578keV-Übergang.

wird im Widerspruch zur relativen Intensität des 187keV-Zerfalles von 205 mit einer relativen Intensität von 278 bevölkert. Gleiches gilt für das 378keV-Niveau, das mit 319 be- und mit 268 entvölkert wird. Diese Abweichungen, die weder durch die innere Konversion noch durch Lebensdauereffekte erklärt werden können, sind wahrscheinlich auf systematische Fehler bei der Bestimmung der Intensitäten der 191keV- und 187keV-Übergänge zurückzuführen.

Die Bande 5 Die Bande 5 baut auf dem bekannten $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ 726keV-Zustand auf und konnte bis zu einem vorgeschlagenen Spin von $I = \frac{57}{2}$ und einer Anregungsenergie von 17605keV etabliert werden (s. Abbildung 6.25 (a)). Die Zerfälle in die Bande 1 bzw. der die Bande 5 “fütternde” 1139keV-Übergang legen die Reihenfolge der γ -Zerfälle innerhalb der Bande bis zum 3590keV-Zustand ebenso eindeutig fest, wie die DCO-Verhältnisse die Spinvorschläge unterstützen. Die Abfolge der übrigen Übergänge wurde mittels der relativen Intensitäten, aus den Schnittspektren gewonnen, festgelegt. Anhand der DCO-Verhältnisse konnten die Spins bis zum 8405keV-Niveau zugeordnet werden. Die übrigen Spins und die Paritäten wurden wieder aufgrund der regelmäßigen Bandenstruktur vorgeschlagen.

Die Bande 6 Die Bande 6 konnte über die 1673keV-, 1660keV-, 1816keV und 1877keV-Übergänge an die Bande 1 angebunden werden. Diese Übergänge legen nicht nur die Zustandsreihenfolge fest, sondern erlauben in Kombination mit den DCO-Verhältnissen der 946keV- und 1216keV-Zerfälle die Zuordnung der Spins. Das Dublett bei $E_\gamma \approx 1660\text{keV}$ ist im Doppelschnittspektrum eindeutig nachzuweisen (s. Abbildung 6.25 (c)). Darüber hinaus lassen die Spektren auf einen weiteren $E_\gamma \approx 1880\text{keV}$ -Übergang im Bereich dieser Bande schließen, dessen Lage aber aufgrund der geringen Intensität nicht eindeutig identifiziert werden konnte. Die Bestimmung der Intensität und des DCO-Verhältnisses des 1816keV-Übergangs verhindern die starken Kontaminationen der 952keV-, 1229keV-, 1499keV- und 1814keV-Übergänge von Bande 1 in den Schnittspektren.

Die Banden 7 und 8 Die Banden 7 und 8 konnten über den 1792keV-Zerfall eindeutig an den 8396keV-Zustand angebunden werden (s. Abbildung 6.24 (c)). Die DCO-Verhältnisse ließen ausschließlich eine Spinbestimmung für das 10189keV- und das 12081keV-Niveau zu. Sämtlichen Übergängen innerhalb der Banden sowie dem Zerfall in die Grundzustandsbande wurde ein E2-Charakter zugeschrieben.

Die Bande 9 Die Bande 9 baut auf dem 1758keV-Zustand auf, für den bisher der Spin und die Parität $I^\pi = \frac{11}{2}^+$ angenommen wurde. Dieses widerspricht den DCO-Verhältnissen für den 987keV- und den 1030keV-Zerfall, denen zufolge eine

Zuordnung $I^\pi = \frac{13}{2}^+$ wahrscheinlich ist. Es wäre zwar unter der Annahme positiver Parität auch $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ möglich, da $\Delta I = 0$ - und $\Delta I = 2$ -Übergänge anhand ihres DCO-Verhältnisses schlecht zu unterscheiden sind. Allerdings würde dieses $I^\pi = \frac{9}{2}^+$ -Niveau in etwa 1300keV über dem Yrastzustand gleichen Spins und gleicher Parität liegen. Das erscheint vor dem Hintergrund der zugrunde liegenden Hochspin-Experimente, bei denen vor allem Zustände nahe der Yrastlinie bevölkert werden, als sehr unwahrscheinlich. Eine negative Parität in dem Zustand ist auszuschließen, da ein sehr ungewöhnlicher γ -Zerfall mit $\Delta I = 0$ bei gleichzeitigem Paritätswechsel auftreten müsste. Wesentlich häufiger werden $\Delta I = 0$ -Übergänge zwischen Zuständen gleicher Parität beobachtet, die Yrast- und Yrarezustände verbinden. Unter Berücksichtigung des Umstandes, dass eine negative Parität einen M2-Übergang mit einer Energie von 1030keV oder 689keV zur Folge hätte, erscheint aufgrund der sehr ähnlichen Verzweigungsverhältnisse dieser Übergänge die Zuordnung $I^\pi = \frac{13}{2}^+$ als gesichert.

Das Spektrum 6.25 (b) zeigt den 1212keV-Zerfall des mutmaßlichen $I^\pi = \frac{21}{2}^+$ -Niveaus der Energie 4032keV in den 2820keV-Zustand, dessen Spin $I = \frac{17}{2}$ aus dem DCO-Verhältnis des 1062keV-Übergangs gefolgert wurde. Auch bei dieser Zerfallsenergie kann die Hypothese eines M2-Übergangs verworfen werden [73] und auch ein $\Delta I = 0$ -Übergang erscheint sehr unwahrscheinlich. In diesem Fall würde das 2820keV-Niveau $\approx 1750\text{keV}$ über dem $\frac{13}{2}^+$ -Yrastzustand liegen.

Die Zustände der Energie 4729keV, 7596keV und 11429keV Über die den Banden zugeordneten Zustände hinaus konnte der Zerfall dreier weiterer angeregter Niveaus der Energien 4729keV, 7596keV und 11429keV beobachtet werden.

Die Zustände negativer Parität Der größte Zugewinn an experimentellen Erkenntnissen im ^{75}Kr ist hinsichtlich der Zustände negativer Parität zu verzeichnen. Die zentralen Strukturen bilden dabei die Banden 2, 3 und 4.

Die Bande 2 Die Bande 2 baut auf dem $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ -Zustand der Energie 179keV auf [73]. Dieser Zustand wird von je einem 179keV-Übergang populiert bzw. depopuliert, deren Linien in den Energiespektren der zur Verfügung stehenden Daten nicht aufgelöst werden können. Auch kontaminationsfreie Schnitte parallel zu einem der Zerfälle waren nicht möglich. Daher ließen sich weder die relativen Intensitäten der 179keV-Übergänge bestimmen, noch Einschränkungen bezüglich ihrer Multipolarität durch DCO-Verhältnisse extrahieren.

Der weitere Verlauf der angeregten Zustände der Bande 2 wird, wie schon in der Grundzustandsbande, durch die $\Delta I = 1$ - und $\Delta I = 2$ -Intrabanden-Übergänge bis zum $I^\pi = \frac{33}{2}^-$ -Zustand festgelegt. Dabei konnten die publizierten Spinzuordnungen und die meisten Verzweigungsverhältnisse im Rahmen der Analyse bestätigt werden.

Die Abfolge der γ -Übergänge oberhalb der durch die $\Delta I = 1$ -Zerfälle depopulierten

Niveaus wurde wiederum anhand der relativen Intensitäten, aus Doppelschnittspektren gewonnen, festgelegt, wobei eine weitere Einschränkung der Abfolge aus den bevölkernden 1870keV- und 2224keV-Übergängen resultiert. Auf diese Weise wurden in Bande 2 Niveaus bis zu vermuteten Spins und Paritäten von $I^\pi = \frac{49}{2}^-$ bzw. $I^\pi = \frac{47}{2}^-$ bei Anregungsenergien von 14407keV bzw. 12992keV etabliert (s. Abbildungen 6.27 (a) und (b)). Die DCO-Verhältnisse ließen eine Spinzuordnung bis zu dem 12992keV- bzw. 8842keV-Niveau zu. Die Spins der höher angeregten Zustände und die Paritäten wurden erneut aufgrund der regelmäßigen Bandenstruktur gewählt.

Die Bande 2 ähnelt gerade im Niederspinbereich den Banden 1 im Kern ^{73}Kr bzw. 2 in ^{77}Kr . Das spiegelt sich auch in den Signaturaufspaltungen wider (s. Abbildung 6.29).

Die Bande 3 Die angeregten Zustände der Bande 3 sind bis zu dem 6359keV-Niveau durch die Intra- und Interbandenübergänge eindeutig festgelegt. Oberhalb dieses Zustandes bestimmen wieder die relativen Intensitäten die Abfolge der Übergänge innerhalb der Bande. Eine weitere Einschränkung liefert der die Bande fütternde 1963keV- γ -Zerfall. Es konnten innerhalb der Bande 3 angeregte Zustände bis zu der Energie von 19138keV etabliert werden.

Die Spins und die Paritäten der Niveaus bei 2960keV und 3769keV wurden, gestützt durch die DCO-Verhältnisse, aus [73] übernommen. Die DCO-Verhältnisse erlauben darüber hinaus in einer mit dem Bandenschema konsistenten Weise die Zuordnung der Spins bis zu dem 14015keV-Zustand mit $I = \frac{49}{2}$. Die übrigen Spins und die Paritäten der Zustände wurden erneut aus der regelmäßigen Bandenstruktur gefolgert.

Die 1870keV- und 2224keV-Übergänge stellen ebenso wie der 1963keV- γ -Zerfall einen "Cross Talk" der Bande 3 und Bande 2 dar.

Die Zuordnung insbesondere des 787keV-, 1365keV- und des 2115keV-Zustandes zur Bande 3 ist hier gewählt worden, da diese Niveaus in der Hauptsache von γ -Zerfällen der Niveaus der Bande 3 populiert werden. Das soll keinesfalls implizieren, dass die Bande 3 einen Bandenkopf $I^\pi = \frac{5}{2}^-$ oder $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ besitzt.

Aufgrund der koinzident auftretenden Übergänge der Energien 428keV, 430keV, 433keV und 608keV konnten weder relative Intensitäten für die das 787keV-Niveau entvölkernden Übergänge extrahiert, noch DCO-Verhältnisse bestimmt werden.

Auffällig ist die ausgeprägte Verbindung der Bande 3 und der Bande 2 unterhalb des "Upbendings" in Bande 2 durch $\Delta I = 1$ - und dominierend $\Delta I = 2$ -Übergänge (s. Abschnitt 6.3.3), die über die γ -Zerfälle der Energien 506keV, 524keV, 948keV, 1020keV, 1052keV, 1115keV, 1203keV und 1233keV etabliert werden konnte.

Die in 6.26 (a) und (b) abgebildeten Spektren zeigen die Linien zu den Zerfällen in Bande 3 im Energiebereich bis 2800keV bzw. 2500keV. Ebenso wie für die Bande 2 existieren auch für die Bande 3 analoge Strukturen in den Kernen ^{73}Kr und ^{77}Kr . Verdeutlicht wird das auch in diesem Fall durch den Vergleich der Signaturaufspaltungen innerhalb der Banden (s. Abbildung 6.29).

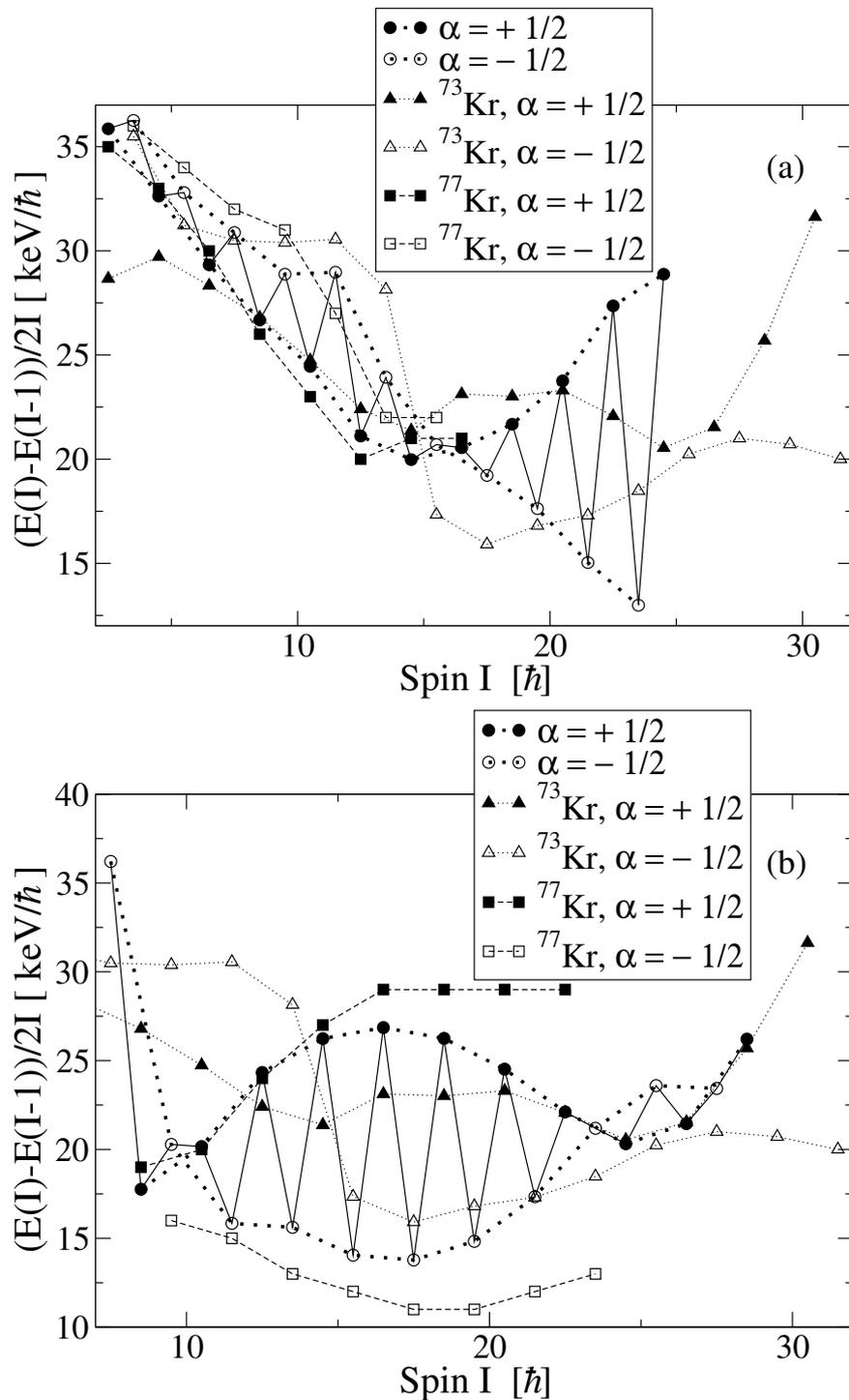


Abbildung 6.29: Die Signaturaufspaltung in Bande 2 verläuft im Bereich niedriger Spins sehr ähnlich zu der in den Banden 1 bzw. 2 negativer Parität in den Kernen ^{73}Kr bzw. ^{77}Kr (a), welche ebenfalls einen Bandenkopf mit $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ besitzen. Die Signaturaufspaltung der Bande 3 (b) wird demgegenüber im Niederspinbereich gut von der Bande 3 im ^{77}Kr wiedergegeben (siehe Anhang C), während sie für hohe Spins eher der in Bande 1 des Kerns ^{73}Kr gleicht.

Die Bande 4 Die Zustände der Bande 4 konnten durch die Anbindung via der 855keV-, 903keV-, 927keV- und 1554keV-Zerfälle an die Banden 1, 3 und 10 zweifelsfrei in das Termschema eingeordnet werden (s. Abbildungen 6.28 (a) und (b)). Der Spin des 3042keV-Niveaus wurde anhand des DCO-Verhältnisses des 927keV-Zerfalls auf $I = \frac{17}{2}, \frac{13}{2}$ eingeschränkt. Der Spin $I = \frac{13}{2}$ hätte allerdings in Kombination mit den DCO-Verhältnissen der 473keV-, 485keV-, 695keV- und 916keV-Übergänge und dem regelmäßigen Zerfallsschema der Bande 4 einen Spin im 2821keV-Niveau von $I = \frac{11}{2}$ zur Folge. Der 855keV-Übergang des 2821keV-Niveaus in das 1966keV-Niveau entspräche dann einem sehr unwahrscheinlichen $\Delta I = 3$ -Zerfall, wobei das DCO-Verhältnis einen $\Delta I = 0, 2$ -Übergang favorisiert. Ähnliches gilt für die Annahme einer positiven Parität in den Zuständen der Bande 4. Insbesondere das Verzweigungsverhältnis der das 3516keV-Niveau depopulierenden Zerfälle läßt diese Vermutung als sehr unwahrscheinlich erscheinen. Es wird daher trotz des DCO-Verhältnisses des 855keV-Übergangs, dessen Bestimmung aus vollständig kontaminationsfreien Spektren nicht möglich war, dem 3042keV-Zustand der Spin und die Parität $I^\pi = \frac{17}{2}^-$ zugeordnet.

Die Zustandsfolge der auf den 2821keV- und 3042keV-Niveaus aufbauenden Bande ist wiederum bis zum 5540keV- bzw. 6140keV-Zustand eindeutig durch die Intranbandenübergänge festgelegt. Die Abfolge der übrigen Zerfälle wurde wieder mittels der relativen Intensitäten gewählt und die Spin- bzw. Paritätszuordnung fand auf der Basis der DCO-Verhältnisse bzw. der regelmäßigen Zerfallsstruktur der Bande statt.

Die DCO-Verhältnisse der 501keV- und 1252keV-Übergänge lassen im 2320keV-Zustand bei unbekannter Parität sowohl einen Spin von $I = \frac{13}{2}$, als auch einen von $I = \frac{17}{2}$ zu. Allerdings gilt auch in diesem Fall, dass Einflüsse etwaiger Kontaminationen nicht vollständig ausgeschlossen werden können und somit wird hier kein Spin vorgeschlagen.

Der 858keV-Zerfall des 3516keV-Zustandes konnte, bedingt durch die im Rahmen dieses Experimentes nicht aufzulösenden Energien von 852keV, 855keV, 897keV und 903keV, experimentell nicht direkt nachgewiesen werden. Die tabellierte Energie entspricht der Differenz der Anregungsenergien der betreffenden Zustände im Termschema.

Die Bande 10 Die Bande 10 konnte im Rahmen der Analyse um die Zustände der Energien 673keV, 3647keV und 4780keV erweitert werden. Allerdings verhinderte die geringe Intensität des 1133keV-Zerfalls und der intensive 1030keV-Übergang eine exakte Bestimmung der Intensitäten. Mittels des DCO-Verhältnisses des 852keV-Übergangs wurde dem 2613keV-Zustand der Spin und die Parität $I^\pi = \frac{15}{2}^-$ zugewiesen. Da das für den 314keV-Übergang bestimmte DCO-Verhältnis zu einer ungewöhnlichen Zustandsabfolge in der Bande führen würde und das DCO-Verhältnis des 428keV-Überganges zur Bestätigung nicht extrahiert werden konnte, wurde dem 673keV-Niveau kein Spin zugeordnet.

6.3.3 Interpretation der Ergebnisse in ^{75}Kr

Die Zustände positiver Parität

Der Grundzustand im Kern ^{75}Kr ist ebenso wie der im gerade-ungerade-Nachbarisotops ^{77}Kr (s. Anhang C) ein $\frac{5}{2}^+$ -Zustand [43]. Da positive Paritäten in Grundzustandsnähe bei axialsymmetrischen Quadrupoldeformationen mit $\beta_2 < 0.4$ [73] für $Z=36$ und $N=39$ lediglich durch die $g_{9/2}$ -Schale gebildet werden können, folgt aus dem Bandenkopf $I^\pi = \frac{5}{2}^+$ dieser Struktur im Limit der starken Kopplung, dass das ungepaarte Neutron im Grundzustand ausschließlich das $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Niveau besetzen kann (s. Abbildung 1.1). Dabei ist sowohl eine oblate, als auch eine prolate Deformation möglich. Mangels genauer Kenntnis des Multipolmischungsverhältnisses δ wurde in [73] aus TRS- und RTRP-Rechnungen gefolgert, dass der Kern im Grundzustand prolat deformiert ist. Allerdings wird in Analogie zu den leichteren Kr-Isotopen ebenfalls ein energetisch dicht liegendes, konkurrierendes oblates Minimum vorhergesagt, so dass aufgrund von zu erwartenden Mischungen der Zustände eher von einem in der Hauptkomponente prolat deformierten Zustand ausgegangen werden muss.

Die auf dem Grundzustand aufbauende Bande verhält sich analog zu der Bande

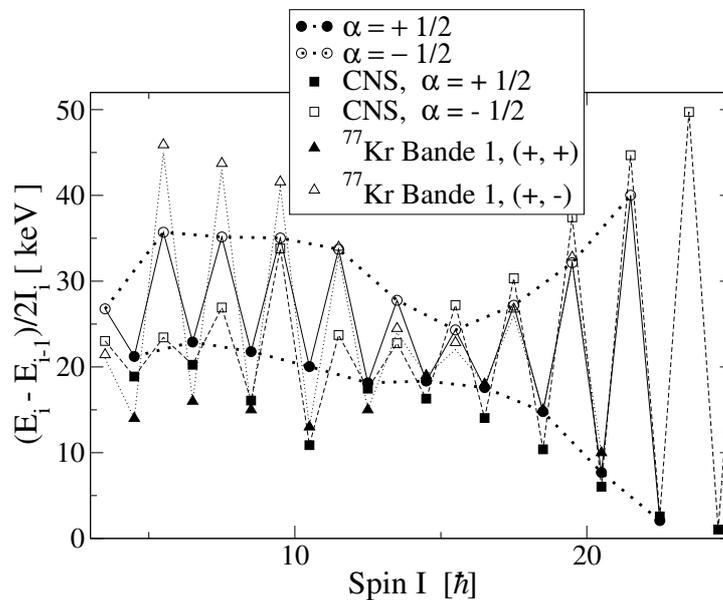


Abbildung 6.30: Die Signaturaufspaltung in Bande 1 des Kerns ^{75}Kr stimmt qualitativ sehr gut mit der in Bande 1 des Kernes ^{77}Kr überein. Oberhalb des Spins $I = \frac{23}{2}$ wird der experimentelle Verlauf durch den der (2, 5)-Konfiguration im Rahmen der CNS-Näherung gut wiedergegeben.

1 im Kern ^{77}Kr . Das betrifft die vergleichbaren Anregungsenergien und auch die Signaturaufspaltung verläuft im Bereich der gesamten Bande nahezu identisch (s. Abbildung 6.30). In der Region des ‘‘Upbendings’’ tritt in beiden Kernen eine Verringerung der Signaturaufspaltung auf. Dieses ‘‘Upbending’’ tritt im Vergleich zum ^{77}Kr leicht verzögert bei $\hbar\omega \approx 0.6\text{MeV}$ auf (s. Abbildung 6.32) und der Gewinn an Teilchenausrichtung liegt mit $\Delta i_x \approx 3\hbar$ in etwa $1\hbar$ unterhalb des Anstieges in ^{77}Kr (s. Abbildung 6.31). In beiden Kernen ist in den Zuständen positiver Signatur eine

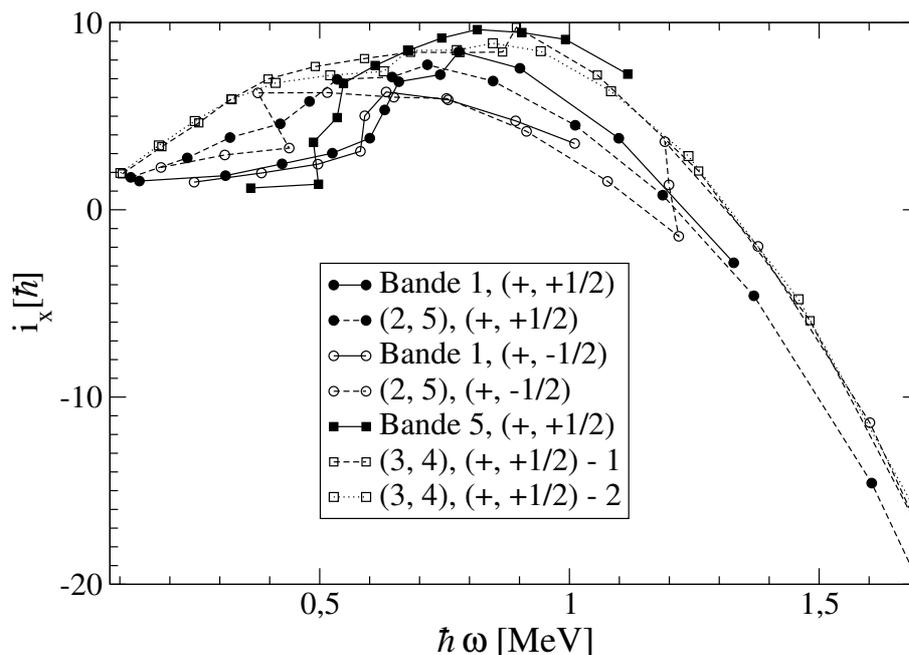


Abbildung 6.31: Die Teilchenausrichtungen in den Banden 1 und 5 des Kerns ^{75}Kr werden durch die CNS-Rechnungen oberhalb $\hbar\omega \approx 0.75\text{MeV}$ mit steigender Rotationsfrequenz zunehmend besser beschrieben. Die Abweichungen in Bande 1 bei $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ deuten möglicherweise auf einen verzögerten Neutronenpaaraufbruch hin. Die Abweichungen in Bande 5 könnten auf eine Mischung der beiden (3, 4)-Konfigurationen hindeuten. Der bei $\hbar\omega \approx 1.2\text{MeV}$ auftretende Zugewinn an Alignment in der Konfiguration (2, 5), (+, -) entspringt der Anregung eines der $g_{9/2}$ -Neutronen in die $d_{5/2}$ -Schale.

weitere Zunahme der Trägheitsmomente bei $\hbar\omega \approx 0.7 - 0.9\text{MeV}$ zu verzeichnen, die als ein schwaches Indiz für einen durch das ungepaarte Neutron geblockten Neutronenpaaraufbruch gewertet werden kann. Allerdings tritt in den Zuständen negativer Signatur kein weiteres ‘‘Upbending’’ auf.

Die CNS-Rechnungen liefern für diese Bande in Übereinstimmung zu den obigen Überlegungen sowohl für die Zustände der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$, als auch für die mit $\alpha = -\frac{1}{2}$ im Nieder- und Mittelspinbereich eine (2, 5)-Konfiguration als die energetisch günstigste, die den Verlauf der experimentellen Anregungsenergien insbesondere im Bereich hoher Spins sehr gut wiedergibt (s. Abbildung 6.33). Diese gute Beschreibung

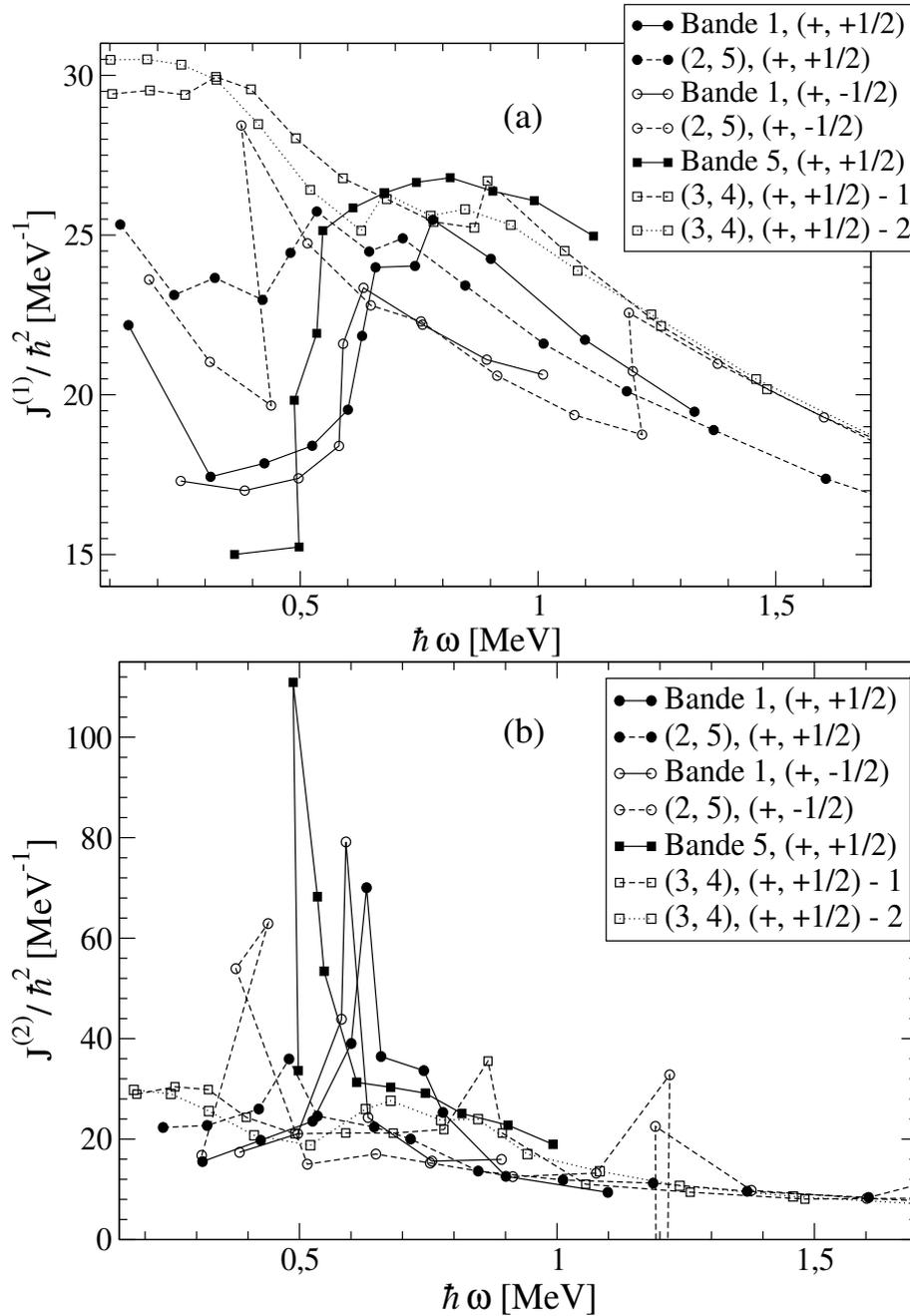


Abbildung 6.32: Die kinematischen (a) und dynamischen (b) Trägheitsmomente in den Banden 1 und 5 im ^{75}Kr werden wie schon in den bisher vorgestellten Kernen durch die Rechnungen im Bereich hoher Rotationsfrequenzen durch die CNS-Rechnungen gut beschrieben. Die Abweichungen im Fall der Zustände mit Parität $\alpha = -\frac{1}{2}$ in Bande 1 bei $\hbar\omega \approx 0.9\text{MeV}$ könnten Folge eines verzögerten Neutronenpaaraufbruchs sein, während die Abweichungen in Bande 5 durch eine Mischung der beiden (3, 4)-Konfigurationen zu erklären wäre. Das für die Konfiguration (2, 5), (+, -) auftretende “Backbending” bei $\hbar\omega \approx 1.2\text{MeV}$ indiziert den Übergang in eine Konfiguration mit einem Neutron in der $d_{5/2}$ -Schale.

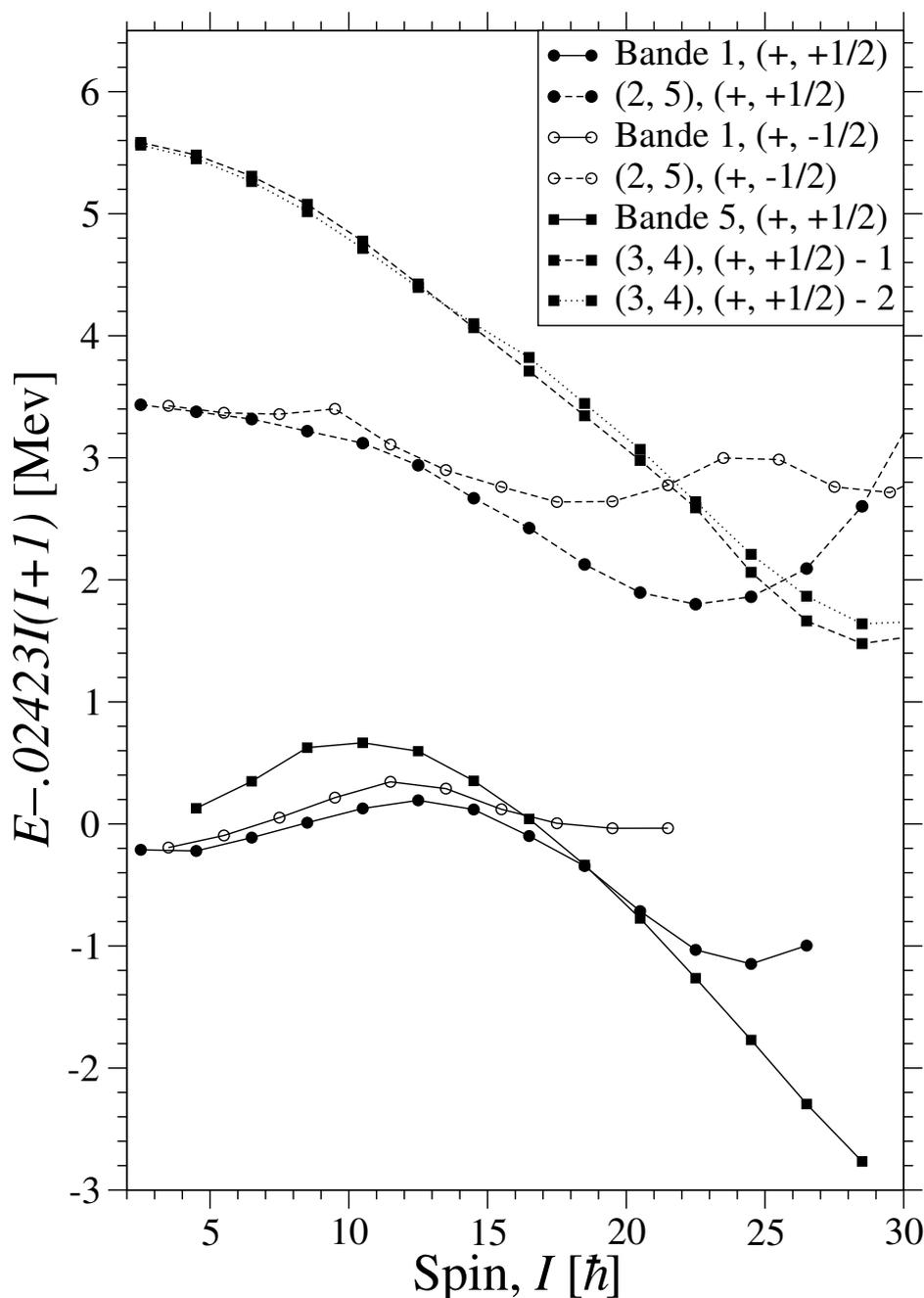


Abbildung 6.33: Die zugeordneten Konfigurationen geben die Verläufe der experimentellen Anregungsenergien der Banden 1 und 5 im ^{75}Kr sehr gut wieder. Der Abfall der prognostizierten Energien oberhalb des Spins $I = \frac{47}{2}$ in den Zuständen negativer Signatur der Bande 1 ist auf den Übergang in eine andere Subkonfiguration unter Anregung eines Neutrons in die $d_{5/2}$ -Schale zurückzuführen. Wie schon in den anderen Kernen erscheint auch hier die Konfiguration mit zwei Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale als energetisch zu günstig vorhergesagt. Die im Vergleich sehr starke Abweichung könnte in diesem Fall auch auf eine Mischung der Zustände der energetisch sehr dicht liegenden (3, 4)-2-Konfiguration zurückzuführen sein, die in den CNS-Rechnungen nicht berücksichtigt wird.

spiegelt sich ebenso in der oberhalb des Spins $I = \frac{25}{2}$ qualitativ übereinstimmenden Signaturaufspaltung (s. Abbildung 6.30), wie in den für hohe Rotationsfrequenzen weitestgehend reproduzierten Trägheitsmomenten und Teilchenausrichtungen wider (s. Abbildungen 6.32 und 6.31).

Bezieht man die durch verschiedene Modellrechnungen in [73] gestützte Annahme, dass der Kern ^{75}Kr im Niederspinbereich der Bande in der Hauptkomponente prolat deformiert ist, ein, so entspricht die Bande 1 den CNS-Rechnungen zufolge einer weitgehend kollektiven Rotation des prolat deformierten Kernes (s. Abbildung 6.34). Lediglich oberhalb eines Spins $I \approx \frac{59}{2}$ tritt ein $\gamma > 15^\circ$ auf. Jedoch weist auch der Kern ^{75}Kr in Bande 1 in Analogie zu den leichteren Kr-Isotopen keinen Trend auf, der auf einen Abschluß der Bande bei dem maximalen Spin der Konfiguration hindeuten könnte. Die im Vergleich größeren γ -Werte in den Zuständen negativer Signatur im Bereich der höchsten Spins sind Folge des Überganges in eine $d_{5/2}$ -Konfiguration.

Die Bande 5 baut auf einem $\frac{9}{2}^+$ -Zustand der Anregungsenergie 727keV auf. Unter den Annahmen, dass es sich dabei um den Bandenkopf handelt, die Fermikante der Neutronen im Bereich der Mitte der $g_{9/2}$ -Schale verläuft und die Anregungsenergie nicht im Bereich des ersten Paaraufluges liegt, folgt aus dem Verlauf der Nilsson-Zustände, dass sich der Kern in dieser Bande im Grenzfall der Entkopplung befinden oder das Limit der starken Kopplung vorliegen könnte. In beiden Fällen wäre eine Quadrupoldeformation von $\beta_2 < 0.2$ zu erwarten (s. Abbildung 1.1).

Von S. Skoda et al. [73] wurde die Struktur, trotz der in der vorliegenden Arbeit verworfenen Zustände der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$, als schwach deformierte Bande basierend auf der Einquasiteilchenkonfiguration $\nu[404]\frac{9}{2}$ interpretiert. Die durch die große Signaturaufspaltung verdeutlichten starken Einflüsse der Corioliswechselwirkung, die gerade für ein $\Omega = \frac{9}{2}$ als sehr ungewöhnlich anzusehen sind, wurden auf die kleine Deformation zurückgeführt. Die Deformation wurde den TRS-Rechnungen folgend, die in Übereinstimmung mit den damaligen experimentellen Daten das $\frac{17}{2}^+$ -Niveau als den höchstangeregtesten oblaten Zustand positiver Parität vorhersagen, im Einklang mit der in ^{73}Se etablierten Grundzustandsbande als oblat deformiert angenommen. Allerdings stimmt die nach dem Nilsson-Diagramm erwartete Deformation von $\beta_2 < 0.2$ nicht mit der von den TRS-Rechnungen prognostizierten von $\beta_2 > 0.3$ überein. Ein weiterer Widerspruch erwächst der Übergangsenergie des $\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^+$ -Zerfalls, die nach der Grodzins-Regel [29] bei hinreichender Entkopplung und aufgeweichter Kernoberfläche einem $\beta_2 = 0.39$ entspricht.

Ob jedoch diese Deutung der Yrare-Struktur verworfen werden muss oder zutrifft, kann aus den im Rahmen dieser Arbeit vorliegenden Daten nicht gefolgert werden, da weder Zustände negativer Signatur etabliert werden konnten, noch ausgeschlossen werden kann, dass ein bisher nicht beobachteter Zerfall des $\frac{9}{2}^+$ -Niveaus in einen $\frac{5}{2}^+$ -Zustand, der Konfiguration $\nu[422]\frac{5}{2}$ bei oblater Deformation entsprechend, existiert. Weiterhin kann auch die Möglichkeit nicht ausgeblendet werden, dass ein Minimum geringerer prolater Deformation existiert, welches nach den Verläufen der Nilsson-Zustände zu erwarten wäre, in den Potentialflächen der TRS-Rechnungen

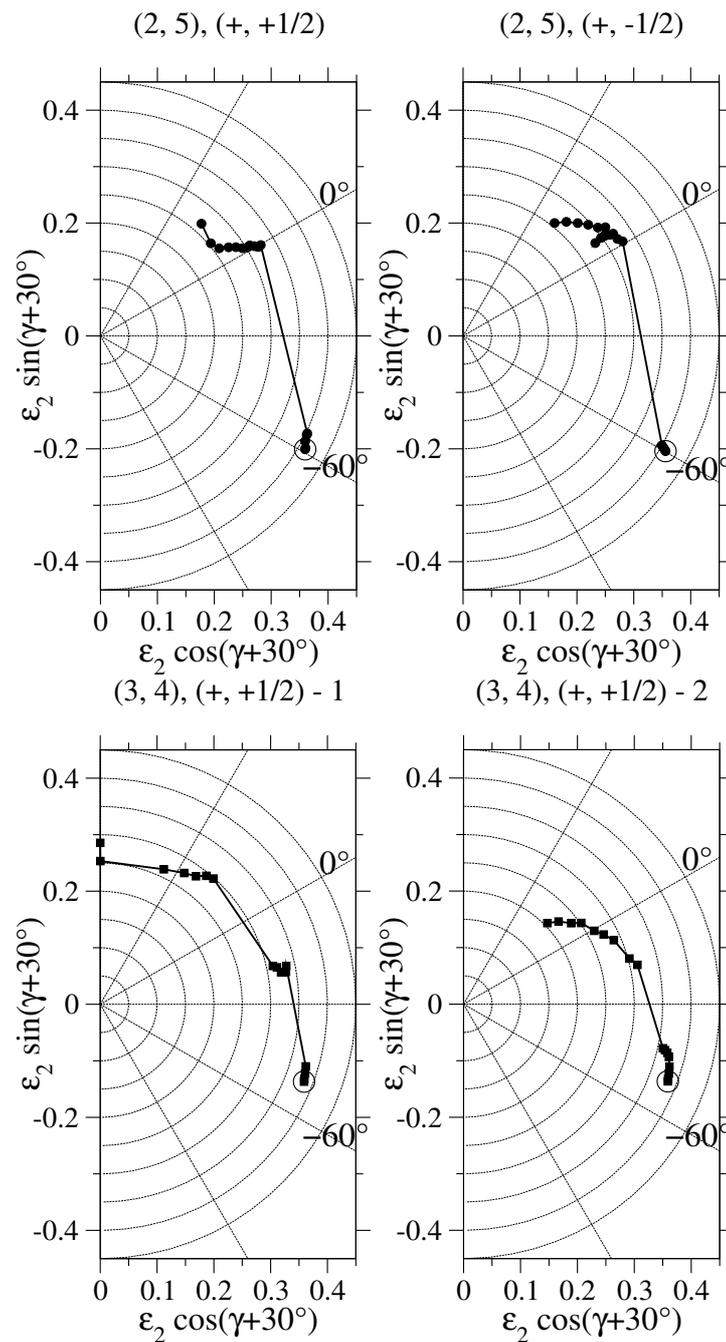


Abbildung 6.34: Die Pfade der Quadrupoldeformationen weisen den Kern ^{75}Kr in der Bande 1 der Konfiguration (2, 5) entsprechend als prolat deformierten Rotor aus. Die für den Bereich niedriger Spins vorhergesagten oblaten Deformationen liegen außerhalb des signifikanten Bereiches der CNS-Näherung ohne Paarwechselwirkung, unterstützen jedoch den beobachteten Trend in den Rechnungen zu bevorzugt kollektiv oblaten Deformationen im Nieder- und Mittelspinbereich. Welchen Einfluß eine möglich Mischung der beiden (3, 4)-Konfigurationen auf den Verlauf der Deformation in Bande 5 hat, kann aus den Rechnungen nicht gefolgert werden.

jedoch von dem dominierenden prolaten Minimum bei $\beta_2 \approx 0.35$ überlagert wird. Die Erklärung dieser Struktur durch eine triaxiale Kernform wurde von S. Skoda et al. durch Rechnungen im RTRP-Modell ausgeschlossen.

Ein zusätzliches, die These von S. Skoda et al. sowie die Zuordnung der Konfiguration $\nu[422]_{\frac{5}{2}}$ bei oblater Deformation stützendes Argument besteht in dem nachgewiesenen $\Delta I = 0$ -Übergang der Energie 349keV, der ebenfalls als den Formübergang kennzeichnend gewertet werden könnte [51, 91]. Weiterhin eröffnet der Wegfall der Zustände der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ die Möglichkeit der Existenz einer “Unfavoured”-Bande, die eine geringere Signaturaufspaltung aufweist und die aufgrund der geringen Intensität insbesondere in den tiefliegenden Niveaus der Bande 5 noch nicht nachgewiesen werden konnte.

Sowohl die These von S. Skoda et al., als auch die Konfigurationen $\nu[422]_{\frac{5}{2}}$ und das konkurrierende Minimum schwacher prolater Deformation könnten darüber hinaus auch den ungewöhnlichen Verlauf des Alignments und der Trägheitsmomente erklären (s. Abbildungen 6.32 und 6.31), die bei $\hbar\omega = 0.5 - 0.55\text{MeV}$ ein “Upbending” anzeigen, das mit einem im Vergleich zum “Upbending” in Bande 1 sehr hohen Zugewinn an Alignment von $\Delta i_x \approx 5.5\hbar$ einhergeht. Ein solcher Zugewinn könnte den Übergang in einen Dreiquasiteilchenzustand, der in diesem Energiebereich stattfinden sollte, mit einhergehender Formänderung darstellen. Gestützt wird diese Vermutung durch die CNS-Rechnungen (s. Abbildung 6.33), nach denen die Bande 5 im Bereich hoher Spins durch eine Dreiquasiteilchenkonfiguration mit vier Neutronen und drei Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale gebildet wird. Der CNS-Näherung zufolge kommen dafür zwei energetisch sehr dicht liegende Konfigurationen mit drei Protonen und vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale in Frage. Diese dichtliegenden Konfigurationen könnten auch die im Vergleich zu den experimentellen Daten starke energetische Begünstigung, die über das bisher in den Rechnungen beobachtete systematische Maß hinausgeht, der Konfiguration der Grundzustandsbande durch die zu erwartende Mischung erklären. Welche Auswirkungen die Mischung der Zustände insbesondere auf die prognostizierten Deformationen hat (s. Abbildung 6.34), kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden. Die Trägheitsmomente und auch die Teilchenausrichtung werden wie schon in den übrigen, in dieser Arbeit vorgestellten Resultaten der CNS-Rechnungen, oberhalb einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega = 0.75\text{MeV}$ weitestgehend gut vorhergesagt. Sowohl das Alignment, als auch die Trägheitsmomente werden lediglich geringfügig unterschätzt (s. Abbildungen 6.32 und 6.31).

Die im Vergleich zur Grundzustandsbande geringere Intensität in der Bande 5, die im Bereich oberhalb des $\frac{37}{2}^+$ -Zustandes die Yrast-Zustände bildet, ist möglicherweise auf nicht nachgewiesene Zerfälle in die Grundzustandsbande zurückzuführen. Solche Defizite im Zerfallsschema bergen besonders bei der Intensitätsbestimmung in multidimensionalen Histogrammen durch die Festlegung auf einen durch einige Koinzidenzbedingungen eingeschränkten Intensitätsfluss die Gefahr systematischer Fehler in sich.

Die zweite energetisch tiefliegende Struktur - Bande 9 - könnte, den obigen Argumenten folgend, aus einer der oben angesprochenen oblaten oder prolaten Strukturen

bestehen. Ein Drei-quasiteilchenzustand kann aufgrund der Anregungsenergie des $\frac{13}{2}^+$ -Zustandes von 1758keV als auszuschließen angesehen werden. Eine tiefergehende Interpretation verhindern nicht nur die nicht identifizierten Zustände mit Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$, sondern auch die nicht nachgewiesenen energetisch tiefliegenden Zustände mit Spin $I^\pi < \frac{13}{2}^+$. Der maximale Spin von $I = \frac{21}{2}$ erlaubt darüber hinaus auch keine Interpretation im Rahmen der CNS-Näherung.

Eine Diskussion der Banden 6, 7 und 8 im CNS-Modell wäre zwar möglich, wird hier jedoch aufgrund der multiplen Zuordnungsmöglichkeiten verschiedener Konfigurationen ausgelassen. Insbesondere die wenigen Zerfälle innerhalb der nachgewiesenen Banden erschweren durch die somit fehlende Vergleichsmöglichkeit der Energieverläufe eine eindeutige Zuordnung.

Die Zustände negativer Parität

Die Yrast-Struktur negativer Parität baut auf einem $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ -Zustand auf und wird im Bereich niedriger Energien von der Bande 2 gebildet (s. Abbildung 6.22). Die Bande 2 weist mit den charakteristischen $\Delta I = 1 - \Delta I = 2$ -Zerfällen der angeregten Niveaus bei gleichzeitig kleiner Signaturaufspaltung (s. Abbildung 6.29) den Kern als im Grenzfall der starken Kopplung befindlich aus. Von S. Skoda et al. [73] wurde den Zuständen niedriger Spins der Bande 2 unter der Annahme einer axialsymmetrischen Deformation - triaxiale Deformationen wurden analog zu den Zuständen positiver Parität für den Bereich der Einquasiteilchenanregungen negativer Parität durch Rechnungen im RTRP-Modell ausgeschlossen -, aus den experimentell bestimmten BE2-Werten in Übereinstimmung mit den TRS- und RTRP-Rechnungen eine ausgeprägte prolate Deformation mit $\beta_2 = 0.39$ zugeschrieben.

Die Abschätzung anhand der Nilssonzustände läßt bei einer prolaten Deformation mit $\beta_2 \approx 0.4$ eine Konfiguration mit dem ungepaarten Neutron in dem $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Orbital als die energetisch tiefstliegende für die 8 Protonen und 11 Neutronen außerhalb des ^{56}Ni -Rumpfes und eine negative Parität erwarten. Dieses ist gleichbedeutend mit einer Konfiguration in der $g_{9/2}$ -Schale bestehend aus zwei Protonen und vier Neutronen. Daraus folgt für das im weiteren Verlauf der Bande auftretende "Upbending" (s. Abbildung 6.35), dass aufgrund der ähnlich energetischen Abstände der $[440]_{\frac{1}{2}}$ - und $[431]_{\frac{3}{2}}$ - bzw. $[431]_{\frac{3}{2}}$ - und $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Orbitale ein simultaner Paaraufbruch des $g_{9/2}$ -Protonen- und $g_{9/2}$ -Neutronenpaares in Übereinstimmung mit den Interpretationen in [73] zu erwarten ist. Tatsächlich liegt der Zugewinn an Teilchenausrichtung mit $\Delta i_x \approx 4\hbar$ während des "Upbendings" bei $\hbar\omega \approx 0.6\text{MeV}$ deutlich über dem in Bande 1 (s. Abbildung 6.36). Allerdings deuten die Verläufe der Trägheitsmomente im weiteren noch auf ein leichtes "Upbending" bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.95\text{MeV}$ bzw. $\hbar\omega \approx 0.75\text{MeV}$ in den Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bzw. $\alpha = -\frac{1}{2}$ hin.

Erneut bestätigen die CNS-Rechnungen die groben Abschätzungen anhand des Nilsson-Modells, indem sie als energetisch günstigste Konfiguration, die zudem dem

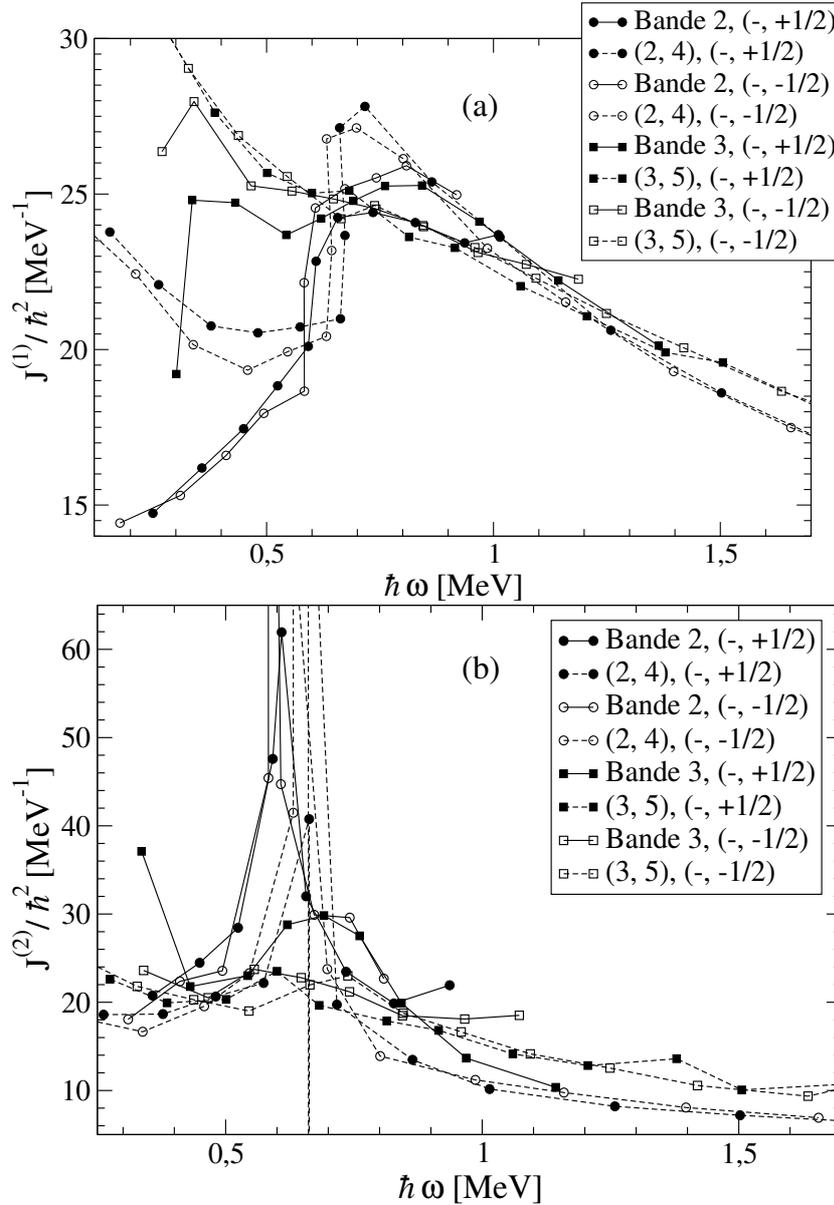


Abbildung 6.35: Die kinematischen (a) und dynamischen (b) Trägheitsmomente in den Banden 2 und 3 im ^{75}Kr werden im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Kernen durch die Rechnungen im Bereich hoher Rotationsfrequenzen schlecht beschrieben. Die Verläufe der experimentellen Kurven zeigen für die beiden Signaturpartner der Bande 2 ein starkes "Upbending" bei $\hbar\omega \approx 0,6\text{MeV}$ und jeweils schwächere bei $\hbar\omega \approx 0,95\text{MeV}$ bzw. $\hbar\omega \approx 0,75\text{MeV}$ in den Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bzw. $\alpha = -\frac{1}{2}$. Die beiden Signaturpartner der Bande 3 weisen deutlich verschiedene Trägheitsmomente auf. So findet in den Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bei $\hbar\omega \approx 0,7\text{MeV}$ ein breitverlaufendes "Upbending" statt, während die Trägheitsmomente in den Zuständen negativer Signatur weitgehend glatt verlaufen. Lediglich bei $\hbar\omega \approx 1\text{MeV}$ ist ein leichtes "Upbending" zu verzeichnen. Die experimentellen Verläufe werden von denen der im Rahmen der CNS-Rechnungen zugeordneten im Vergleich zu den bisher vorgestellten Daten schlecht wiedergegeben. Besonders stark sind dabei die Abweichungen für die Zustände positiver Signatur.

Verlauf der Anregungsenergien mit dem Spin Rechnung trägt, die mit zwei Protonen und vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale prognostizieren (s. Abbildung 6.37). Jedoch ist

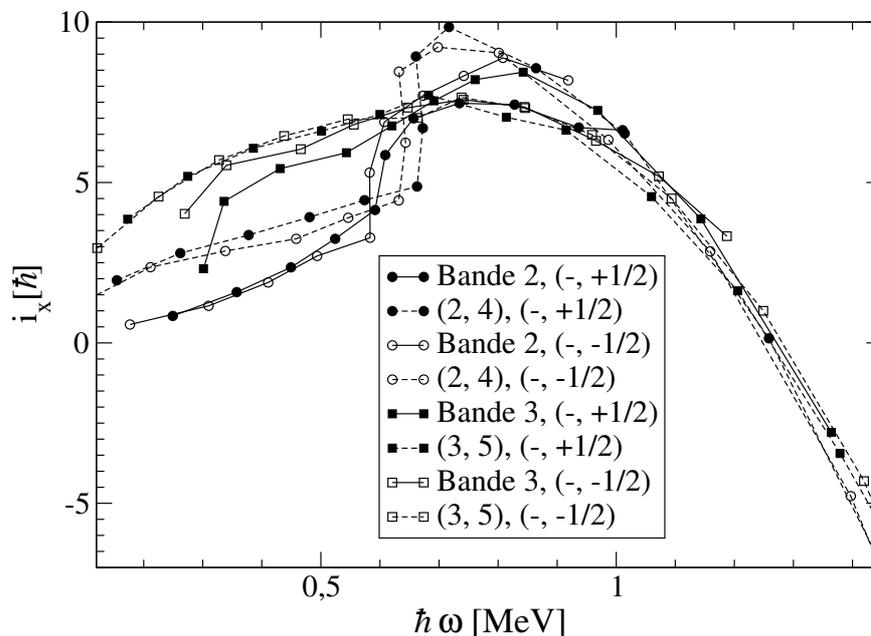


Abbildung 6.36: Die Kurven für die Signaturpartner der Bande 2 des Kerns ^{75}Kr zeigen bei $\hbar\omega \approx 0.6\text{MeV}$ einen deutlichen Zugewinn an Teilchenausrichtung, während für Bande 3 lediglich in den Zuständen der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ bei $\hbar\omega \approx 0.7\text{MeV}$ eine deutliche Erhöhung zu verzeichnen ist. Die experimentellen Alignments werden auch im Bereich großer Rotationsfrequenzen nur schlecht durch die CNS-Rechnungen reproduziert.

in diesem Fall die Beschreibung der experimentellen Anregungsenergien im Vergleich zu den übrigen in der vorliegenden Arbeit präsentierten Ergebnisse schlecht. Es wird von der Konfiguration weder die auftretende Signaturinversion, noch die zu höheren Energien auftretende ansteigende Signaturaufspaltung reproduziert. Daraus folgt eine ebenfalls schlechte Übereinstimmung der aus den Anregungsenergien der (2, 4)-Konfiguration ermittelten Trägheitsmomente und Teilchenausrichtungen (s. Abbildungen 6.35 und 6.36). Die energetische Position relativ zu den übrigen den Strukturen negativer Parität zugeordneten Konfigurationen erscheint erneut als zu günstig vorhergesagt.

Wie schon im Abschnitt 6.3.2 dargelegt, sind der Bande 3 die Zustände mit $I^\pi = \frac{5}{2}^-$, $I^\pi = \frac{9}{2}^-$ und auch $I^\pi = \frac{13}{2}^-$ zugeordnet worden, da der $\frac{17}{2}^-$ -Zustand ausschließlich in das $\frac{13}{2}^-$ -Niveau zerfällt. Es treten demnach in den negativen Paritäten des ^{75}Kr -Zerfallsschemas zwei weitere Einquasiteilchenstrukturen auf. Zum einen die Bande 10 der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ und zum anderen die drei der Bande 3 zugeordneten Niveaus der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$. Zerfälle, die die Zustände unterschiedlicher Signatur verbinden, konnten nicht etabliert werden. Es könnte sich demnach entweder um

zwei voneinander unabhängige Konfigurationen handeln, oder auch um eine Struktur im Limit der starken Kopplung, deren Intrabandenübergänge wegen des geringen Intensitätsflusses über die Zustände nicht identifiziert werden konnten. Prinzipiell kommen unter der Voraussetzung einer axialsymmetrischen Konfiguration - triaxiale Deformationen wurden von S. Skoda et al. durch Rechnungen im RTRP-Modell ausgeschlossen - und des Ausbleibens von Lochanregungen für die Bildung der negativen Parität den Nilssonzuständen zufolge die drei Orbitale der $f_{5/2}$ -Schale in Frage. Die Existenz der Intrabandenübergänge und einen Bandenkopf $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ vorausgesetzt, könnte eine oblate Deformationen durch die Besetzung des $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitals bei Quadrupoldeformationen von $\beta_2 \approx -0.35$ bis $\beta_2 \approx -0.2$ gebildet werden. Die Stärke der Deformation ist dabei davon abhängig, ob das $[413]_{\frac{7}{2}}$ -Orbital oder das $[310]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital durch ein Neutronenpaar besetzt wird. Ebenso könnte auf der oblaten Seite auch das $[310]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital durch das einzelne Neutron besetzt werden. Das würde durch den nahezu entarteten Verlauf des $[310]_{\frac{1}{2}}$ - und des $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitals der $f_{5/2}$ -Schale zu einer ähnlichen Quadrupoldeformation führen. Jedoch sollte die Bande wegen des kleinen Ω eine erhebliche Signaturaufspaltung aufweisen und einem Kern im Limit der Entkopplung gleich einen Bandenkopf von $I^\pi = \frac{5}{2}^-$ besitzen. Für prolate Deformationen kann neben dem wahrscheinlich in Bande 2 besetzten $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Zustand noch bei geringerer Deformation das $[303]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital besetzt werden. Als Folge wäre erneut eine Struktur einem Kern im Grenzfall der starken Kopplung entsprechend mit einem Bandenkopf $I^\pi = \frac{5}{2}^-$ zu erwarten.

Die Frage der Konfiguration läßt sich den Nilssonzuständen nach zu urteilen also auf die nach dem Spin des 673keV-Niveaus und den Intrabandenübergängen zurückführen.

Die wahrscheinlichste Konfiguration, gerade unter Berücksichtigung der Ergebnisse der TRS-Rechnungen in [73], die ein koexistierendes Minimum bei $\beta_2 \approx 0.3$ vorhersagen, scheint unter Voraussetzung des Bandenkopfes mit $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ bei der Anregungsenergie von 673keV die Besetzung des $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitales bei oblater Deformation zu sein.

Oberhalb des $\frac{13}{2}^-$ -Zustandes in Bande 3 ist eine Unregelmäßigkeit in der Bandenstruktur zu verzeichnen. Diese deutet auf eine Veränderung der Struktur hin und liegt in einem Energiebereich, in dem typischerweise der Übergang in einen Dreiquasiteilchenzustand stattfindet. Eine Einquasiteilchenanregung würde dem Nilssonogramm nach zu einer geringeren Deformation führen und könnte den kollektiven Verlauf der im Mittel- und Hochspinbereich im wesentlichen die Yrastzustände bildenden Bande 3 nicht erklären. Unter Berücksichtigung der intensiven Zerfälle in die Bande 2 unterhalb des "Upbendings" und der Konfiguration in Bande 2 ist von dem Aufbruch eines Protonenpaares außerhalb der $g_{9/2}$ -Schale auszugehen. Das für einen solchen Paaraufbruch prädestinierte Orbital bei prolater Deformation ist der $[312]_{\frac{3}{2}}$ -Zustand, der für Deformationen $\beta_2 \approx 0.3$ sehr dicht unterhalb des $[431]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitals verläuft. Ein Protonenpaarbruch, der zu oblater Deformation führt, erscheint ausgehend von der Zustandslücke für 36 Neutronen bzw. Protonen durch die großen Energielücken

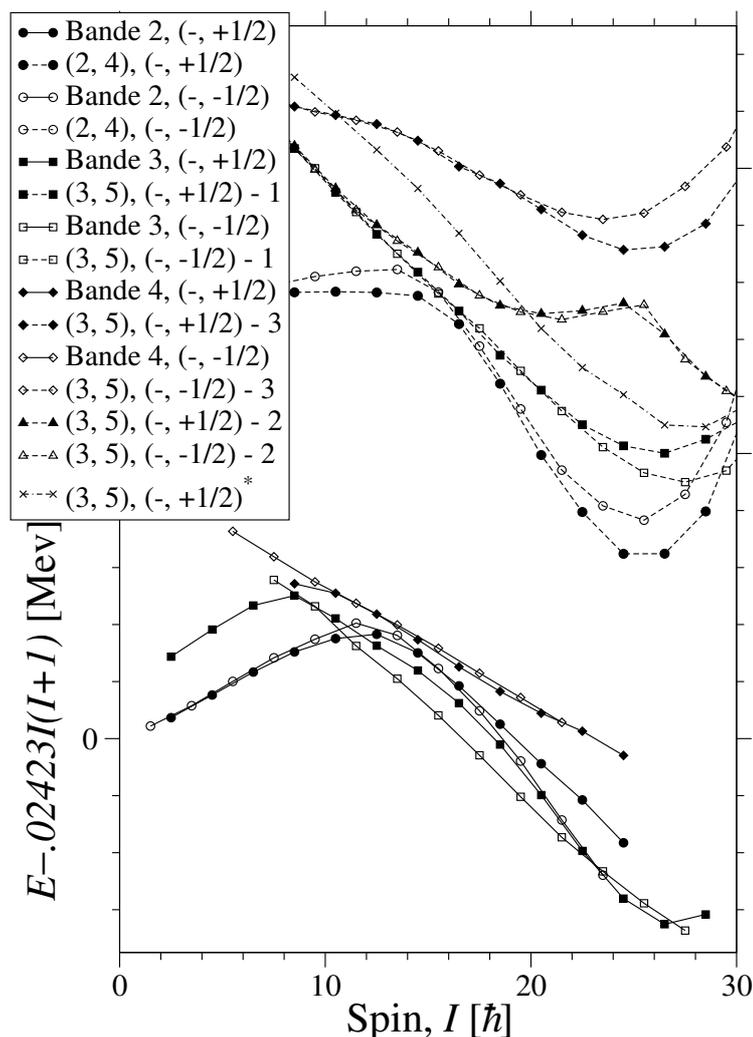


Abbildung 6.37: Die zugeordneten Konfigurationen negativer Parität geben sowohl die relative Lage der einzelnen Anregungsstrukturen negativer Parität im Kern ^{75}Kr , als auch deren Verläufe nur sehr schlecht wieder. So wird für die Bande 2 weder die Signaturinversion, noch die mit steigendem Spin stetig zunehmende Signaturaufspaltung reproduziert. Weiterhin wird auch in diesem Fall die energetische Position dieser Konfiguration mit zwei Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale zu niedrig vorhergesagt. Ähnliches gilt auch für die der Bande 3 zugeordneten (3, 5)-Konfigurationen. Weisen die experimentellen Anregungsenergien die Zustände der Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ mit abnehmender Signaturaufspaltung als energetisch höher liegend aus, so sagen die Rechnungen eine nahezu verschwindende Signaturaufspaltung vorher. In Bande 4 ist die Situation ähnlich kompliziert, zumal die fehlende Klarheit der Zuordnung bzw. Beschreibung der Banden 2 und 3 den für eine Identifikation notwendigen Vergleich der energetischen Lage verhindern. Die Rechnungen liefern jeweils zwei Konfigurationen für positive und negative Signatur, die paarweise die geringe Signaturaufspaltung der Bande 4 gut wiedergeben. Die Konfiguration (3, 5)-3 beschreibt dabei den Verlauf der Anregungsenergien bis zu hohen Spins recht gut, während die Konfiguration (3, 5)-2 die relative energetische Lage der experimentellen Anregungsenergien der Bande 4 besser reproduziert. Die mit einem Stern markierte Konfiguration stellt die in (3, 5)-1 enthaltene Subkonfiguration mit abgeschlossenem ^{56}Ni -Rumpf dar.

als eher unwahrscheinlich. Um die negative Parität zu erhalten, ist eine Umordnung des ungepaarten Neutrons in die $g_{9/2}$ -Schale notwendig. Die Bande würde demnach bei axialsymmetrischer Deformation auf der Dreiquasiteilchenkonfiguration $[\nu(g_{9/2}) \otimes \pi(g_{9/2}, f_{5/2})]$ mit maximalem $K = \frac{11}{2}$ aufbauen.

Eine Besonderheit dieser Bande ergibt sich aus dem Verlauf der Trägheitsmomente bei höheren Spins. So tritt in den Zuständen positiver Signatur $\hbar\omega \approx 0.7\text{MeV}$ ein breitverlaufendes ‘‘Upbending’’ auf, während die Zustände negativer Signatur kein entsprechendes ‘‘Upbending’’ aufweisen (s. Abbildung 6.35).

Die obigen Folgerungen decken sich erneut mit den CNS-Rechnungen, die eine energetisch tiefliegende (3, 5)-Konfiguration prognostizieren, die den Verlauf der experimentellen Anregungsenergien im Vergleich zu den Alternativ-Konfigurationen am besten vorhersagt (s. Abbildung 6.37). Allerdings ist die Beschreibung ähnlich schlecht wie im Fall der Bande 2. So weisen die experimentellen Daten einen inversen Signaturverlauf auf, während theoretisch keine nennenswerte Signaturaufspaltung zu verzeichnen ist. Weiterhin kann auch der Trend bei hohen Spins hin zu verschwindender Signaturaufspaltung nicht reproduziert werden. Daraus folgt auch für die Trägheitsmomente und die Teilchenausrichtung eine schlechte Übereinstimmung (s. Abbildungen 6.35 und 6.36).

Zusammenfassend ergibt sich für die Banden 2 und 3 eine sehr schlechte Übereinstimmung der experimentellen mit den theoretischen Ergebnissen. Somit bilden die beiden Banden eine Ausnahme unter den im Rahmen dieser Arbeit mittels CNS-Näherung beschriebenen Strukturen.

Um systematische Probleme bei der Beschreibung auszuschließen, wurden für den Kern ^{77}Kr , der ein zu ^{75}Kr sehr ähnliches Zerfallsschema besitzt - lediglich die Zerfälle aus Bande 3 in Bande 1 konnten im ^{75}Kr nicht nachgewiesen werden-, ebenfalls Rechnungen im CNS-Modell durchgeführt (s. Anhang C). Das Ergebnis der Rechnungen stimmt, die zwei zusätzlichen Neutronen berücksichtigend, sehr gut mit dem in ^{75}Kr überein. Für die zu den Banden 1, 2 und 3 analogen Banden ergeben die Rechnungen Konfigurationen (2, 5), (2, 6) und (3, 5), wobei das experimentell etablierte Termschema [80] durch die Rechnungen gut reproduziert wird.

Diese systematische Vervollständigung läßt die Resultate in ^{75}Kr als fraglich erscheinen. Möglicherweise ist in Analogie zu ^{77}Kr auch in ^{75}Kr eine Triaxialität für den inversen Verlauf der Signaturen verantwortlich, die von den Rechnungen als energetisch zu ungünstig vorhergesagt wird. Einen weiteren Grund könnten auch die Mischungen verschiedener Konfigurationen in den Zuständen darstellen, die in der CNS-Näherung nicht berücksichtigt werden.

Ausgehend von den Rechnungen ergibt sich allerdings noch eine andere Erklärung. Den Kern hierfür bilden die im Bereich hoher Spins wie Signaturpartner mit geringer Aufspaltung verlaufenden Zustände positiver Signatur der Bande 3 und negativer Signatur der Bande 2. Trägt man diesem ungewöhnlichen Verlauf Rechnung, indem man die Zustände positiver Signatur in Bande 2 und 3 oberhalb des Spins $I = \frac{21}{2}$ vertauscht, so ergeben sich zwei Banden, die nachfolgend Bande 2' und 3' genannt

werden. Der Bande 2' ließe sich die Konfiguration (2, 4) zuordnen, erneut energetisch unterschätzt, wodurch zumindest die nicht reproduzierbare Signaturinversion wegfiel und auch die Trägheitsmomente und Alignments besser reproduziert werden sollten. Die Bande 3' könnte dann mit der Konfiguration (3, 5)-1 assoziiert werden, wobei der inverse Signaturverlauf, der nahezu identisch zu dem in ^{77}Kr wäre (s. Abbildung 6.38), durch eine energetisch höher liegende Subkonfiguration mit abgeschlossenem ^{56}Ni -Rumpf erklärt werden könnte (s. Abbildung 6.37). Auch für die Bande 3'

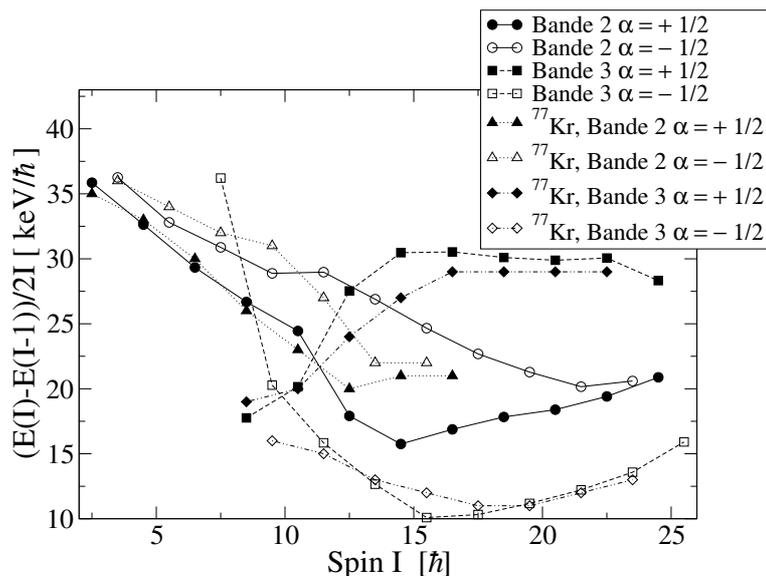


Abbildung 6.38: Im Fall der Vertauschung der Zustände positiver Signatur der Banden 2 und 3 im ^{75}Kr oberhalb des Spins $I^\pi = \frac{21}{2}^-$ verläuft die Signaturaufspaltung in Bande 3' nahezu identisch zu der in Bande 3 des Kernes ^{77}Kr . Die innerhalb der Rechnungen nicht reproduzierbare Signaturinversion tritt nicht mehr auf.

würde sich auf diese Weise eine bessere Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Trägheitsmomenten und Teilchenausrichtungen erzielen lassen. Schließlich würde auch das in den Zuständen positiver Signatur der Bande 3 auftretende "Upbending" bei $\hbar\omega \approx 0.7\text{MeV}$, das der Zuordnung der Konfiguration (3, 5) widerspricht, eliminiert. Es ergäbe sich darüber hinaus für $\hbar\omega > 0.7\text{MeV}$ ein sehr ähnlicher Verlauf der Trägheitsmomente der jeweiligen Signaturpartner (s. Abbildung 6.35). Weiterhin ließe sich auch die auf einem $f_{7/2}$ -Lochzustand basierende "(3, 5), (-, +1/2) - 1"-Konfiguration als im Vergleich zum Kern ^{77}Kr unsystematisch und möglicherweise energetisch zu tief liegend prognostiziert verwerfen. Allerdings führte der notwendige Austausch der angeregten Zustände mit Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$ oberhalb des Spins $I^\pi = \frac{21}{2}^-$ der Banden 2 und 3 zu ungewöhnlichen $\Delta I = 1$ -Interbandenzerfällen, während die innerhalb einer Bande im Limit der starken Kopplung erwarteten $\Delta I = 1$ -Intrabandenübergänge ausblieben.

Aufgrund dieser resultierenden $\Delta I = 1$ -Interbandenübergänge wird in der vorliegenden Arbeit von einer anderen Zuweisung der Zustände positiver Signatur in den Banden 2 und 3 im Widerspruch zu [73] und somit auch von der alternativen Interpretation in der CNS-Näherung abgesehen.

Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, dass die den Banden 2 bzw. 3 zugeordneten Konfigurationen (2, 4) bzw. (3, 5) analog zu den leichteren Kr-Isotopen ^{73}Kr und ^{74}Kr mit Ausnahme der Konfiguration (2, 4) positiver Signatur bis zu hohen Spins weitgehend kollektiv bleiben (s. Abbildung 6.39). Verantwortlich sind dafür neben den großen Deformationen im Fall der Banden 3 und 4 auch Kreuzungen mit $f_{7/2}$ - und $d_{5/2}$ -Konfigurationen (s. Tabelle 6.6). Im Gegensatz zu den leichteren Kr-Isotopen ließen sich die Konfigurationen experimentell jedoch nicht annähernd bis zu den jeweiligen maximalen Spins nachverfolgen.

Bezüglich der in der vorliegenden Arbeit erstmalig etablierten Bande 4 liefert das CNS-Modell zwei in Frage kommende Konfigurationen mit jeweils drei Protonen und fünf Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale. Die (3, 5)-2-Konfiguration spiegelt dabei eher die relative energetische Position der Bande 4 zur Bande 3 wider, während die Konfiguration (3, 5)-3 den Verlauf der Anregungsenergien bei höherem Spin besser reproduziert (s. Abbildung 6.37). Für beide Alternativen wird eine prolate Konfiguration vorhergesagt (s. Abbildung 6.39), die bis zu sehr hohen Spins kollektiv verläuft. Ausschließlich in den Zuständen negativer Signatur der Konfiguration (3, 5)-3 tritt eine abrupte Terminierung mit einem $\Delta\gamma > 100^\circ$ auf.

Die sehr geringe experimentelle Signaturaufspaltung wird dabei von beiden Konfigurationen wiedergegeben.

Aus dem Nilsson-Diagramm (s. Abbildung 1.1) ergibt sich, dass diese Konfigurationen wahrscheinlich auf einen Paaraubruch des Protonenpaares im $[310]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital zurückzuführen sind. Dieser erklärt zum einen die im Vergleich zu Bande 3 vorhergesagte ähnliche Kollektivität bzw. Deformation (s. Abbildung 6.39), die Folge der annähernd parallelen Verläufe des $[310]_{\frac{1}{2}}$ - und des $[312]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitals ist, und zum anderen die Verschiebung zu höheren Energien durch die zusätzlich zu überwindende Energielücke. Die Zustände mit $I^\pi = \frac{9}{2}^-$ und $I^\pi = \frac{13}{2}^-$, die bei dem aus der Konfiguration folgenden maximalen $K = \frac{9}{2}$ im Grenzfall der starken Kopplung existieren sollten, konnten experimentell nicht nachgewiesen werden. Auf die starke Kopplung deutet erneut die $\Delta I = 1$ - $\Delta I = 2$ -Zerfallscharakteristik und die geringe Signaturaufspaltung hin.

Im Gegensatz zu Bande 3 konnten γ -Zerfälle von Bande 4 in Bande 1 etabliert werden, die, obwohl es im Rahmen dieser Analyse anhand der DCO-Verhältnisse nicht nachvollzogen werden konnte, einen E1-Charakter aufweisen sollten.

In der Systematik der Kerne der Massenregion $A \approx 70$ treten diese E1-Übergänge typischerweise bei einem Übergang von einem Zwei- oder Dreiquasiteilchenniveau negativer Parität in die Grundzustandsbande positiver Parität auf. Dieses Verhalten wurde in der vorliegenden Arbeit in den Kernen ^{74}Kr , ^{76}Kr und ^{77}Kr beobachtet.

Im weiteren Verlauf zu höheren Rotationsfrequenzen ist in der Bande 4 kein Hinweis auf eine Umkonfigurierung zu sehen. Lediglich der im Termschema gestrichelt

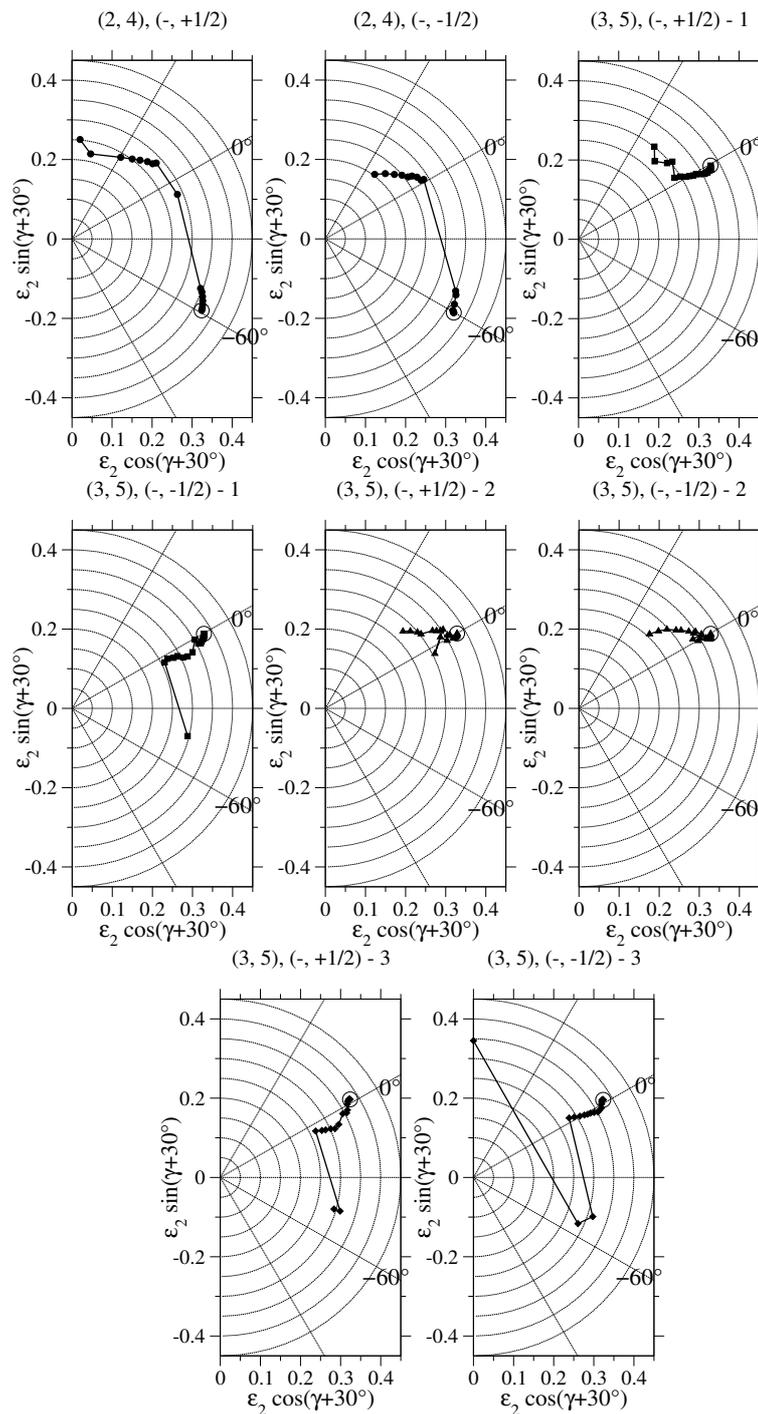


Abbildung 6.39: Die Deformations-Pfade der den Banden 2, 3 und 4 im ^{75}Kr zugeordneten Konfigurationen verlaufen in beinahe allen Fällen weitestgehend nahe der $\gamma = 0^\circ$ -Achse kollektiv-prolater Rotation. Lediglich für die Konfiguration (2, 4) wird für die Niederspinzustände eine oblate Deformation vorhergesagt und nahe des maximalen Spins besonders in der Konfiguration positiver Signatur ein stetig zunehmendes großes γ beobachtet.

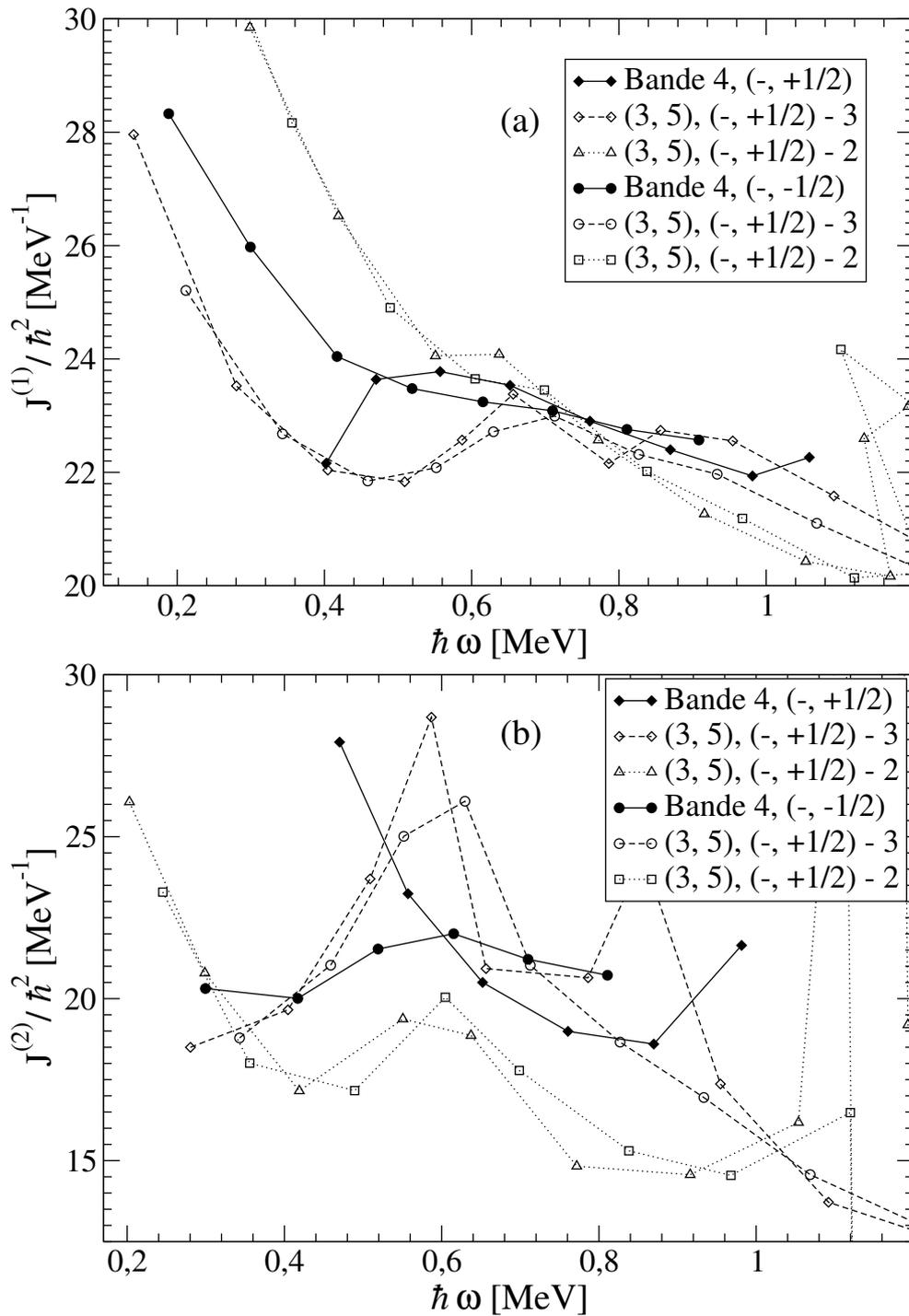


Abbildung 6.40: Die kinematischen (a) und dynamischen (b) Trägheitsmomente in der Bande 4 des Kerns ^{75}Kr werden durch die Konfiguration (3, 5)-3 im Rahmen der CNS-Rechnungen zumindest der Größe nach vorhergesagt, auch wenn die Verläufe im Detail auch bei höheren Rotationsfrequenzen nicht wiedergegeben werden. Das “Backbending” bei $\hbar\omega \approx 1.1\text{MeV}$ in der Konfiguration (3, 5)-2, welche die experimentellen Daten schlechter reproduziert, rührt von der Anregung eines Neutrons in die $d_{5/2}$ -Schale her.

dargestellte γ -Zerfall des 15020keV-Niveaus könnte auf ein leichtes “Upbending” hindeuten (s. Abbildung 6.40). Dieser Verlauf stützt im Gegensatz zu dem in Bande 3 die These einer (3, 5)-Konfiguration, da sowohl das ungepaarte Proton im $[431]_{\frac{3}{2}}^{-}$, als auch das einzelne Neutron im $[422]_{\frac{5}{2}}^{-}$ -Orbital einen Paaraufbruch zu deutlich höheren Rotationsfrequenzen verschieben sollte.

Wie aus dem Verlauf der Anregungsenergien zu erwarten, beschreibt die Konfiguration (3, 5)-3 den Verlauf der experimentellen Trägheitsmomente besonders bei hohen Rotationsfrequenzen besser. Das betrifft vor allem die Größe der Trägheitsmomente, weniger ihren Verlauf, da die wechselnd energetisch günstigeren Subkonfigurationen mit abgeschlossenem bzw. aufgebrochenem ^{56}Ni -Rumpf besonders die Verläufe der theoretischen Trägheitsmomente der Zustände positiver Signatur gestört aussehen lassen.

Wegen der dennoch besseren Beschreibung und im Hinblick auf eine den inversen Signaturverlauf in Bande 3 reproduzierende Konfiguration und die sich daraus ergebenden relativen Energiepositionen (s. Abbildung 6.37) wird der Bande 4 die Konfiguration (3, 5)-3 zugeordnet.

6.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse in ^{75}Kr

Im Kern ^{75}Kr konnte das Zerfallsschema deutlich erweitert werden. Das beinhaltet sowohl die Erweiterung bestehender Banden um angeregte Zustände, als auch die Etablierung mehrerer neuer Banden. Insbesondere die Interpretation der bekannten bzw. erstmalig etablierten Yrare-Banden im Niederspinbereich gestaltet sich aufgrund fehlender Rechnungen in einem geeigneten Modell als sehr schwierig. Die Abschätzungen anhand des Nilssonendiagramms lassen die Konfiguration in diesen Zuständen betreffend keine eindeutigen Schlüsse zu. Die Hochspinzustände positiver Parität der Banden 1 und 5 werden im Rahmen des CNS-Modells konsistent zu bestehenden Interpretationen gut beschrieben. Das betrifft neben den Anregungsenergien auch die Trägheitsmomente und Teilchenausrichtungen. Im Vergleich dazu ist die Beschreibung der Banden 2 und 3 durch die zugeordneten Konfigurationen schlecht. Vor dem Hintergrund der systematischen Bestätigung durch die Zuweisung der Konfigurationen (2, 5), (2, 6) und (3, 5) zu den Banden 1, 2 und 3 im Kern ^{77}Kr deutet diese Diskrepanz auf eine mögliche Vertauschung der Zustände positiver Signatur oberhalb des Spins $I^{\pi} = \frac{21}{2}^{-}$ in den Banden 2 und 3 hin. Die Hochspinzustände der Bande 4 werden demgegenüber qualitativ gut durch die Konfiguration (3, 5)-3 beschrieben. Für nahezu alle im Rahmen der CNS-Näherung beschriebenen Banden wird ein weitgehend kollektives Verhalten bei hohen Spins vorhergesagt.

6.4 ^{76}Kr

Der Kern ^{76}Kr stellt das schwerste Kr-Isotop dar, das in den der vorliegenden Arbeit zugrunde liegenden Experimenten populiert wurde, und bildet den Abschluß der γ -spektroskopischen Analyse.

6.4.1 Ergebnisse früherer Arbeiten

Ein erster Vorschlag für die Yrast-Struktur des ^{76}Kr geht auf E. Nolte et al. zurück [56]. Aufbauend auf diesen Zuständen wurden von R.B. Piercey et al. nicht nur die ersten Seitenbanden positiver und negativer Parität etabliert [62], sondern es konnte auch eine im Kontrast zu den leichteren Kr-Isotopen koexistierende, sphärische Kernform durch die Kombination mit den Daten eines β -Zerfallsexperimentes nachgewiesen werden [63], die für die ungewöhnlich hohen Übergangsenergien in den tiefliegenden Zuständen der Yrast-Bande verantwortlich ist. Weiterhin wurde eine γ -Bande positiver Parität identifiziert.

Ein weiterer, umfassender Zugewinn an experimentellen Informationen, im Besonderen die Hochspinzustände betreffend, wurde von C.J. Gross et al. [31, 33] und M.S. Kaplan et al. [42] erzielt. So wurde zum einen das in der Yrast-Bande, die bis zum Spin $I^\pi = 24^+$ etabliert wurde, auftretende "Backbending" auf eine simultane Ausrichtung eines $g_{9/2}$ -Protonen- und eines $g_{9/2}$ -Neutronenpaares zurückgeführt. Zum anderen konnten die bereits etablierten Seitenbanden positiver und negativer Parität deutlich erweitert werden. Die Seitenbanden negativer Parität wurden als auf Zweiquasiprotonenkonfigurationen basierende Rotoren mit nahezu konstantem Trägheitsmoment in Übereinstimmung mit [77] identifiziert.

Das dieser Arbeit zugrunde liegende Zerfallsschema wurde von J. Döring et al. vorgeschlagen. hierbei wurde das bestehende Zerfallsschema im Wesentlichen um zwei Banden negativer Parität [21] und eine Bande wahrscheinlich positiver Parität erweitert [20]. Die Banden negativer Parität und auch die Bande vermeintlich positiver Parität, die den Kern als im Limit der starken Kopplung befindlich ausweist, wurden als auf Zweiquasineutronen-Konfigurationen basierend interpretiert.

6.4.2 Das ^{76}Kr Termschema

Zur Erweiterung des Zerfallsschemas um angeregte Zustände und zur Bestimmung der Intensitäten wurden im Fall des Kerns ^{76}Kr drei- und vier-dimensionale E_γ -Histogramme verwendet. Zusätzliche Teilchenkoinzidenzbedingungen, die in Kombination mit den E_γ -Bedingungen in den leichteren Kr-Isotopen größtenteils eine zuverlässige Selektion des interessierenden Reaktionskanales erlauben, können im ^{76}Kr , dem 4p-Reaktionskanal nicht genutzt werden. Daher sind für die DCO-Verhältnisse, die mittels dreidimensionaler Kuben und zweidimensionaler Matrizen ausgewertet wurden, im Vergleich zu ^{75}Kr größere Abweichungen von den zu

erwartenden Werten festzustellen.

Demgegenüber konnte die Erweiterung der bereits zu höheren Spins etablierten intensiv populierte Banden vornehmlich anhand der aus dem vierdimensionalen E_γ -Kubus extrahierten und weitgehend kontaminationsfreien Summenspektren durchgeführt werden. Der Teil der dabei genutzten Summen-Koinzidenzfenster, aus denen unter Verwendung unterschiedlicher Kombinationen auch die nachfolgend gezeigten Spektren resultieren (s. Abbildungen 6.43 und 6.44) ist in Tabelle 6.4 angegeben.

Tabelle 6.4: Die in diesem Kapitel gezeigten Energiespektren wurden aus einem vierdimensionalen E_γ -Kubus durch die Kombination der in der Tabelle aufgeführten Summenfenster gewonnen.

Summenfenster	Koinzidenzfensterposition [keV]
a	424, 611, 825, 1019
b	1188, 1278, 1300, 1349, 1398, 1532, 1754
c	2049, 2398, 2786
d	784, 978, 1169, 1359, 1531, 1519
e	1610, 1766, 1976, 2239, 2546, 2917
f	1188, 1338, 1520
g	1718, 1950, 2196, 2483, 2733
h	630, 896, 1187, 1344
i	1058, 1152
j	394, 553, 725, 906, 1066, 1235, 1409, 1535, 1594
k	1693, 1868, 2093, 2404, 2832
l	1008, 553, 821
m	987, 1111, 1214

Die innerhalb der verschiedenen Analysen gewonnenen Informationen über die in das Zerfallsschema des ^{76}Kr eingeordneten γ -Zerfälle und angeregten Niveaus (s. Abbildungen 6.41 und 6.42) sind in Tabelle 6.5 aufgeführt. Dabei konnte speziell das von J. Döring et al. vorgeschlagene Termschema vollständig bestätigt und zwei weitere Seitenbanden vermutlich positiver Parität etabliert werden. Weiterhin ließen sich die bestehenden Yrastbanden positiver und negativer Parität bis zu Spins $I \approx 30\hbar$ erweitern.

Insgesamt wurden 75 neue γ -Übergänge identifiziert oder fragliche γ -Zerfälle bestätigt, 56 neue oder vermutete angeregte Zustände etabliert und 29 bisher nicht experimentell nachgewiesene Spins vorgeschlagen.

Tabelle 6.5: Die Anregungsenergien der Niveaus E_x im Kern ^{76}Kr wurden aus den Energien der γ -Zerfälle E_γ berechnet. Die aufgelisteten relativen Intensitäten I_γ^{rel} und die DCO-Verhältnisse R_{DCO} wurden durch Mittelung über aus unterschiedlichen Spektren gewonnene Werte bestimmt. Aus den relativen Intensitäten wurden für die einen Zustand depopulierenden γ -Zerfälle die Verzweungsverhältnisse VzVh ermittelt. Die anhand der Referenz ^{75}Kr und der gestreckten E2-Intrabandenübergänge in ^{76}Kr bestimmten Erwartungswerte für $\Delta I = 2$ - bzw. $\Delta I = 1$ -Übergänge sind 0.99(6) bzw. 1.80(13). Die relative Intensität des 1188keV-Übergangs in der Grundzustandsbande beinhaltet die Intensität des 1188keV-Zerfalls aus Bande 9. Dessen Übergangsenergie wurde durch den Vergleich der Halbwertsbreiten in verschiedenen Schnittspektren mit Energiefenstern in Bande 9 bzw. Bande 1, in denen keine nennenswerte Abweichung festgestellt werden konnte, zu 1188(5)keV abgeschätzt. Der Fehler von 5keV entspricht hierbei der halben Halbwertsbreite der Linien bei 1188keV im Energiespektrum. Ebenso konnte auch für die 1019keV- und 1018keV-Übergänge lediglich die Gesamtintensität bestimmt werden. Die Übergangsenergie des 1018keV-Zerfalls wurde aus den Niveauenergien abgeleitet.

E_x [keV]	I^π	E_γ [keV]	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh
Bande 1					
0.0	0^+				
423.7 (3)	2^+	423.7 (3)* ²	100 (5)	1.19 (5)	
1034.2 (4)	4^+	610.5 (3)* ²	80 (4)	1.06 (9)	
1858.8 (6)	6^+	824.5 (4)* ²	54 (3)	1.02 (8)	
2878.2 (8)	8^+	1019.5 (5)* ²	41 (2) ^{§§}	0.93 (7)	
4066 (1)	10^+	1187.9 (6)* ²	37 (2) ^{§§}	1.08 (9)	
5344 (1)	12^+	1277.8 (6)* ²	26 (1)	0.94 (9)	
6644 (1)	14^+	1299.9 (6)* ²	18 (1)	0.96 (7)	
7992 (1)	16^+	1348.5 (7)* ²	15.8 (8)	0.96 (8)	
9390 (2)	18^+	1398.0 (7)* ²	10.0 (5)	0.97 (10)	
10922 (2)	20^+	1532.0 (8)* ²	6.9 (8)	1.03 (20)	
12676 (2)	22^+	1753.5 (8)* ²	5.1 (3)	0.87 (16)	
14725 (2)	24^+	2049 (1)* ²	2.9 (2)	0.95 (34)	
17123 (2)	(26^+)	2398 (1)* ²	1.5 (1)		
19909 (3)	(28^+)	2786 (2)* ²	0.88 (8)		
23103 (4)	(30^+)	3194 (3)* ²	0.20 (6)		
Bande 2					
2256 (1)	3^-	1832 (1)* ¹	2.9 (2)		
2682.0 (5)	5^-	426 (1)* ²	1.2 (5)		0.11 (4)
		1647.8 (8)* ¹	10 (1)	1.66 (16)	0.89 (13)
3286.9 (6)	7^-	525.3 (4)* ¹	1.2 (1)		0.07 (1)
		604.9 (4)* ²	6.8 (7)	1.04 (21)	0.37 (4)
		1428.1 (7)* ¹	10.3 (7)	1.73 (13)	0.56 (5)
4071.2 (6)	9^-	784.3 (4)* ²	14 (1)	0.97 (12)	0.88 (9)
		1193 (1)* ¹	1.8 (2)		0.12 (1)
5049.4 (8)	11^-	978.2 (5)* ²	14 (1)	0.97 (10)	

E_x [keV]	I^π	E_γ [keV]	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh
6218 (1)	13 ⁻	1169.0 (6) ^{*2}	12 (1)	0.90 (7)	
7577 (1)	15 ⁻	1358.7 (7) ^{*2}	10 (1)	0.93 (14)	
9108 (1)	17 ⁻	1531.2 (7) ^{*2}	6.5 (7)	0.98 (10)	
10628 (2)	19 ⁻	1519.5 (8) ^{*2}	3.9 (4)	0.90 (12)	
12237 (2)	21 ⁻	1609.7 (8) ^{*2}	4.3 (5)	0.94 (13)	
14004 (2)	23 ⁻	1766.5 (9) ^{*2}	3.1 (4)	0.91 (23)	
15980 (2)	25 ⁻	1976 (1) ^{*2}	2.1 (3)	1.02 (20)	
18219 (2)	(27 ⁻)	2239 (1) ^{*2}	1.6 (2)		
20765 (3)	(29 ⁻)	2546 (1) ^{*2}	1.1 (2)		
23682 (4)	(31 ⁻)	2917 (2) ^{*2}	0.58 (9)		
27027 (8)	(33 ⁻)	3345 (7) ^{*2}	0.19 (4)		
Bande 3					
2224.9 (9)	2 ⁻	1004.2 (8) ^{*6} 1802 (1) ^{*6}	0.36 (8) 1.2 (1)		0.23 (5) 0.77 (9)
2619.4 (8)	4 ⁻	363.8 (5) ^{*3} 393.8 (3) ^{*2} 887.9 (6) ^{*1,§} 1586 (2) ^{*6}	0.33 (5) 1.1 (1) 2.0 (3) 4.2 (5)	0.96 (19) 1.16 (30) 1.06 (26)	0.04 (1) 0.14 (2) 0.26 (5) 0.56 (7)
3173.0 (6)	6 ⁻	432.9 (4) ^{*2} 491.4 (4) ^{*3} 553.3 (3) ^{*2} 722.1 (6) ^{*1}	0.9 (1) 1.1 (2) 4.2 (4) 5.2 (9)	0.93 (44) 1.66 (34) 1.10 (11)	0.08 (1) 0.10 (2) 0.37 (5) 0.46 (9)
3897.7 (6)	8 ⁻	568.1 (5) ^{*1} 610.9 (8) ^{*3} 724.9 (4) ^{*2}	0.8 (2) 1.3 (4) 6 (2)	1.08 (12)	0.09 (3) 0.16 (5) 0.75 (23)
4803.3 (8)	10 ⁻	905.6 (5) ^{*2}	8 (1)	0.96 (6)	
5869 (1)	12 ⁻	1065.6 (5) ^{*2}	7 (1)	0.95 (7)	
7104 (1)	14 ⁻	1235.3 (6) ^{*2}	6 (1)	1.00 (7)	
8513 (1)	16 ⁻	1409.1 (7) ^{*2}	5 (1)	0.89 (9)	
10048 (2)	18 ⁻	1534.6 (7) ^{*2}	3.8 (8)	1.03 (7)	
11642 (2)	20 ⁻	1594 (1) ^{*2}	1.6 (3)	1.13 (24)	
13335 (2)	22 ⁻	1693.5 (9) ^{*2}	1.5 (3)	0.93 (22)	
15203 (2)	24 ⁻	1868 (1) ^{*2}	1.1 (2)	0.92 (52)	
17296 (3)	(26 ⁻)	2093 (1) ^{*2}	0.7 (1)		
19701 (3)	(28 ⁻)	2404 (2) ^{*2}	0.4 (1)		
22532 (5)	(30 ⁻)	2832 (4) ^{*2}	0.20 (4)		
Bande 4					
2739 (1)	4 ⁻	1007.5 (6) ^{*1} 1706 (2) ^{*6}	5 (2) 3 (1)		0.67 (36) 0.33 (17)
3293.1 (7)	6 ⁻	553.4 (4) ^{*2} 673.8 (4) ^{*2} 1434.2 (8) ^{*6}	0.63 (5) 2.6 (1) 1.9 (2)	1.08 (20)	0.12 (1) 0.51 (3) 0.36 (3)
4113.8 (6)	8 ⁻	820.5 (5) ^{*2}	4.6 (5)	0.91 (18)	0.79 (11)

E_x [keV]	I^π	E_γ [keV]	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh
		941.0 (6) ^{*2}	1.2 (2)		0.21 (4)
5101.0 (9)	10 ⁻	987.1 (6) ^{*2}	5.5 (6)	0.99 (12)	
6212 (1)	12 ⁻	1111.3 (7) ^{*2}	5.0 (6)	0.98 (16)	
7426 (1)	14 ⁻	1213.9 (9) ^{*2}	2.7 (3)	1.00 (13)	
8703 (4)	(16 ⁻)	1277 (4) ^{*2}	1.3 (2)		
10117 (4)	(18 ⁻)	1414 (1) ^{*2}	1.2 (2)		
11698 (4)	(20 ⁻)	1581 (2) ^{*2}	1.6 (4)		
13470 (5)	(22 ⁻)	1772 (3) ^{*2}	0.9 (3)		
Bande 5					
2942.1 (6)	5 ⁻	260.3 (3) ^{*5}	0.66 (8)	1.13 (36)	0.15 (3)
		985 (1) ^{*1}	2.0 (4)		0.44 (12)
		1084 (1) ^{*1}	1.8 (5)		0.41 (12)
3572.0 (5)	7 ⁻	285.2 (3) ^{*5}	1.2 (1)	1.02 (13)	0.20 (2)
		629.6 (4) ^{*2}	2.3 (3)	0.99 (11)	0.39 (6)
		890.3 (8) ^{*2}	2.3 (4)		0.41 (7)
4467.5 (6)	9 ⁻	396.3 (5) ^{*5}	0.58 (7)		0.12 (2)
		895.5 (6) ^{*2}	4.4 (7)	0.95 (11)	0.88 (19)
5525.5 (7)	11 ⁻	476.5 (5) ^{*5}	0.2 (1)		0.05 (2)
		1057.7 (6) ^{*2}	4.4 (7)	0.95 (9)	0.95 (20)
6678 (1)	13 ⁻	1152.2 (7) ^{*2}	3.5 (5)	0.85 (11)	
7864 (1)	(15 ⁻)	1186.7 (7) ^{*2}	1.1 (3)		
9209 (2)	(17 ⁻)	1344 (1) ^{*2}	0.7 (2)		
10763 (3)	(19 ⁻)	1554 (2) ^{*2}	0.25 (8)		
Bande 6					
1731.7 (7)	3 ⁺	510.9 (5) ^{*3}	1.1 (2)	1.50 (29)	0.12 (3)
		697.5 (8) ^{*3}	0.9 (1)	1.49 (36)	0.11 (2)
		1308.5 (9) ^{*3,§}	7 (1)	1.16 (9)	0.77 (16)
2450.2 (7)	5 ⁺	718.5 (5) ^{*2}	4.1 (6)		0.37 (6)
		1416 (1) ^{*3,§}	6.9 (5)	1.09 (13)	0.63 (7)
3329 (1)	7 ⁺	878.9 (5) ^{*2}	4.2 (6)	1.05 (11)	0.68 (13)
		1472 (1) ^{*3}	1.9 (3)		0.32 (6)
4375 (1)	9 ⁺	1045.5 (6) ^{*2}	3.8 (7)	0.78 (17)	
5581 (1)	(11 ⁺)	1205.9 (9) ^{*2}	3.4 (9)		
6926 (2)	(13 ⁺)	1344.9 (9) ^{*2}	2.0 (6)		
8416 (2)	(15 ⁺)	1491 (1) ^{*2}	1.6 (5)		
Bande 7					
1220.4 (7)	2 ⁺	796.6 (7) ^{*5}	3.1 (3)	1.46 (32)	0.79 (10)
		1221 (1) ^{*2}	0.81 (8)		0.21 (3)
1956.1 (6)	4 ⁺	735.4 (5) ^{*2}	2.7 (5)	0.90 (12)	0.40 (8)
		922.1 (6) ^{*5}	4.1 (3)	1.09 (16)	0.60 (7)
2761.6 (9)	6 ⁺	805.0 (5) ^{*2}	5 (1)		0.66 (17)
		903.5 (8) ^{*5}	2.6 (5)		0.34 (9)

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh
3568.7 (8)	8 ⁺	807.1 (6) ^{*2} 1710 (1) ^{*2}	1.3 (3) 4.1 (3)		0.24 (7) 0.76 (8)
4430.2 (8)	10 ⁺	861.3 (5) ^{*2} 1552.1 (8) ^{*2}	1.5 (2) 3.9 (2)	0.91 (14) 0.90 (28)	0.28 (4) 0.72 (6)
5560.9 (8)	12 ⁺	1130.7 (7) ^{*2} 1495 (1) ^{*2}	3.1 (3) 5.7 (3)	1.16 (23)	0.35 (3) 0.65 (5)
7026 (1)	14 ⁺	1464.8 (9) ^{*2}	3 (1)	0.89 (17)	
8654 (2)	(16 ⁺)	1629 (1) ^{*2}	2 (1)		
Bande 8					
3896.1 (9)	(8 ⁺)	327.1 (4) ^{*5} 1018 (1) ^{*5,7}	0.46 (6)	0.8 (5)	
4781 (1)	(10 ⁺)	350.0 (4) ^{*5,8} 715.7 (6) ^{*5} 884 (1) ^{*2}	0.5 (2) 1.7 (4) 1.1 (2)	1.75 (25) 0.85 (15)	0.14 (6) 0.52 (14) 0.34 (8)
5851 (1)	(12 ⁺)	507.8 (4) ^{*5,8} 1069.9 (6) ^{*2}	1.2 (1) 2.3 (3)	2.00 (34)	0.34 (5) 0.66 (11)
6985 (1)	(14 ⁺)	1133.4 (8) ^{*2} 1641 (2) ^{*2}	2.0 (3)		
8339 (2)	(16 ⁺)	1355 (1) ^{*2} 1696 (2) ^{*2}		0.92 (12)	
9992 (2)	(18 ⁺)	1652 (1) ^{*2}			
Bande 9					
5254 (4)	(12 ⁺)	1188 (4) ^{*2}			
6592 (4)	(14 ⁺)	1338 (1) ^{*2}	3.4 (5)		
8112 (4)	(16 ⁺)	1519.9 (8) ^{*2}	2.1 (3)		
9830 (5)	(18 ⁺)	1718 (1) ^{*2}	1.8 (2)		
11780 (5)	(20 ⁺)	1950 (1) ^{*2}	1.2 (1)		
13976 (5)	(22 ⁺)	2196 (1) ^{*2}	0.81 (8)		
16459 (5)	(24 ⁺)	2483 (2) ^{*2}	0.34 (8)		
19193 (6)	(26 ⁺)	2733 (2) ^{*2}	0.26 (3)		
22223 (6)	(28 ⁺)	3030 (3) ^{*2}	0.06 (1)		
Bande 10					
2842 (1)	4 ⁽⁺⁾	221.9 (6) ^{*6} 1110.7 (8) ^{*3}	0.4 (1) 1.8 (4)		0.18 (6) 0.82 (24)
3092.2 (5)	5 ⁽⁺⁾	250.2 (3) ^{*3} 410.1 (3) ^{*6} 473 (1) ^{*1} 1233.2 (8) ^{*3} 2058 (2) ^{*3}	0.6 (1) 0.44 (7) 0.14 (3) 0.48 (9) 0.6 (1)	1.67 (25) 0.75 (21)	0.27 (6) 0.19 (3) 0.06 (1) 0.21 (4) 0.27 (5)
3402 (1)	6 ⁽⁺⁾	309.6 (3) ^{*3} 562 (1) ^{*2}	1.9 (5)	2.00 (33)	
3777.1 (8)	7 ⁽⁺⁾	374.7 (3) ^{*3}	1.0 (3)	1.68 (44)	0.62 (24)

$E_x [keV]$	I^π	$E_\gamma [keV]$	I_γ^{rel}	R_{DCO}	VzVh
		491.4 (7)* ⁶ 684.2 (5)* ²	0.2 (2) 0.4 (1)		0.14 (13) 0.24 (9)
4212.5 (8)	8 ⁽⁺⁾	435.5 (4)* ³ 810.2 (5)* ²	0.7 (2) 0.6 (2)	1.57 (51)	0.52 (16) 0.48 (17)
4694.6 (6)	9 ⁽⁺⁾	482.1 (3)* ³ 917.5 (5)* ²	0.5 (1) 0.6 (2)		0.44 (12) 0.56 (18)
5234.1 (6)	(10 ⁺)	539.6 (4)* ³ 1021.5 (6)* ²	0.37 (8) 1.2 (3)		0.24 (7) 0.76 (22)
5788.5 (7)	(11 ⁺)	554.7 (4)* ³ 1093.4 (6)* ²	0.4 (2) 0.8 (2)		0.35 (14) 0.65 (19)
6383.0 (9)	(12 ⁺)	1148.8 (7)* ²	1.0 (3)		
Bande 11					
11527 (2)	20 ⁽⁻⁾	1478.9 (9)* ²	1.1 (2)	1.00 (33)	
13289 (2)	(22 ⁻)	1762 (1)* ²	0.9 (2)		
Bande 12					
10933 (2)		1824 (2)	1.2 (3)		
12851 (3)		1918 (1)	0.9 (2)		
Sonstige					
6903 (1)		690.8 (5)	1.0 (2)		
* ¹ E1/M2-Übergang - nach Termschema * ² E2-Übergang - nach Termschema * ³ M1/E2-Übergang - nach Termschema * ⁴ M2-Übergang - nach Termschema * ⁵ M1/E2-Übergang ($\Delta I = 0$) - nach Termschema * ⁶ E1/M2-Übergang ($\Delta I = 0$) - nach Termschema * ⁷ aus dem Termschema bestimmt § widersprüchliches DCO-Verhältnis §§ Summe der relativen Intensitäten der 1018keV/1019keV- bzw. 1188keV/1188keV-Übergangspaare					

Die angeregten Strukturen im Einzelnen

Die Zustände positiver Parität Die Zustände positiver Parität lassen sich in sechs Banden zusammenfassen. Die zentrale Struktur bildet dabei die Grundzustandsbande.

Die Bande 1 Die Bande 1, die auf dem $I^\pi = 0^+$ -Grundzustand aufbaut, konnte in dieser Arbeit bis zum vermutlichen Spin und der Parität $I^\pi = 30^+$ erweitert werden. Der das 23103keV-Niveau depopulierende γ -Zerfall der Energie 3194keV ließ sich dabei ausschließlich in dem Summenschnittspektrum nachweisen, das durch Aufsummierung aller möglichen Energiefensterkombinationen in Bande 1 aus dem vierdimensionalen E_γ -Kubus gewonnen wurde. Im Spektrum 6.43 (a) ist der Zerfall

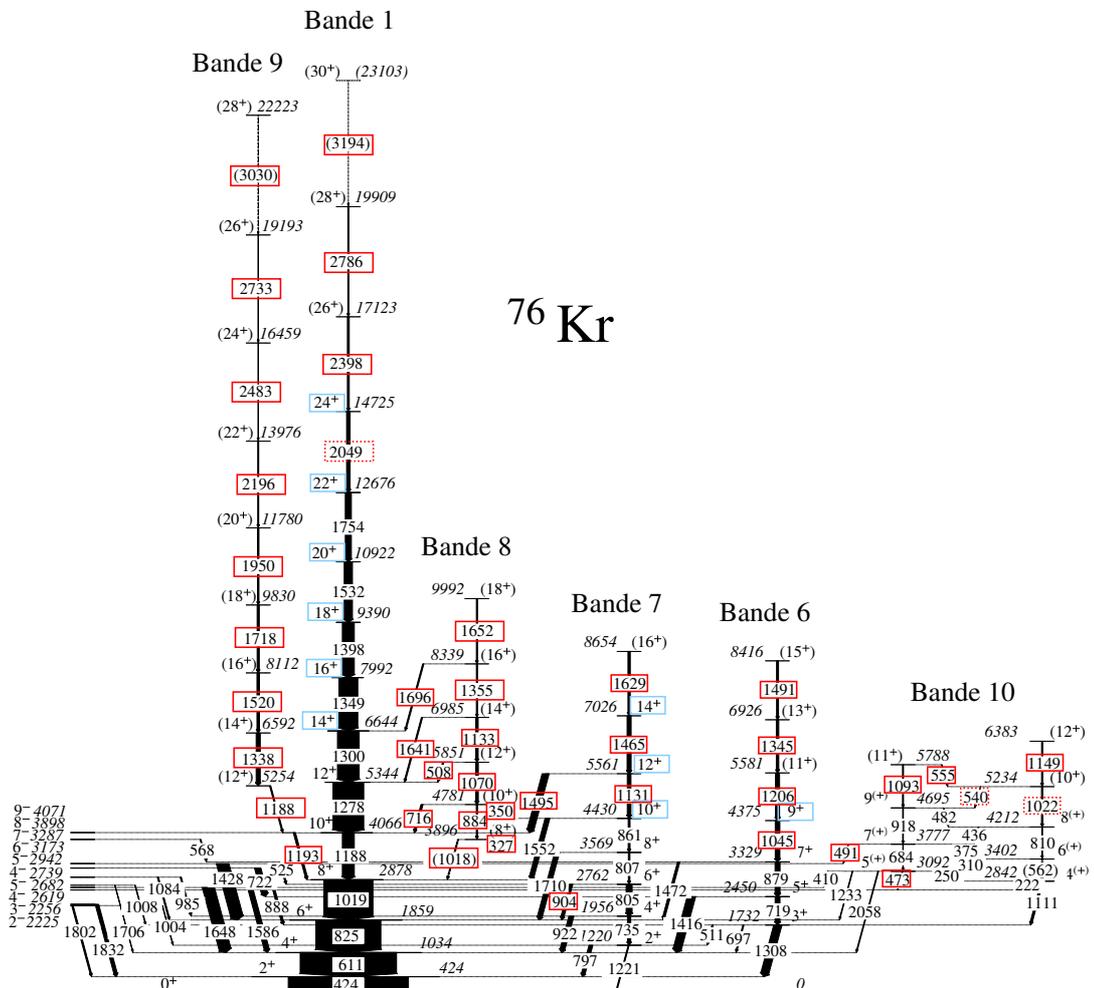


Abbildung 6.41: Das ^{76}Kr -Zerfallsschema positiver Parität in der hier präsentierten Form besteht aus sechs Banden. Bande 8 und 9 konnten in der vorliegenden Arbeit erstmalig nachgewiesen werden. Die übrigen Banden ließen sich bis zu höheren Spins verfolgen. Die im Rahmen dieser Arbeit identifizierten γ -Zerfälle sind ebenso wie die erstmalig vorgeschlagenen Spins umrahmt dargestellt. Die Niveaus negativer Parität, die durch γ -Übergänge an die Zustände positiver Parität angebonden sind, befinden sich im linken Teil des Zerfallsschemas.

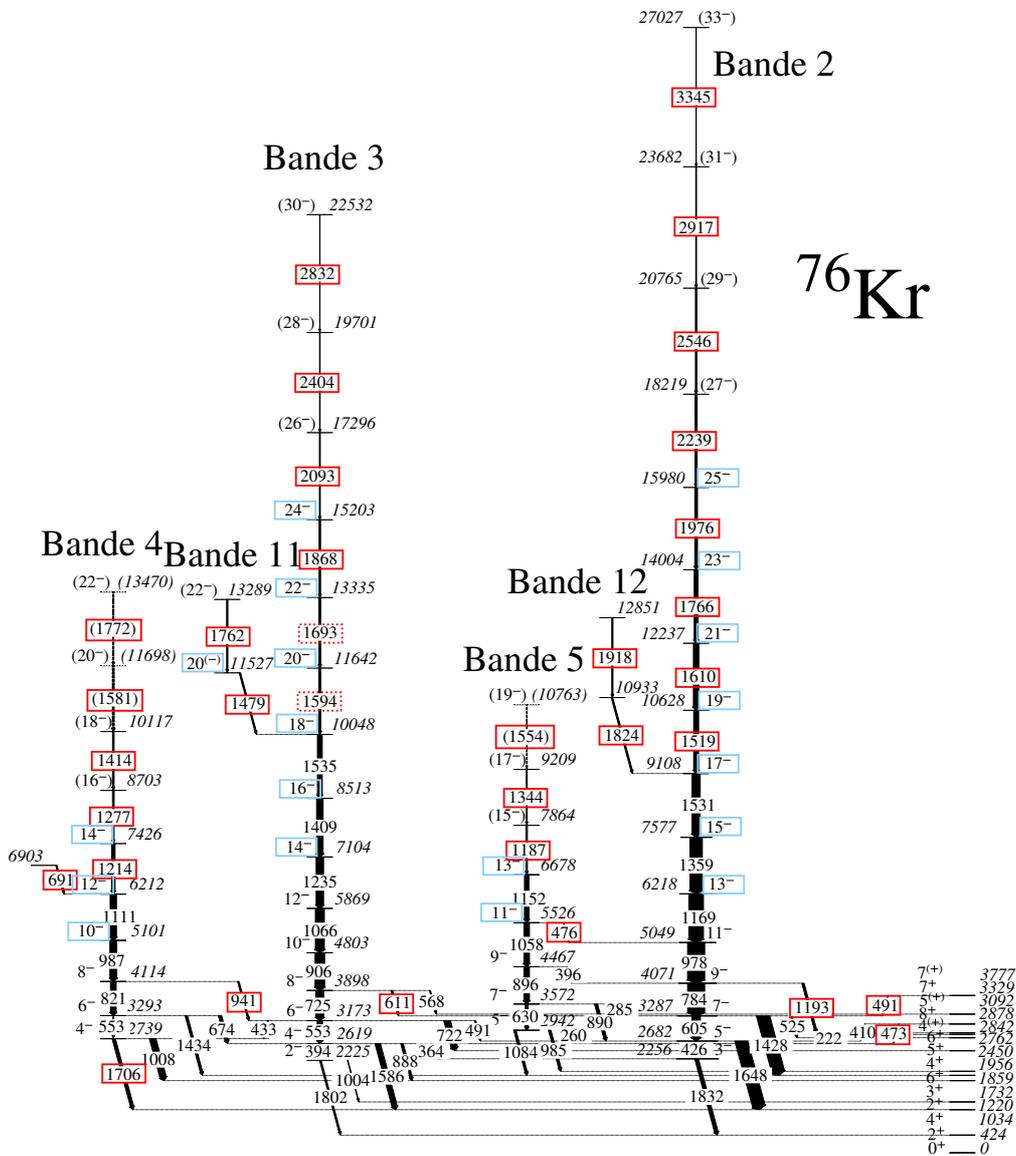


Abbildung 6.42: Im Gegensatz zu dem Zerfallsschema positiver Parität konnten keine neuen Banden negativer Parität gefunden werden. Die bestehenden Banden 2 und 3 konnten allerdings bis zu den mutmaßlichen Spins $I = 33\hbar$ bzw. $I = 30\hbar$ erweitert werden. Die Erweiterungen des Termschemas sind erneut durch Rahmen gekennzeichnet. Das beinhaltet erstmalig identifizierte γ -Übergänge und vorgeschlagene Spins, aber auch bisher als unsicher angenommene Zerfälle.

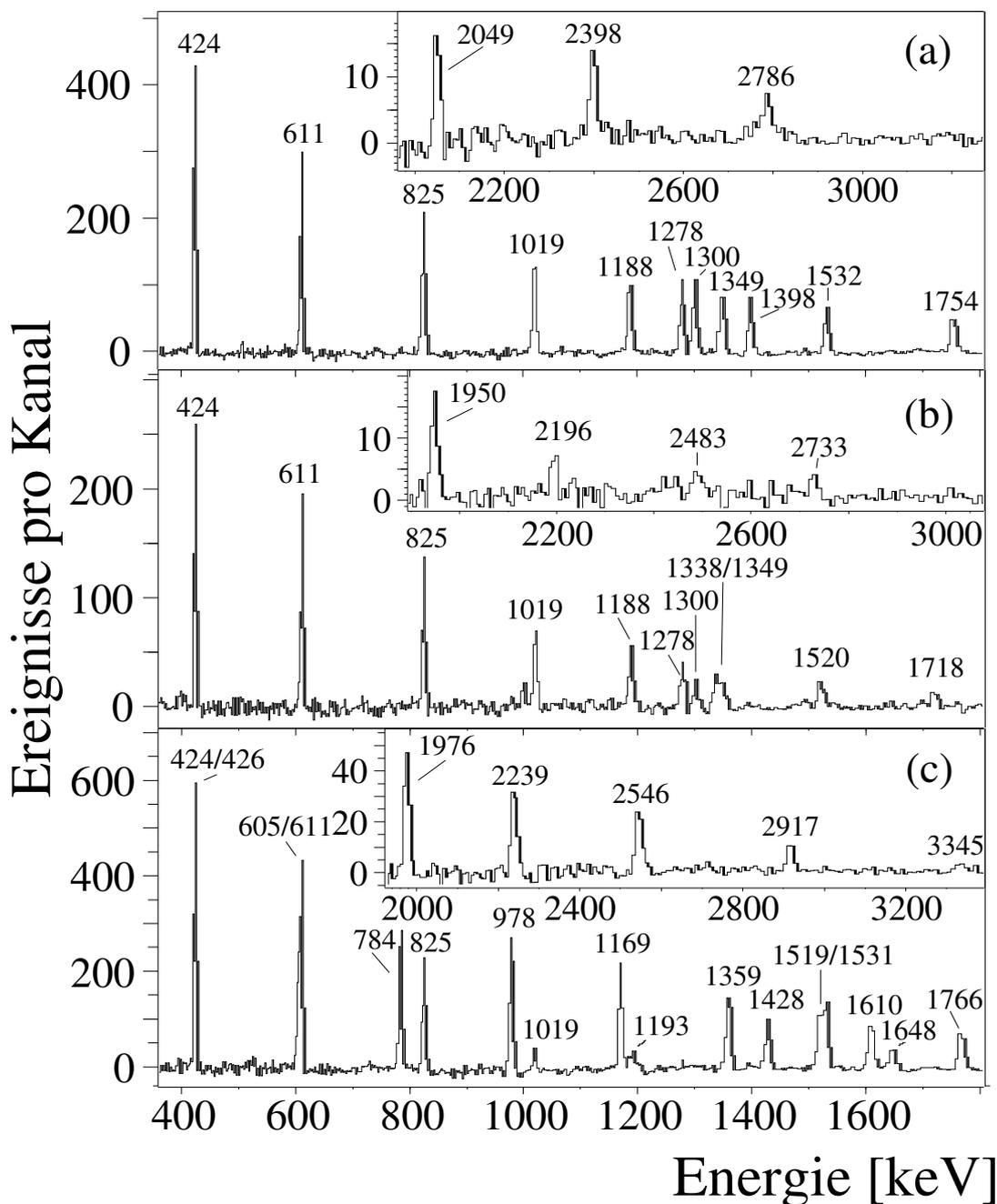


Abbildung 6.43: Die Summenschnittspektren zeigen die Linien zu Zerfällen in Bande 1 (a), 2 (c) und 9 (b) des Kerns ^{76}Kr . Sie basieren auf den Summenfensterkombinationen [a, b, c] (a), [a, d, e] (c) und [a, f, g] (b). In den Spektren sind in der Hauptsache die Intrabandenübergänge zu sehen, wobei in (a) und (b) die die Niveaus höchster Energie depopulierenden 3030keV- und 3194keV-Zerfälle maximal zu erahnen sind. Insbesondere der unregelmäßige Untergrundverlauf in Spektrum (b) verdeutlicht das Risiko eines systematischen Intensitätsfehlers aufgrund von Untergrundfehlabzügen.

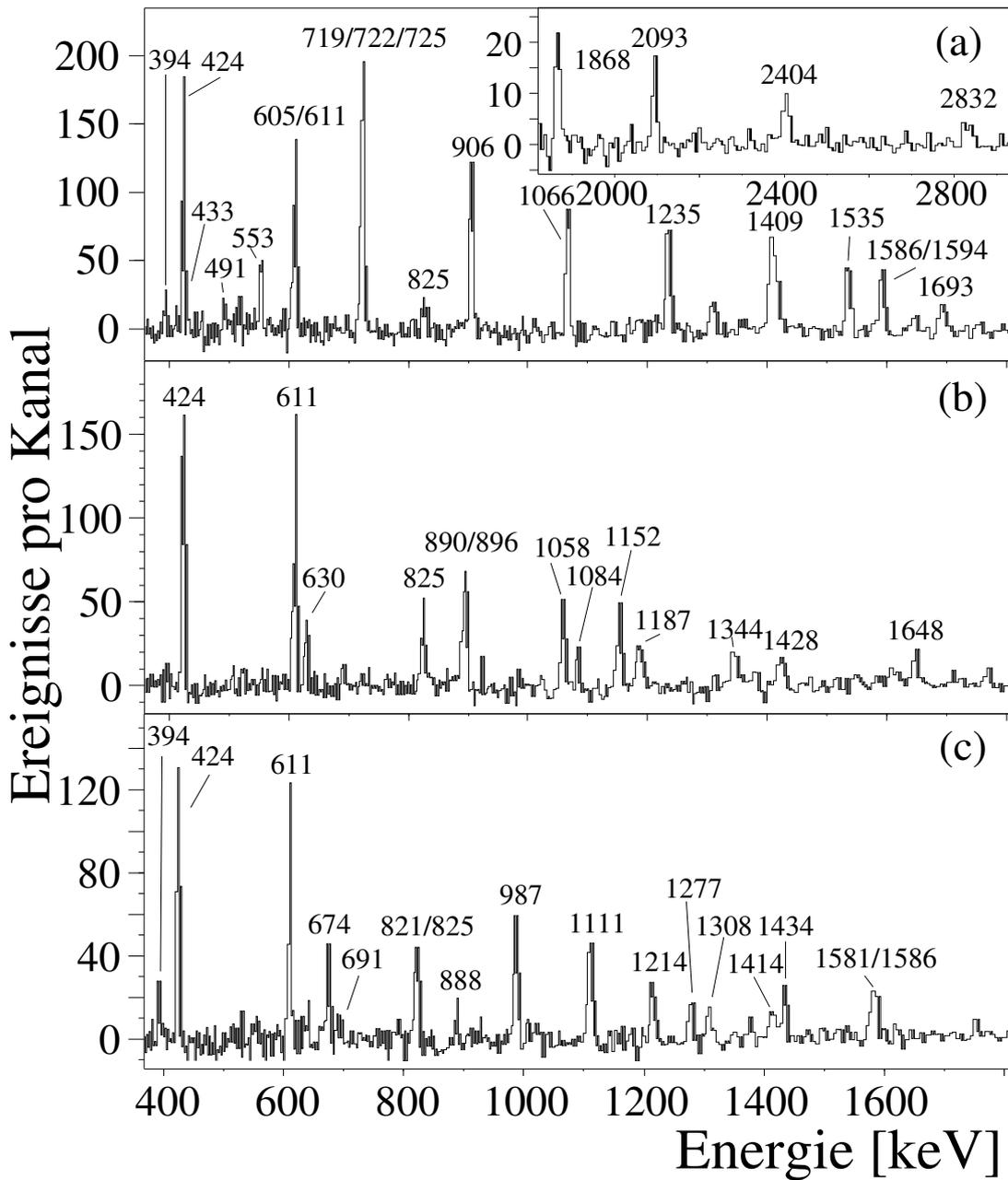


Abbildung 6.44: Die durch die Summenfensterkombinationen [a, j, k] (a), [a, h, i] (b) und [a, l, m] (c) gewonnenen Schnitterspektren zeigen hauptsächlich die Linien der Interbandenübergänge in Bande 3 (a), 4 (c) und 5 (b) des Kerns ^{76}Kr . Ausser den Linien der die 3293keV-, 10763keV- und 13470keV-Niveaus entvölkernden Zerfälle sind alle Linien der Zerfälle innerhalb der jeweiligen Bande deutlich zu erkennen.

demgegenüber nur zu erraten. Daher ist dieser Übergang im Termschema gestrichelt dargestellt. Die Spins in der Bande können mittels der DCO-Verhältnisse bis zum $I = 24\hbar$ -Zustand vorgeschlagen werden. Die Paritäten und die übrigen geklammerten Spins wurden den Zuständen aufgrund der regelmäßigen Bandenstruktur gestreckter E2-Übergänge zugeordnet. Die Abfolge der γ -Zerfälle wurde anhand der relativen Intensitäten festgelegt.

Eine Besonderheit innerhalb der Bande bilden die Übergänge der Energie 1019keV bzw. 1188keV, da die von ihnen depopulierten Zustände von Zerfällen der Energien 1018keV bzw. ≈ 1188 keV bevölkert werden. Da diese Energiedifferenz von etwa 1keV in den Daten des der Hochspinanalyse zugrunde liegenden Experimentes nicht aufgelöst werden kann, ließen sich in Tabelle 6.5 ausschließlich die relativen Intensitäten der 1018keV/1019keV- bzw. 1188keV/1188keV-Übergangspaare angeben. Die Übergangsenergie des den 4066keV-Zustand populierenden Zerfalls wurde zu 1188keV abgeschätzt, da der Vergleich der Halbwertsbreite der zu den 1188keV-Zerfällen gehörenden Linie in Schnittspektren mit Energiefenstern ausschließlich in Bande 1 bzw. in Bande 1 und 9 keine messbaren Abweichungen lieferte.

Die Banden 6 und 7 Die Banden 6 und 7, die auf den bereits von Piercey et al. etablierten 3^+ - bzw. 2^+ -Zuständen aufbauen, konnten bis zum mutmaßlich Spin von $i^\pi = 15^+$ bzw. $I^\pi = 16^+$ und einer Anregungsenergie von 8416keV bzw. 8654keV erweitert werden. Die extrahierten DCO-Verhältnisse bestätigen die bisherige Spinzuordnung und lassen die Zuordnung neuer Spins bis zu $I^\pi = 14^+$ bzw. $I^\pi = 9^+$ zu. Die Ausnahme bilden die DCO-Verhältnisse der 1308keV- und 1416keV-Übergänge, die einen $\Delta I = 0, 2$ -Charakter aufweisen. Für die Abfolge der Zustände innerhalb der Banden, die Paritätszuordnung und die experimentell nicht verifizierten, durch Klammern markierten Spins gelten hier und für die nachfolgend diskutierten Banden die im Fall der Bande 1 aufgeführten Argumente.

Die Bande 8 Bei der Bande 8 handelt es sich um eine erstmalig nachgewiesene Anregungsstruktur, die sowohl in Bande 1, als auch in Bande 7 zerfällt. Konnte die γ -Zerfallsabfolge durch die vielen Interbandenübergänge noch eindeutig festgelegt werden, so trifft das auf die Spinbestimmung nicht zu. So indizieren die DCO-Verhältnisse der 350keV- und 508keV-Übergänge einen $\Delta I = 1$ -Charakter, während die der 327keV-, 716keV- und 1696keV-Zerfälle für ein $\Delta I = 0, 2$ sprechen. Unabhängig davon führen die Interbandenzerfälle zu einer Einschränkung der Spins. Unter der Annahme von E2-Intrabandenübergängen, die der regelmäßigen Bandenstruktur Rechnung tragen, folgt eine Einschränkung des Spins im 3896keV-Zustand auf $I^\pi = 8^+, 8^-, 7^+, 7^-, 6^+$. Ein 6^+ -Zustand läge energetisch jedoch über 2MeV oberhalb des 6^+ -Yrastzustandes und wird daher verworfen. Bei negativer Parität wiederum muß die mögliche Zuweisung 8^- ausgeschlossen werden, da die schwache Population

der in diesem Fall die Yrastzustände negativer Parität bildenden Niveaus nicht erklärt werden könnte.

Die Kombination der DCO-Verhältnisse und der strukturellen Abschätzungen läßt demnach die Zuordnung der Spins 8^+ , 10^+ , 12^+ ... zu den Niveaus der Bande 8 als die zutreffende erscheinen.

Die Bande 9 Die Bande 9 konnte in der vorliegenden Arbeit erstmalig nachgewiesen werden. Unglücklicherweise ließ sich die Position der Bande innerhalb des Zerfallsschemas nicht durch weitere Zerfälle in bereits etablierte Zustände verifizieren, welches in Kombination mit der Übergangsenergie des anbindenden Übergangs von 1188keV Spinvorschläge für die Zustände der Bande basierend auf DCO-Verhältnissen verhindert.

Ein oberes Limit für den Spin des 5254keV-Niveaus von $I = 12$ erwächst dem 1188keV-Zerfall. Ein Spin $I < 10$ kann für positive Paritäten aufgrund der relativen Lage zu den Yrastzuständen ausgeschlossen werden. Darüber hinaus sind jedoch auch negative Paritäten möglich.

Ein systematisches Argument bietet die Bande 5 im Kern ^{74}Kr , die ebenso wie die Bande 9 im ^{76}Kr in die Grundzustandsbande zerfällt. Da die Bande 5 im ^{74}Kr durch E2-Übergänge angebunden ist, wird angenommen, dass auch in ^{76}Kr der Zerfall der Bande 9 via eines E2-Übergangs stattfindet. Daraus folgen unter der Voraussetzung, dass es sich in Bande 9 um eine E2-Kaskade handelt, die zugeordneten Spins und Paritäten.

Die Bande 9 konnte somit bis zum vermutlichen Spin $I^\pi = 28^+$ bei einer Anregungsenergie von 22223keV experimentell etabliert werden. Der das Niveau höchsten Spins depopulierende Zerfall konnte in den Schnittspektren nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden und ist daher gestrichelt dargestellt. Die Positionierung des 1193keV-Zerfalls unterhalb des 1338keV-Überganges wurde zum einen aufgrund der ansonsten ungewöhnlichen Abfolge der Zerfallsenergien innerhalb der Bande gewählt, zum anderen spricht auch das Verhältnis der populierenden zur entvölkernden relativen Intensität des 2878keV-Zustandes von 0.93 für einen intensiven 1188keV-Zerfall der Bande 9 und somit für die Abfolge $1338\text{keV} \rightarrow 1188\text{keV}$. Die Berücksichtigung der unbekanntenen, die des 1019keV-Überganges enthaltenen, relativen Intensität würde dabei noch zu einer Erhöhung des Verhältnisses führen.

Die Bande 10 Die von Döring et al. [20] etablierte Bande 10 wurde im Rahmen dieser Auswertung bestätigt und um zwei angeregte Zustände erweitert. Das betrifft neben den Anregungsenergien der Niveaus auch die Multipolarität einiger Inter- und Intra-Bandenübergänge.

Allerdings soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass in [69] eine ähnliche Struktur im Kern ^{78}Sr identifiziert wurde, der eine negative Parität zugeordnet wurde.

Die Zustände negativer Parität Die Zustände negativer Parität lassen sich nahezu vollständig vier Banden und zwei Nebenbanden zuordnen.

Die Banden 2 und 12 Die Bande 2 baut auf dem $I^\pi = 3^-$ -Zustand auf und wurde bis zum mutmaßlichen Spin $I^\pi = 33^-$ und der Anregungsenergie 27027keV etabliert, wobei der 27027keV-Zustand das Niveau der höchsten Anregungsenergie und des höchsten Spins darstellt, das dem ^{76}Kr zugeordnet werden konnte. Die bestimmten DCO-Verhältnisse erlaubten in Bande 2 Spinvorschläge bis zum 15980keV-Niveau. Die für die Zerfälle in Bande 1 extrahierten DCO-Verhältnisse stützen darüber hinaus die bestehende Spinzuordnung im Bereich niedriger Anregungsenergien.

Die Anordnung des 1519keV- unterhalb des 1610keV-Zerfalls ist im Widerspruch zu den relativen Intensitäten aufgrund der ansonsten im Vergleich zu Bande 3 sehr ungewöhnlichen Verläufe der Trägheitsmomente gewählt worden. Diese Umordnung ist aufgrund der überlappenden Fehlerintervalle ebenfalls mit den in Tabelle 6.5 angegebenen relativen Intensitäten verträglich.

Darüber hinaus wurde die Seitenbande 12 identifiziert, die via des 1824keV-Überganges in den 9108keV-Zustand der Bande 2 zerfällt.

Die Banden 3 und 11 Ebenso wie in Bande 2 konnten auch in Bande 3 die angeregten Niveaus und deren Zerfälle im Bereich des $I^\pi = 2^-$ -Bandenkopfes bestätigt werden. Aufbauend auf diesem 2^- -Zustand ließen sich angeregte Niveaus bis zu einer Anregungsenergie von 22532keV bei angenommenem Spin von $I = 30$ einordnen. Dabei wurden die bisher zweifelhaften Niveaus der Energien 11642keV und 13335keV bestätigt. Spins ließen sich basierend auf der DCO-Analyse in der Bande 3 bis zum 15203keV-Niveau vorschlagen.

Zusätzlich konnte eine Seitenbande identifiziert werden, die das 10048keV-Niveau füttert. Das für den 1479keV-Übergang bestimmte DCO-Verhältnis deutet, auch wenn ein Paritätswechsel nicht ausgeschlossen werden kann, auf eine Fortsetzung der Yrastzustände in Bande 11 hin.

Die Bande 4 Die Bande 4, die von Döring et al. [21] in das Zerfallsschema des Kerns ^{76}Kr eingeordnet werden konnte, ließ sich bis zum 6212keV-Zustand vollständig bestätigen. Zusätzlich wurden Zustände bis zum mutmaßlichen Spin $I = 22$ bei einer Anregungsenergie von 13470keV etabliert. Dabei konnten die Zerfälle der beiden höchsten Niveaus aufgrund der geringen Intensität nicht eindeutig identifiziert werden. Erschwerend wirkt sich im Fall des 1581keV-Überganges der bei der in den Daten des Experimentes mit selbsttragendem Target vorliegenden Energieauflösung schlecht zu diskriminierende 1586keV-Zerfall des 2619keV-Niveaus aus.

Die DCO-Verhältnisse ermöglichten über die bestehende Zuordnung hinaus den Vorschlag von Spins bis zum 7426keV-Niveau.

Die große Diskrepanz der be- zur entvölkernden Intensität im 2739keV-Zustand ist möglicherweise Folge von Kontaminationen der zum 1706keV-Übergang gehörenden Linie im Schnittspektrum mit dem Energiefenster bei 424keV.

Die in den Schnittspektren zur Bande 4 auftretende Linie der Energie 691keV wurde als zu einem Übergang in den 6212keV-Zustand gehörend interpretiert.

Die Bande 5 Auch die dritte von Döring et al. [21] erstmalig etablierte Bande 5 wurde im Rahmen der Auswertung bestätigt. Das beinhaltet neben den Anregungsenergien und Spins der Zustände auch die Zerfälle in die Banden 1 und 2. Eine Nachverfolgung der Bande war anhand der vorliegenden Daten bis zum 10763keV-Niveau möglich, das vermutlich den Spin $I = 19$ besitzt. Der wegen der niedrigen Intensität nicht eindeutig einzuordnende 1554keV-Zerfall ist im Termschema gestrichelt dargestellt. Anhand der DCO-Verhältnisse konnten den 5526keV- und 6678keV-Zuständen die Spins $I = 11$ bzw. $I = 13$ zugeordnet werden.

6.4.3 Interpretation der Ergebnisse in ^{76}Kr

Die Zustände positiver Parität

Die Systematik der Kr-Isotope legt nahe, dass der Kern ^{76}Kr im Grundzustand prolat deformiert ist. Tatsächlich konnte eine im Vergleich zu ^{74}Kr abgeschwächte Quadrupoldeformation mit $|\beta_2| \approx 0.33$ [62, 90, 33] nachgewiesen werden. Obwohl eine direkte Messung des Quadrupolmomentes noch aussteht, sprechen die diversen durchgeführten Rechnungen [33, 53, 28, 48] für einen in der Hauptkomponente prolat deformierten Kern. Bei prolater Deformation mit $\beta_2 \approx 0.3$ existieren dem Nilsson-Diagramm zufolge für den Kern im Grundzustand zwei mögliche Konfigurationen. Ausgehend von der stabilisierenden Zustandslücke für $N=38$ können die zwei zusätzlichen Neutronen das $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital besetzen, während die Protonenorbitale bis einschließlich des $[312]_{\frac{3}{2}}$ -Zustandes besetzt sind. Zum anderen ist auch die energetisch günstigere Belegung des $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Orbitales durch das Neutronenpaar höchster Energie bei gleicher Protonenkonfiguration und geringerer Quadrupoldeformation $\beta_2 < 0.3$ möglich.

Die Rechnungen im CNS-Modell sagen in Übereinstimmung mit den Erwartungen als die energetisch günstigste eine, den Verlauf der experimentellen Anregungsenergien gut wiedergebende, Konfiguration mit zwei Protonen und vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale vorher (s. Abbildung 6.45). Die Konfiguration in der $g_{9/2}$ -Schale ist demnach identisch zu der in der Grundzustandsbande des Kerns ^{74}Kr , welches nicht nur die geringere Quadrupoldeformation in ^{76}Kr im Vergleich zu der in ^{74}Kr mit $\beta_2 \approx 0.37$ [82, 35] durch das zusätzliche Neutronenpaar in der $f_{5/2}$ -Schale erklärt, sondern ein nahezu identisches Verhalten innerhalb der Bande erwarten läßt. Insbesondere tritt daher auch in der Grundzustandsbande bei $\hbar\omega \approx 0.65\text{MeV}$, wie schon

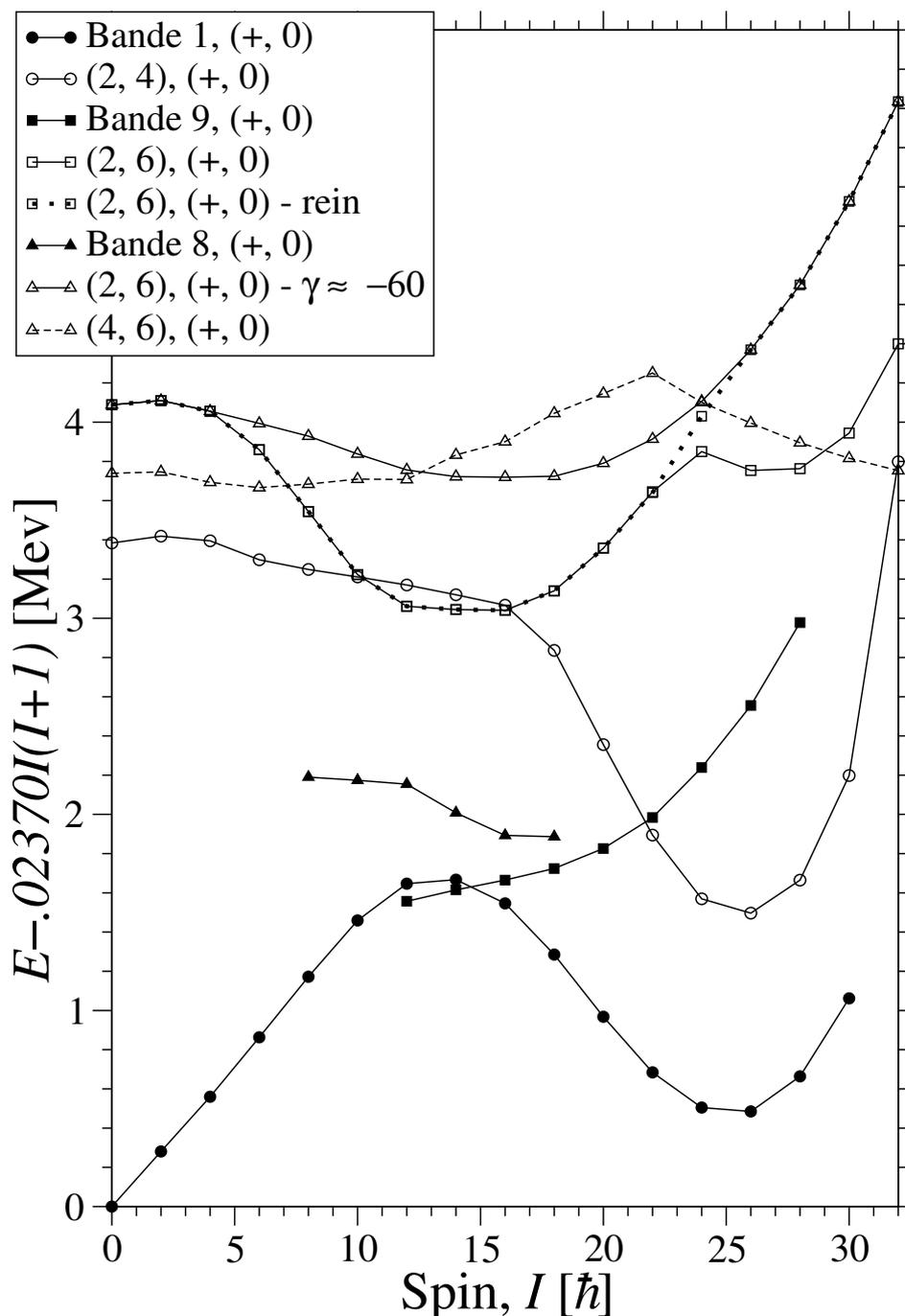


Abbildung 6.45: Die CNS-Rechnungen liefern für die Banden 1 und 9 des Kerns ^{76}Kr Konfigurationen, die den Verlauf der experimentellen Anregungsenergien sehr gut wiedergeben. Insbesondere stützt die der Bande 9 zugeordnete Konfiguration (2, 6) durch die exzellente Übereinstimmung die in der Auswertung gewählte Spinzueisung. Der abknickende Verlauf ist in dieser Konfiguration Folge der kreuzenden $d_{5/2}$ -Konfiguration und tritt bei der im Rahmen der Rechnungen möglichen Vorgabe der Teilchenanzahl in der $g_{9/2}$ -Schale, bezeichnet mit "(2, 6), (+, 0) - rein", nicht auf. Die Zuordnung einer Konfiguration zur Bande 8 ist aufgrund der Rechnungen nicht eindeutig möglich.

in Abschnitt 6.2.3 erwähnt, ein “Upbending”, das ebenfalls auf einen simultanen Aufbruch eines Protonen- und Neutronenpaares in der $g_{9/2}$ -Schale zurückzuführen ist, auf (s. Abbildung 6.46) [31]. Der Zugewinn an Teilchenausrichtung liegt dabei mit $\Delta i_x \approx 5.5\hbar$ über dem in ^{74}Kr (s. Abbildung 6.47). Der weitere Verlauf der Trägheitsmomente deutet keine weiteren Strukturänderungen an und wird von dem der (2, 4)-Konfiguration in der CNS-Näherung oberhalb der Rotationsenergie $\hbar\omega \approx 0.8\text{MeV}$ zunehmend besser wiedergegeben. Als energetische günstigste Deformation wird im Niederspinbereich erneut im Widerspruch zu den die Zustände glaubwürdiger beschreibenden Modellen die nahezu oblate vorhergesagt (s. Abbildung 6.48). Ab dem Spin $I = 20$ bildet sich bei $\gamma \approx 30^\circ$ ein zunehmend dominierendes Minimum in der bei niedrigerem Spin eher als γ -weich zu bezeichnenden Struktur aus. Mit steigendem Spin wächst das γ bei abnehmendem β_2 stetig an, bis es im Zustand maximalen Spins von $I = 32$ mit $\gamma = 56^\circ$ den Kern als weitgehend unkollektiv indiziert. Dieser Bandenabschluß entspricht einer “unfavoured band termination” (s. Abschnitt 5.2.1) und zeigt beim Übergang in den Zustand maximalen Spins eine ungewöhnliche Zunahme des Deformationparameters ϵ_2 (s. Abbildung 6.48). Darüber hinaus spricht der monotone Verlauf der dynamischen Trägheitsmomente nahe des maximalen Spins für eine “smooth band termination” (s. Abbildung 6.46). Experimentell ließ sich der Zustand, der die Bande abschließt, nicht nachweisen.

Für die Bande 9 legen die CNS-Rechnungen die Interpretation als (2, 6)-Konfiguration nahe. Diese Zuordnung stellt zwar die systematische Spinzuweisung, ausgehend von der Bande 5 im Kern ^{74}Kr , die basierend auf der CNS-Näherung mit der (4,4)-Konfiguration assoziiert wurde, in Frage. Jedoch unterstützt die exzellente Reproduktion des Verlaufes der Anregungsenergien mit dem Spin sowie der energetischen Lage relativ zur (2, 4)-Konfiguration der Grundzustandsbande die gewählte Spinzuordnung und auch die Positionierung des 1188keV-Zerfalls unterhalb des 1338keV-Übergangs. Lediglich ab dem Spin $I = 24$ ist ein deutlich unterschiedlicher Verlauf der experimentellen und theoretischen Anregungsenergien zu verzeichnen. Dieser läßt sich durch den theoretisch vorhergesagten Übergang in eine Konfiguration erklären, bei der ausgehend von der Konfiguration (2, 6) ein Neutron aus der $g_{9/2}$ -Schale in die $d_{5/2}$ -Schale angehoben wird. Die Festlegung der Teilchenzahl in der $g_{9/2}$ -Schale, in Abbildung 6.45 mit “(2, 6) - rein” bezeichnet, liefert erwartungsgemäß eine konsistente Beschreibung bis zum mutmaßlichen 28^+ -Zustand.

Gestützt wird diese Annahme zusätzlich von den Trägheitsmomenten (s. Abbildung 6.46). Diese verlaufen für Bande 9 einem starren Rotor ähnelnd glatt und nahezu konstant. Die leichte Abweichung vom Rotor erklärt die im Vergleich zu den kinematischen kleineren dynamischen Trägheitsmomente. Insbesondere tritt in der Bande, obwohl sie experimentell bis zum $I^\pi = 28^+$ -Niveau etabliert werden konnte, kein “Up-” oder “Backbending” auf. Im Fall der (2, 6)-Konfiguration entspräche der $I^\pi = 12^+$ -Zustand einem Zweiquasiprotonenzustand und der Aufbruch eines $g_{9/2}$ -Neutronenpaares würde durch die große Energielücke zwischen dem vollbesetzten $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital und dem $[431]_{\frac{1}{2}}$ - bzw. $[413]_{\frac{7}{2}}$ -Zustand bei $\beta_2 \approx 0.3 - 0.35$ verhindert (s. Abbildung 1.1).

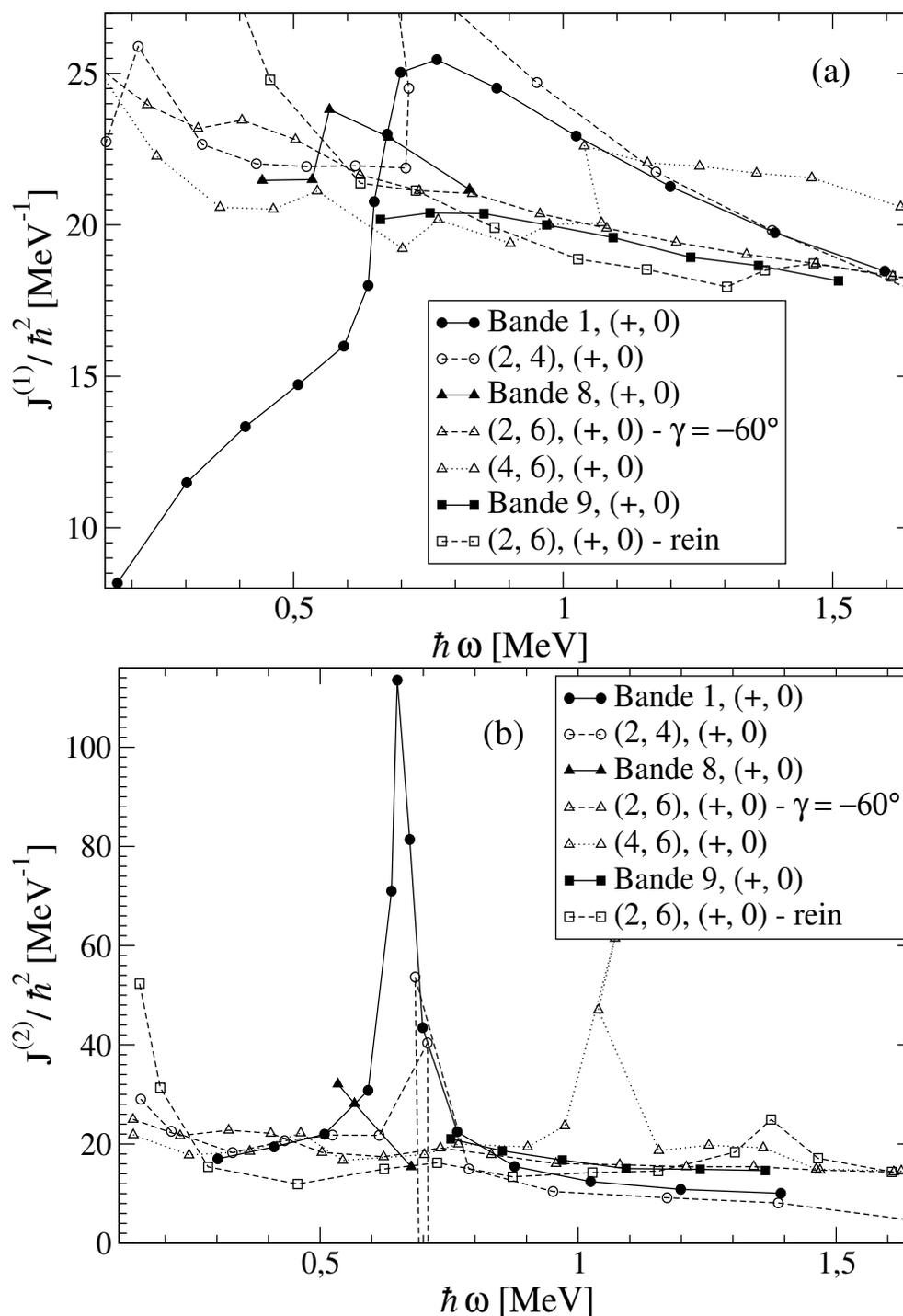


Abbildung 6.46: Die Verläufe der kinematischen (a) und dynamischen Trägheitsmomente (b) indizieren in den Banden 1 und 8 des Kerns ^{76}Kr ein “Upbending” und werden durch die CNS-Rechnungen bei hohen Rotationsfrequenzen weitgehend reproduziert. Auffällig ist das in der Bande 9 und in der Konfiguration (2, 6) für $\hbar\omega > 0.5\text{MeV}$ ausbleibende “Up-” bzw. “Backbending”.

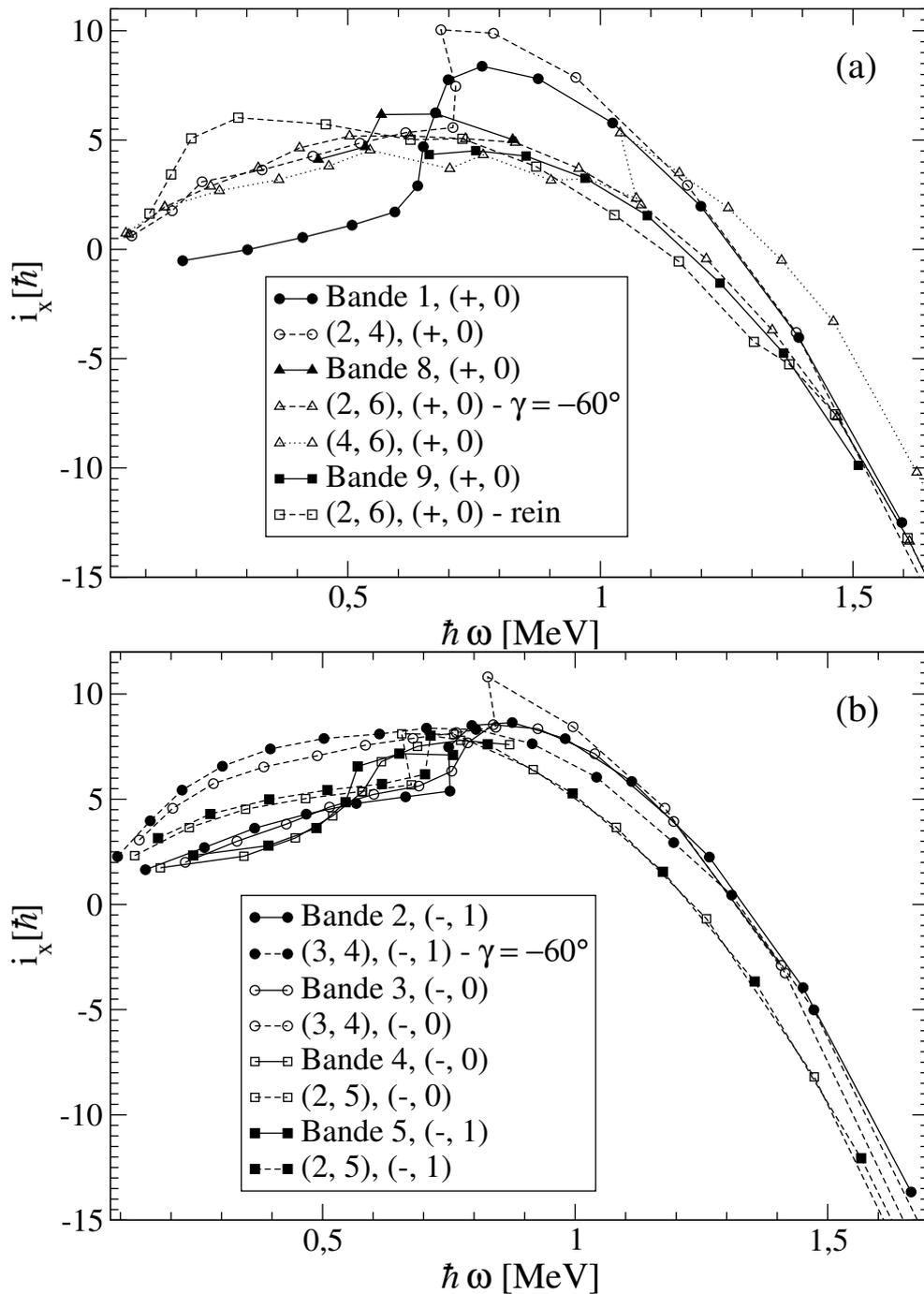


Abbildung 6.47: Die Teilchenausrichtungen in den Banden 1, 8 und 9 positiver Parität (a) und in den Banden 2, 3, 4 und 5 negativer Parität (b) des Kerns ^{76}Kr werden für die bis zu hohen Spins etablierten Banden durch die CNS-Rechnungen bei hohen Rotationsfrequenzen gut wiedergegeben. Die Konfiguration (3, 4) der Signatur $\alpha = 1$ weist im Gegensatz zu der mit $\alpha = 0$ bei $\hbar\omega \approx 0.8\text{MeV}$ keinen Zugewinn an Teilchenausrichtung auf.

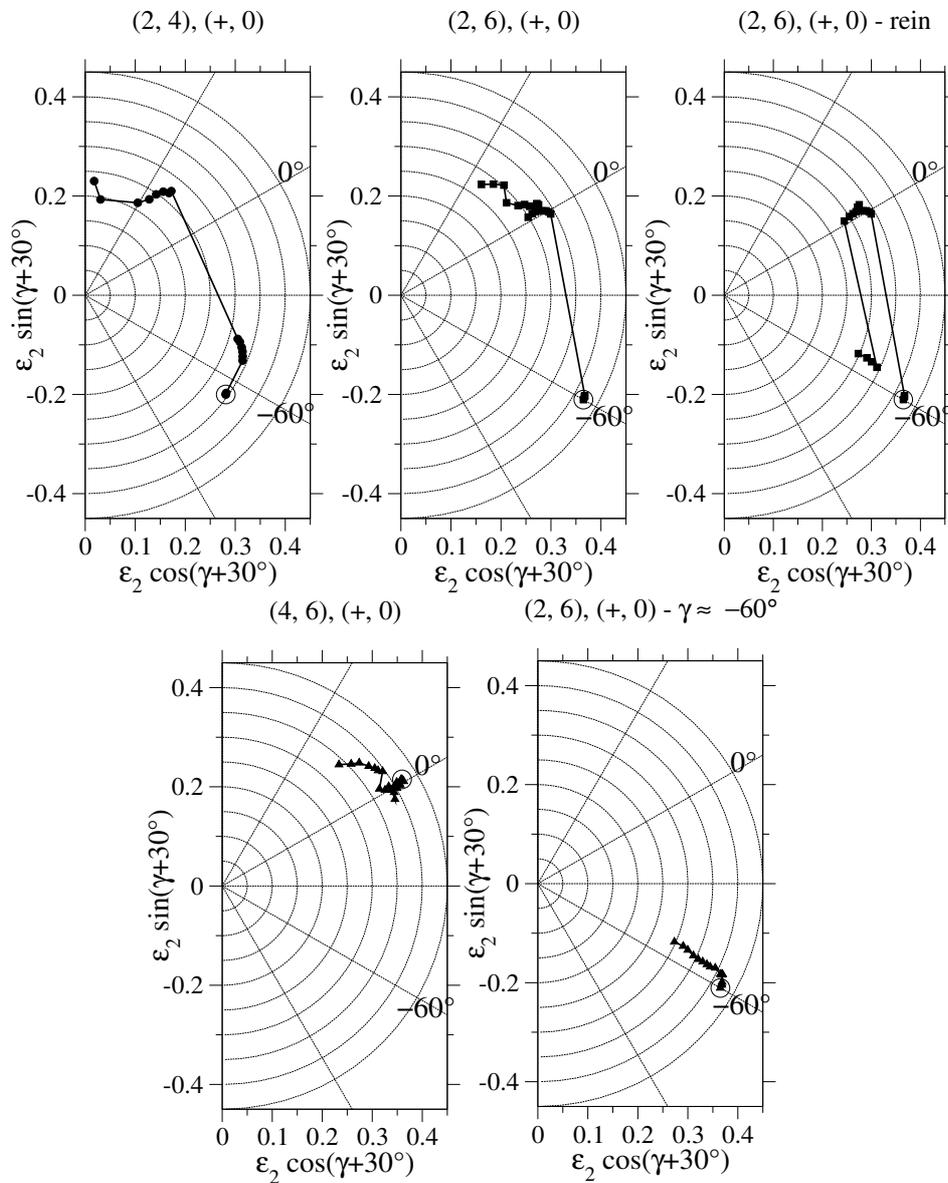


Abbildung 6.48: Die Deformationspfade der Konfigurationen (2, 4) und (2, 6) verdeutlichen erneut die energetische Unterschätzung der oblaten Deformation im Niederspinbereich. Während die Konfiguration (2, 4) bei maximalem Spin nahezu Teilchencharakter besitzt, bleiben die übrigen dem ^{76}Kr zugeordneten Konfigurationen im Bereich maximaler Spins mit einem $\gamma < 20^\circ$ weitgehend kollektiv.

Die Rechnungen geben diesen Verlauf qualitativ übereinstimmend wieder, prognostizieren allerdings für $\hbar\omega \approx 1.4\text{MeV}$ ein leichtes “Upbending”, das einem Neutronenpaaraufbruch entsprechen könnte.

Die Deformationen werden im aussagekräftigen Bereich des Modells als prolata mit $\epsilon_2 \approx 0.28 - 0.35$ und $\gamma < 4^\circ$ vorhergesagt (s. Abbildung 6.48). In den Niveaus höchster Anregungsenergie werden nahezu oblate Deformationen für die Konfiguration “(2, 6), (+, 0) - rein” prognostiziert.

Wie die meisten, in dieser Arbeit vorgestellten Konfigurationen, weist diese jedoch keinen Abschluß der Bande im Bereich des maximal von der Konfiguration zu bildenden Spins $I = 32$ auf.

Im Gegensatz zu den bisher interpretierten Strukturen im ^{76}Kr läßt sich der Bande 8 aufgrund der eingeschränkten Aussagekraft der CNS-Näherung bei niedrigen Spins und des kurzen experimentell identifizierten Bandenverlaufes keine eindeutige Konfiguration zuordnen. Unter Berücksichtigung der relativen Anregungsenergien (s. Abbildung 6.45) kommt sowohl eine Konfiguration mit vier Protonen und sechs Neutronen prolater Deformation, als auch das zweite, oblate Minimum der Konfiguration mit zwei Protonen und sechs Neutronen in Frage (s. Abbildung 6.48). Dabei spricht der energetische Verlauf der Konfigurationsminima in Abhängigkeit vom Spin für die oblate Deformation, während die systematische, energetische Unterschätzung der Zustände prognostizierter oblater Deformation eher für die prolata Deformation in den Zuständen spricht. Anhand der vorliegenden Daten ist diese Frage allerdings nicht abschließend zu klären, da überdies laut der DCO-Analyse auch um $1\hbar$ verringerte Spins in den Zuständen der Bande 8 nicht auszuschließen sind.

Die Banden 6 und 7, die in [62] als γ -Bande interpretiert wurden, und die Bande 10, die den Kern als im Grenzfall der starken Kopplung befindlich ausweist und die auf eine Zweiquasineutronenkonfiguration zurückgeführt wurde [20], können aufgrund der stark eingeschränkten Aussagekraft der CNS-Näherung im Bereich niedriger Spins in der vorliegenden Arbeit nicht näher diskutiert werden. Im Fall der Bande 10 schränkt überdies die fragliche, von der der sehr ähnlichen Anregungsstruktur in ^{78}Sr abweichende Paritätszuordnung die weitergehende theoretische Interpretation ein [69].

Die Zustände negativer Parität

Die auf den Zuständen mit $I^\pi = 3^-$ bzw. $I^\pi = 2^-$ aufbauenden Banden 2 und 3 werden als Signaturpartner der Zweiquasiprotonen-Konfiguration $\pi[431]_{\frac{3}{2}} \otimes \pi[312]_{\frac{3}{2}}$ bei prolater Deformation angesehen. Ausgehend von der Konfiguration in der Grundzustandsbande entspricht das einem Aufbruch des Protonenpaares im Orbital $[312]_{\frac{3}{2}}$. Der dem angenommenen $K^\pi = 3^-$ widersprechende Spin $I^\pi = 2^-$ in Bande 3 ist dabei wahrscheinlich Folge der Beimischungen der Konfiguration $\pi[431]_{\frac{3}{2}} \otimes \pi[310]_{\frac{1}{2}}$. Im Verlauf zu höheren Spins unterhalb des “Upbendings” gleichen die Banden denen eines starren Rotors. Die dynamischen und kinematischen Trägheitsmomente (s. Abbildung 6.49) verlaufen in diesem Bereich nahezu

konstant bei $J^{(1)} \approx J^{(2)} \approx 21.5 \frac{1}{MeV}$. Das “Upbending” findet in beiden Banden bei $\hbar\omega \approx 0.75 MeV$ statt, wobei der Zugewinn an Alignment mit $\Delta i_x \approx 3\hbar$ deutlich unter dem in Bande 1 liegt (s. Abbildung 6.47). Die Rotationsenergie könnte einem Neutronenpaaraufbruch entsprechen, da der Protonenpaaraufbruch durch das ungepaarte Proton im $[431]_{\frac{3}{2}}$ -Orbital und durch die Energielücke bei $Z=38$ geblockt sein sollte. Daraus würde folgen, dass das $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital nicht durch ein Neutronenpaar besetzt sein sollte.

Eine alternative Erklärung der “Upbendings” könnte eine Kreuzung mit einer Bande anderer Teilchenkonfiguration sein, die zu dem auftretenden “Upbending” führt.

Die CNS-Rechnungen unterstützen vordergründig die These des Neutronenpaaraufbruchs, indem sie als energetisch günstigste im Bereich hoher Spins Konfigurationen mit drei Protonen und 4 Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale vorhersagen, die den Verlauf der Anregungsenergien gut wiedergeben (s. Abbildung 6.50). Lediglich die Signaturinversion der Konfigurationen “(3, 4), (-, 1)- $\gamma = -60^\circ$ ” und “(3, 4), (-, 0)” bei Spin $I = 25$ stellt einen Widerspruch zu den experimentellen Verläufen dar. Jedoch widersprechen dem Neutronenpaaraufbruch die kollektiven Eigenschaften der (3, 4)-Konfigurationen. Zwar stimmen auch für die Banden 2 und 3 die Teilchenausrichtungen und die Trägheitsmomente der zugeordneten Konfigurationen bei hohen Rotationsfrequenzen mit den experimentellen weitgehend überein, allerdings tritt ein dem Neutronenpaaraufbruch zuzuordnendes “Upbending” ausschließlich in den prognostizierten Zuständen der Signatur $\alpha = 0$ bei $\hbar\omega \approx 0.8 MeV$ auf (s. Abbildung 6.49).

Dieser Widerspruch kann im Rahmen der CNS-Rechnungen durch die Zuordnung der Kombination der Konfigurationen (3, 6) und (3, 4) aufgelöst werden. Unter der Annahme dieses Konfigurationsüberganges in den Banden 2 und 3 wird in der CNS-Näherung übereinstimmend mit den experimentellen Daten für beide Signaturpartner ein “Up-” bzw. “Backbending” vorhergesagt (s. Abbildung 6.49). Die kombinierte Konfiguration wurde dabei jeweils durch die Auswahl des Zustandes niedrigster Anregungsenergie eines Spins aus den beiden Konfigurationen gleicher Signatur gewonnen.

Gestützt wird die These des Konfigurationsüberganges darüber hinaus durch die Deformationen in den Zuständen niedriger Spins in den Banden 2 und 3, die basierend auf TRS-Rechnungen [33, 21, 52] in Übereinstimmung mit den Konfigurationen (3, 6) als prolat bei einem $\beta_2 \approx 0.3 - 0.38$ prognostiziert werden (s. Abbildung 6.51). Die Stärke β_2 der für die Konfigurationen (3, 6) vorhergesagten Deformationen stimmt dabei im Rahmen der Fehler weitgehend mit der aus den in [52] publizierten Lebensdauern berechneten überein (s. Abbildung 6.52). Für die Konfigurationen (3, 4) wird in der CNS-Näherung demgegenüber eine triaxiale Kernform prognostiziert.

Es kann demnach als gesichert angesehen werden, dass innerhalb der Banden 2 und 3 ein Übergang von der (3, 6)- in die (3, 4)-Konfiguration stattfindet.

Trotz der ähnlichen Konfigurationen weist der Kern ^{76}Kr den CNS-Rechnungen zufolge in den Banden 2 und 3 ein deutlich unterschiedliches Verhalten auf. So scheint in der Bande 3 eine “unfavoured band termination” bei nicht maximalem Spin

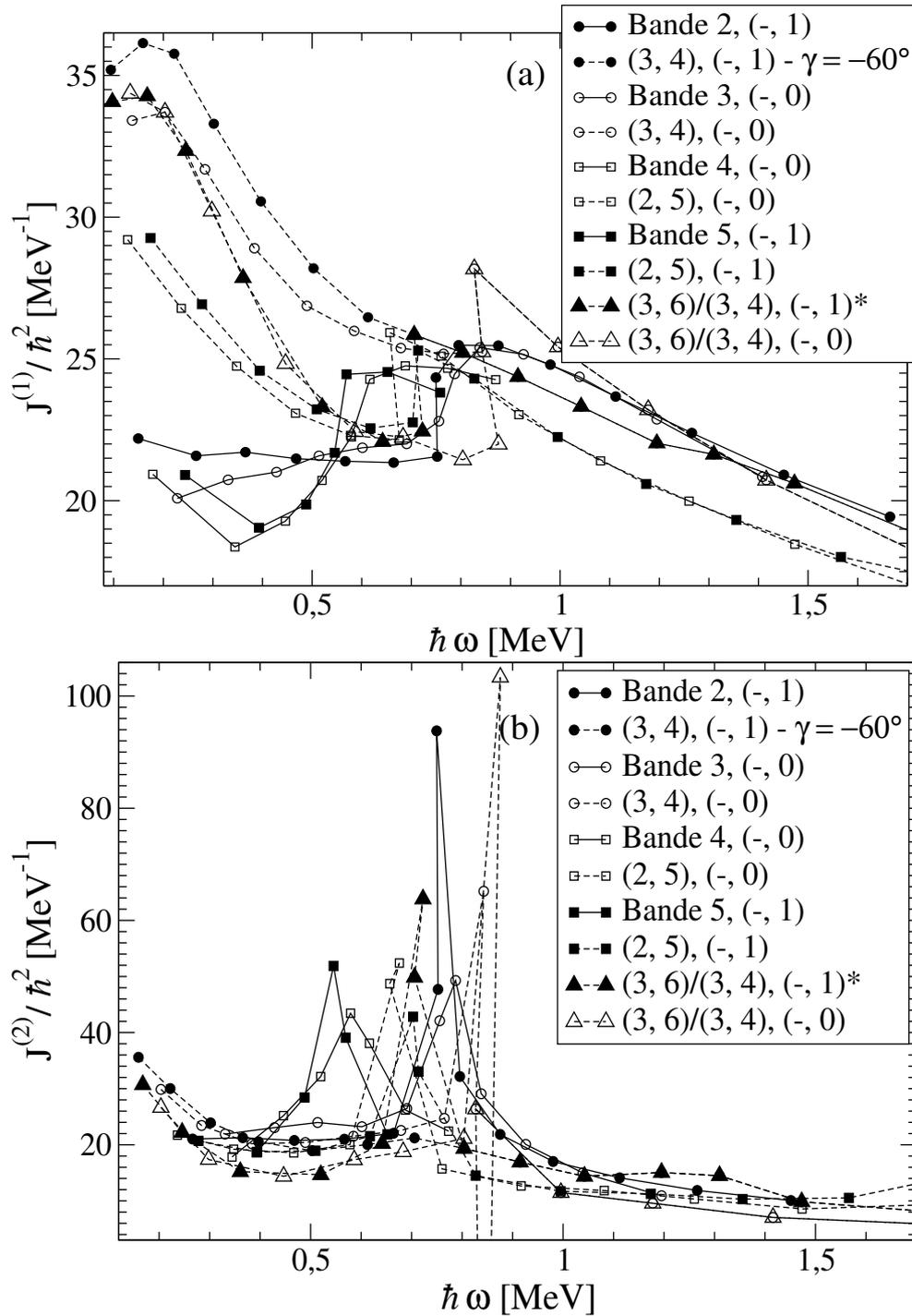


Abbildung 6.49: Die kinematischen (a) und dynamischen Trägheitsmomente (b) der Banden 2 und 3 des Kerns ^{76}Kr stimmen bei hohen Rotationsfrequenzen gut mit den CNS-Rechnungen überein. Dem Konfigurationsübergang in Bande 2 und 3 wird durch die kombinierten Konfigurationen “(3, 6)/(3, 4)” Rechnung getragen. Die durch einen Stern markierte Konfiguration ergibt sich hierbei aus “(3, 4), (-, 1) - $\gamma = -60^\circ$ ” und “(3, 6), (-, 1)”.

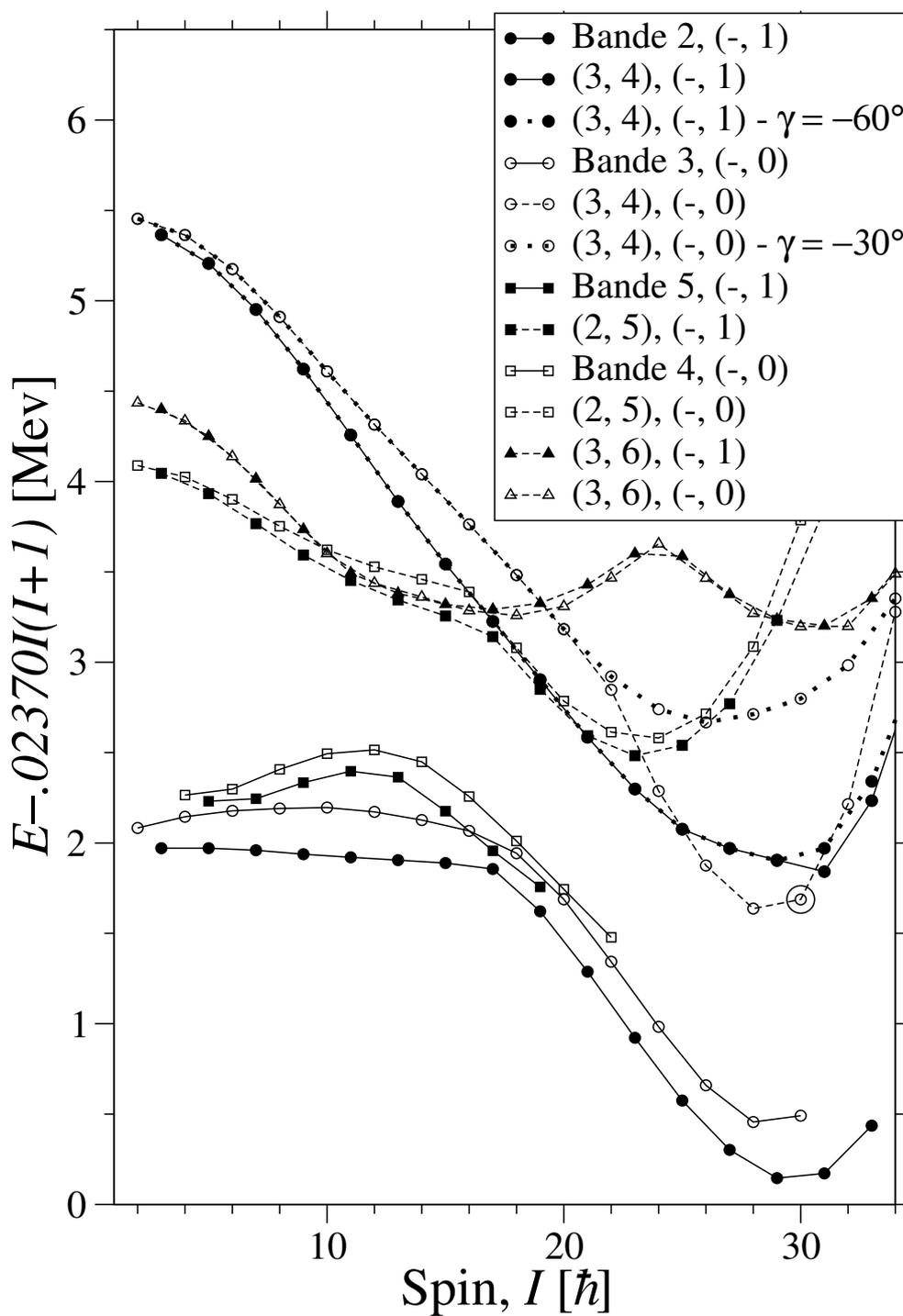


Abbildung 6.50: Im Rahmen der CNS-Rechnungen ließen sich alle vier Banden negativer Parität des Kerns ^{76}Kr erklären. In den Banden 2 und 3 findet dabei ein Übergang von der Konfiguration (3, 6) in die (3, 4) statt, während den Banden 4 und 5 die Konfigurationen (2, 5) zugeordnet werden. Die Signaturinversion der Konfigurationen (3, 4) beim Spin $I = 25$ stellt einen Widerspruch zu den experimentellen Daten dar.

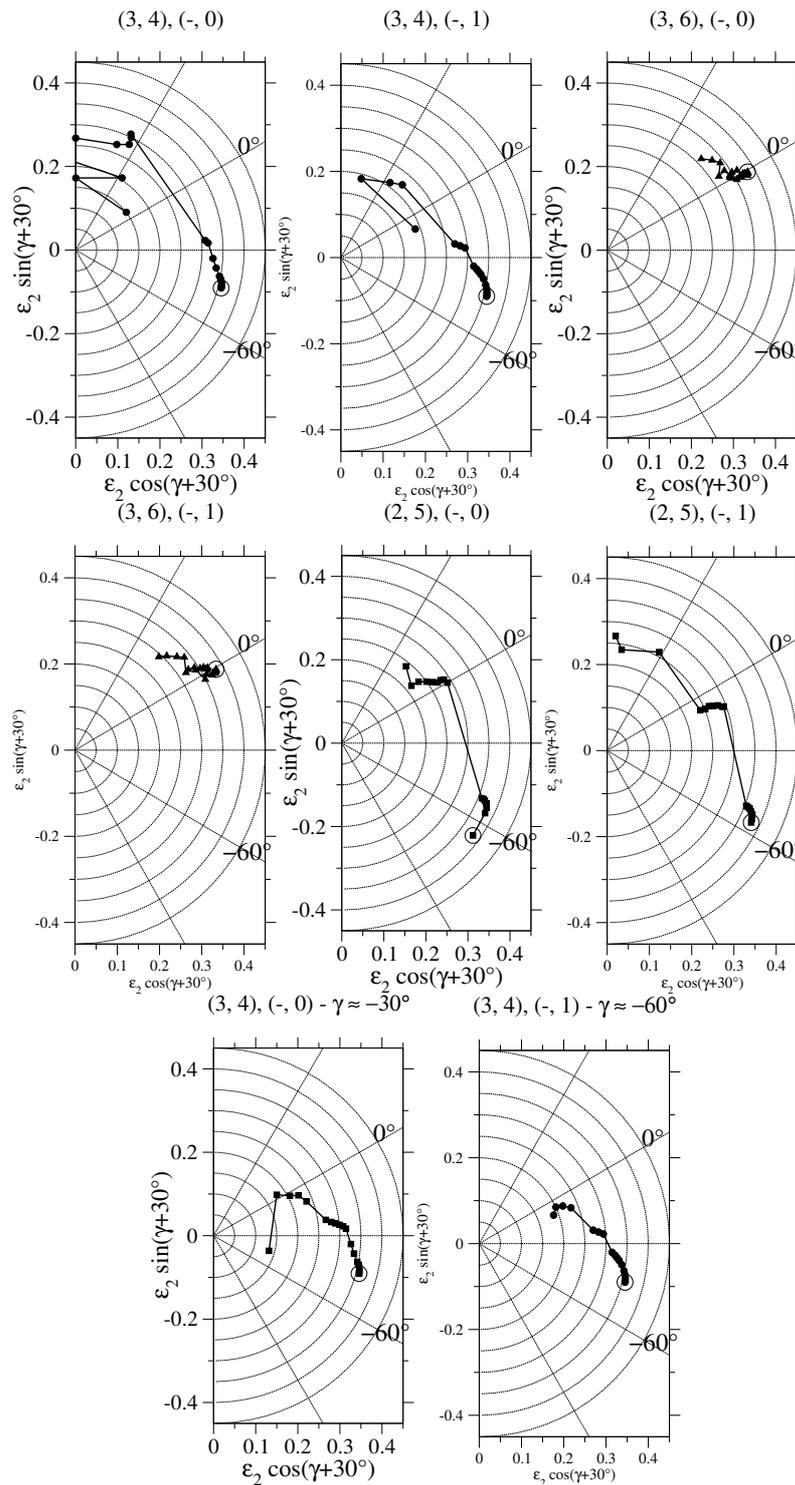


Abbildung 6.51: In den Zuständen niedriger Spins der Konfigurationen (2, 5) wird erneut die oblate Deformation als energetisch zu günstig vorhergesagt. Die der Bande 2 im ^{76}Kr zugeordnete Konfiguration “(3, 4), (-, 1) - $\gamma = -60^\circ$ ” wird im Bereich des maximalen Spins als kollektiv prolat vorhergesagt, während der Signaturpartner “(3, 4), (-, 0)” den Abschluß der Bande 3 bei nicht maximalem Spin anzeigt.

vorzuliegen (s. Abbildung 6.50), während der Bande 2 im Bereich des maximalen Spins $I = 35$ bei nahezu prolater Deformation ein kollektives Verhalten zugeschrieben wird (s. Abbildung 6.51). Das Vorliegen einer “smooth band termination” in Bande 3 wird von den monoton verlaufenden dynamischen Trägheitsmomenten gestützt. Im Gegensatz zu Bande 1, in der die Konfiguration (2, 4) ebenfalls als terminierend vorhergesagt wird, konnte in Bande 3 jedoch der das abschließende Niveau depopulierende Übergang experimentell nachgewiesen werden.

Im Vergleich zu den bisher diskutierten Banden 2 und 3 weisen die beiden von

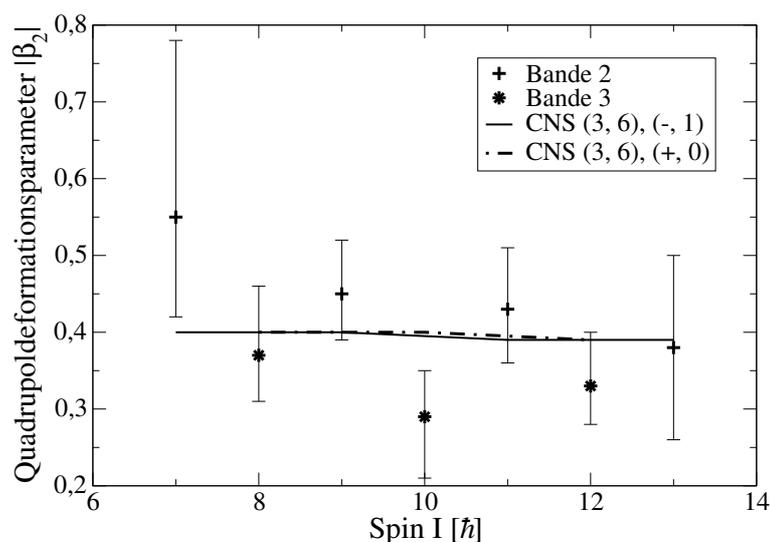


Abbildung 6.52: Die Beträge der unter Annahme axialer Symmetrie aus den Lebensdauern in [52] für die Banden 2 und 3 im ^{76}Kr berechneten Quadrupoldeformationsparameter stimmen unter der Annahme einer aufgeweichten Kernoberfläche weitgehend mit denen von den CNS-Rechnungen prognostizierten überein. Die systematisch kleineren Werte in Bande 3 werden durch die Rechnungen nicht wiedergegeben.

J. Döring et al. [21] erstmals nachgewiesenen Banden negativer Parität ein deutlich abweichendes Verhalten auf. So fallen die kinematischen Trägheitsmomente in den Banden 4 und 5 initial ab und zeigen bereits bei der Rotationsfrequenz $\hbar\omega = 0,55\text{MeV}$ ein “Upbending” mit einer Zunahme an Teilchenausrichtung von $\Delta i_x \approx 3\hbar$ an (s. Abbildungen 6.49 und 6.47). Diese Rotationsfrequenz entspricht in etwa denen der “Upbendings” in den Banden 1 in ^{75}Kr von $\hbar\omega \approx 0,6\text{MeV}$ und ^{77}Kr von $\hbar\omega \approx 0,55\text{MeV}$, die bei einem ähnlichen Alignmentzugewinn von $\Delta i_x \approx 3\hbar$ und $\Delta i_x \approx 4\hbar$ auf den Aufbruch des Protonenpaares im $[440]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital zurückgeführt wurden. Ein solcher Paaraufbruch bedeutet, dass die negative Parität von Quasineutronen gebildet werden muss. Im Einklang mit diesen Argumenten und zusätzlich gestützt auf TRS-Rechnungen wurden von J. Döring et al. [21] die Banden als auf der Quasineutronenkonfiguration $\nu[422]_{\frac{5}{2}} \otimes \nu[301]_{\frac{3}{2}}$ mit $K^\pi = 4^-$ basierend interpretiert. Diese Interpretation stimmt erneut mit den Ergebnissen im CNS-Modell

überein, die jeweils eine energetisch tiefliegende (2, 5)-Konfiguration für die Signaturen $\alpha = 0$ und $\alpha = 1$ vorhersagen (s. Abbildung 6.50). Unter Berücksichtigung der systematischen Unterschätzung der Anregungsenergien der Konfigurationen mit zwei Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale ergibt sich eine gute Übereinstimmung der relativen theoretischen und experimentellen Anregungsenergien in Referenz zu den Banden 2 und 3. Darüber hinaus werden die Verläufe der experimentellen Anregungsenergien oberhalb des Spins $I = 15$ von den theoretischen gut wiedergegeben. Der Vergleich der theoretischen und experimentellen Trägheitsmomente liefert aufgrund des geringen Überlappungsbereiches der experimentell etablierten Niveaus mit dem signifikanten Bereich des Modells keine weiteren Erkenntnisse. In Übereinstimmung mit den TRS-Rechnungen wird auch in der CNS-Näherung der Kern im Bereich mittlerer Spins als prolat deformiert vorhergesagt (s. Abbildung 6.51), wobei erneut für Spins $I < 12$ bzw. $I < 15$ die oblate im Widerspruch als energetisch günstigere Deformation vorhergesagt wird.

Allerdings muss die Annahme reiner Protonen- und Neutronenquasiteilchenkonfigurationen der Banden 2, 3, 4 und 5 relativiert werden, da die Interbandenzerfälle zumindest im Niederspinbereich auf eine Mischung der Quasiteilchenkonfigurationen schließen lassen.

6.4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse in ^{76}Kr

Im Kern ^{76}Kr ließen sich über die deutliche Erweiterung bestehender Anregungsstrukturen hinaus mehrere Banden bzw. Seitenbanden etablieren. Das resultierende Zerfallsschema wird durch die CNS-Rechnungen sehr gut reproduziert. Dabei konnte in der Grundzustandsbande und in Bande 3 eine Terminierung identifiziert werden. Demgegenüber ergaben die Rechnungen für die Bande 2, in der den Rechnungen zufolge analog zu Bande 3 ein Übergang von der (3, 4)- in die (3, 6)-Konfiguration stattfindet, ein kollektives Verhalten bei maximalem Spin. Durch die Zuweisung der Konfigurationen (2, 5) zu den Banden 4 und 5 ließ sich weiterhin die These der Zweiquasineutronenkonfiguration in [21] bestätigen. Ebenso unterstützen die Rechnungen durch die exzellente Übereinstimmung der Anregungsenergien der Konfiguration (2, 6) die Spin- und Paritätsvorschläge in der erstmalig etablierten Bande 9. Lediglich die Bande 8 konnte nicht eindeutig mit einer Konfiguration assoziiert werden.

Auch in ^{76}Kr liefern die CNS-Rechnungen in Kombination mit den bestehenden Modellrechnungen und Interpretationen ein konsistentes und weitgehend vollständiges Verständnis der Anregungsstruktur.

6.5 Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse

Insgesamt werden die in der vorliegenden Arbeit analysierten Kerne im Bereich hoher Spins $I \geq 15$, in denen die Einflüsse der Paarkorrelationen vernachlässigbar sind, durch die CNS-Näherung gut beschrieben. Dabei lassen die gewonnenen Konfigurationen in allen Fällen eine mit den neuen und auch bereits bestehenden Erkenntnissen konsistente Interpretation des Anregungsverhaltens der Kerne zu.

Besonders gut ist die Beschreibung durch das Modell in den Kernen ^{73}Kr und ^{74}Kr . Es ließ sich anhand der Rechnungen zeigen, dass die Kerne bei den maximal von den zugewiesenen Konfigurationen zu bildenden Spins weiterhin einen kollektiven Charakter besitzen, welches für stark ausgeprägte Quadrupoldeformationen prognostiziert wird. Hervorzuheben ist dabei der Kern ^{74}Kr , der durch die im Rahmen der vorliegenden Arbeit etablierten Zustände einen der ersten Kerne in der Massenregion $A \approx 70-80$ darstellt, in dem dieses Verhalten experimentell in zwei Banden bis zum maximalem Spin nachvollzogen werden konnte. Auch im Kern ^{75}Kr werden bei hohen Spins weitgehend kollektive, die Banden beschreibende Konfigurationen vorhergesagt. Dabei werden die Banden 1 und 5 positiver Parität gut beschrieben. Lediglich in den Banden 2 und 3 ist eine deutliche Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment festzustellen, deren Ursache die Vertauschung der Zustände positiver Signatur oberhalb des Spins $I^\pi = \frac{21}{2}^-$ in den Banden sein könnte.

Die Zuordnung der Konfigurationen im Kern ^{75}Kr wird zusätzlich durch die CNS-Rechnungen im Kern ^{77}Kr , der ein dem ^{75}Kr stark ähnelndes Zerfallschema besitzt, gestützt. Über diese Bestätigung hinaus weisen die Rechnungen den Kern in Bande 3 als triaxial deformiert und um die intermediäre Achse rotierend aus. Gleichzeitig konnte durch die eindeutige Zuordnung der Konfiguration mit drei Protonen und 5 Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale die These der $d_{5/2}$ -Konfiguration in Bande 3 [80] zweifelsfrei widerlegt werden.

Der Kern ^{76}Kr wird in der CNS-Näherung ähnlich den Isotopen $^{73,74}\text{Kr}$ gut beschrieben. Dabei wurden in ^{76}Kr zwei Bandenabschlüsse in den Banden 1 und 3 nachgewiesen, wobei die "unfavoured band termination" in Bande 3 bei nicht maximalem Spin auftritt. Im Gegensatz dazu ließ sich der Kern im Bereich des maximalen Spins der Bande 2 als kollektiv nachweisen. Schließlich wurden die Anregungsenergien und die Spinzuordnungen in der im Rahmen dieser Arbeit erstmalig etablierten Bande 9 eindeutig durch die Rechnungen bestätigt.

Um einen Überblick über die im Zuge der Rechnungen beschriebenen Strukturen zu geben, sind die betreffenden Banden der Kr-Isotope einschließlich der ihnen zugewiesenen Konfigurationen in Tabelle 6.6 aufgelistet.

Die konzentrierte Zusammenstellung der Ergebnisse in der Tabelle verdeutlicht die Regelmäßigkeit der den experimentellen Daten zugeordneten Konfigurationen.

Ausgehend von den Konfigurationen in ^{73}Kr lassen sich die Strukturen in den schwereren Kr-Isotopen durch die sukzessive Auffüllung der $p_{3/2}$ - bzw. $f_{5/2}$ - und $g_{9/2}$ -Schale erklären. So folgt aus den Zuständen der $g_{9/2}$ -Bande positiver Signatur die Grundzustandsbande in ^{74}Kr durch das zusätzliche Neutron in einem Zustand negativer Signatur der $g_{9/2}$ -Schale. Die Banden negativer Parität lassen sich analog aus dem Dreiquasiteilchenzustand in der Grundzustandsbande ableiten, wobei das

zweite Quasiproton entweder das $[312]_{\frac{3}{2}}$ - oder das $[310]_{\frac{1}{2}}$ -Orbital besetzt. Die auf diesen Zuständen aufbauenden Strukturen in ^{75}Kr sind die Banden 3 und 4, wobei das zusätzliche Neutron das $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital besetzt. Durch die Besetzung des gleichen Orbitals geht die Bande 1 aus der Grundzustandsbande in ^{74}Kr hervor. Die Bande 5 im ^{75}Kr geht wiederum aus den Banden negativer Parität durch die Besetzung eines (fp)-Orbitales mit dem ungepaarten Neutron hervor. Eine solche Besetzung ließe die Bande 2 als auf der Grundzustandsbande in ^{74}Kr basierend erscheinen.

Tabelle 6.6: Die Übersicht über die Banden in den Kr-Isotopen und die ihnen zugeordneten Konfigurationen verdeutlicht die Systematik im Anregungsverhalten der Kerne. Dabei sind für die $g_{9/2}$ -Konfigurationen, die im Bereich hoher Spins nicht von $d_{5/2}$ - oder $f_{7/2}$ -Konfigurationen gekreuzt werden, die maximalen Konfigurationsspins I_{max} und der Charakter bei maximalem Spin aufgeführt.

Bande	Konfiguration	I_{max}	$I_{max,exp}$	β_2 ($I \approx 20$)	$\gamma_{Min},$ $\gamma_{Max} [^\circ]$	Charakter bei I_{max}
^{73}Kr						
1	(2, 2)/(3, 3), (-, +1/2)	$\frac{65}{2}^{*1}$	$\frac{63}{2}$	0.34 ^{*1}	-62, 22 ^{*1}	kollektiv ^{*1}
	(2, 2)/(3, 3), (-, -1/2)	$\frac{67}{2}^{*1}$	$\frac{61}{2}$	0.33 ^{*1}	-58, 15 ^{*1}	kollektiv ^{*1}
2	(2, 3), (+, +1/2)	$\frac{61}{2}$	$\frac{57}{2}$	0.31	-60, 25	kollektiv
	(2, 3), (+, -1/2)	$\frac{59}{2}$	$\frac{27}{2}$	0.29	-60, 23	kollektiv
3	(2, 4), (-, -1/2) ^{*2}	$\frac{63}{2}$	$\frac{35}{2}$	0.32	-61, 24	kollektiv
	(3, 3), (-, -1/2) - $\gamma = -60^{\circ *2}$	$\frac{67}{2}$	$\frac{35}{2}$	0.38	-58, 15	kollektiv
^{74}Kr						
1	(2, 4), (+, 0)	32	32	0.32	-60, 17	kollektiv
2	(3, 4), (-, 1) - 1	35	35	0.36	-5, 7	kollektiv
3	(3, 4), (-, 0)	34	32	0.36	-2, 9	kollektiv
4	(3, 4), (-, 1) - 2 ^{*2}	33	23	0.36	-1, 9	kollektiv
	(3, 4), (-, 1) - 1, $\gamma = -60^{\circ *2}$	35	23	0.4	-55, -39	kollektiv
	(3, 2), (-, 1) ^{*2}	31	23	0.32	-47, 60 ^{*11}	abge- schlossen ^{*8}
5	(4, 4), (+, 0)	36	24	0.4	-2, 0	kollektiv
^{75}Kr						
1	(2, 5), (+, +1/2) ^{*3}		$\frac{53}{2}$	0.32	-59, 18 ^{*5}	
	(2, 5), (+, -1/2) ^{*3}		$\frac{43}{2}$	0.33	-60, 15 ^{*5}	
2	(2, 4), (-, +1/2)	$\frac{65}{2}$	$\frac{49}{2}$	0.29	-59, 55	abge- schlossen
	(2, 4), (-, -1/2)	$\frac{63}{2}$	$\frac{47}{2}$	0.29	-60, 23	kollektiv
3	(3, 5), (-, +1/2) - 1 ^{*3,7}		$\frac{57}{2}$	0.37	-2, 10 ^{*4}	
	(3, 5), (-, -1/2) - 1 ^{*3,13}		$\frac{55}{2}$	0.37	-44, 0 ^{*4}	
4	(3, 5), (-, +1/2) - 2 ^{*2,3,7}		$\frac{49}{2}$	0.37	-3, 8 ^{*4}	
	(3, 5), (-, -1/2) - 2 ^{*2,3,7}		$\frac{43}{2}$	0.37	-2, 9 ^{*4}	

Bande	Konfiguration	I_{max}	$I_{max,exp}$	β_2 ($I \approx 20$)	$\gamma_{Min},$ $\gamma_{Max} [^\circ]$	Charakter bei I_{max}
	(3, 5), (-, +1/2) - 3* ^{2,3,7} (3, 5), (-, -1/2) - 3* ^{2,3,7}		$\frac{49}{2}$ $\frac{43}{2}$	0.34 0.36	-46, 2* ⁴ -54, 2* ⁴	
5	(3, 4), (+, +1/2) - 1* ^{2,3,13} (3, 4), (+, +1/2) - 2* ²	 $\frac{69}{2}$	$\frac{57}{2}$ $\frac{57}{2}$	0.33 0.32	-51, 60* ⁵ -51, 14	abge- schlossen* ⁸ kollektiv
⁷⁶ Kr						
1	(2, 4), (+, 0)	32	30	0.28	-65, 56	abge- schlossen
2	(3, 6)/(3, 4), (-, 1)* ^{6,9}	35* ^{6,9}	33	0.34* ^{6,9}	-45, -5* ^{6,9}	kollektiv* ^{6,9}
3	(3, 6)/(3, 4), (-, 0)* ^{9,13}		30	0.33* ⁹	-45, 60* ^{9,10}	abge- schlossen* ^{8,9}
4	(2, 5), (-, 0)	32	22	0.29	-65, 20	kollektiv
5	(2, 5), (-, 1)* ³		19	0.31	-56, 56* ¹¹	abge- schlossen* ⁸
8	(2, 6), (+, 0) - $\gamma = -60^\circ$ * ² (4, 6), (+, 0)* ^{2,3}	32	18 18	0.4 0.41	-60 -53 -1, 6* ¹²	kollektiv
9	(2, 6), (+, 0) - rein	32	28	0.33	-60, 4	kollektiv
⁷⁷ Kr						
1	(2, 5), (+, +1/2) - $\gamma = 0^\circ$ (2, 5), (+, -1/2) - $\gamma = 0^\circ$	$\frac{65}{2}$ $\frac{63}{2}$	$\frac{45}{2}$ $\frac{39}{2}$	0.28 0.28	-46, 29 -48, 47	
2	(2, 6), (-, +1/2) (2, 6), (-, -1/2)	$\frac{65}{2}$ $\frac{63}{2}$	$\frac{37}{2}$ $\frac{31}{2}$	0.36 0.31	-55, 13 -67, 4	kollektiv kollektiv
3	(3, 5), (-, +1/2) (3, 5), (-, -1/2)	$\frac{69}{2}$ $\frac{71}{2}$	$\frac{45}{2}$ $\frac{55}{2}$	0.34 0.35	-99, -10 -79, -34	kollektiv kollektiv
<p>*1 für Konfiguration (3, 3) *2 keine eindeutige Zuordnung *3 wird bei hohem Spin von einer $d_{5/2}$-Konfiguration gekreuzt *4 für Spins $I < \frac{73}{2}$ *5 für Spins $I < \frac{67}{2}$ *6 basierend auf der Konfiguration "(3, 4), (-, 1) - $\gamma = -60^\circ$" *7 bei aufgebrochenem ⁵⁶Ni-Rumpfes *8 bei nicht maximalem Spin *9 für Konfiguration (3, 4) *10 für Spins $I < 31$ *11 für Spins $I < 25$ *12 für Spins $I < 37$ *13 wird bei hohem Spin von einer $f_{7/2}$-Konfiguration gekreuzt</p>						

In gleicher Weise lassen sich auch die den Anregungsstrukturen in ⁷⁶Kr und ⁷⁷Kr zu-
geordneten Konfigurationen auf die jeweiligen Strukturen in dem leichteren Nachbarn-

sotop zurückführen. Einzig für die Konfigurationen in ^{74}Kr und ^{76}Kr mit vier Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale existiert kein Äquivalent in den Kr-Isotopen ungerader Massenzahl. Neben diesen, die Kernstruktur betreffenden Ergebnissen, ließen sich auch systematische Abweichungen bei der Beschreibung mittels der CNS-Näherung anhand der Vielzahl durchgeführter Rechnungen beobachten. So werden im Bereich niedriger und mittlerer Spins oblate Deformationen häufig energetisch zu tiefliegend vorhergesagt. Ähnliches gilt für Konfigurationen mit zwei Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale, wobei die energetische Absenkung mit der Asymmetrie der Besetzung der $g_{9/2}$ -Schale durch z Protonen und n Neutronen, d.h. mit $|z - n|$ zuzunehmen scheint.

Es bleibt festzuhalten, dass die im Rahmen dieser Arbeit hinzugewonnenen umfangreichen experimentellen Erkenntnisse, die in der Hauptsache die Hochspinzustände der untersuchten protonenreichen Kr-Isotope betreffen, mittels der CNS-Näherung weitgehend konsistent zu bestehenden Modellrechnungen und die erwartete Systematik bestätigend interpretiert werden konnten.

Kapitel 7

Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen umfangreichen experimentellen Erkenntnisse über die neutronenarmen Kr-Isotope bilden ein weiteres Beispiel für die Konsequenzen der immensen Verbesserung experimenteller Technik im letzten Jahrzehnt durch die Einführung der γ -Spektrometer EUROBALL und GAMMASPHERE. Obwohl durch eine Optimierung der Spektrometer und im vorliegenden Fall insbesondere der Zusatzdetektoren die Untersuchungen der Kerne auf noch höher angeregte Niveaus und intensitätsschwächere Übergänge ausgedehnt werden könnten, verdeutlichen die Daten allerdings auch, dass bei Kernstrukturuntersuchungen nicht mehr das Spektrometer den primär limitierenden Faktor darstellt. Vielmehr zeigen die im letzten Jahrzehnt durchgeführten Analysen zunehmend klar die physikalische Grenze auf, die einen weiteren deutlichen Zugewinn an experimentellen Erkenntnissen verhindert. Diese besteht in der Verwendung stabiler Strahlen im Rahmen der Experimente und beschränkt die analysierbaren Kerne auf einen im Vergleich zu den als gebunden anzusehenden Nukleonensysteme engen Bereich der Nuklide nahe der Stabilität.

Diese Grenze wird mit den bereits bestehenden Beschleunigersystemen der "Gesellschaft für Schwerionenforschung" (GSI), Darmstadt, am "Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire" (CERN), Schweiz, und dem "National Superconducting Cyclotron Laboratory" (NSCL), USA, bzw. den weitgehend noch in der Planungsphase befindlichen Einrichtungen "Rare Isotope Accelerator" (RIA), USA, "Radioactive Ion Beam Factory" (RIBF), Japan, "European Isotope Separation On-Line Radioactive Ion Beam Facility" (EURISOL), Europa, und dem Zukunftsprojekt der GSI durch die Bereitstellung radioaktiver Strahlen zu instabileren Nukliden hin verschoben. Hiermit wird ein weiter Bereich der "Terra Incognita" für zukünftige Kernstrukturuntersuchungen eröffnet. Ein Durchbruch ist diesbezüglich jedoch erst mit der Einführung der " γ -Ray-Tracking"-Detektorensysteme "Gamma Ray Energy Tracking Array" (GRETA) in den USA und "Advanced Gamma Tracking Array" (AGATA) in Europa zu erwarten.

Neben diesem globalen Aspekt verbleiben auch in den in der vorliegenden Arbeit analysierten Kernen einige Detailfragestellungen, denen im Rahmen zukünftiger Experimente nachgegangen werden sollte. So wäre es z.B. von Interesse, im Kern ^{73}Kr die oblate Struktur zu etablieren und somit die Systematik der Kerne $^{72,74}\text{Kr}$ zu vervollstän-

digen. Weiterhin sollten die bei maximalem Spin kollektiven Strukturen bis zur Terminierung experimentell verfolgt werden, um die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen. Von besonderem Interesse vor dem Hintergrund dieser Arbeit wäre es jedoch, mittels eines optimierten Experimentes die Anregungsstruktur der Kerne ^{75}Kr und ^{76}Kr noch detaillierter zu untersuchen. Das betrifft im Hochspinbereich zum einen die Zerfälle der Zustände der Banden 2 und 3 im Kern ^{75}Kr mit dem Ziel, die Zuordnung der Zustände positiver Signatur zu verifizieren. Zum anderen sollte im Fall der Bande 9 im ^{76}Kr nach weiteren Anbindungen an bestehende angeregte Zustände gesucht werden, um die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgeschlagenen Anregungsenergien und Spins experimentell zu überprüfen. Schließlich wäre es im Niederspinbereich des Kernes ^{75}Kr wichtig, im Rahmen eines optimierten Experimentes die Signaturpartner der Banden 5 und 6 bzw. die Übergänge zwischen Niederspinzuständen der Banden 3 und 10 zu etablieren und darüber hinaus die Lebensdauern der Niveaus genau zu bestimmen. Durch den Vergleich dieser Daten mit den in naher Zukunft möglichen, den $g_{9/2}$ -Konfigurationsraum einschließenden Monte-Carlo-Schalenmodellrechnungen könnte die Frage der Koexistenz oblater und prolater Deformationen im Niederspinbereich des Kernes ^{75}Kr endgültig geklärt werden.

Anhang A

Die Detektorpositionen

A.1 Die ISIS-Teleskope

Teleskop	Θ	Φ	Teleskop	Θ	Φ
0	36	0	20	90	270
1	36	180	21	90	90
2	31.72	238.28	22	90	328.28
3	31.72	58.28	23	90	148.28
4	36	296.57	24	108	180
5	36	116.57	25	108	0
6	60	217.38	26	108	296.57
7	60	37.38	27	108	116.57
8	60	259.19	28	120	217.38
9	60	79.19	29	120	37.38
10	58.28	328.28	30	120	259.19
11	58.28	148.28	31	120	79.19
12	72	180	32	121.72	328.28
13	72	0	33	121.72	148.28
14	72	296.57	34	144	0
15	72	116.57	35	144	180
16	90	206.57	36	148.28	238.28
17	90	26.57	37	148.28	58.28
18	90	238.28	38	144	296.57
19	90	58.28	39	144	116.57

A.2 Die Germaniumdetektoren

Cluster- detek- toren	Θ	Φ	Clover- detek- toren	Θ	Φ	Einzel- Detek- toren	Θ	Φ
0	156.76	0	0	103.28	0	0	52.23	0
1	156.76	72	1	103.28	27.69	1	52.23	24
2	156.76	144	2	103.28	55.38	2	52.23	48
3	156.76	216	3	103.28	83.08	3	52.23	72
4	156.76	288	4	103.28	110.77	4	52.23	96
5	129.94	0	5	103.28	138.46	5	52.23	120
6	137.4	36	6	103.28	166.15	6	52.23	144
7	129.94	72	7	103.28	193.85	7	52.23	168
8	137.4	108	8	103.28	221.54	8	52.23	192
9	129.94	144	9	103.28	249.23	9	52.23	216
10	137.4	180	10	103.28	276.92	10	52.23	240
11	129.94	216	11	103.28	304.62	11	52.23	264
12	137.4	252	12	103.28	332.31	12	52.23	288
13	129.94	288	13	76.72	0	13	52.23	312
14	137.4	324	14	76.72	27.69	14	52.23	336
			15	76.72	55.38	15	34.64	0
			16	76.72	83.08	16	34.64	36
			17	76.72	110.77	17	34.64	72
			18	76.72	138.46	18	34.64	108
			19	76.72	166.15	19	34.64	144
			20	76.72	193.85	20	34.64	180
			21	76.72	221.54	21	34.64	216
			22	76.72	249.23	22	34.64	252
			23	76.72	276.92	23	34.64	288
			24	76.72	304.62	24	34.64	324
			25	76.72	332.31	25	15.45	0
						26	15.45	72
						27	15.45	144
						28	15.45	216
						29	15.45	288

A.3 Die NWALL-Szintillatoren

Detektor	Sub-detektor	Θ	Φ	Detektor	Sub-detektor	Θ	Φ
P0	1	6.9	324	H6	2	46.78	27.09
P0	2	6.9	36	H6	3	47.21	44.82
P0	3	6.9	108	H7	2	46.78	99.09
P0	4	6.9	180	H7	3	47.21	116.82
P0	5	6.9	252	H8	2	46.78	171.09
H1	1	18.54	344.74	H8	3	47.21	188.82
H1	2	18.54	15.27	H9	2	46.78	243.09
H2	1	18.54	56.73	H9	3	47.21	260.82
H2	2	18.54	87.27	H10	2	46.78	315.09
H3	1	18.54	128.73	H10	3	47.21	332.82
H3	2	18.54	159.27	H11	2	46.83	352.84
H4	1	18.54	200.73	H11	3	47.2	7.06
H4	2	18.54	231.27	H12	2	46.83	64.84
H5	1	18.54	272.73	H12	3	47.2	79.06
H5	2	18.54	303.27	H13	2	46.83	136.84
H1	3	30.3	0	H13	3	47.2	151.06
H2	3	30.3	72	H14	2	46.83	208.84
H3	3	30.3	144	H14	3	47.2	223.06
H4	3	30.3	216	H15	2	46.83	280.84
H5	3	30.3	288	H15	3	47.2	295.06
H6	1	34.87	36	H11	1	57.21	359.59
H7	1	34.87	108	H12	1	57.21	71.59
H8	1	34.87	180	H13	1	57.21	143.59
H9	1	34.87	252	H14	1	57.21	215.59
H10	1	34.87	324	H15	1	57.21	287.59

Anhang B

Die Ergebnisse der CNS-Rechnungen

Nachfolgend sind für die in dieser Arbeit analysierten Kr-Isotope jeweils zuerst die innerhalb der CNS-Rechnungen zugeordneten Konfigurationen aufgeführt und im Anschluß die resultierenden Potentialflächendiagramme dargestellt.

Die Konfigurationen sind tabellarisch in der Form

	Oszillatorquantenzahl N				
	0	1	2	3	4
(#Prot.($N = 4$), #Neut.($N = 4$)), Konfiguration: (π, α),					
	Protonen				
Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$	1	3	6	7	1
Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$	1	3	6	7	1
	Neutronen				
Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$	1	3	6	8	1
Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$	1	3	6	7	1

angegeben, wobei die Oszillatorzustände die folgenden Schalen beinhalten:

Oszillatorquantenzahl N	Schale				
0	$s_{1/2}$				
1	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$			
2	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$		
3	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{7/2}$	
4	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$g_{7/2}$	$g_{9/2}$

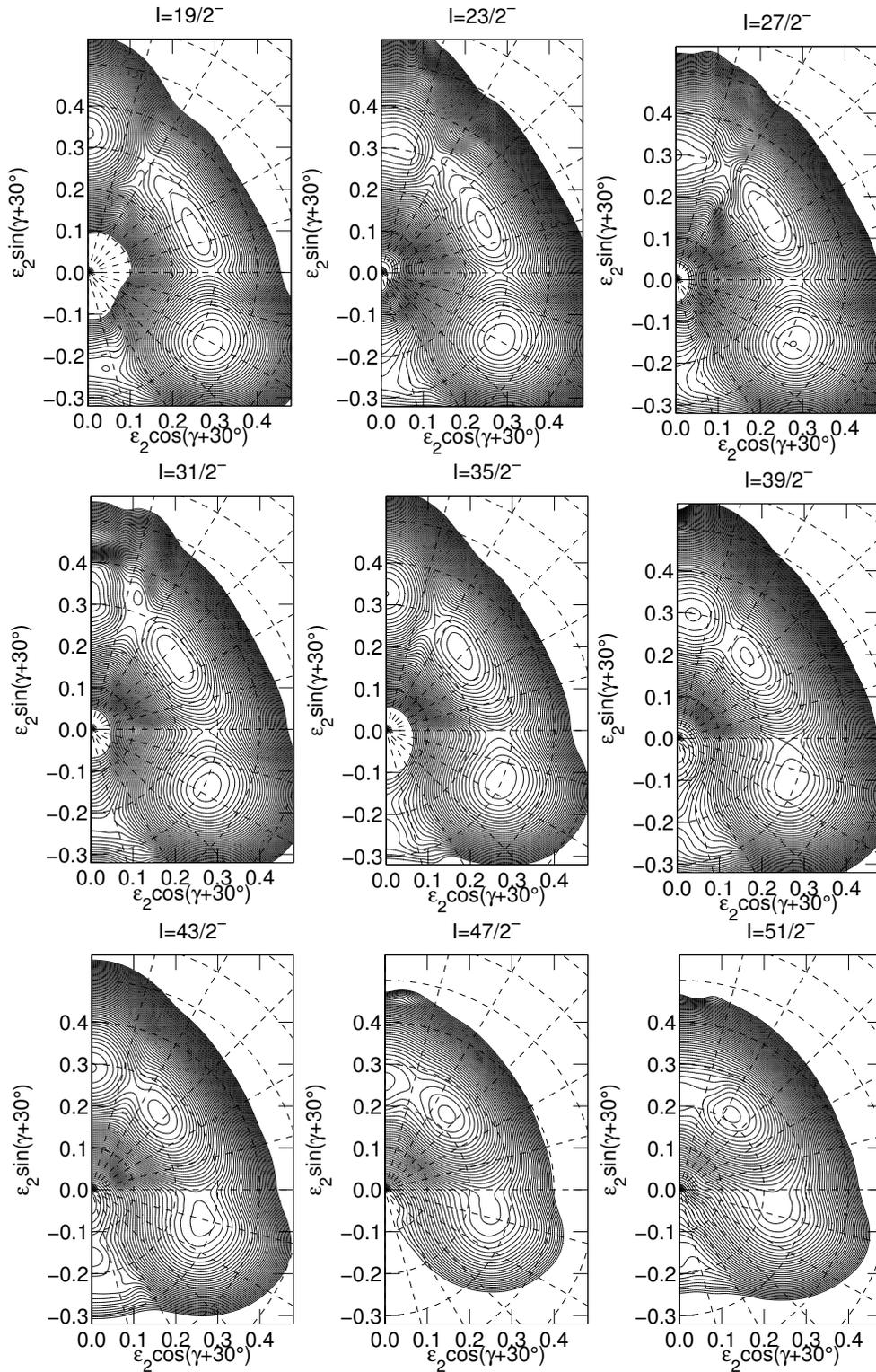
Falls nicht näher spezifiziert, besetzen die Protonen und Neutronen in der N=4-Schale die $g_{9/2}$ -Orbitale.

B.1 Die Konfigurationen in ^{73}Kr

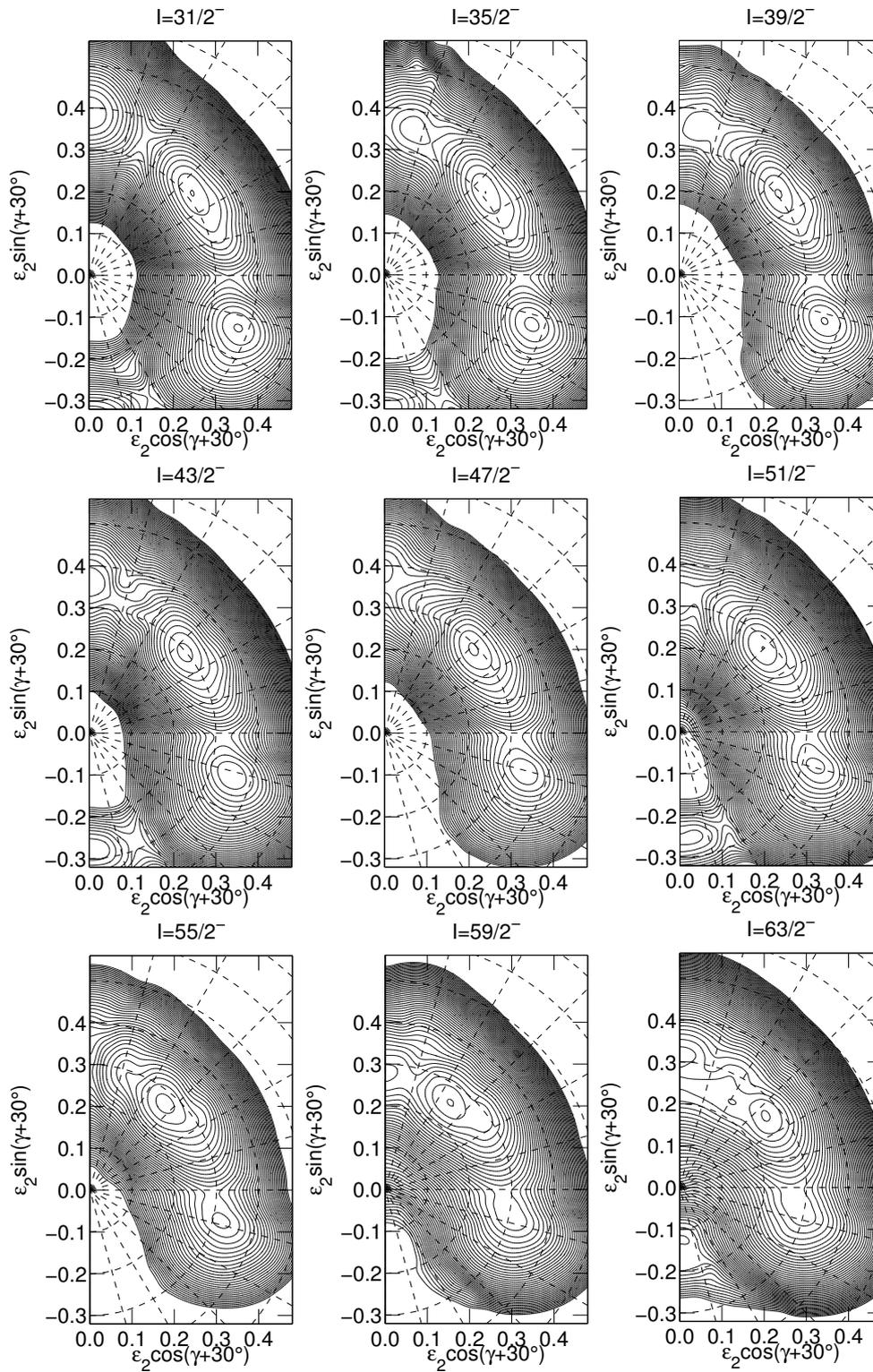
$(2, 2), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$					$(2, 4), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$				
Protonen					Protonen				
1	3	6	7	1	1	3	6	7	1
1	3	6	7	1	1	3	6	7	1
Neutronen					Neutronen				
1	3	6	8	1	1	3	6	7	2
1	3	6	7	1	1	3	6	6	2
$(2, 2), \left(-, +\frac{1}{2}\right)$					$(3, 3), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$				
Protonen					Protonen				
1	3	6	7	1	1	3	6	6	1
1	3	6	7	1	1	3	6	7	2
Neutronen					Neutronen				
1	3	6	7	1	1	3	6	7	1
1	3	6	8	1	1	3	6	7	2
$(2, 3), \left(+, +\frac{1}{2}\right)$					$(3, 3), \left(-, +\frac{1}{2}\right)$				
Protonen					Protonen				
1	3	6	7	1	1	3	6	7	1
1	3	6	7	1	1	3	6	6	2
Neutronen					Neutronen				
1	3	6	7	1	1	3	6	7	1
1	3	6	7	2	1	3	6	7	2
$(2, 3), \left(+, -\frac{1}{2}\right)$									
Protonen									
1	3	6	7	1					
1	3	6	7	1					
Neutronen									
1	3	6	7	2					
1	3	6	7	1					

B.2 Die Potentialflächen für ^{73}Kr

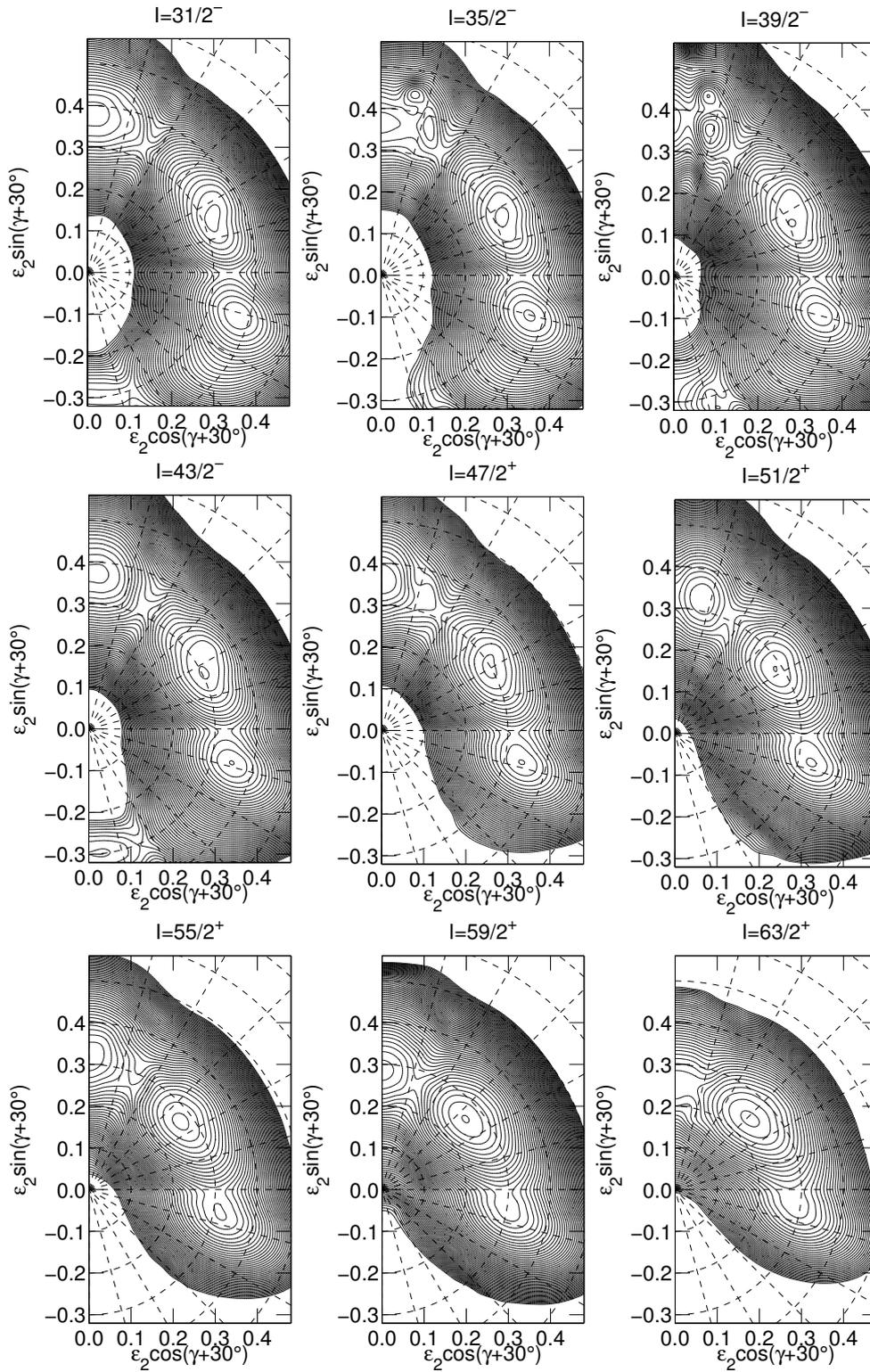
$(2, 2), (-, -1/2)$



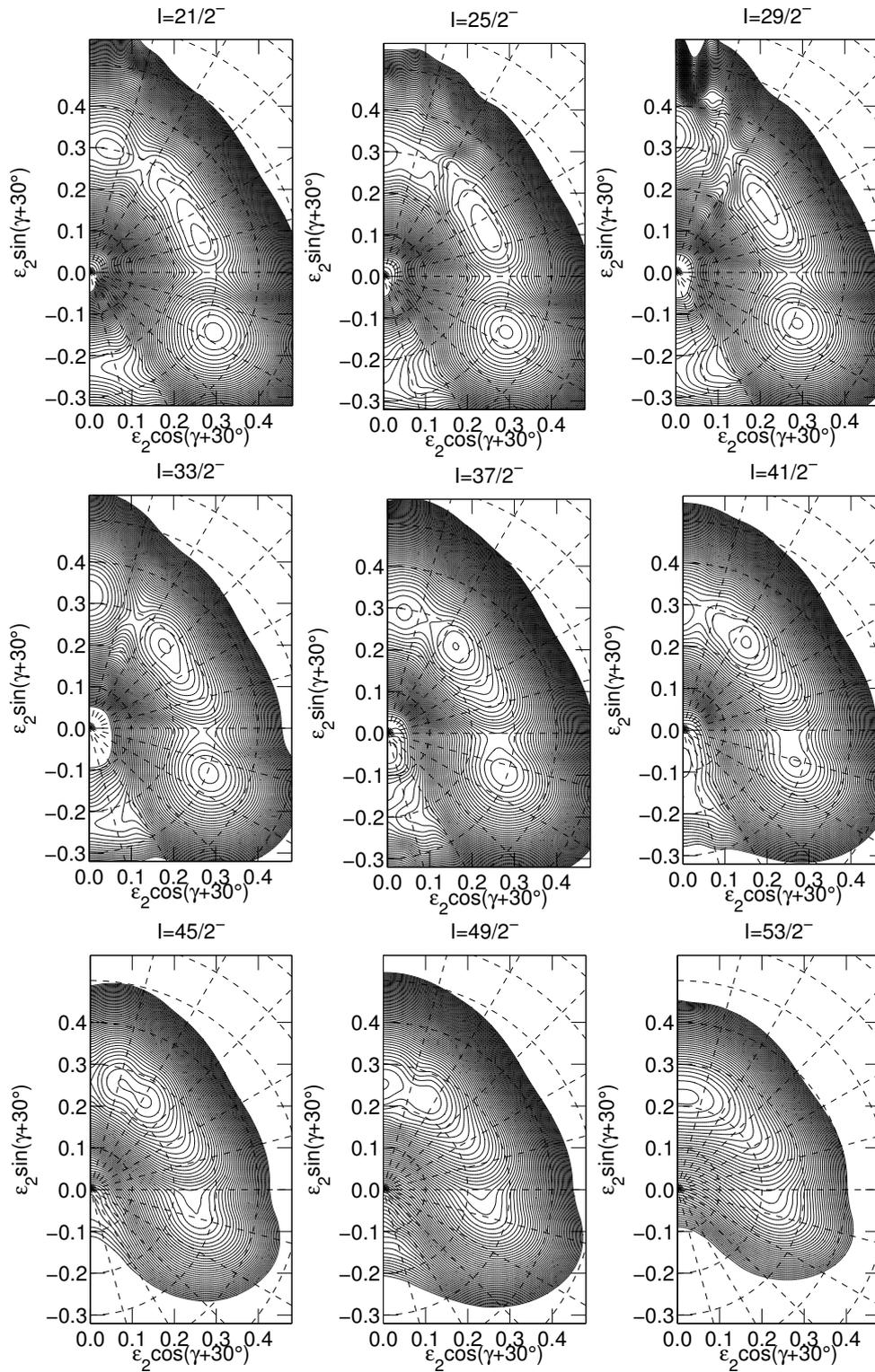
(2, 4), (-, -1/2)



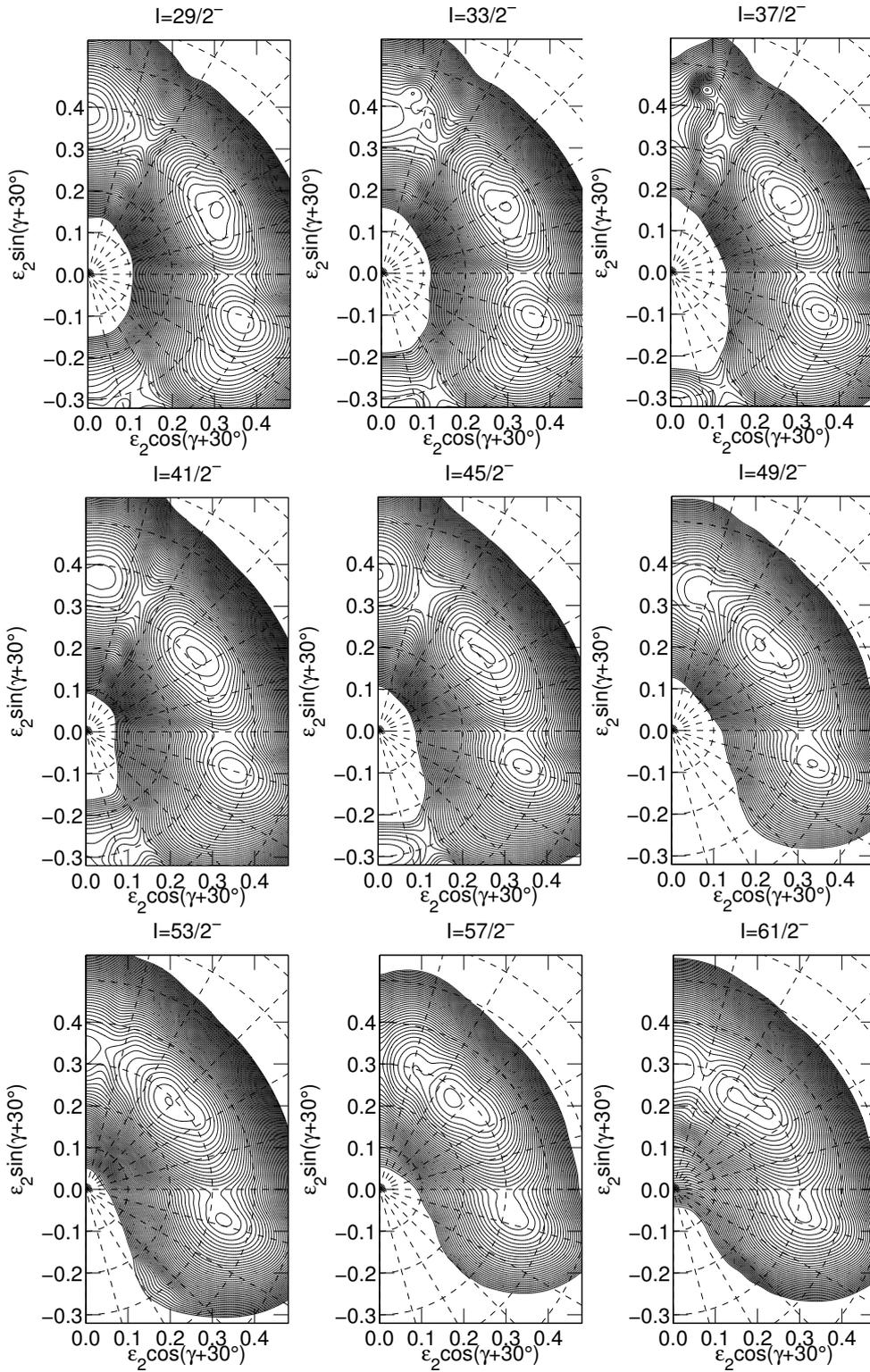
(3, 3), (-, -1/2)



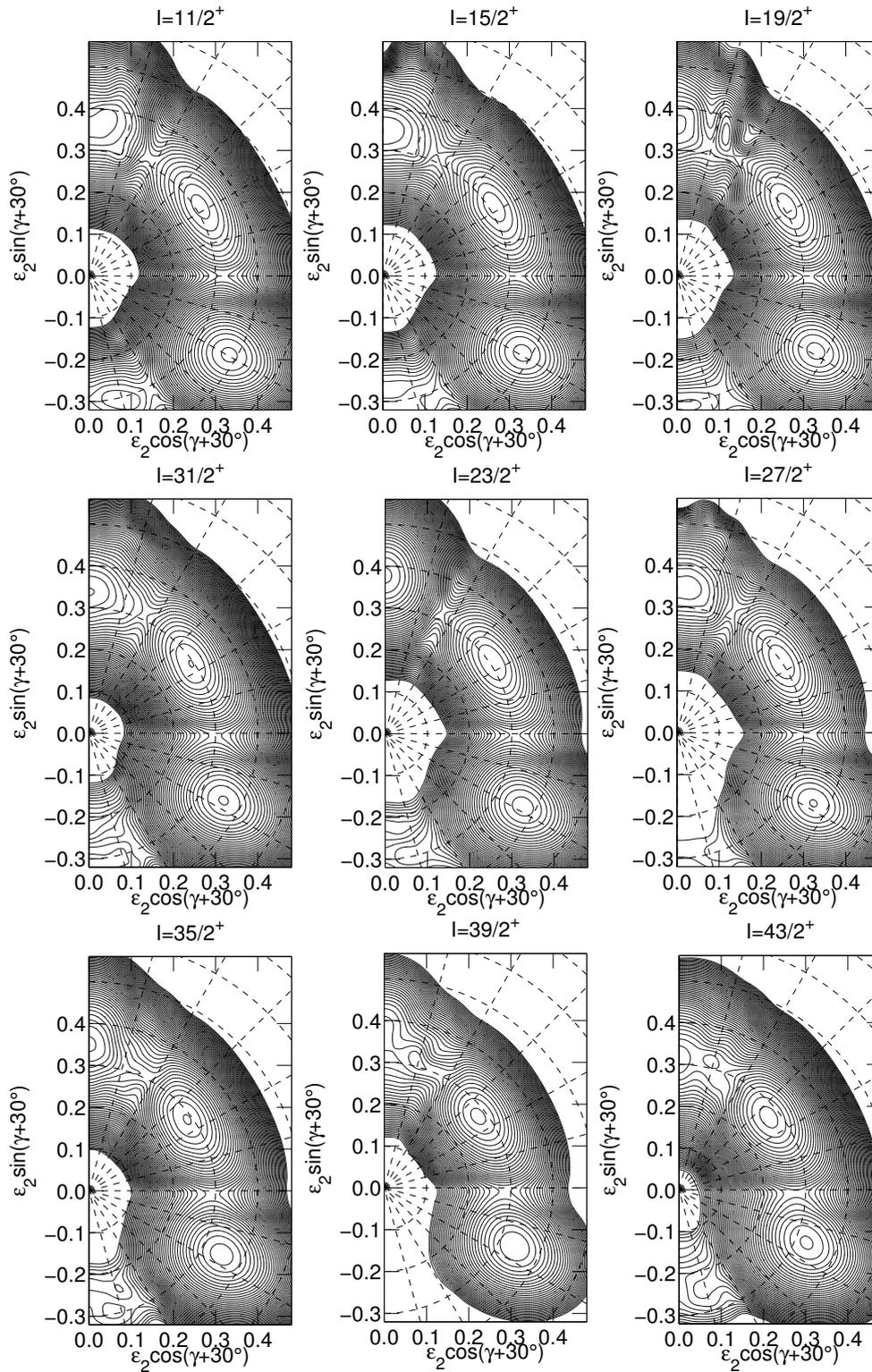
(2, 2), (-, +1/2)



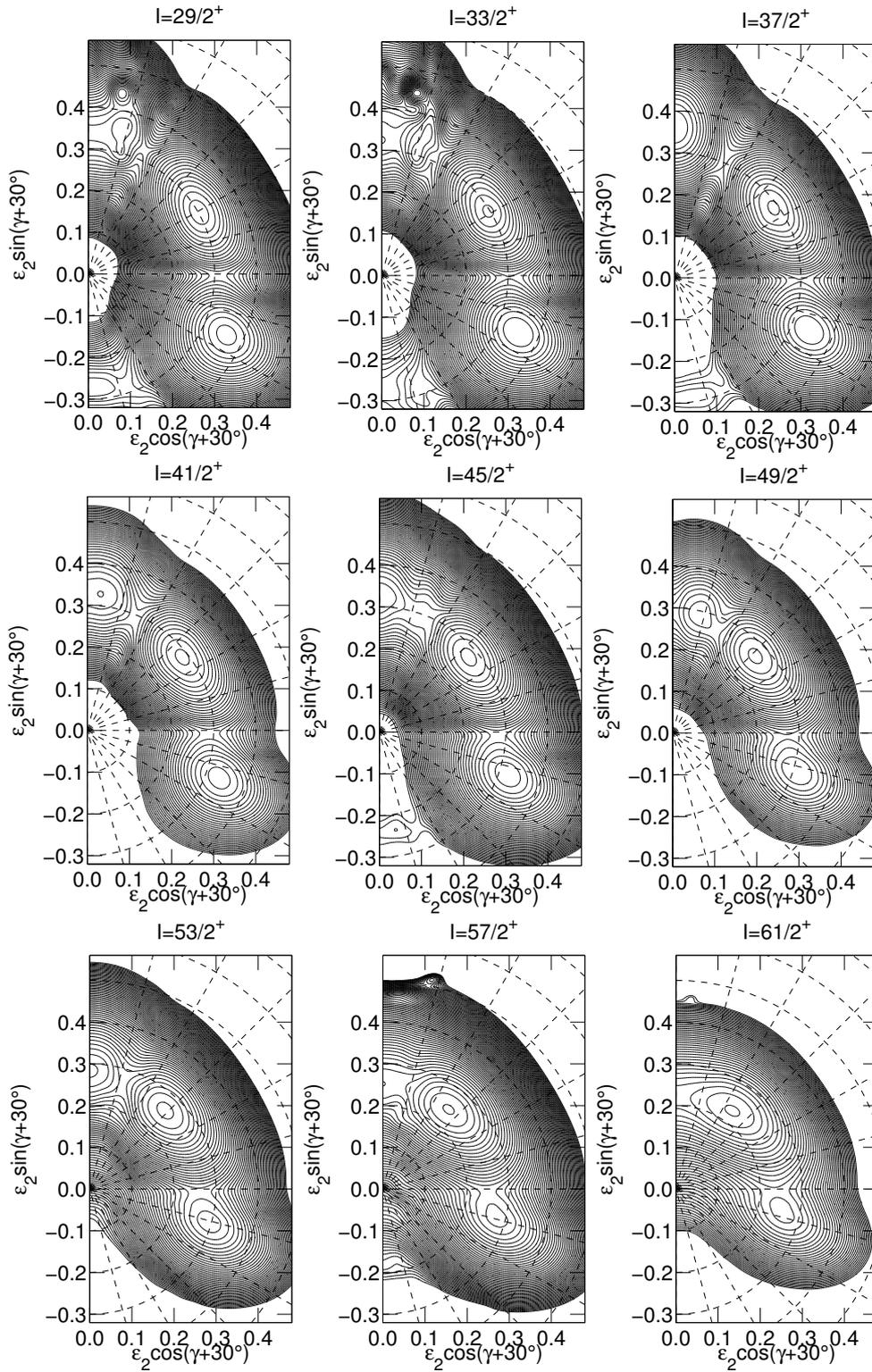
(3, 3), (-, +1/2)



(2, 3), (+, -1/2)



(2, 3), (+, +1/2)

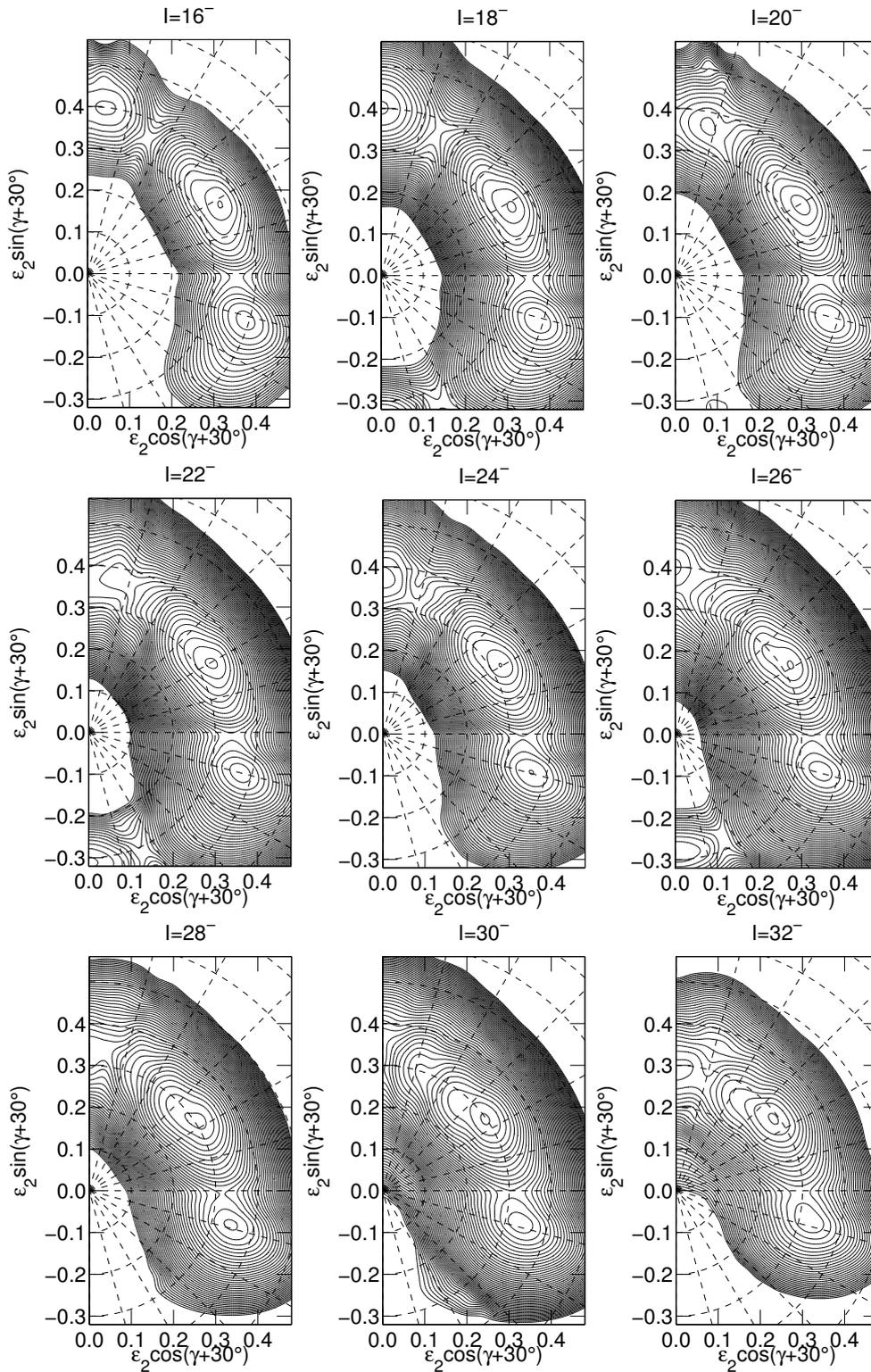


B.3 Die Konfigurationen in ^{74}Kr

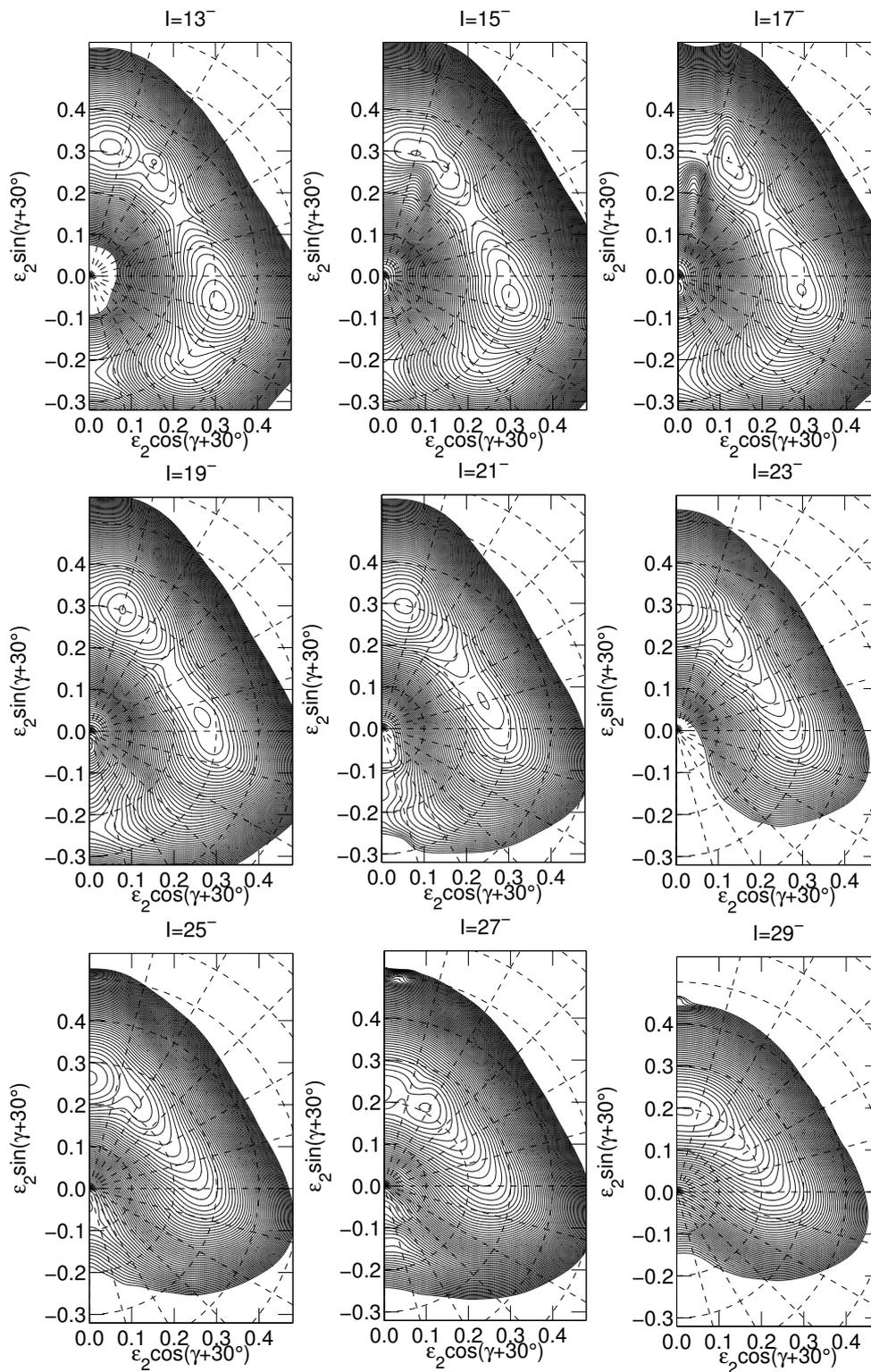
(2, 4), (+, 0)					(3, 4) - 1, (-, 1)				
Protonen					Protonen				
1	3	6	7	1	1	3	6	6	1
1	3	6	7	1	1	3	6	7	2
Neutronen					Neutronen				
1	3	6	7	2	1	3	6	7	2
1	3	6	7	2	1	3	6	7	2
(4, 4), (+, 0)					(3, 4) - 2, (-, 1)				
Protonen					Protonen				
1	3	6	6	2	1	3	6	7	2
1	3	6	6	2	1	3	6	6	1
Neutronen					Neutronen				
1	3	6	7	2	1	3	6	7	2
1	3	6	7	2	1	3	6	7	2
(3, 4), (-, 0)					(3, 2), (-, 1)				
Protonen					Protonen				
1	3	6	7	1	1	3	6	6	1
1	3	6	6	2	1	3	6	7	2
Neutronen					Neutronen				
1	3	6	7	2	1	3	6	8	1
1	3	6	7	2	1	3	6	8	1

B.4 Die Potentialflächen für ^{74}Kr

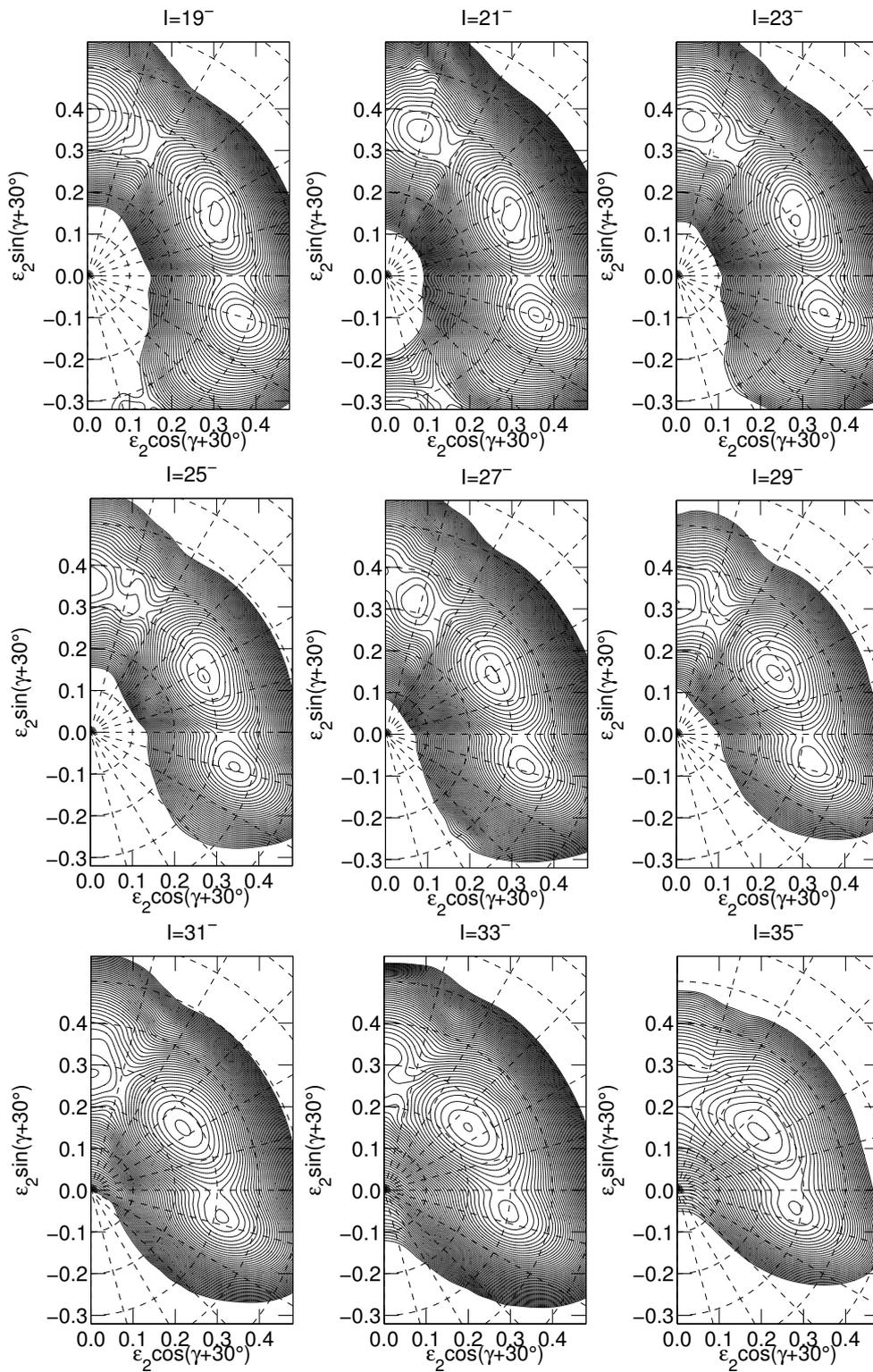
(3, 4), (-, 0)



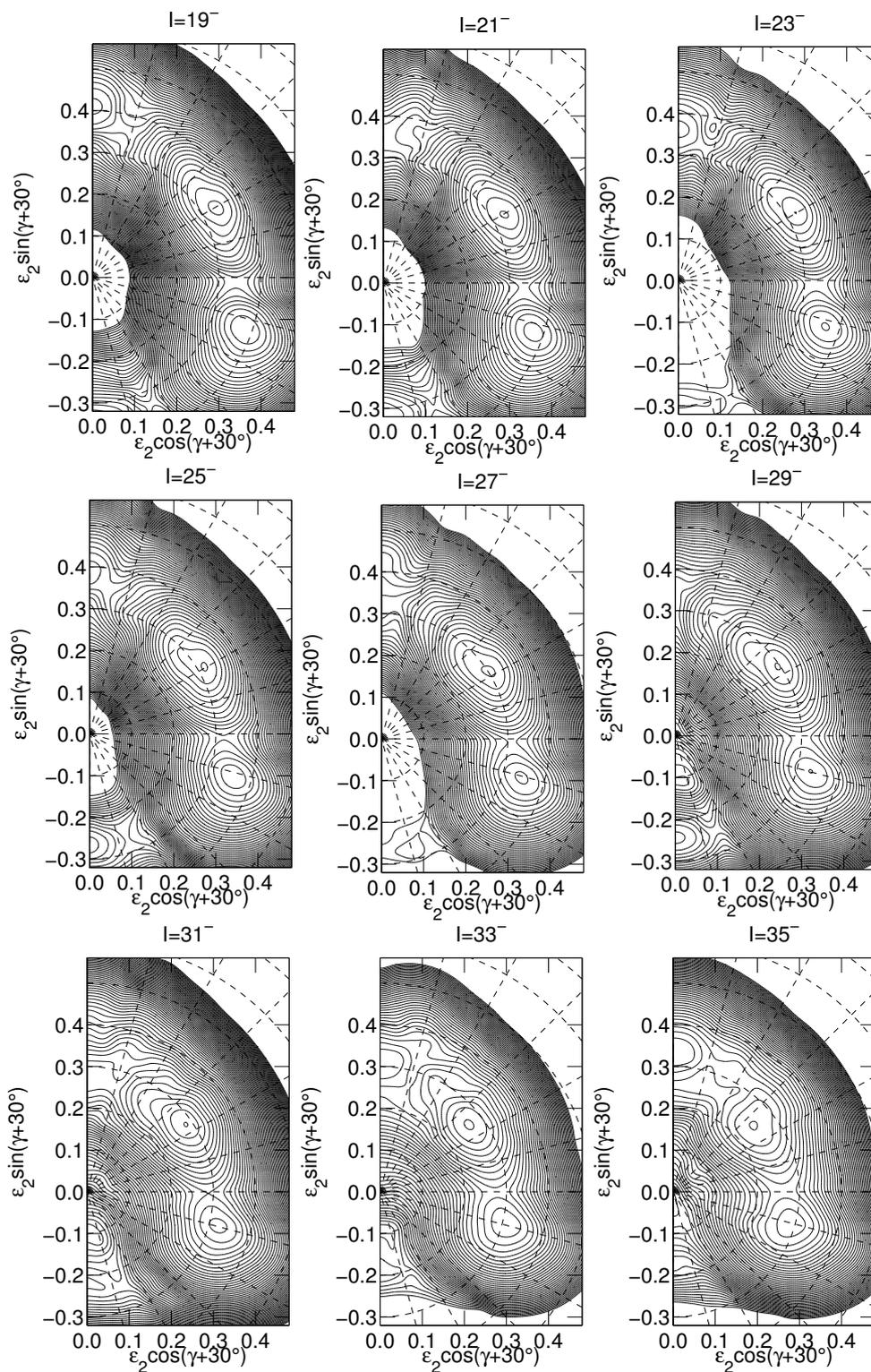
(3, 2), (-, 1)



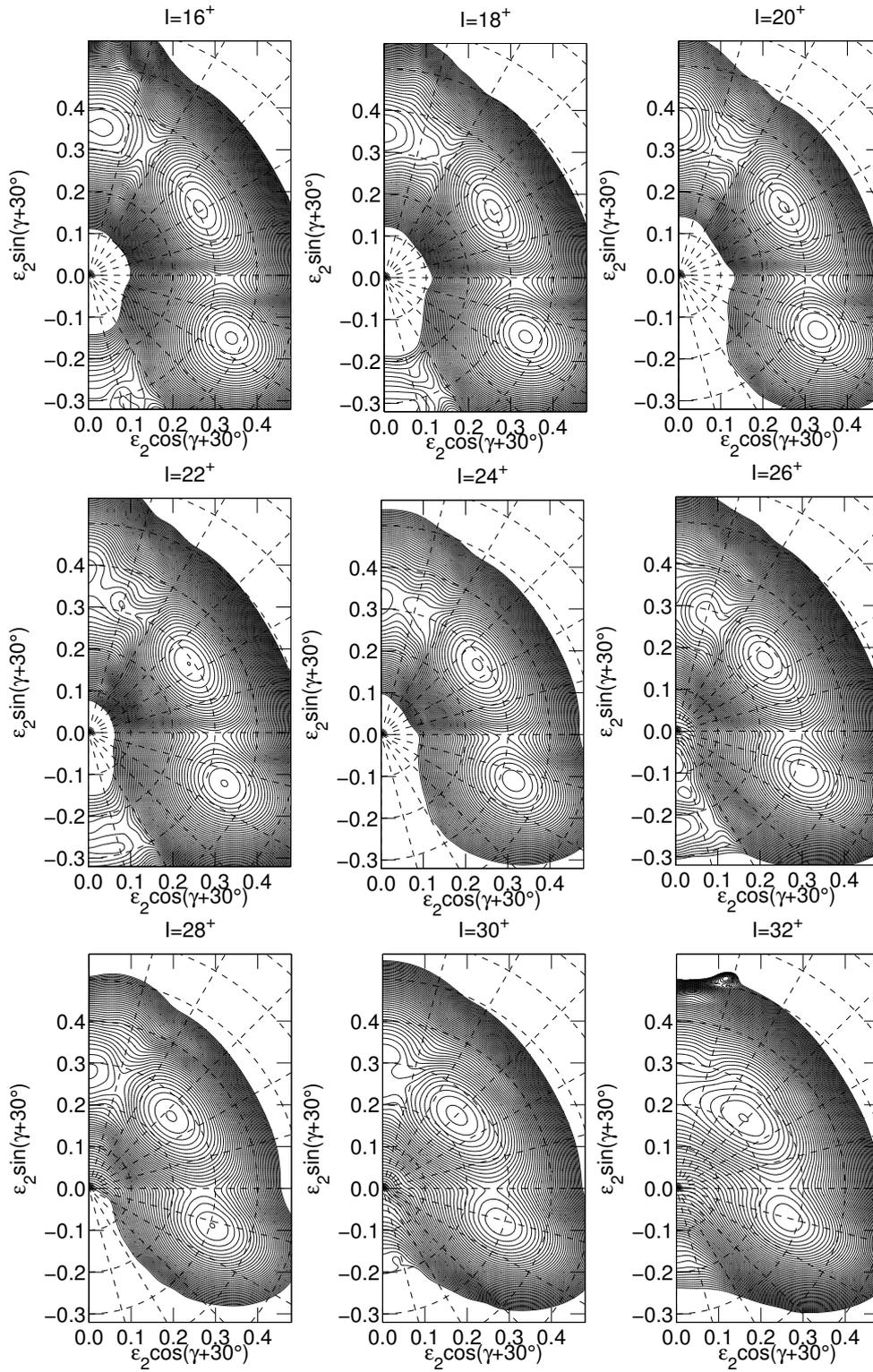
(3, 4), (-, 1) - 1



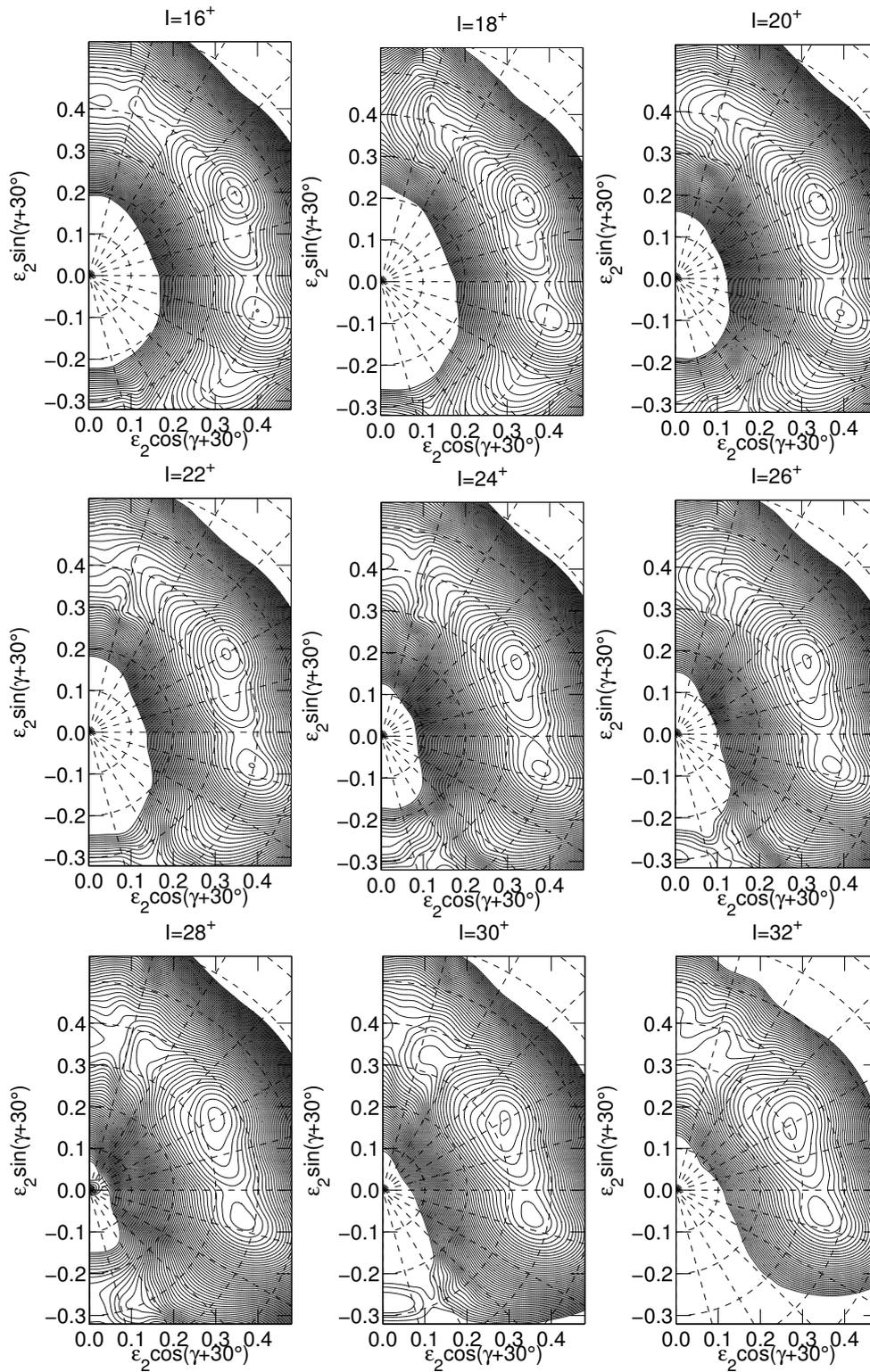
(3, 4), (-, 1) - 2



(2, 4), (+, 0)



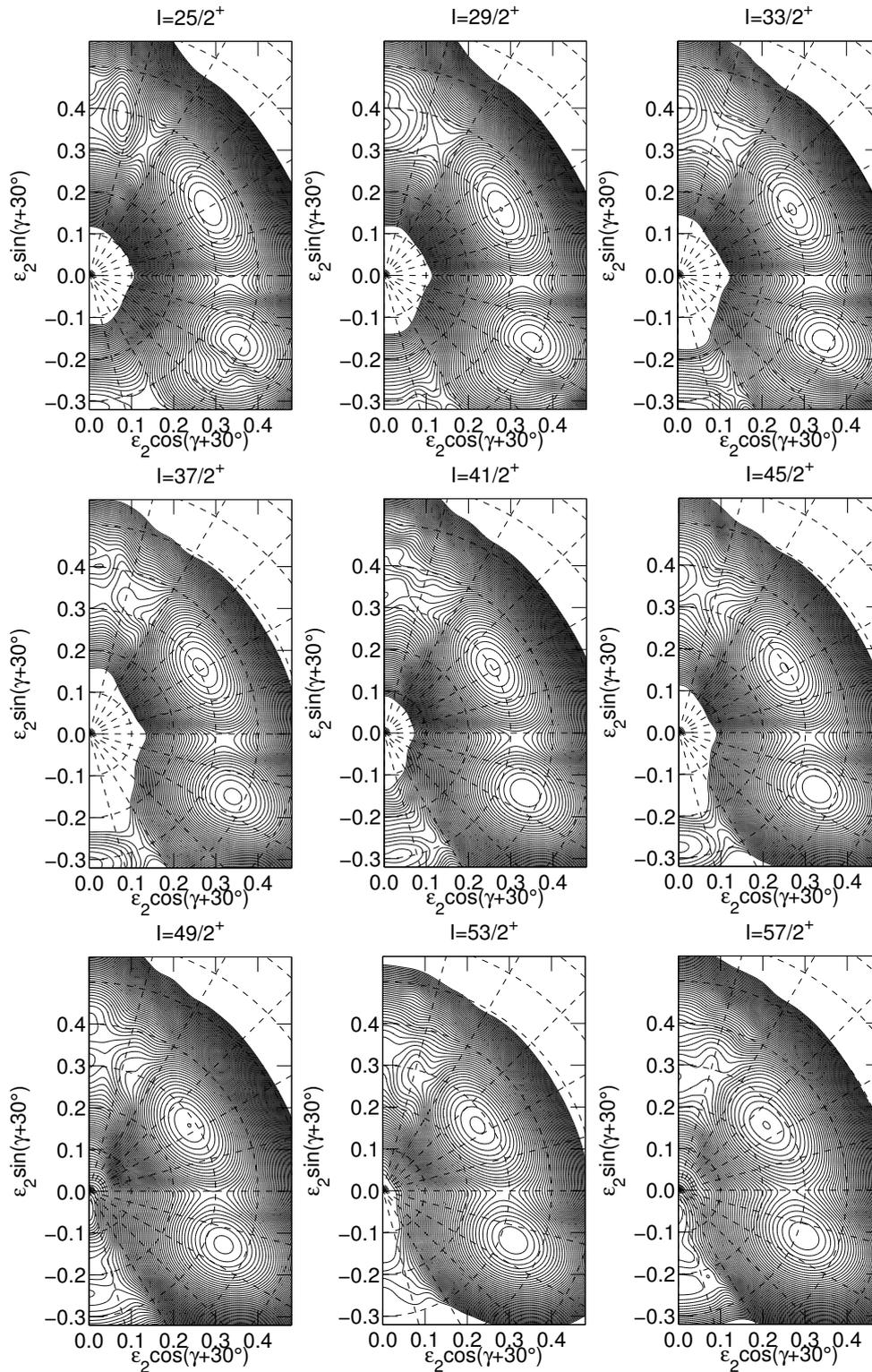
(4, 4), (+, 0)



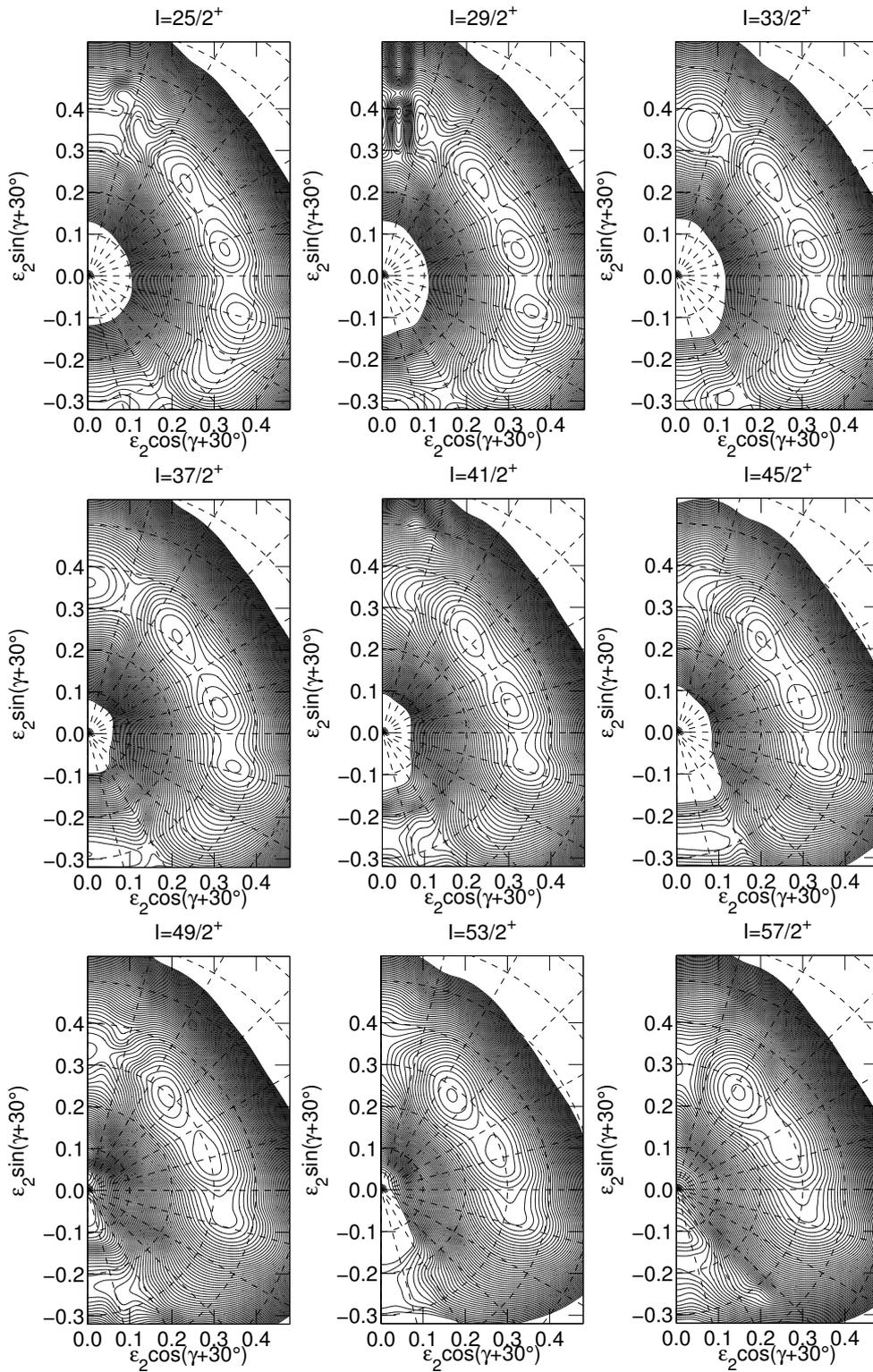
B.5 Die Konfigurationen in ^{75}Kr

$(2, 5), \left(+, +\frac{1}{2}\right)$	$(3, 4), \left(+, +\frac{1}{2}\right)$ -1	$(3, 4), \left(+, +\frac{1}{2}\right)$ -2	$(2, 5), \left(+, -\frac{1}{2}\right)$
Protonen	Protonen	Protonen	Protonen
1 3 6 7 1 1 3 6 7 1	1 3 6 7 1 1 3 6 6 2	1 3 6 6 1 1 3 6 7 2	1 3 6 7 1 1 3 6 7 1
Neutronen	Neutronen	Neutronen	Neutronen
1 3 6 7 2 1 3 6 7 3	1 3 6 7 2 1 3 6 8 2	1 3 6 8 2 1 3 6 7 2	1 3 6 7 3 1 3 6 7 2
$(2, 4), \left(-, +\frac{1}{2}\right)$	$(3, 5), \left(-, +\frac{1}{2}\right)$ -1	$(3, 5), \left(-, +\frac{1}{2}\right)$ -2	$(3, 5), \left(-, +\frac{1}{2}\right)$ -3
Protonen	Protonen	Protonen	Protonen
1 3 6 7 1 1 3 6 7 1	1 3 6 7 1 1 3 6 6 2	1 3 6 6 1 1 3 6 7 2	1 3 6 6 2 1 3 6 7 1
Neutronen	Neutronen	Neutronen	Neutronen
1 3 6 7 2 1 3 6 8 2	1 3 6 7 2 1 3 6 7 3	1 3 6 7 3 1 3 6 7 2	1 3 6 7 2 1 3 6 7 3
$(2, 4), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$	$(3, 5), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$ -1	$(3, 5), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$ -2	$(3, 5), \left(-, -\frac{1}{2}\right)$ -3
Protonen	Protonen	Protonen	Protonen
1 3 6 7 1 1 3 6 7 1	1 3 6 6 1 1 3 6 7 2	1 3 6 7 1 1 3 6 6 2	1 3 6 7 2 1 3 6 6 1
Neutronen	Neutronen	Neutronen	Neutronen
1 3 6 8 2 1 3 6 7 2	1 3 6 7 2 1 3 6 7 3	1 3 6 7 3 1 3 6 7 2	1 3 6 7 2 1 3 6 7 3

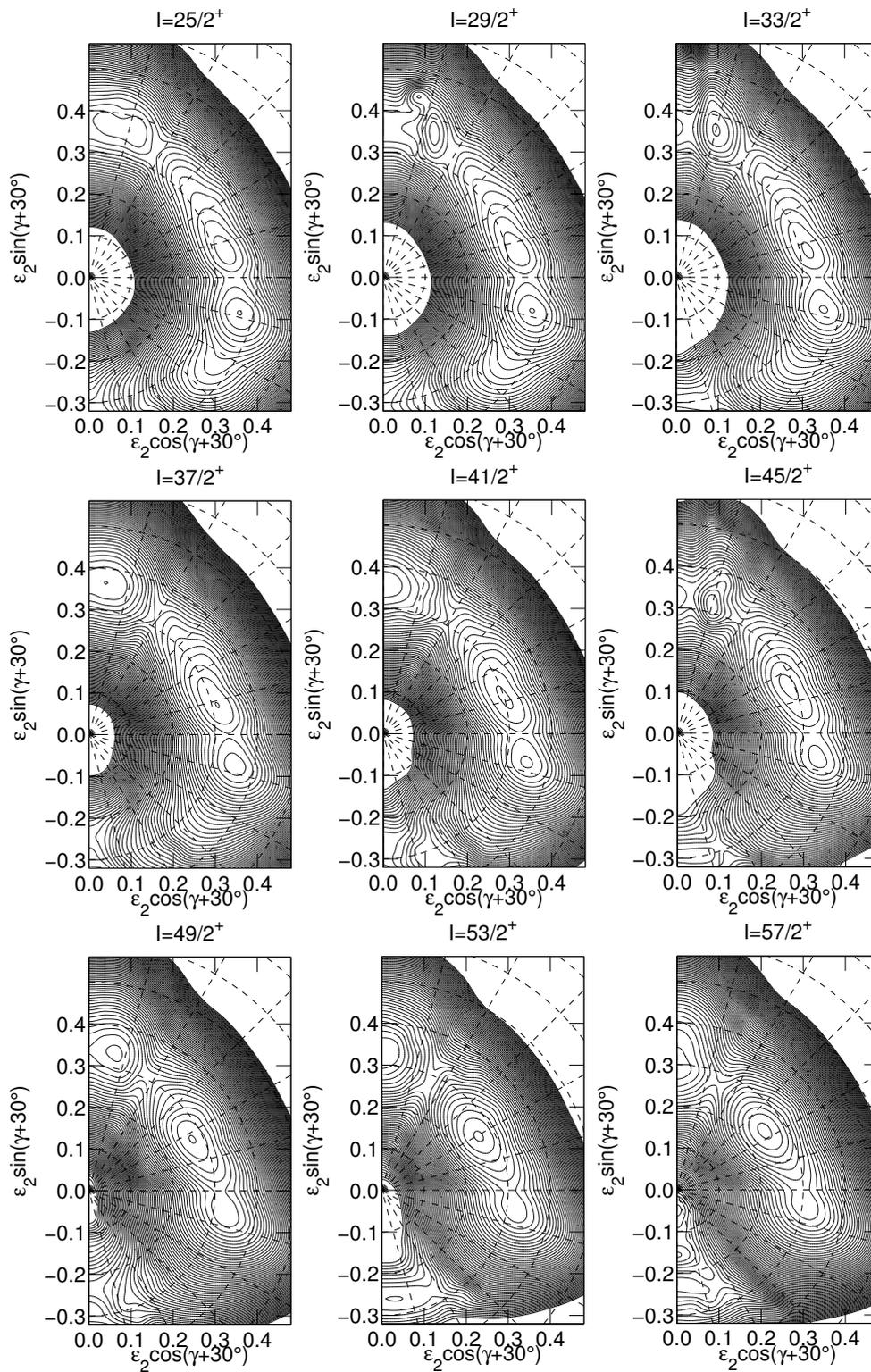
B.6 Die Potentialflächen für ^{75}Kr (2, 5), (+, +1/2)



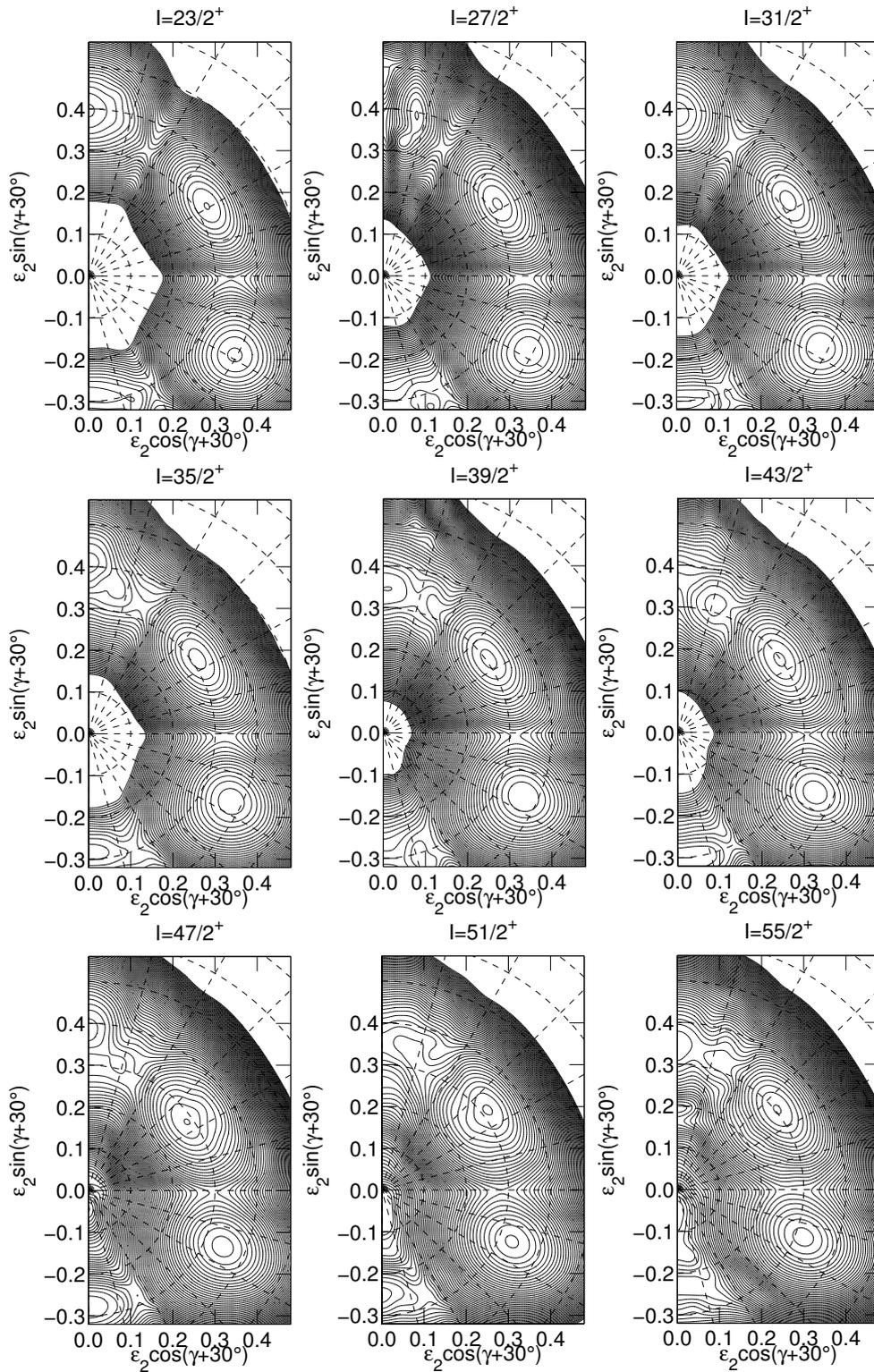
(3, 4), (+, +1/2) - 1



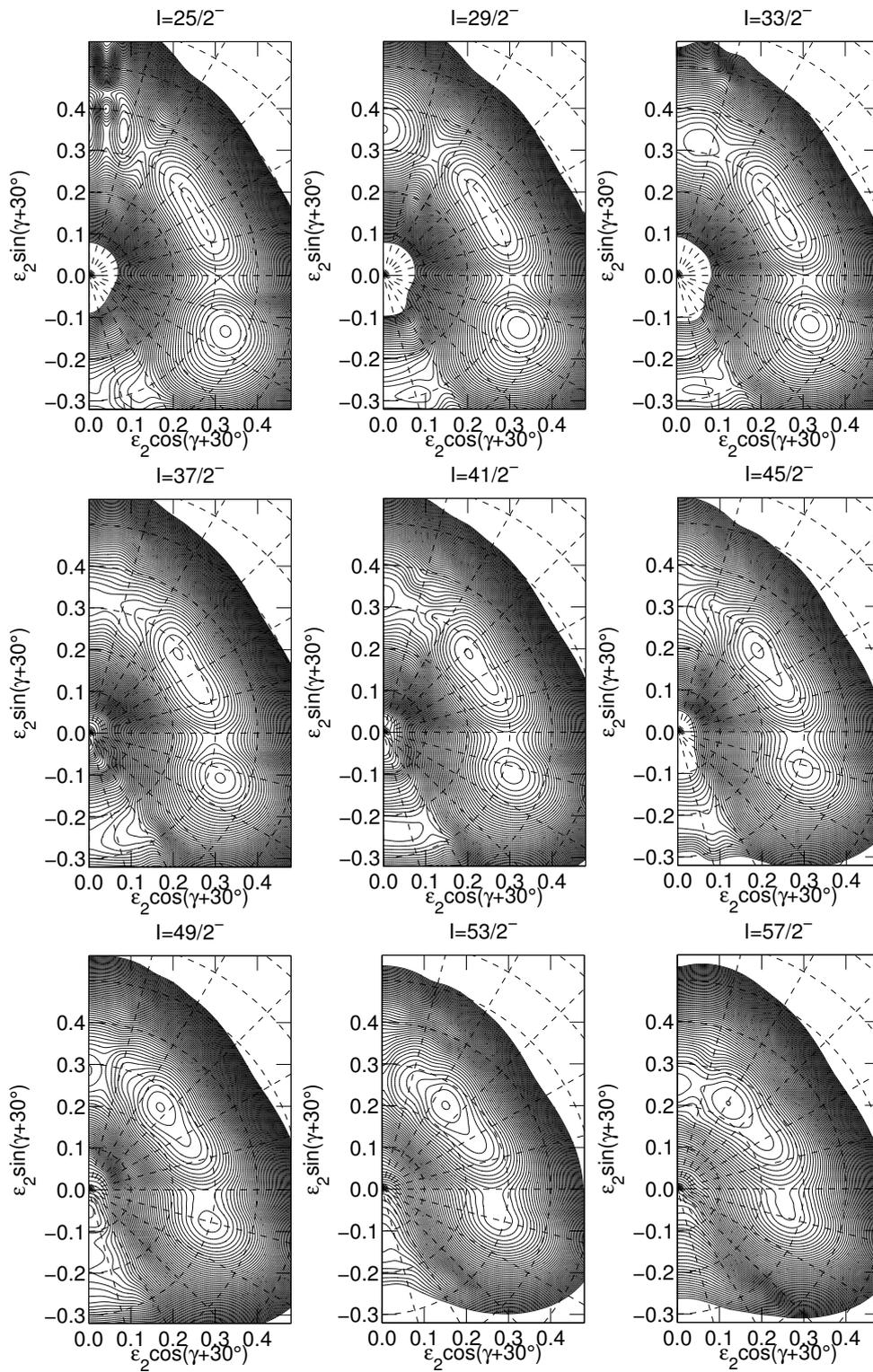
(3, 4), (+, +1/2) - 2



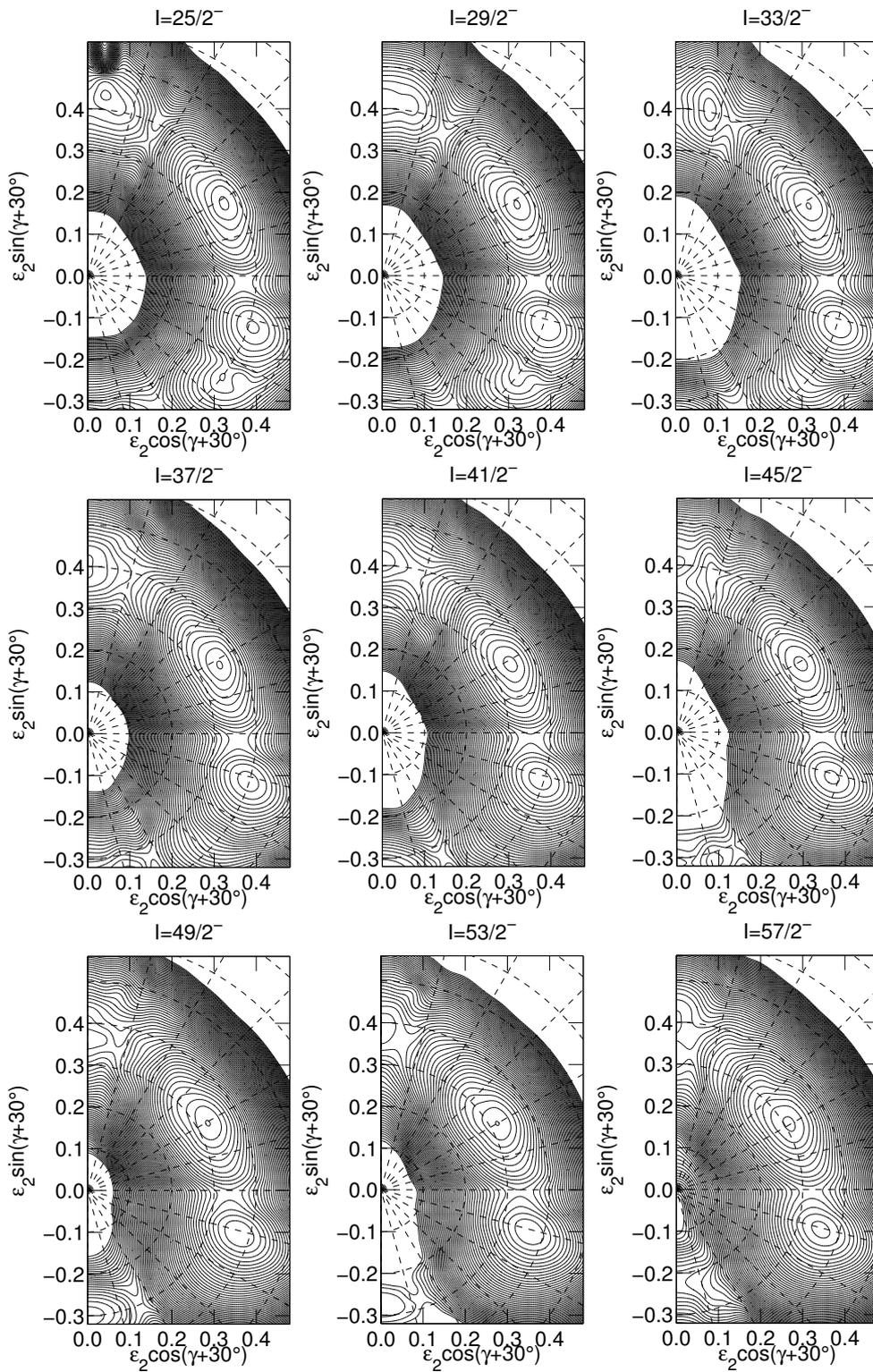
$(2, 5), (+, -1/2)$



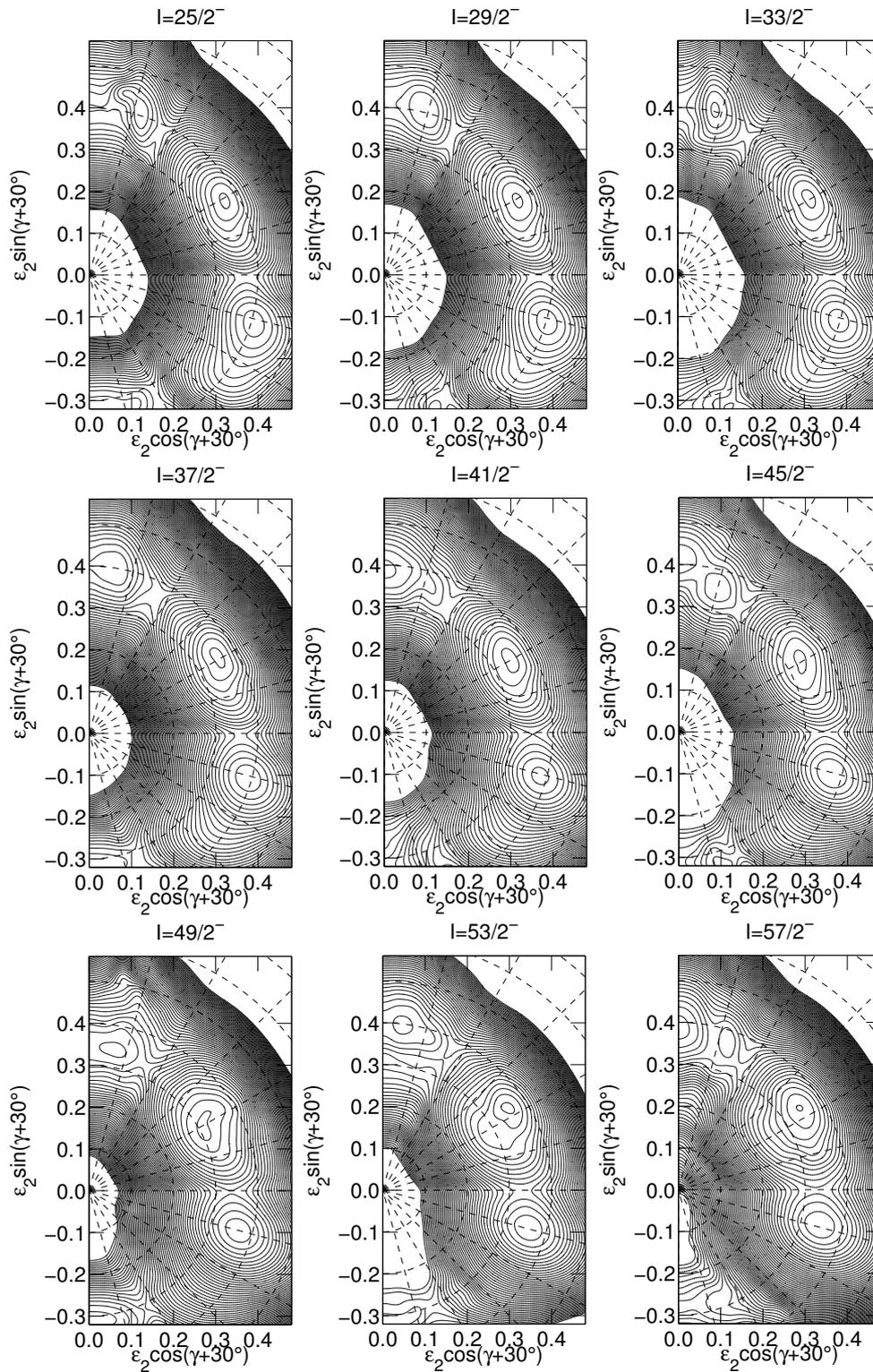
(2, 4), (-, +1/2)



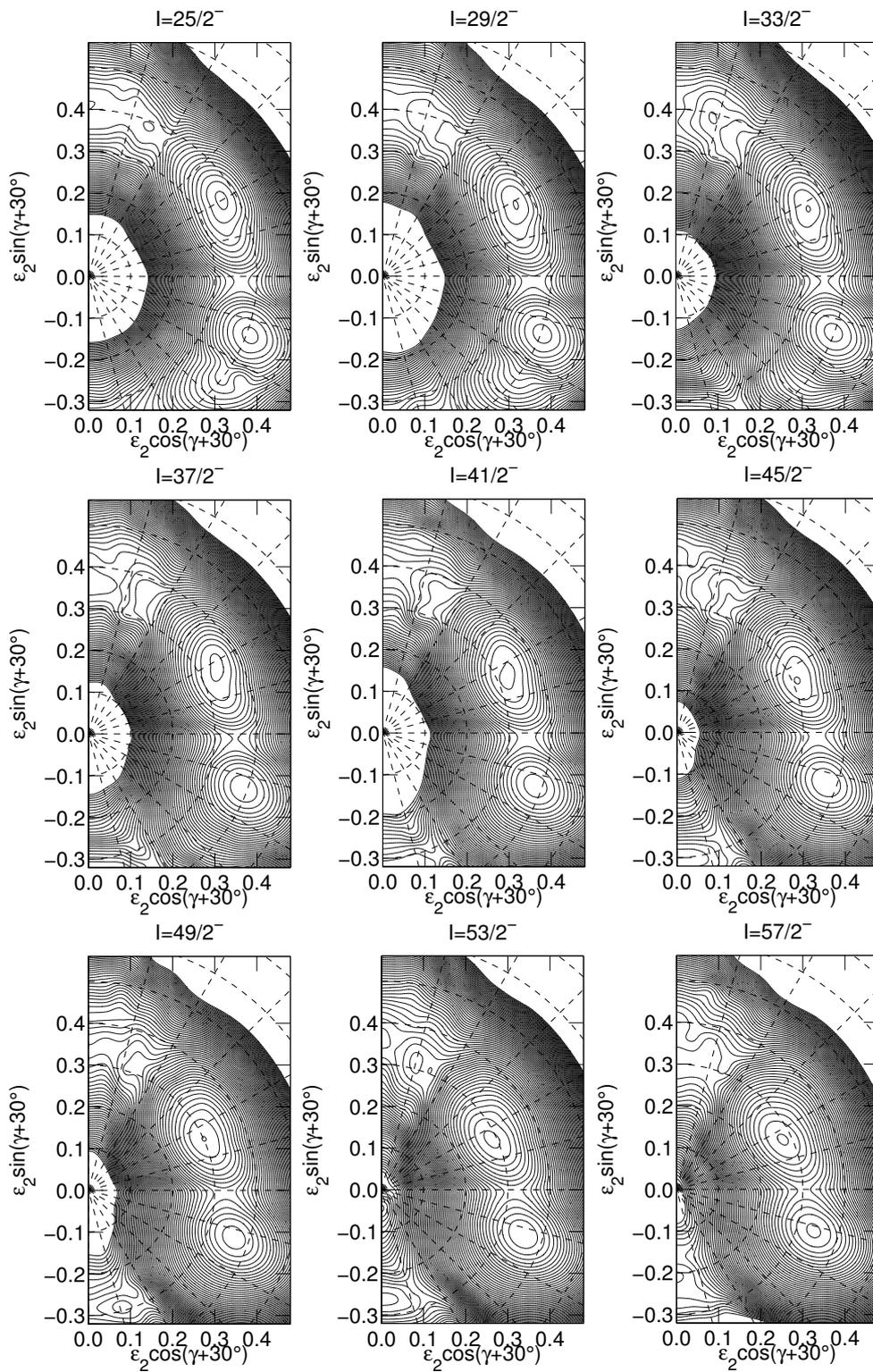
(3, 5), (-, +1/2) - 1



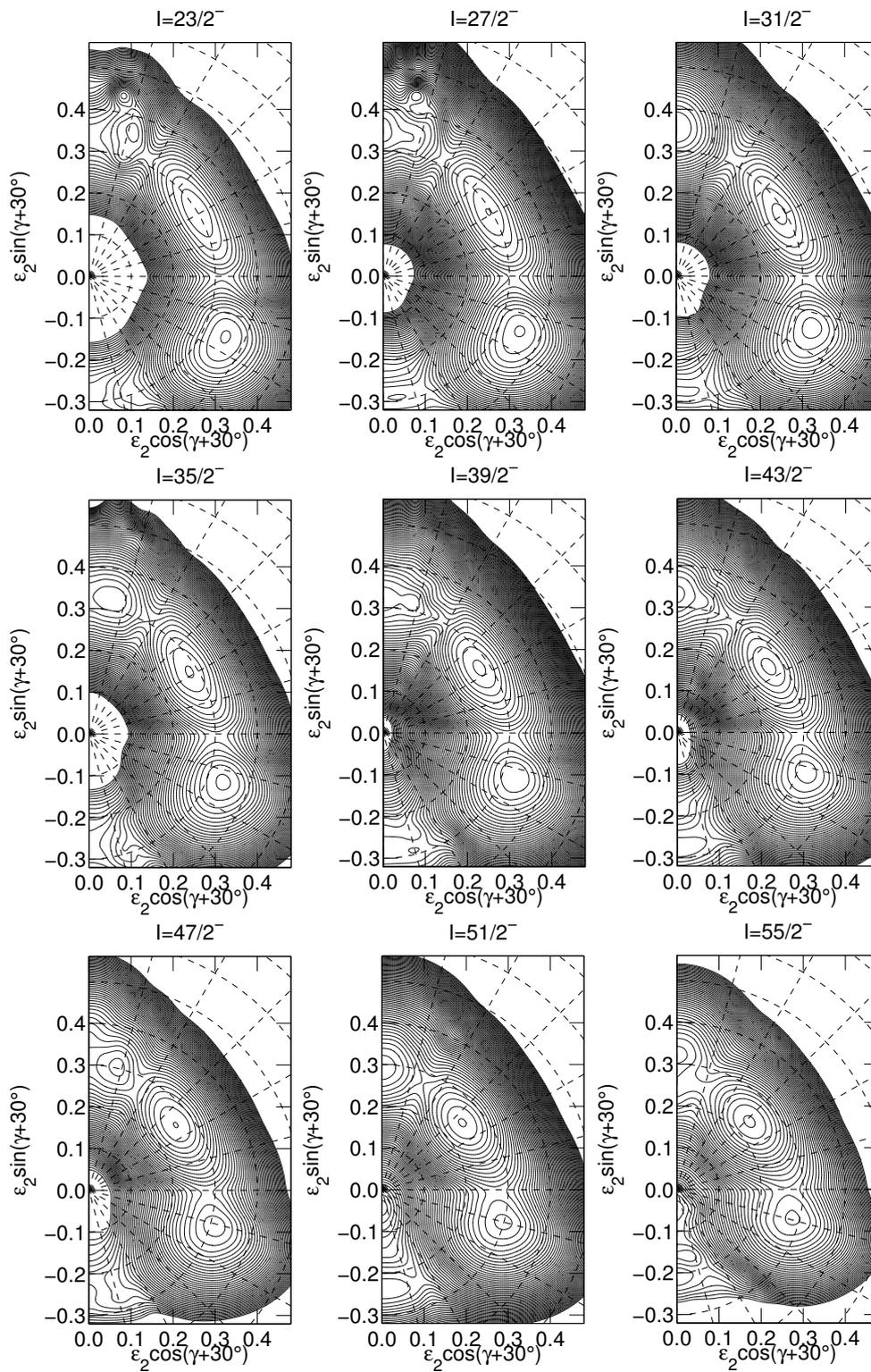
(3, 5), (-, +1/2) - 2



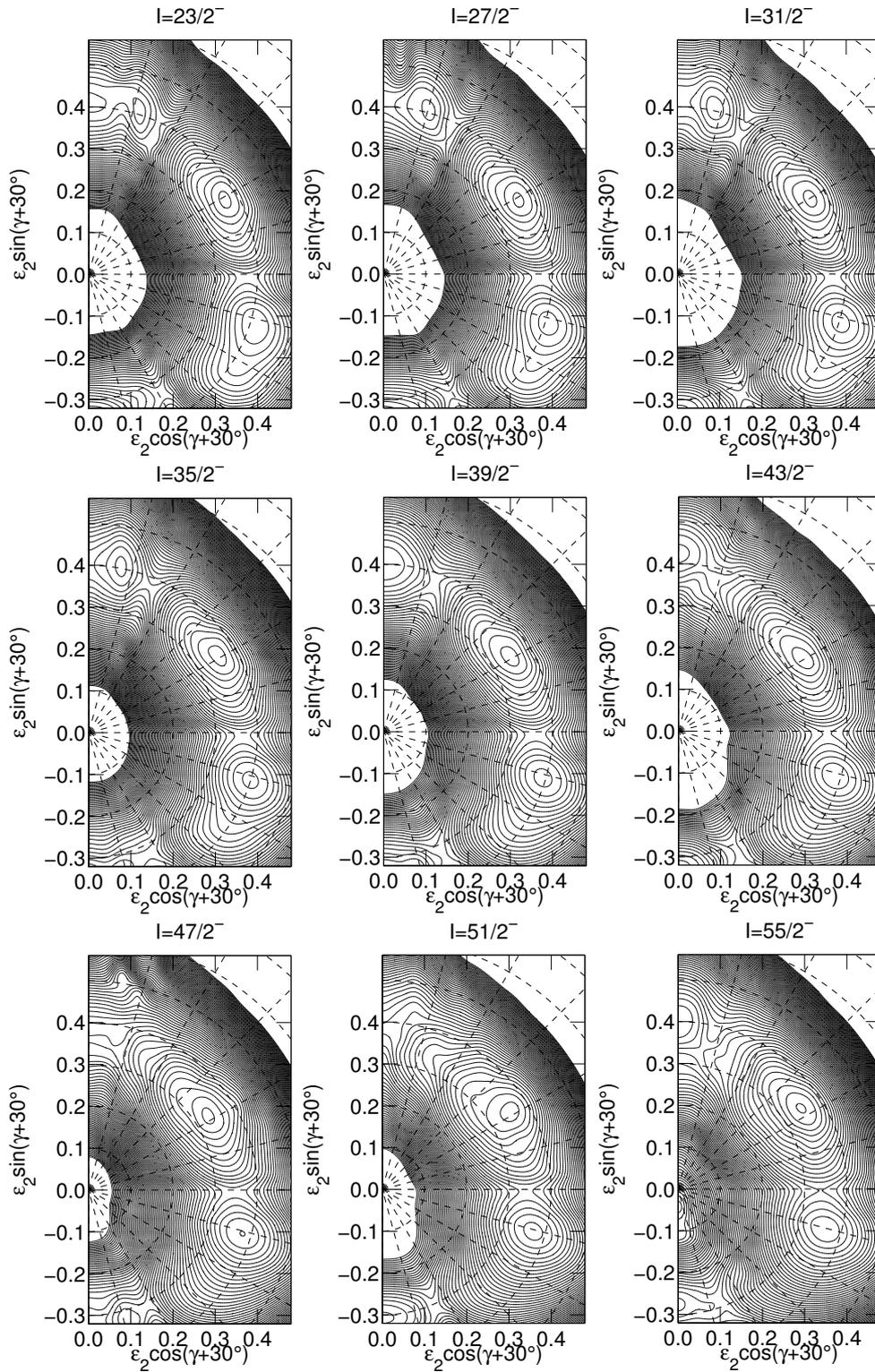
$(3, 5), (-, +1/2) - 3$



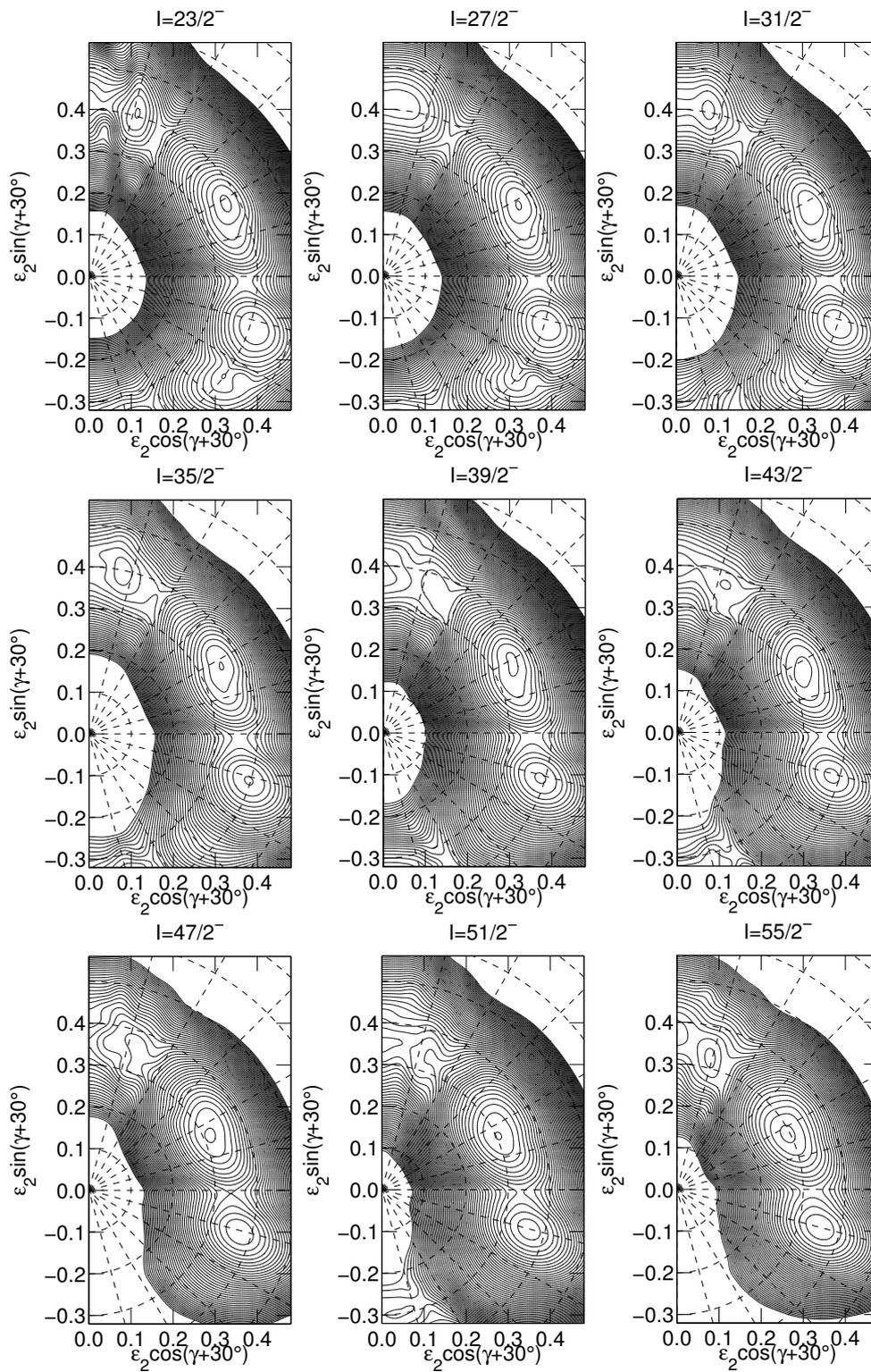
(2, 4), (-, -1/2)



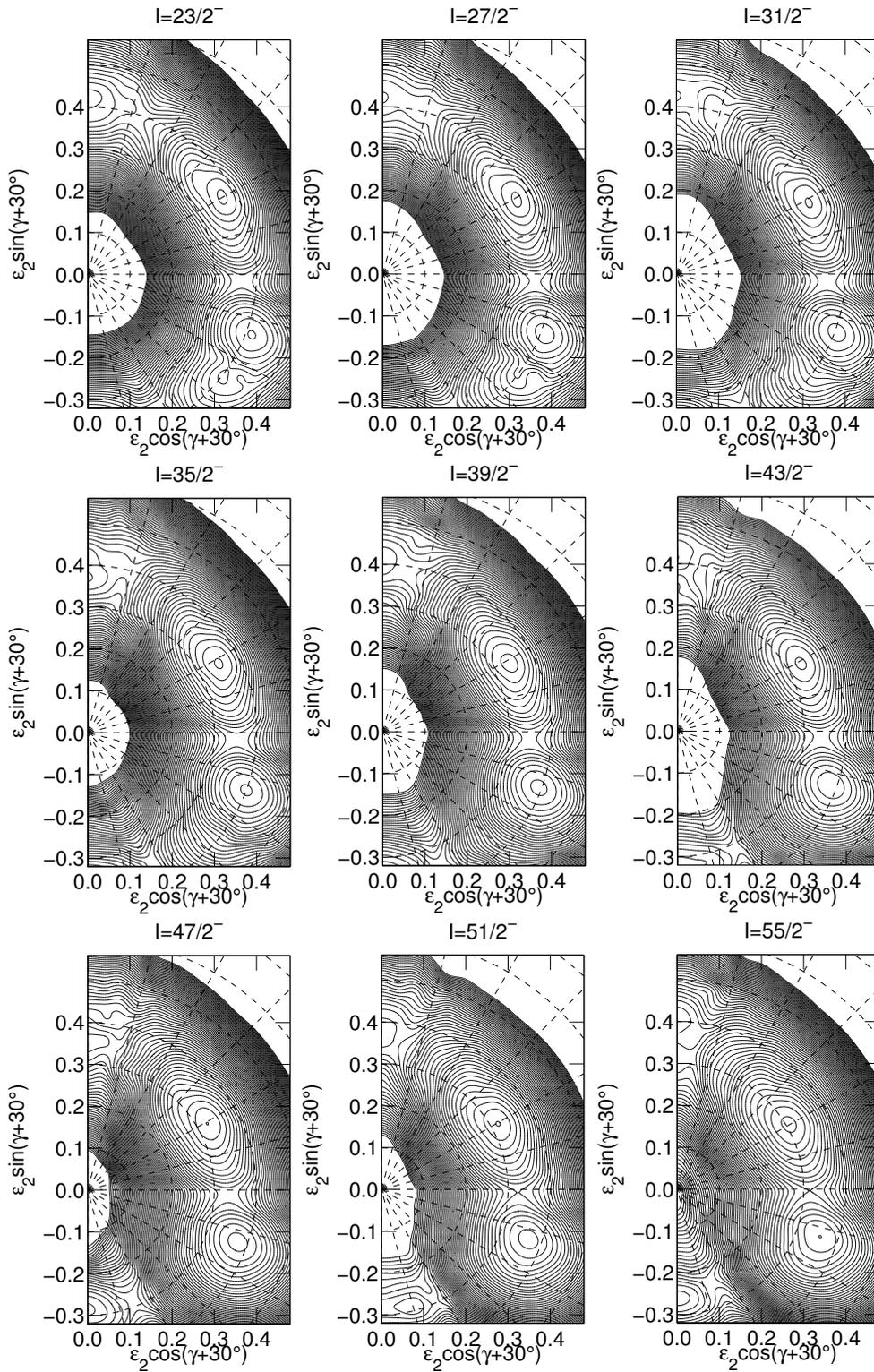
(3, 5), (-, -1/2) - 1



(3, 5), (-, -1/2) - 2



$(3, 5), (-, -1/2) - 3$

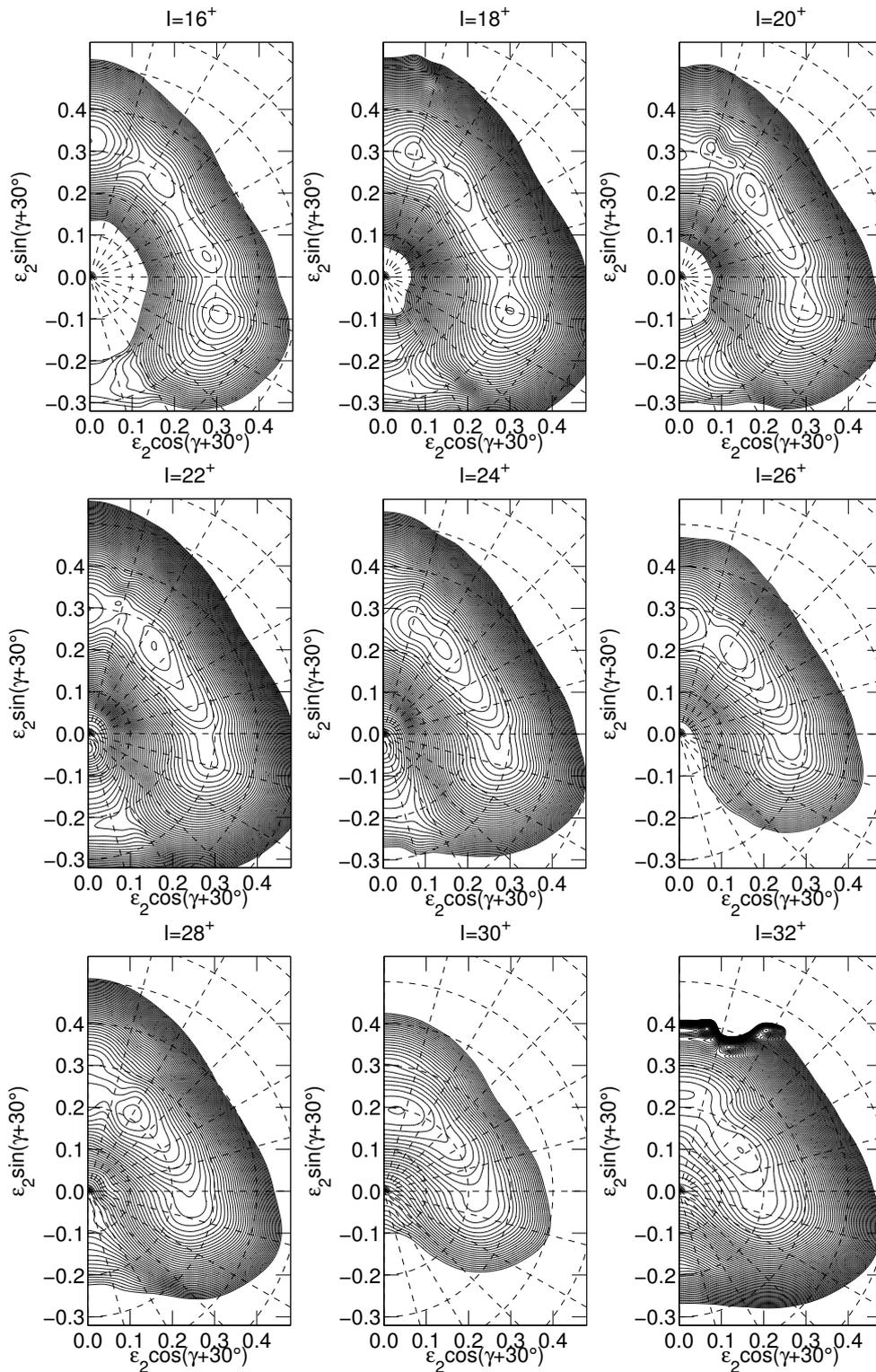


B.7 Die Konfigurationen in ^{76}Kr

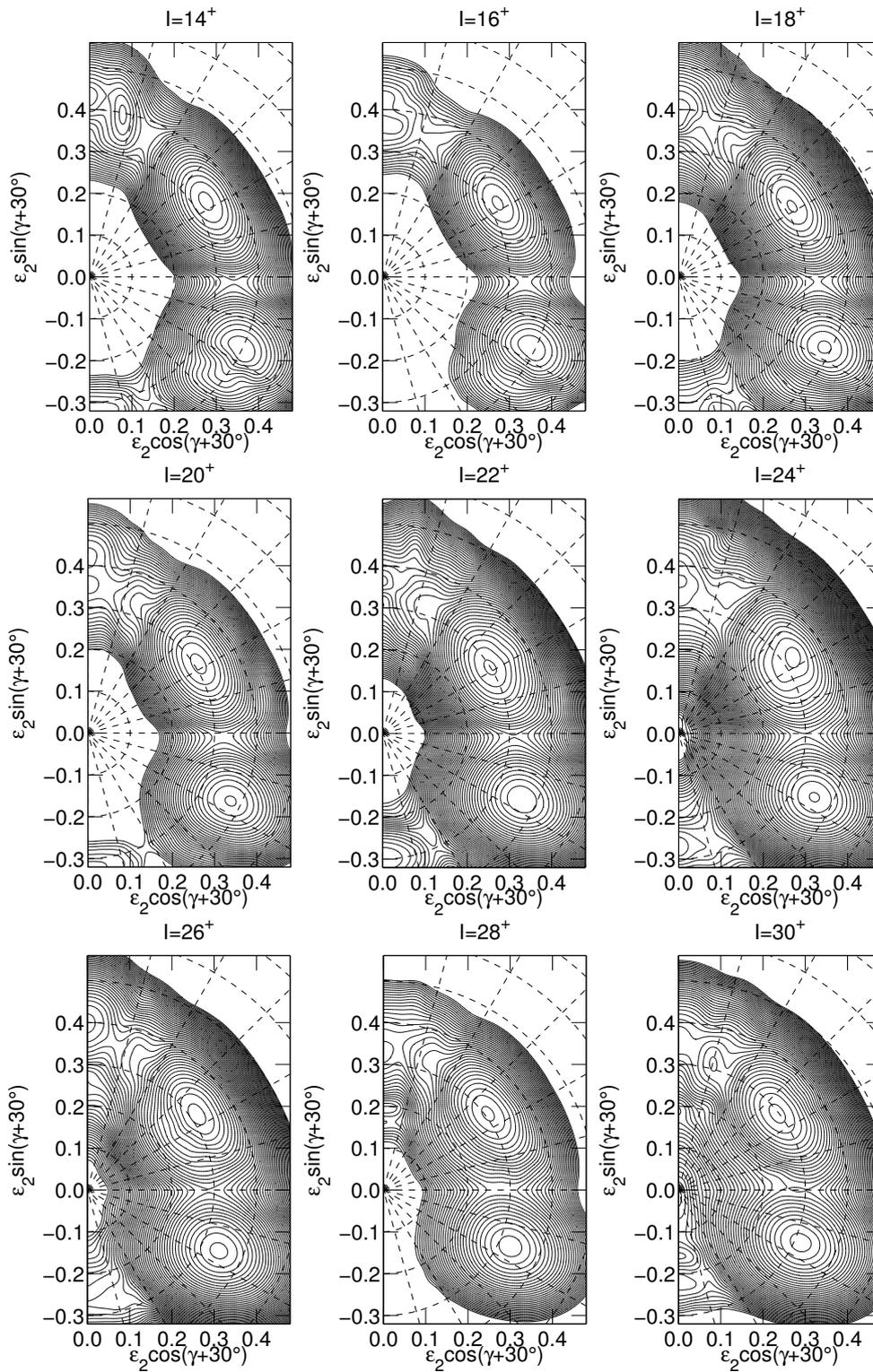
(2, 4), (+, 0)	(2, 6), (+, 0)	(4, 6), (+, 0)	(3, 6), (-, 0)
Protonen	Protonen	Protonen	Protonen
1 3 6 7 1 1 3 6 7 1	1 3 6 7 1 1 3 6 7 1	1 3 6 6 2 1 3 6 6 2	1 3 6 7 1 1 3 6 6 2
Neutronen	Neutronen	Neutronen	Neutronen
1 3 6 8 2 1 3 6 8 2	1 3 6 7 3 1 3 6 7 3	1 3 6 7 3 1 3 6 7 3	1 3 6 7 3 1 3 6 7 3
(3, 4), (-, 0)	(2, 5), (-, 0)	(3, 6), (-, 1)	(3, 4), (-, 1)
Protonen	Protonen	Protonen	Protonen
1 3 6 7 1 1 3 6 6 2	1 3 6 7 1 1 3 6 7 1	1 3 6 6 1 1 3 6 7 2	1 3 6 6 1 1 3 6 7 2
Neutronen	Neutronen	Neutronen	Neutronen
1 3 6 8 2 1 3 6 8 2	1 3 6 8 2 1 3 6 7 3	1 3 6 7 3 1 3 6 7 3	1 3 6 8 2 1 3 6 8 2
(2, 5), (-, 1)			
Protonen			
1 3 6 7 1 1 3 6 7 1			
Neutronen			
1 3 6 7 2 1 3 6 8 3			

B.8 Die Potentialflächen für ^{76}Kr

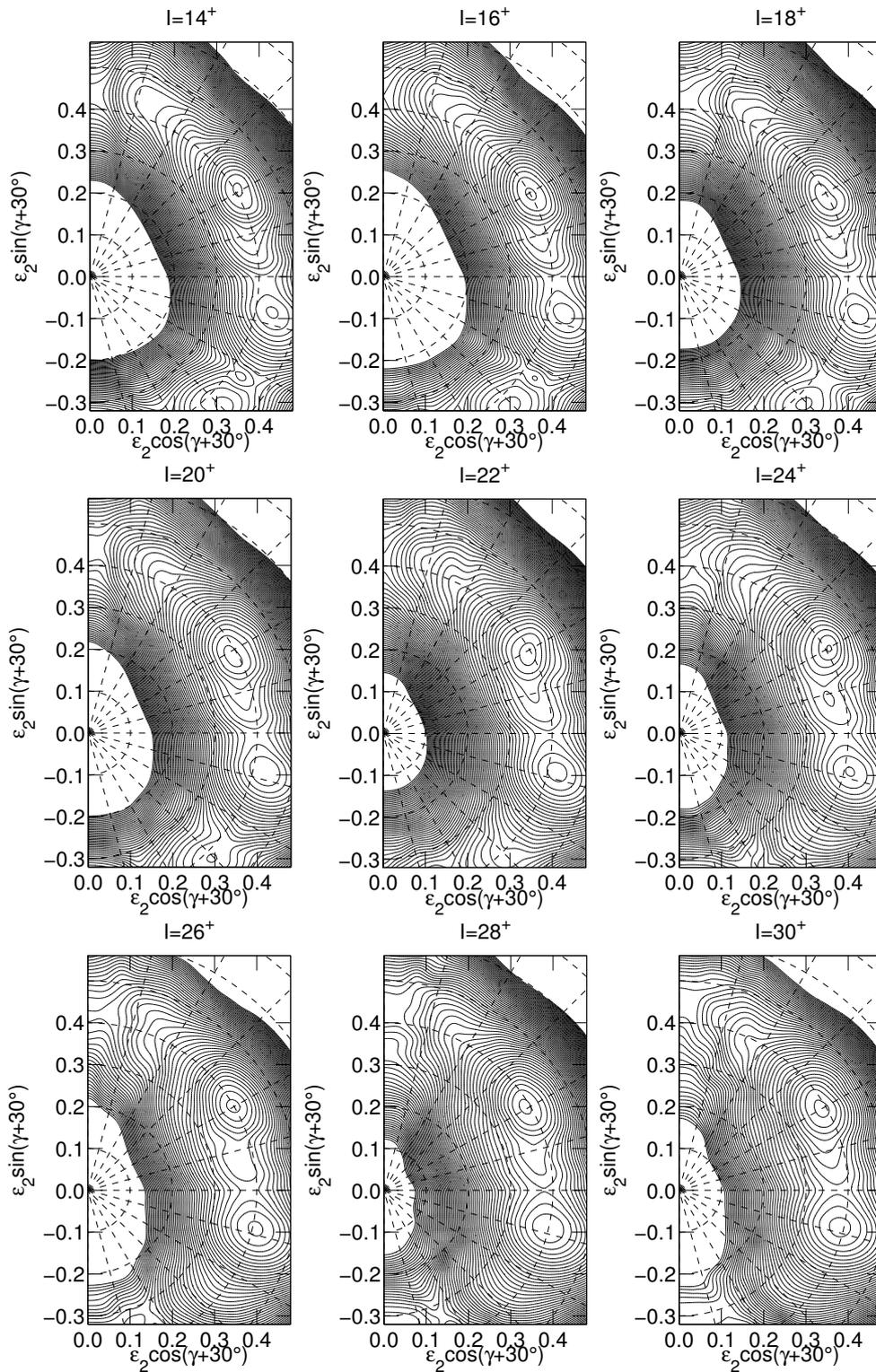
(2, 4), (+, 0)



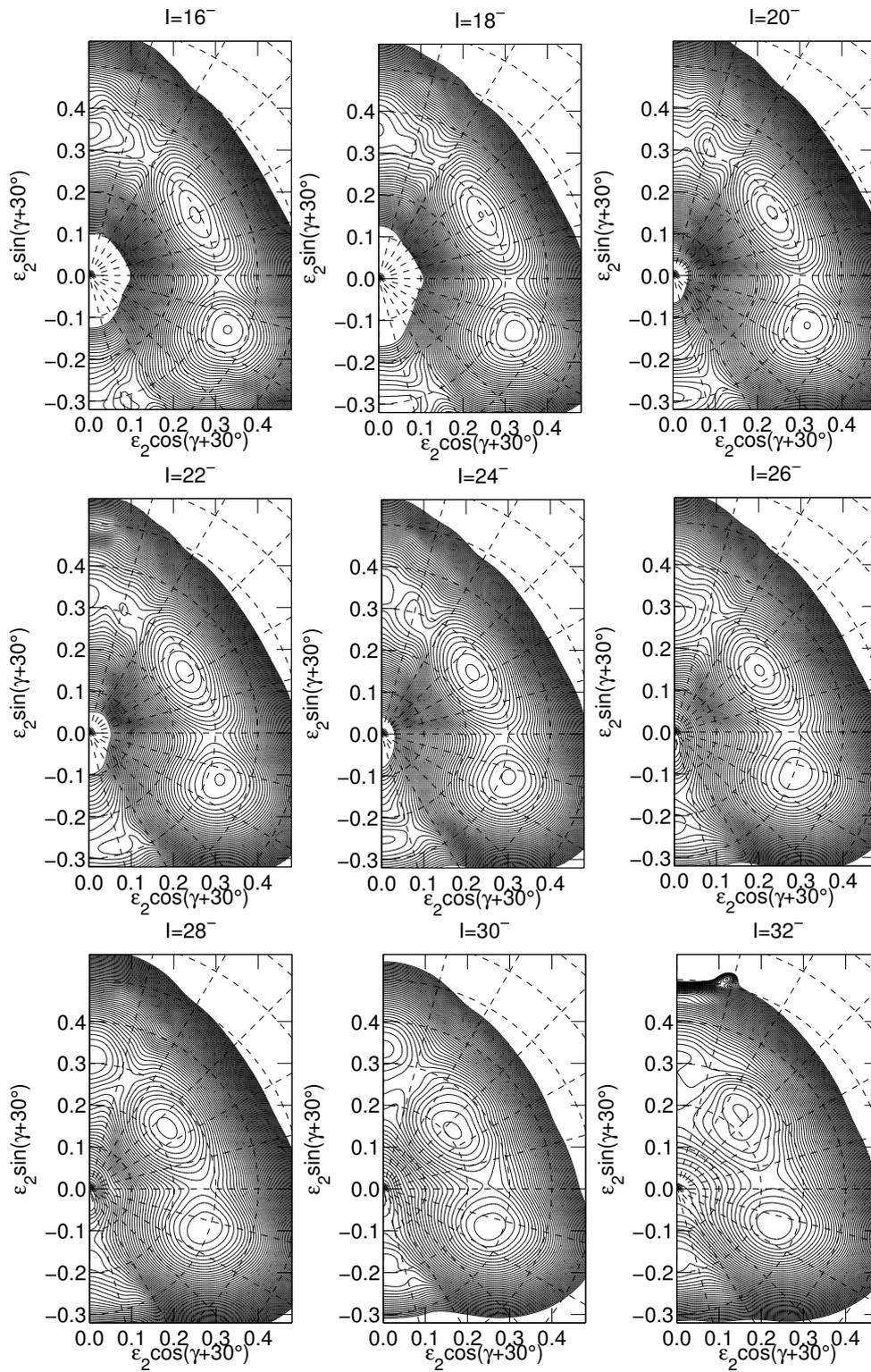
(2, 6), (+, 0)



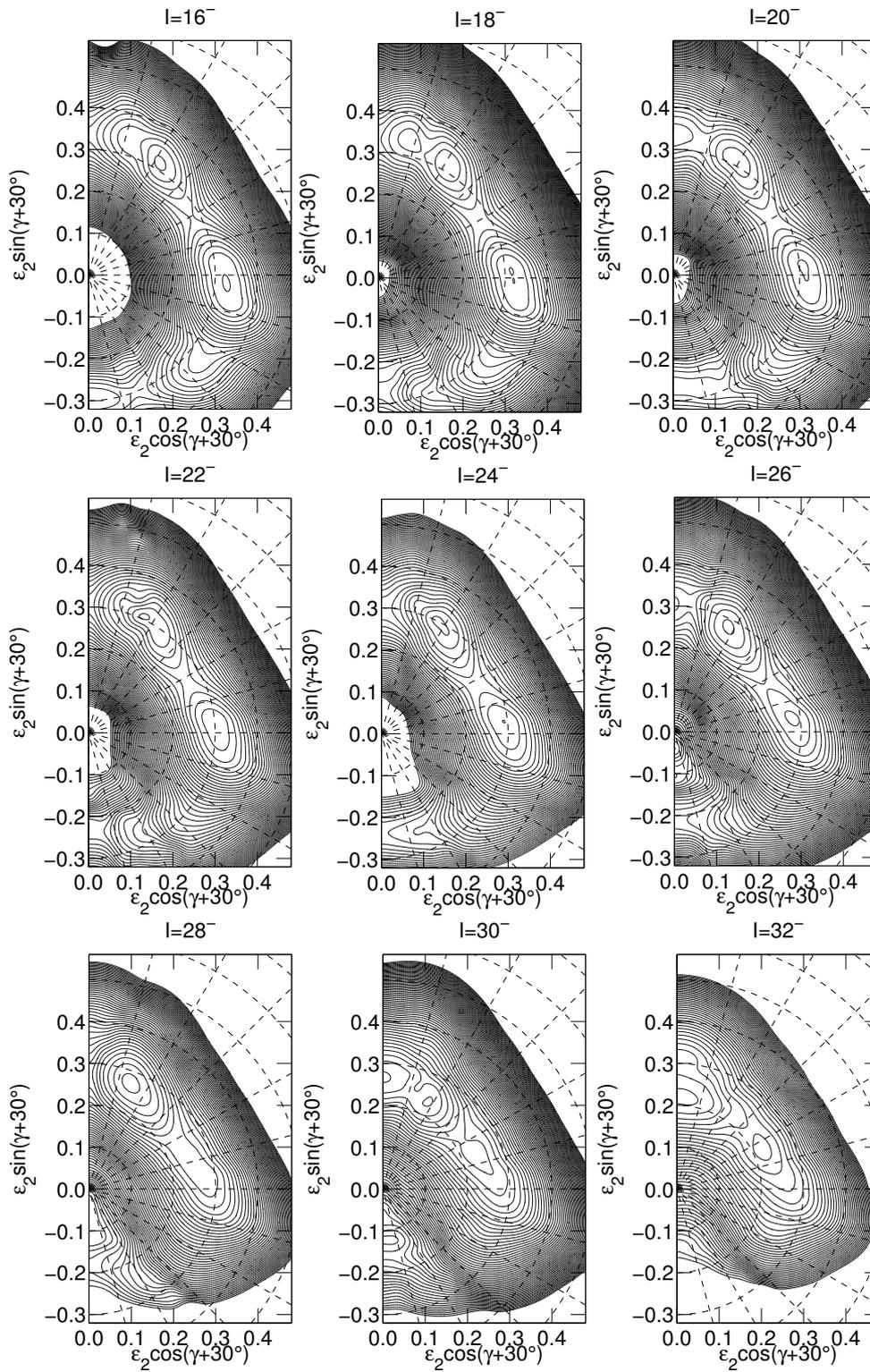
(4, 6), (+, 0)



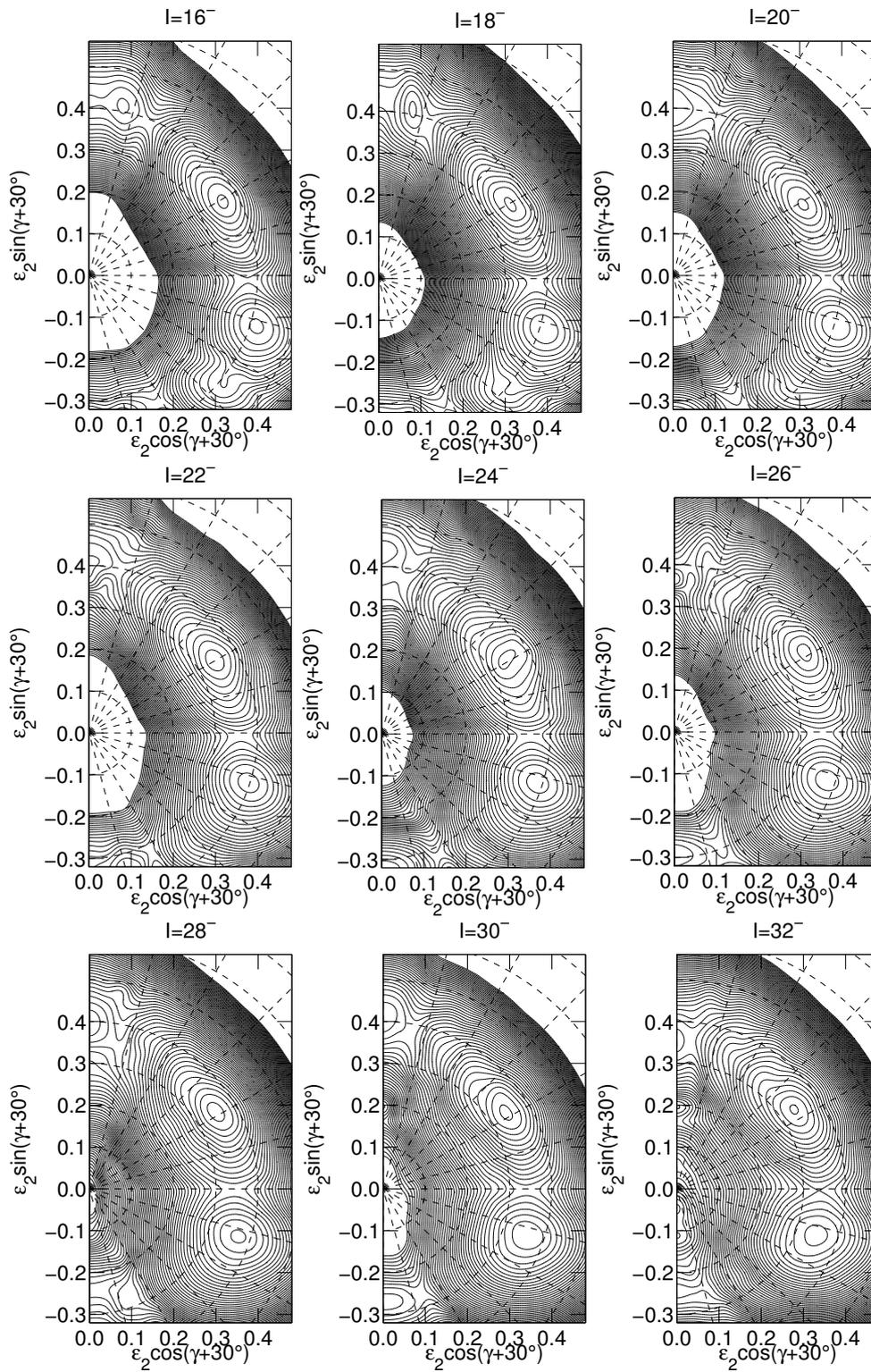
(2, 5), (-, 0)



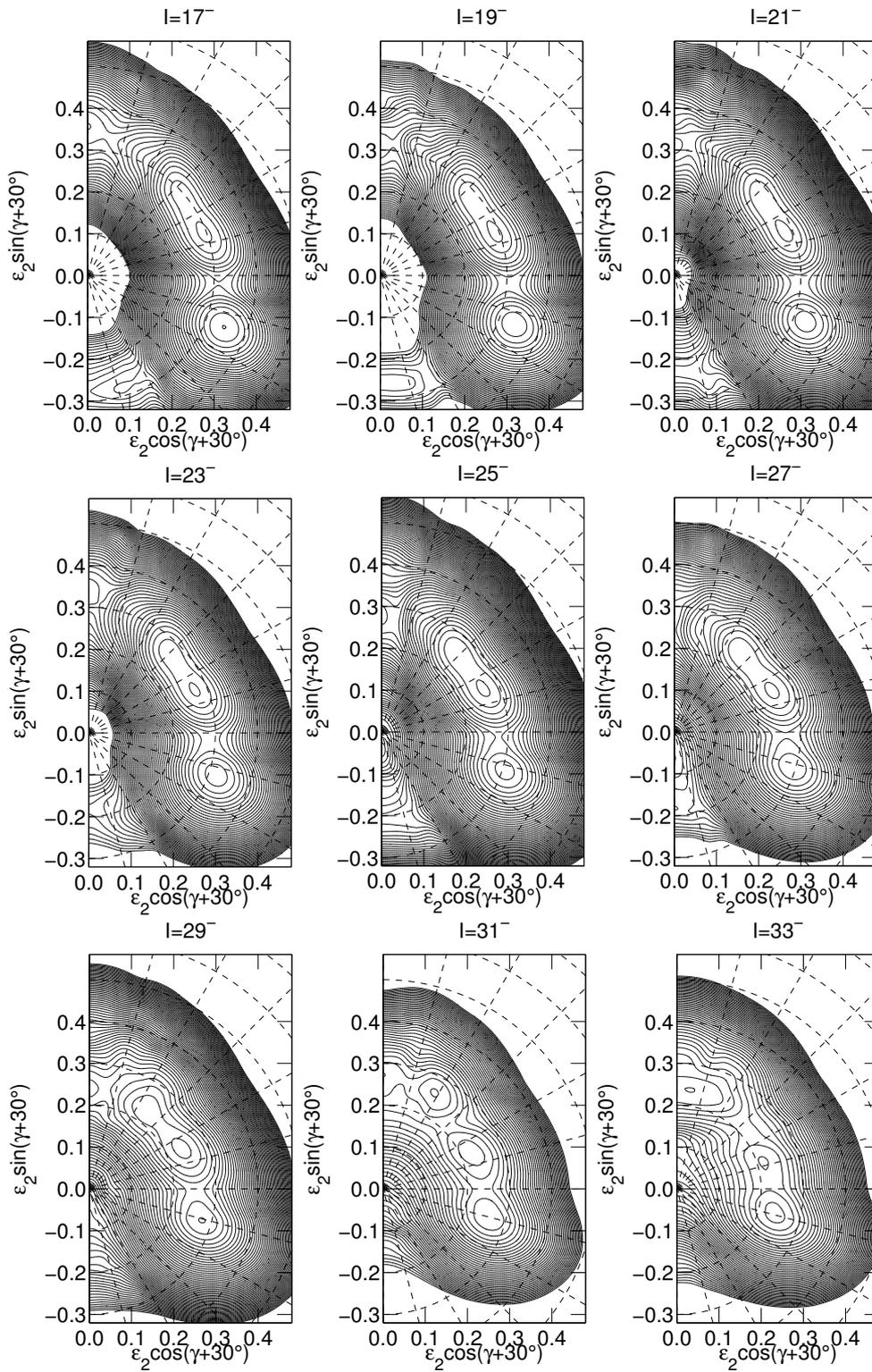
(3, 4), (-, 0)



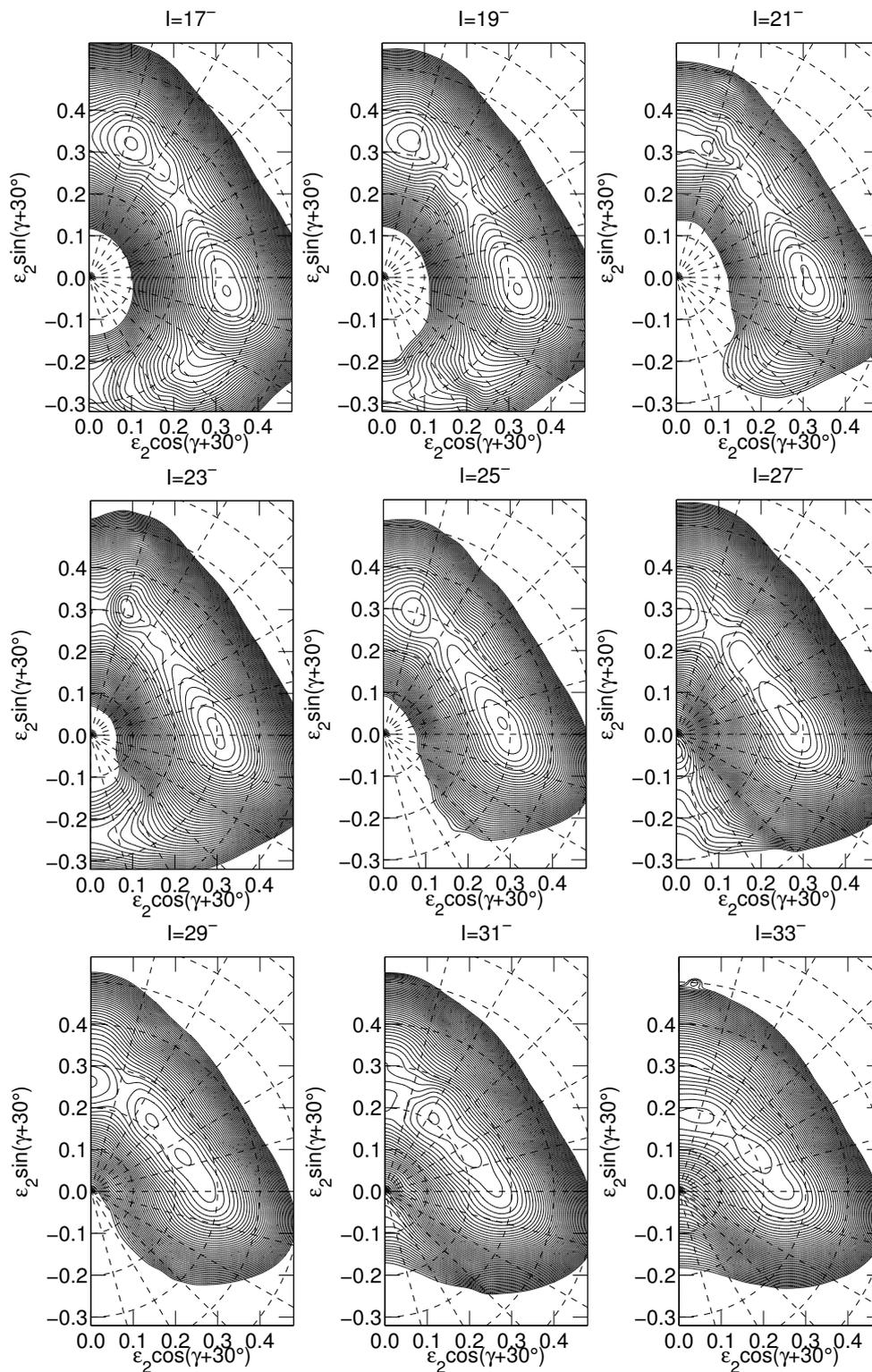
(3, 6), (-, 0)



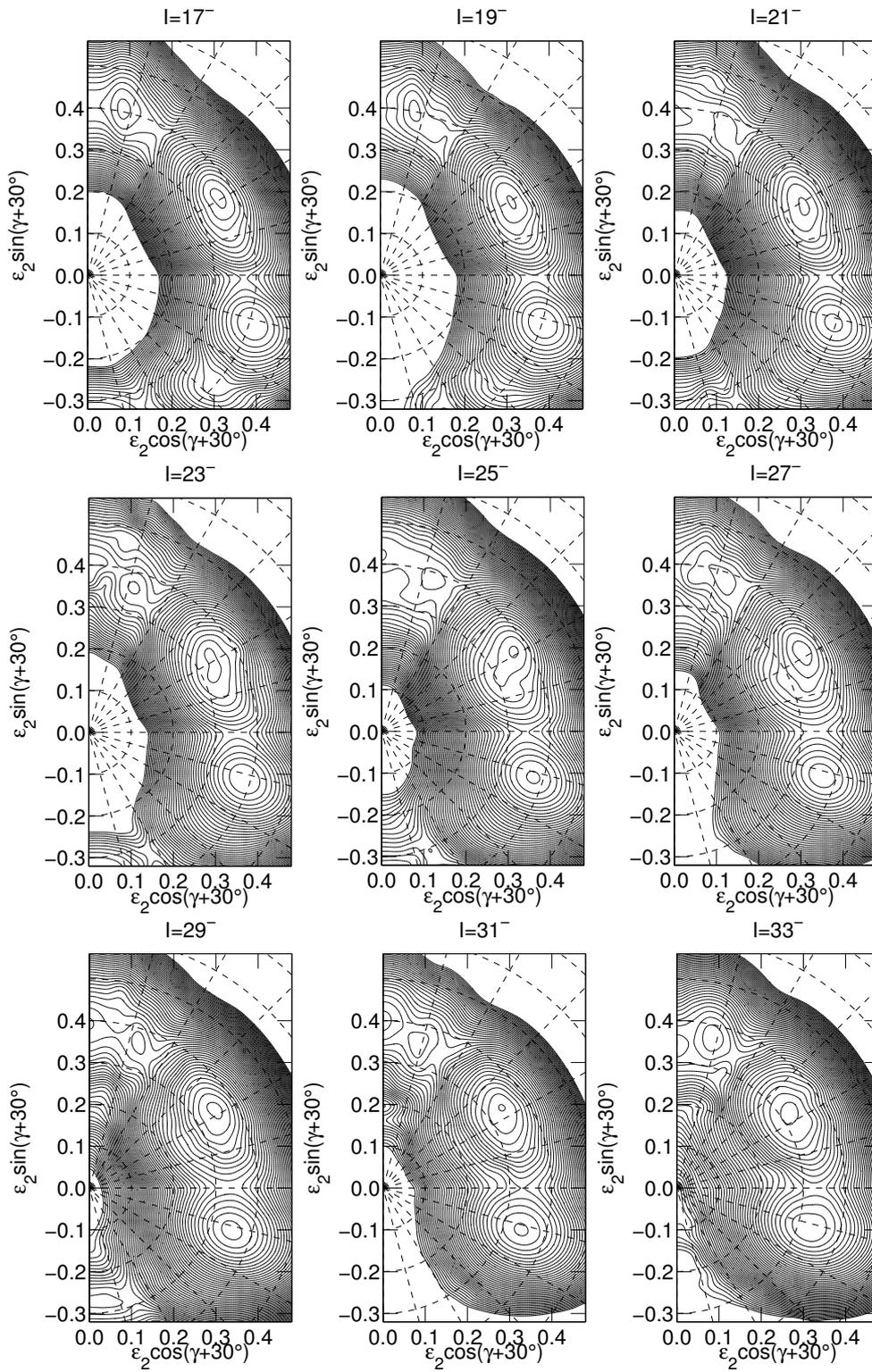
(2, 5), (-, 1)



(3, 4), (-, 1)



(3, 6), (-, 1)



Anhang C

Die CNS-Rechnungen im Kern ^{77}Kr

Motiviert durch die im Vergleich zu den Kernen ^{73}Kr , ^{74}Kr und ^{76}Kr in ^{75}Kr schlechtere Übereinstimmung der experimentellen Resultate und der Rechnungen in der CNS-Näherung, wurden zusätzliche Rechnungen im benachbarten Kr-Isotop ungerader Massenzahl ^{77}Kr durchgeführt.

Der Kern ^{77}Kr besitzt ein Zerfallsschema, das dem des Kerns ^{75}Kr sehr stark ähnelt. Es konnten insbesondere von G. Sylvan et al. [80] den Banden 1, 2 und 3 im Kern ^{75}Kr entsprechende Strukturen etabliert werden (s. Abbildung C.1). Eine Besonderheit bilden dabei die Zerfälle aus der Bande 3 in Zustände der Bande 1, die im Kern ^{75}Kr nicht nachgewiesen werden konnten.

Die Übereinstimmung beschränkt sich jedoch nicht nur auf ein weitgehend identisches Zerfallsmuster, sondern führt zu Anregungsenergien der Zustände, die im Mittel lediglich 111keV voneinander abweichen.

C.1 Die Zustände positiver Parität

Im Grundzustand besitzt der Kern ebenfalls den Spin und die Parität $I^\pi = \frac{5}{2}^+$. Das bedeutet insbesondere für die Bande positiver Parität eine zu der Bande 1 in ^{75}Kr identische Konfiguration der Teilchen in der $g_{9/2}$ -Schale. Der Verlauf der Nilssonorbitale favorisiert, eine axialsymmetrische Quadrupoldeformation voraussetzend, (s. Abbildung 1.1) für den Bandenkopf von $I^\pi = \frac{5}{2}^+$ eine Konfiguration mit zwei Protonen und fünf Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale, wobei das ungepaarte Neutron das $[422]_{\frac{5}{2}}^{\frac{5}{2}}$ -Orbital besetzt. Das im Vergleich zum ^{75}Kr zusätzliche Neutronenpaar belegt dabei, eine prolate Deformation vorausgesetzt [30, 38], das $[301]_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}}$ -Niveau. Es ist daher im ^{77}Kr eine analoge Anregungsstruktur zu erwarten, die im Vergleich zum Kern ^{75}Kr eine leicht verringerte Quadrupoldeformation aufweist.

Tatsächlich weichen die Energien der angeregten Niveaus in den Banden bis zum $I^\pi = \frac{23}{2}^+$ -Zustand maximal 100keV voneinander ab und besitzen eine nahezu identische Signaturaufspaltung (s. Abbildung C.2).

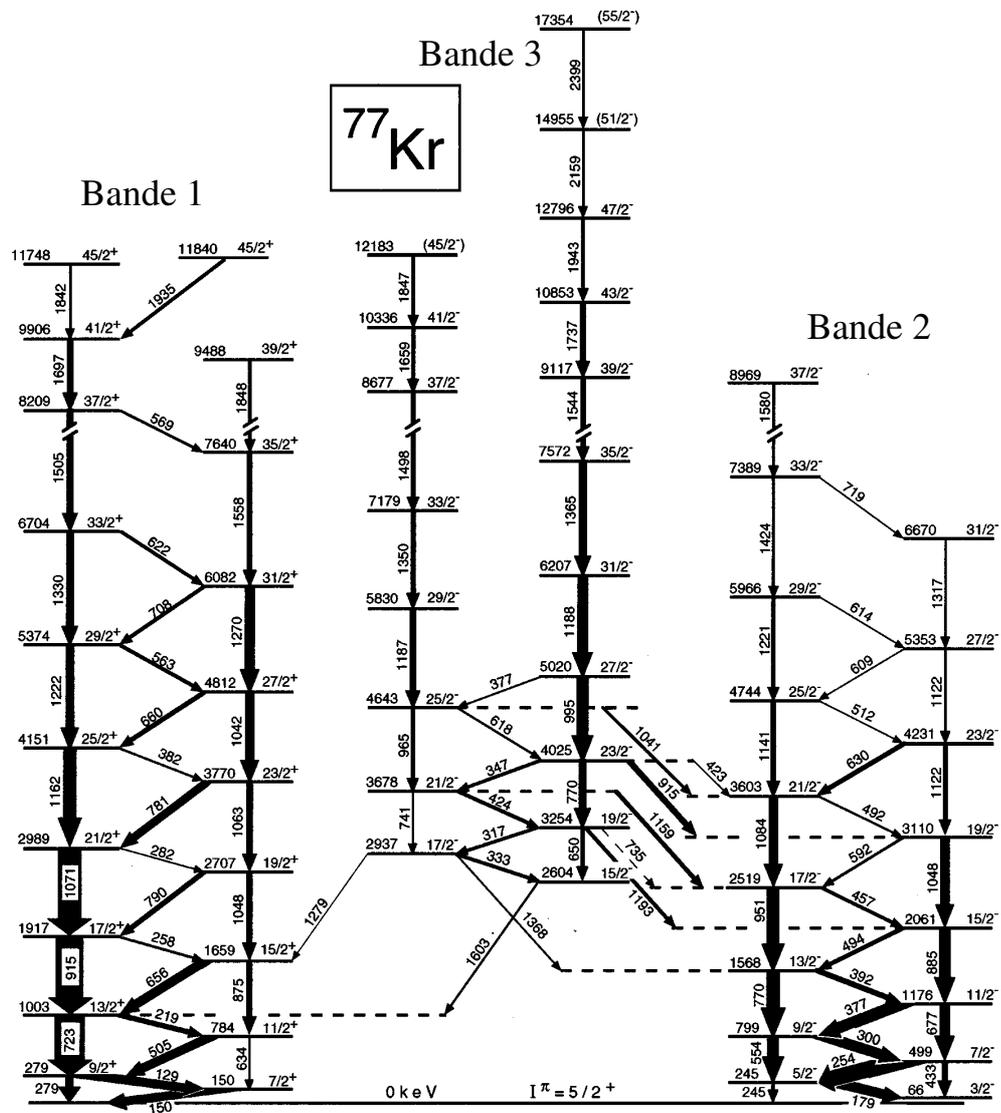


Abbildung C.1: Das Zerfallsschema des Kerns ^{77}Kr besteht im wesentlichen aus drei Banden im Limit der starken Kopplung, die den Banden 1, 2 und 3 im Kern ^{75}Kr stark ähneln. Diese Abbildung wurde [80] entnommen.

Wie schon der Kern ^{75}Kr weist auch das ^{77}Kr im weiteren Verlauf der Bande 1 ein im

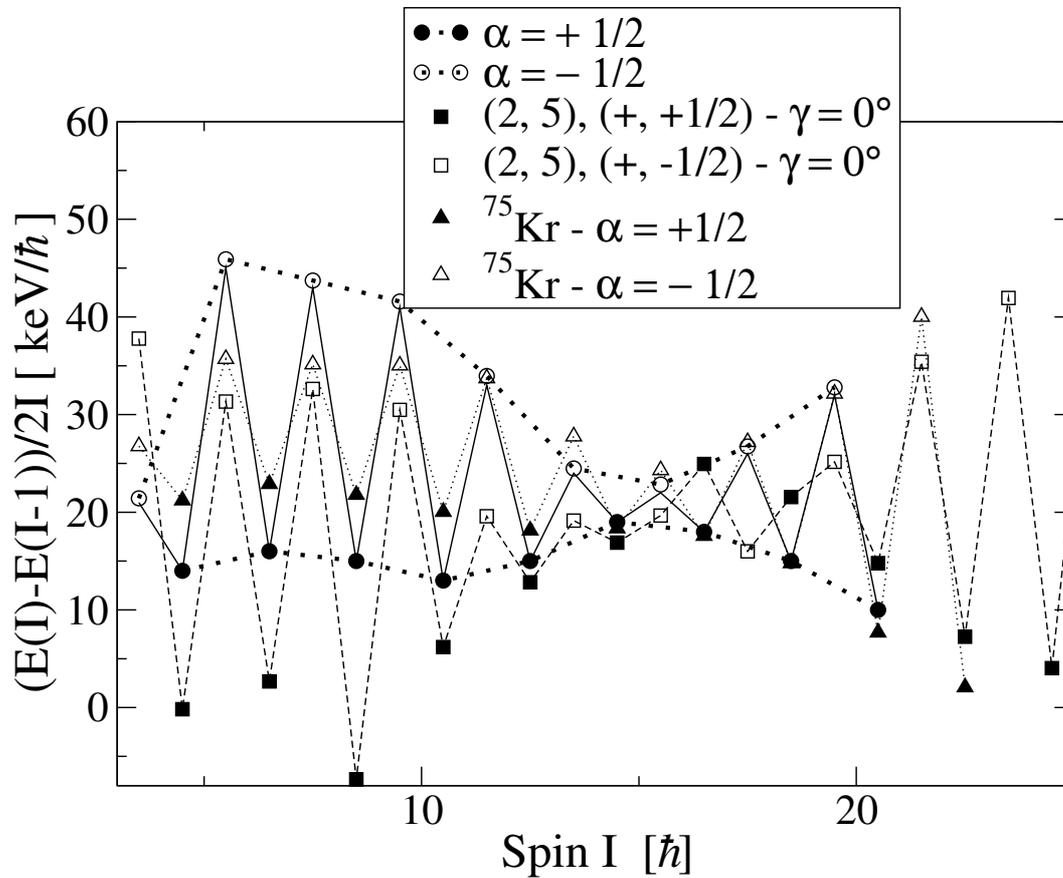


Abbildung C.2: Die Signaturaufspaltung der Bande 1 verläuft in guter Übereinstimmung mit der in der Bande 1 in ^{75}Kr . Dieser Verlauf wird auch von den Rechnungen in der CNS-Näherung für die Konfiguration (2, 5) qualitativ wiedergegeben.

Vergleich zu ^{75}Kr allerdings leicht zu niedrigeren Rotationsfrequenzen verschobenes "Upbending" bei $\hbar\omega \approx 0.55\text{MeV}$ auf (s. Abbildungen C.3 und C.4). Dabei übersteigt der Zugewinn an Ausrichtung mit $\Delta i_x \approx 4\hbar$ das in ^{75}Kr um ungefähr $1\hbar$. Der erneute Anstieg der Trägheitsmomente für die Zustände positiver Signatur bei $\hbar\omega = 0.9\text{MeV}$ könnte auf einen geblockten Paaraufbruch eines $g_{9/2}$ -Neutronenpaares hindeuten [80]. Die CNS-Rechnungen liefern im Einklang mit den obigen Erwartungen und den bisherigen Interpretationen der Bande 1 [30, 38] eine energetisch tiefliegende Konfiguration (2, 5), die den energetischen Verlauf der Anregungsenergien qualitativ beschreibt (s. Abbildung C.5). Insbesondere die Signaturaufspaltung wird im signifikanten Bereich der CNS-Näherung, d.h. für die Zustände mittleren und höheren Spins, jedoch besser von der Konfiguration "(2, 5) - $\gamma = 0^\circ$ " reproduziert (s. Abbildung C.2). Die Trägheitsmomente und die Teilchenausrichtung werden durch die Konfiguration "(2, 5) - $\gamma = 0^\circ$ " für die Zustände höherer Anregungsenergien mit steigendem Spin

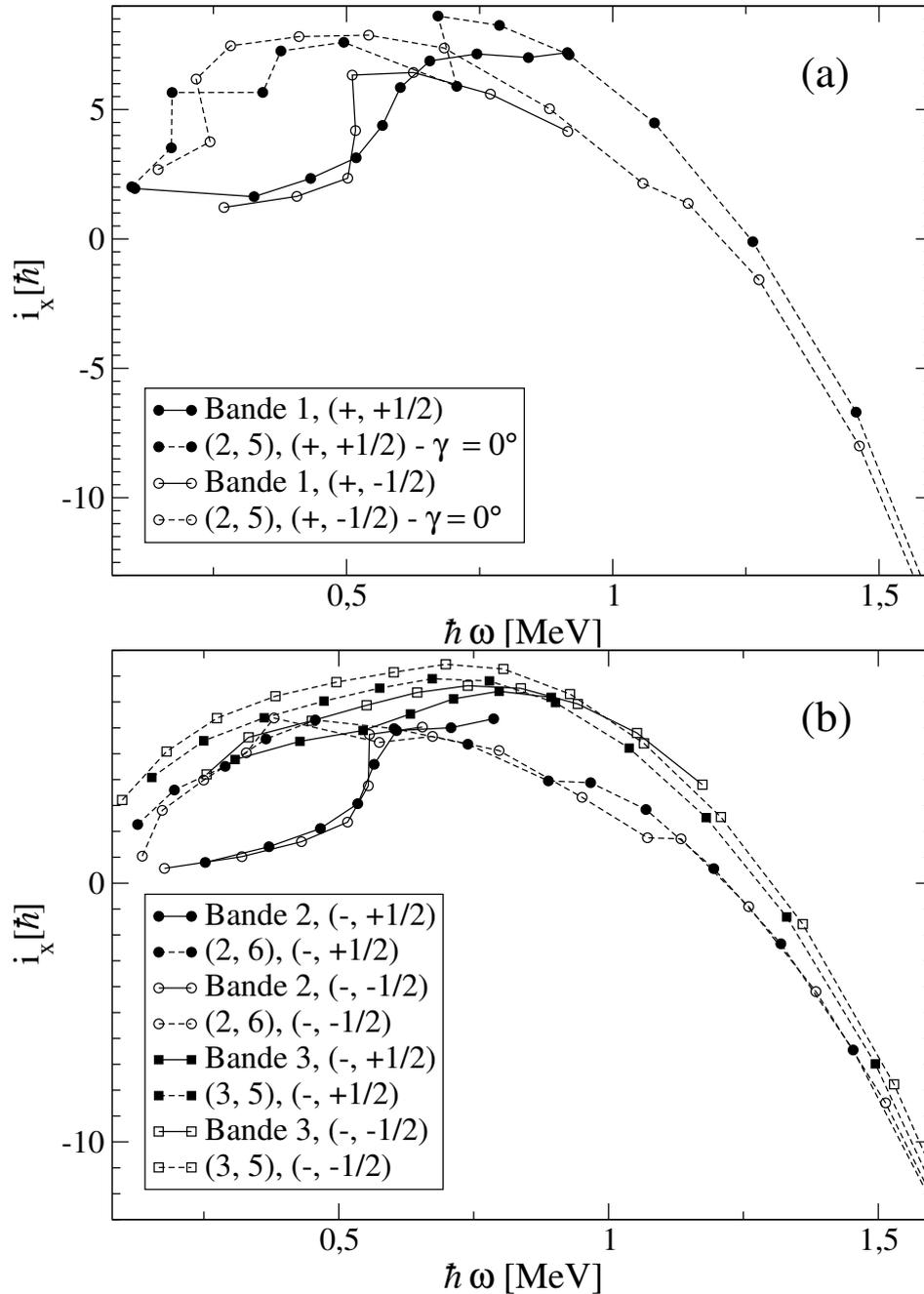


Abbildung C.3: Die Teilchenausrichtungen im Kern ^{77}Kr werden durch die CNS-Rechnungen sowohl für die Banden positiver Parität (a), als auch für die Banden negativer Parität (b) im ^{77}Kr schlecht reproduziert. Lediglich für die höchsten Rotationsfrequenzen innerhalb einer Bande findet in den meisten Fällen eine Annäherung der theoretischen und experimentellen Werte statt. Dieses demonstriert, dass der Überlappungsbereich der experimentellen Daten mit dem signifikanten Bereich der CNS-Näherung, in dem das Verhalten der Kerne quantitativ gut reproduziert werden kann, im Kern ^{77}Kr relativ klein ist.

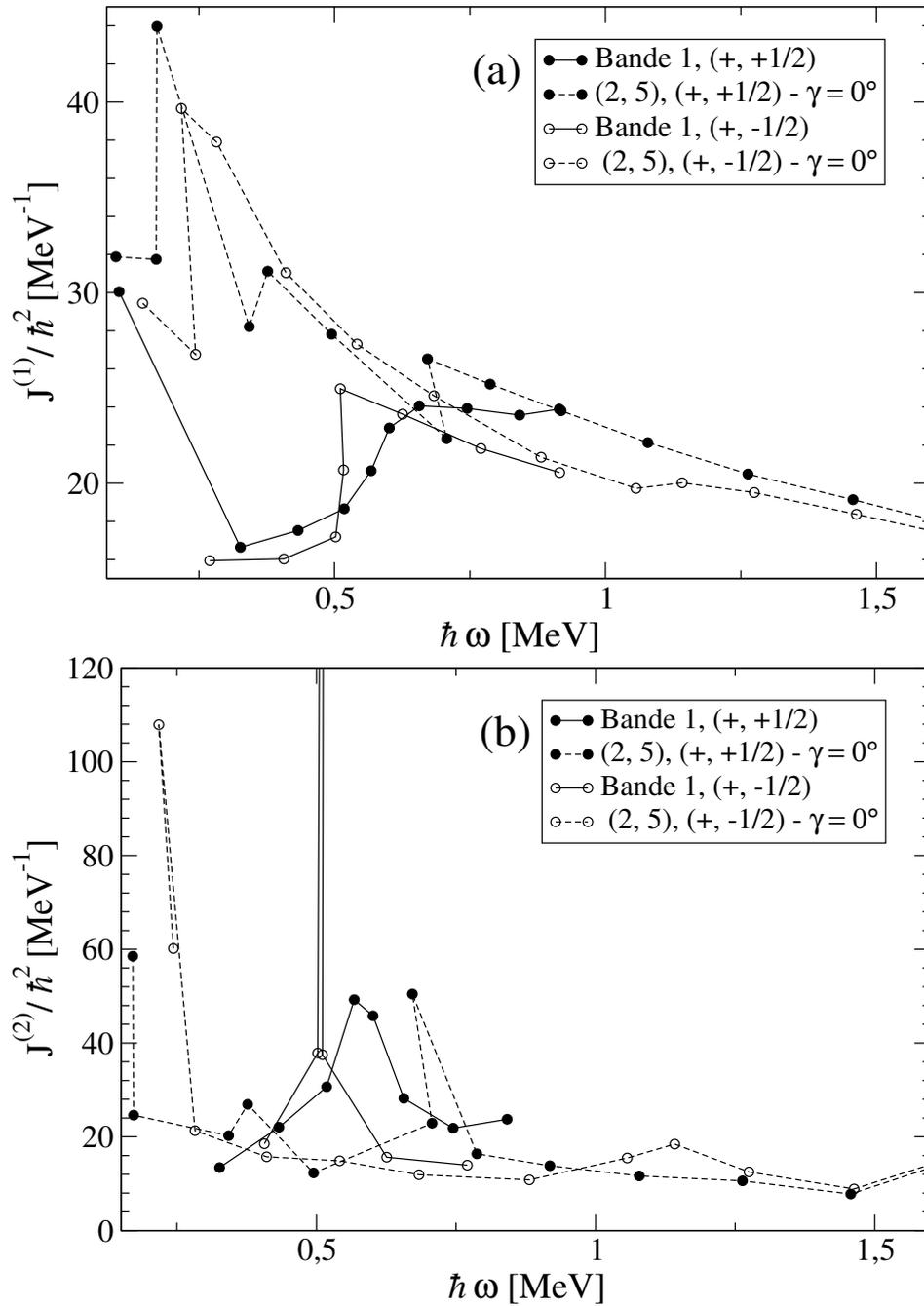


Abbildung C.4: Die kinematischen (a) und dynamischen Trägheitsmomente (b) werden wie schon die Teilchenausrichtungen in der CNS-Näherung schlecht beschrieben. Erneut ist eine Annäherung der experimentellen und der vorhergesagten Trägheitsmomente erst für die höchsten etablierten Übergänge zu verzeichnen. Desweiteren indizieren die berechneten Trägheitsmomente der Konfigurationen erst ab einer Rotationsfrequenz $\hbar\omega \approx 1\text{MeV}$ einen weitestgehend ungestörten Verlauf.

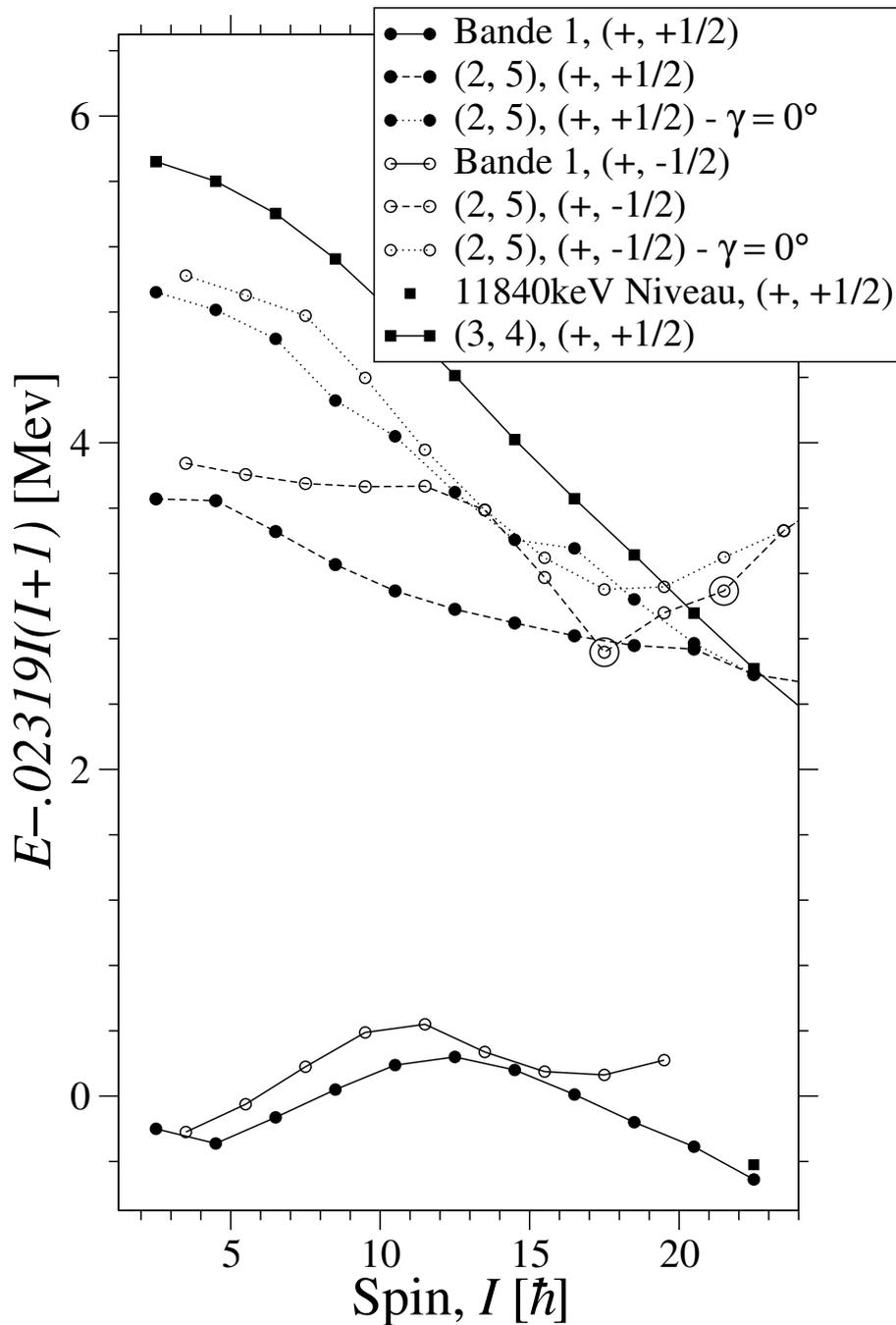


Abbildung C.5: Die energetisch niedrigsten Konfigurationen für die Zustände positiver Parität im ^{77}Kr werden durch zwei Protonen und fünf Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale gebildet. Insbesondere der abstoßende Verlauf der Energien für Spins $I > 18\hbar$ wird durch das Modell qualitativ beschrieben. Die durch den 11840keV-Zustand angedeutete Bandenkreuzung kann durch die (3, 4)-Konfiguration erklärt werden. Allerdings widerspricht diese exakt reproduzierte Kreuzung der bisherigen Erfahrung, dass die Konfigurationen mit zwei Protonen in der $g_{9/2}$ -Schale als energetisch zu tief liegend prognostiziert werden.

zunehmend besser beschrieben (s. Abbildungen C.3 und C.4).

Die im Vergleich zu ^{75}Kr gerade bei mittlerer Anregungsenergie schlechtere qualitative Reproduktion der experimentellen Daten könnte seinen Ursprung z.B. in der vorhergesagten "gammaweicheren" Struktur des Kerns haben, die die Zuordnung einer dominierenden Komponente einer bestimmten Quadrupoldeformation nicht erlaubt (s. Abschnitt C.4 und Abbildung C.6). Trotz der sehr unterschiedlichen Form der Potentialflächen unterstützen die Rechnungen in Bezug auf die Bande 1 in ^{75}Kr die Erwartung einer ähnlichen Konfiguration bei einer geringeren Quadrupoldeformation in ^{77}Kr .

C.2 Die Zustände negativer Parität

Ebenso wie die Anregungsenergien der Niveaus positiver Parität stimmen auch die der Zustände negativer Parität des Kern ^{77}Kr sehr gut mit denen im Kern ^{75}Kr überein. Das führt durch die gleichartige Zerfallsstruktur im Niederspinbereich zu sehr ähnlichen Signaturaufspaltungen in den Banden 2 und 3 (s. Abbildung C.7).

Analog zum ^{75}Kr baut auch die Bande 2, in der sich der Kern ebenfalls im Grenzfall der starken Kopplung befindet, auf einem $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ -Zustand auf. Bezieht man erneut das Nilsson-Diagramm ein (s. Abbildung 1.1), so kann das ungepaarte Neutron bei prolater Deformation mit $\beta_2 > 0.3$ [38] lediglich das $[301]_{\frac{3}{2}}$ -Orbital besetzen. Im Vergleich zum ^{75}Kr lassen die zwei zusätzlichen Neutronen jedoch eine größere Quadrupoldeformation erwarten.

Im weiteren Verlauf der Bande tritt analog zu Bande 1 bei $\hbar\omega = 0.55\text{MeV}$ ein "Upbending" auf, das auf den Aufbruch des Protonenpaares hindeutet (s. Abbildungen C.3 und C.8). Der Zugewinn an Teilchenausrichtung liegt mit $\Delta i_x \approx 0.38\hbar$ unter dem in Bande 1 und deutet auf eine im Vergleich stärkere Abnahme des Trägheitsmomentes im Bereich des "Upbendings" hin. Der Aufbruch eines Neutronenpaares ist zwar nicht wie in Bande 1 durch ein ungepaartes Neutron im $[422]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital "geblockt", jedoch führt die im Vergleich zum Protonenpaar kleinere "Coriolis-Anti-Pairing"-Kraft, die für den Zugewinn an Energie durch Ausrichtung der Nukleonenspins entlang der Rotationsachse verantwortlich ist, auch im Fall der Bande 2 zu einer Verschiebung des Paaraufbruches zu höheren Rotationsfrequenzen hin. Das erneute "Upbending" in den Zuständen positiver Signatur bei $\hbar\omega = 0.7\text{MeV}$ könnte als Indikator für diesen Paaraufbruch gewertet werden [80]. Die geringere Verschiebung der Rotationsfrequenz im Vergleich zum geblockten Paaraufbruch in Bande 1 ist dabei Folge der größeren Energielücke, die beim Neutronenpaaraufbruch in Bande 1 überwunden werden muss. Im Widerspruch zu der in [80] diskutierten Konfiguration nach dem Neutronenpaaraufbruch, bei der das angehobene Neutron den $[413]_{\frac{7}{2}}$ -Zustand besetzen soll, erscheint jedoch die Besetzung des $[431]_{\frac{1}{2}}$ -Orbitals wesentlich wahrscheinlicher.

Die CNS-Rechnungen bestätigen auch in diesem Fall die erwartete Konfiguration und sagen als energetisch günstigste Konfiguration, deren energetischer Verlauf mit dem

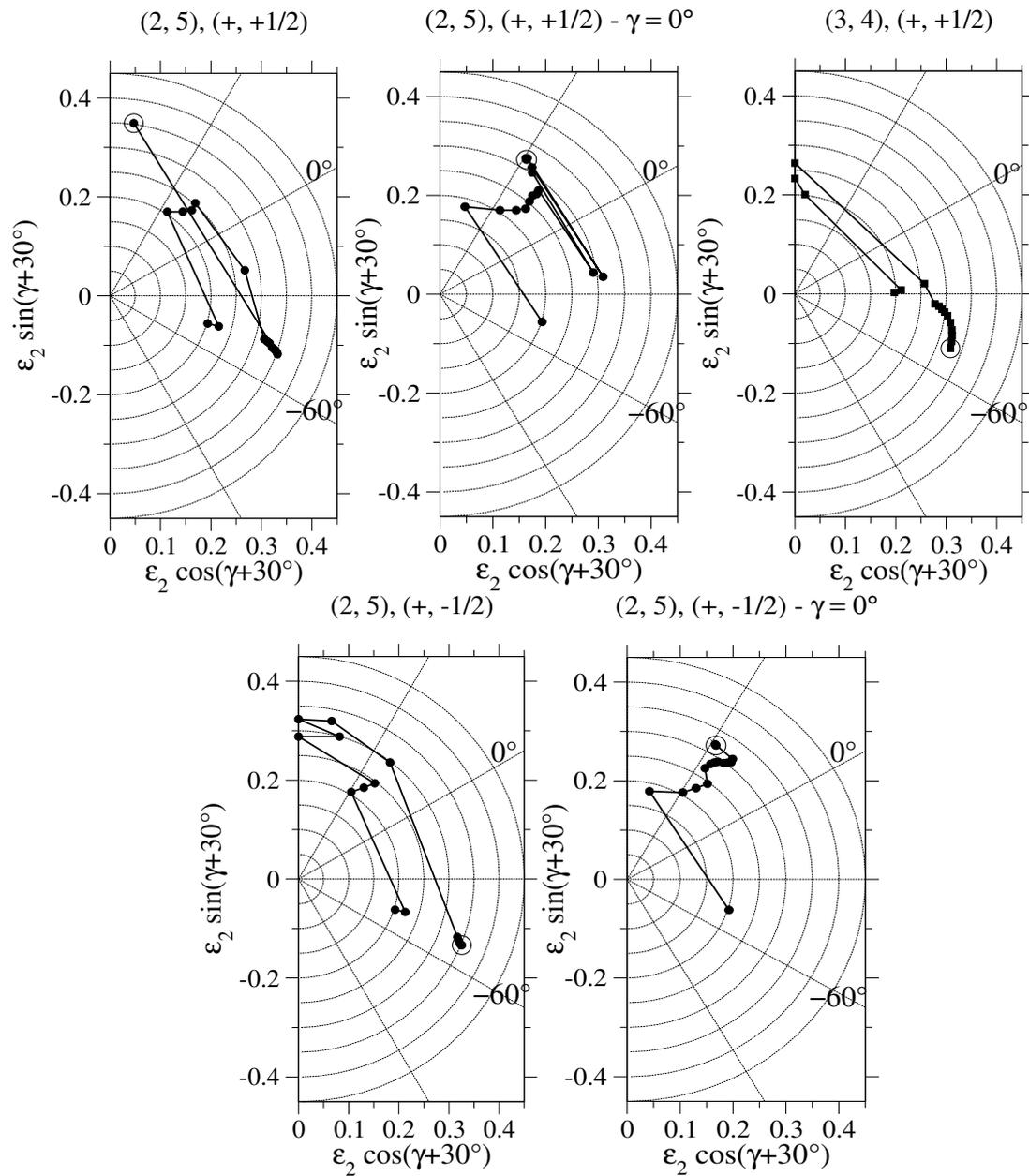


Abbildung C.6: Die unstetigen Pfade der Deformationen spiegeln insbesondere für die (2, 5)-Konfigurationen die vielen konkurrierenden Minima in den Potentialflächen wider (s. Anhang C.3.1).

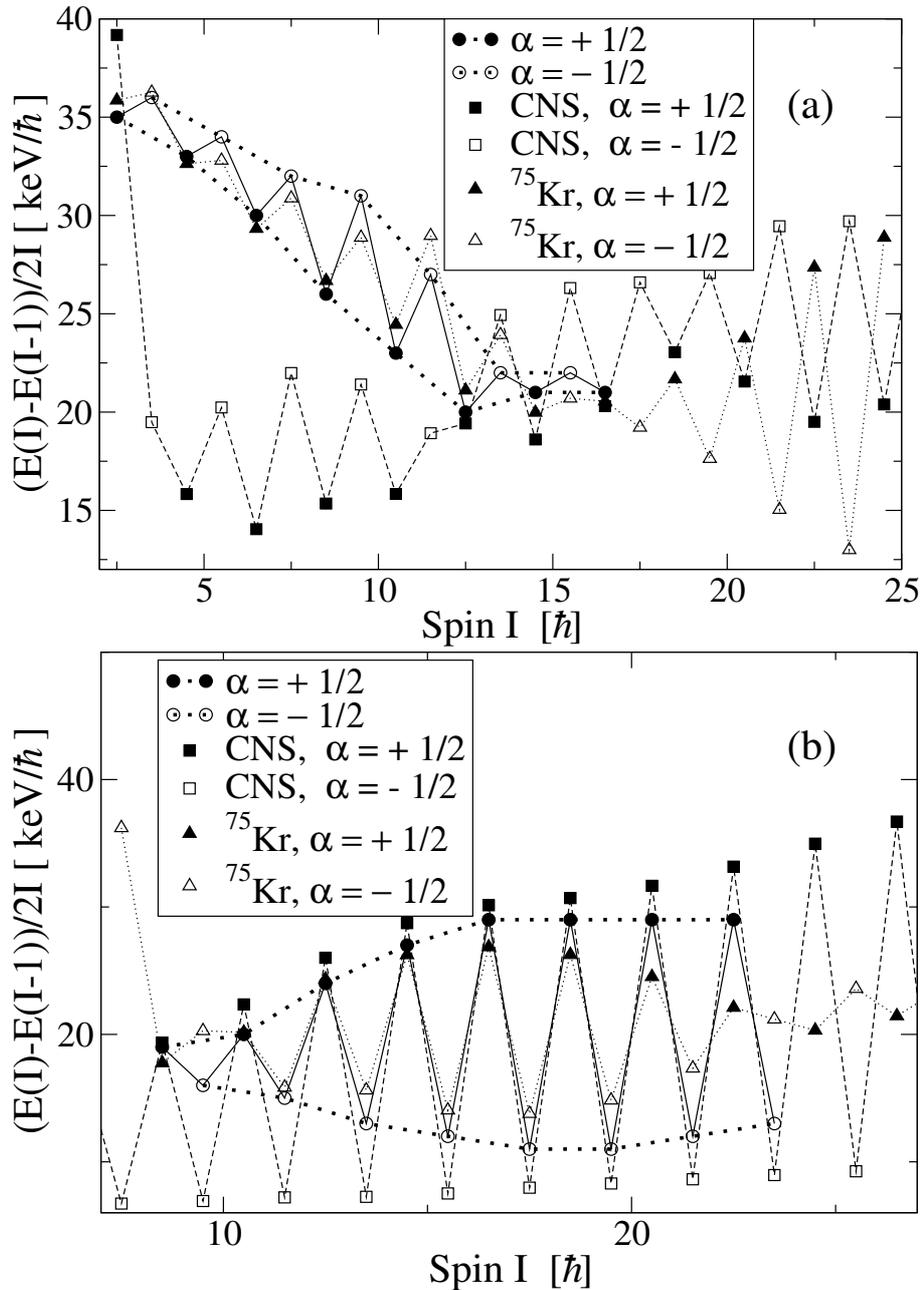


Abbildung C.7: Die Signaturaufspaltung in Bande 2 des Kerns ^{77}Kr (a) ist erneut nahezu identisch zu der in Bande 2 des Kerns ^{75}Kr . Ob auch in ^{77}Kr bei $I \approx \frac{33}{2}$ eine Signaturinversion stattfindet, kann anhand der vorliegenden Daten nicht beurteilt werden. Über die Güte der CNS-Vorhersage läßt sich keine Aussage tätigen. Die Signaturaufspaltung in Bande 3 in ^{77}Kr (b) ist im Bereich der Spins von $I = \frac{23}{2}$ bis etwa $I = \frac{35}{2}$ der in Bande 3 des Kerns ^{75}Kr sehr ähnlich. Bei höheren Spins findet jedoch im ^{75}Kr eine Signaturinversion statt, während die Signaturaufspaltung im ^{77}Kr nur geringfügig abnimmt. Hierbei handelt es sich um den ersten größeren Unterschied im Zerfallsschema des ^{77}Kr im Vergleich zum ^{75}Kr .

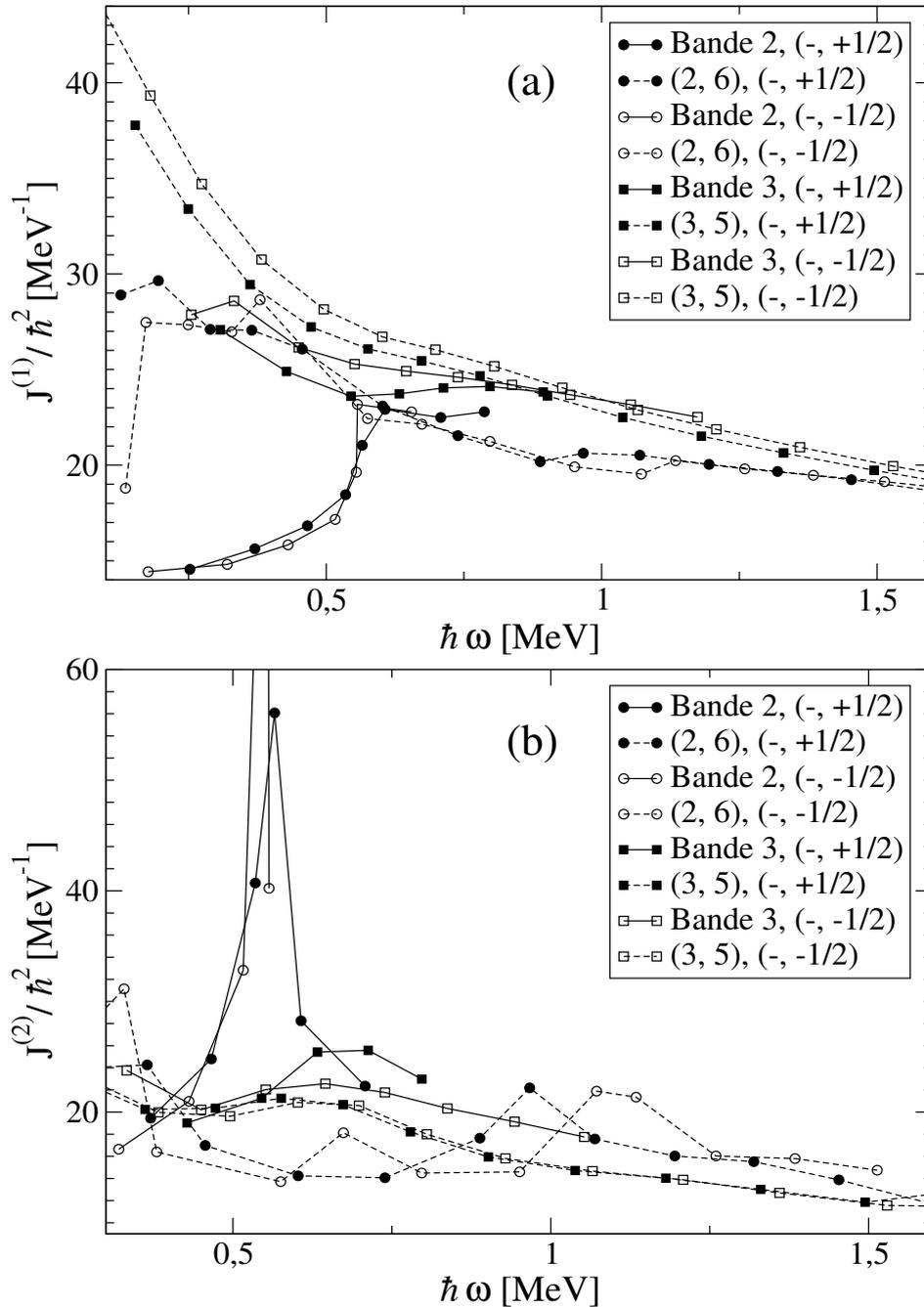


Abbildung C.8: Auch die kinematischen Trägheitsmomente (a) und die dynamischen Trägheitsmomente (b) in den Banden 2 und 3 des Kerns ^{77}Kr werden erst im Bereich $\hbar\omega > 0.5\text{MeV}$ von den CNS-Resultaten reproduziert. Allerdings scheinen die dynamischen Trägheitsmomente für Bande 3 systematisch zu groß vorhergesagt zu werden. Bei $\hbar\omega \approx 0.75\text{MeV}$ tritt in Bande 2 mit positiver Signatur ein “Upbending” auf, das einen verzögerten Neutronenpaaraufbruch anzeigen könnte. Die für Rotationsfrequenzen $\hbar\omega > 0.8\text{MeV}$ glatt verlaufenden Trägheitsmomentkurven für Bande 3 deuten auf eine vollkommen ungestörte Konfiguration hin.

Spin die experimentellen Ergebnisse weitgehend reproduziert, die mit zwei Protonen und sechs Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale vorher (s. Abbildung C.9). Die energetisch tiefer liegende Konfiguration mit zwei Protonen und vier Neutronen in den $g_{9/2}$ -Orbitalen wird von Einteilchenzuständen dominiert, die dem kollektiven Charakter der Bande 2 widersprechen, und sagt weiterhin eine inverse Signaturaufspaltung vorher, die experimentell nicht bestätigt werden kann.

Analog zu Bande 1 ist auch hier ein detaillierter, quantitativer Vergleich der Rechnungen mit dem Modell nicht möglich, da erneut der Überlapp der experimentell etablierten Niveaus mit dem signifikanten Bereich des Modells sehr klein ist. Qualitativ ist auch im Fall der Bande 2 eine mit zunehmendem Spin bessere Übereinstimmung der experimentellen und der theoretisch vorhergesagten Teilchenausrichtungen und Trägheitsmomente zu verzeichnen. Ebenso die Erwartung einer im Vergleich zu Bande 1 größeren Quadrupoldeformation wird von den CNS-Rechnung bestätigt (s. Abbildungen C.3, C.8 und C.10).

Die den Kern im Limit der starken Kopplung ausweisende Bande 3 wird als auf einer Dreiquasiteilchen-Konfiguration basierend angesehen, da für eine Einquasiteilchenkonfiguration im Limit der starken Kopplung dem Verlauf der Nilssonzustände nach bei prolater Deformation lediglich das $[303]_{\frac{5}{2}}$ -Orbital zur Verfügung steht. Eine solche Konfiguration wäre jedoch gleichbedeutend mit einer Quadrupoldeformation $\beta_2 \approx 0.2$ und könnte die Kollektivität der ab dem $I^\pi = \frac{23}{2}^-$ -Niveau die Yrastzustände bildenden Bande nicht beschreiben. Ähnliches gilt auch für die Konfiguration mit lediglich vier Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale. Die Anhebung eines Protonenpaares in ein $g_{9/2}$ -Orbital wäre demgegenüber energetisch zu ungünstig.

Aus zum "Upbending" in Bande 2 analogen Gründen und da die Trägheitsmomente in der Bande 3 kein auf einen Protonenpaaraufbruch hindeutendes "Back-" oder "Upbending" aufweisen (s. Abbildung C.8), kommen als zusätzliche Quasiteilchen ausschließlich Protonen in Frage, d.h. die Konfiguration geht aus der (2, 6)-Konfiguration in Bande 2 durch den Aufbruch eines (fp)-Protonenpaares und die Umordnung der Neutronenkonfiguration hervor. Dabei wäre die Anregung des ungepaarten Neutrons in die $g_{9/2}$ - oder $d_{5/2}$ -Schale energetisch sehr ungünstig. Vielmehr ist eine Konfiguration mit drei Protonen und fünf Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale als die wahrscheinlichste anzusehen. Unter der Annahme einer prolateren Deformation mit $\beta_2 < 0.4$ findet dem Nilsson-Diagramm zufolge ein Aufbruch des Protonenpaares im $[312]_{\frac{3}{2}}$ -Orbital statt. Daraus folgt für die Bande 3 ein maximales $K = \frac{11}{2}$, d.h. der Bandenkopf besitzt mindestens den Spin und die Parität $I^\pi = \frac{11}{2}^-$ und ist demnach experimentell noch nicht nachgewiesen. Auch die Zerfälle der Bande 3 in die Bande 1 sind unter dieser Annahme systematisch sehr gut einzuordnen. Sie repräsentieren den in dieser Massenregion typischen Übergang von einem Zwei- oder Dreiquasiteilchenniveau negativer Parität in die Grundzustandsbande positiver Parität via E1-Übergang. Beispiele für den Aufbruch eines (fp)-Protonenpaares, einhergehend mit der Anregung eines der Protonen in die $g_{9/2}$ -Schale, finden sich in der vorliegenden Arbeit in den Kernen ^{74}Kr , ^{75}Kr und ^{76}Kr .

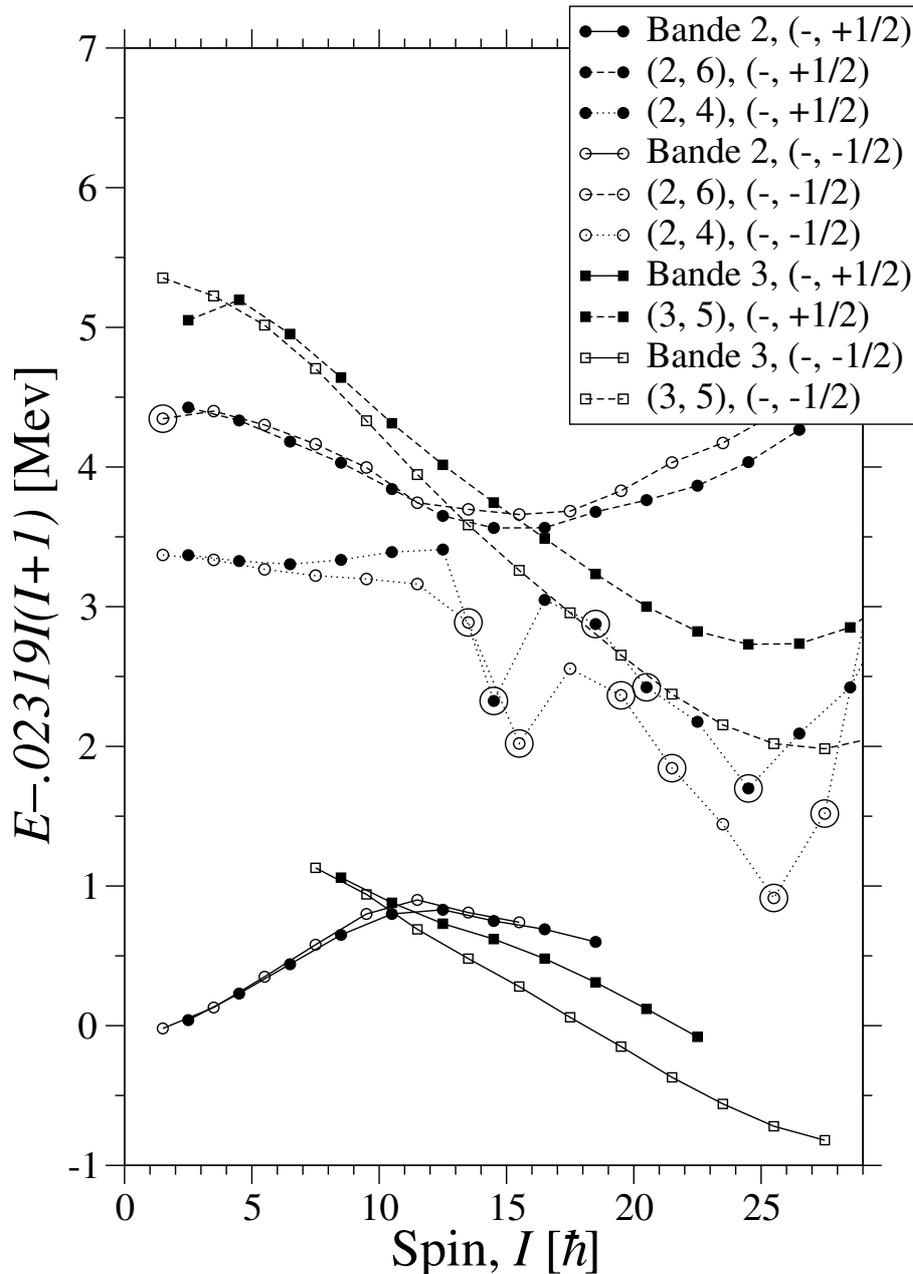


Abbildung C.9: Die den Banden 2 und 3 im ^{77}Kr zugeordneten Konfigurationen stimmen mit den Erwartungen, basierend auf den Nilssonzuständen, überein. Die hier ebenfalls aufgeführte Konfiguration (2, 4) besitzt vornehmlich Teilchencharakter und kann weder die Kollektivität der Bande noch deren Signaturaufspaltung erklären. Die Konfiguration (2,6) wird erneut im Vergleich zu der mit drei Protonen und fünf Neutronen in der $g_{9/2}$ -Schale als energetisch zu tief liegend vorhergesagt. Die Identifikation der Konfiguration (3, 5) mit der Bande 3 ist eindeutig. Andere ähnlich gut mit den experimentellen Daten übereinstimmende Konfigurationen verlaufen mehr als 500keV zu höheren Energien verschoben. Dieses betrifft insbesondere auch Konfigurationen mit einem Neutron in der $d_{5/2}$ -Schale.

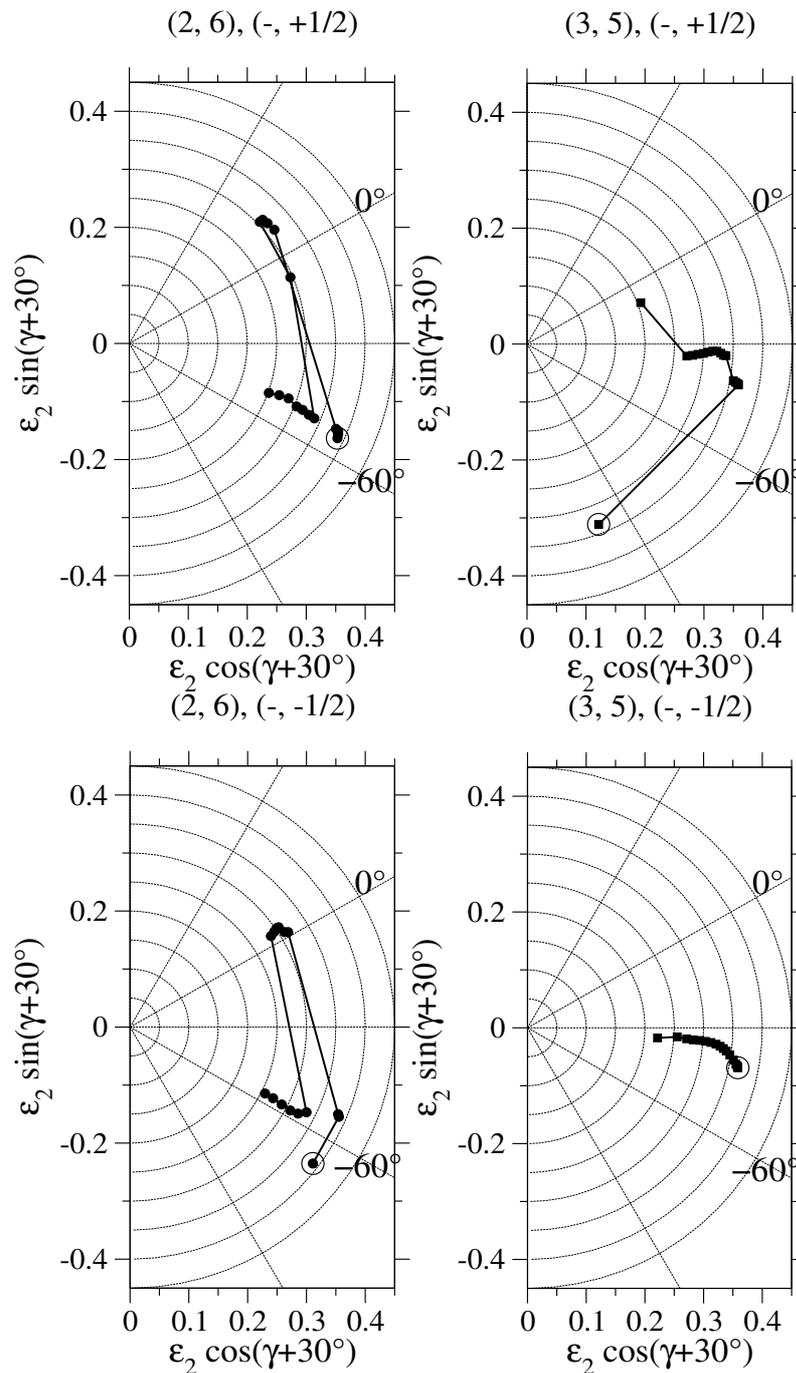


Abbildung C.10: Die Deformationspfade der Konfiguration (2, 6) verdeutlichen die Konkurrenz der prolaten und oblaten Quadrupoldeformationen in dieser Massengegend. Die im Hochspinbereich als energetisch günstiger vorhergesagten oblaten Deformationen entsprechen dabei jedoch Energien $\approx 1\text{MeV}$ oberhalb der Yrastzustände. Die Konfiguration (3, 5) wird für den gesamten Spinbereich als triaxial deformiert und um die intermediäre Achse rotierend vorhergesagt.

Eine solche Konfiguration, die als im Bereich höherer Spins die Yrastzustände bildend vorhergesagt wird und die den Verlauf der experimentellen Anregungsenergien sehr gut wiedergibt, liefern schließlich auch die CNS-Rechnungen (s. Abbildung C.9). Diese Konfiguration reproduziert bei hoher Rotationsfrequenz neben den Anregungsenergien auch die Teilchenausrichtung und die Trägheitsmomente zumindest qualitativ, wobei insbesondere das dynamische Trägheitsmoment von den Rechnungen systematisch als zu gering vorhergesagt wird (s. Abbildungen C.3 und C.8). Darüber hinaus wird von dieser Konfiguration die ungewöhnliche Signaturaufspaltung qualitativ wiedergegeben (s. Abbildung C.7), bei der die Zustände der Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$ gegenüber denen positiver Signatur energetisch bevorzugt sind und die im Bereich hoher Spins deutlich von der in ^{75}Kr abweicht.

Die Kernform des Kerns ^{77}Kr in der Bande 3 wird von den CNS-Rechnungen als triaxial mit einem negativen γ vorhergesagt (s. Abbildung C.10). Dieses negative $\gamma > -60^\circ$ entspricht einer Rotation um die intermediäre Achse des triaxialen Rotors und ist klassisch verboten. Solche kollektiven Strukturen werden nach [3] insbesondere in Kernen erwartet, deren Valenznukleonen eine Hochspin-Schale halb bzw. nahezu halb ausfüllen [3] - im Fall der Bande 3 ist die $g_{9/2}$ -Schale mit 5 Neutronen halb befüllt.

Ein erster eindeutiger Nachweis einer solchen klassisch verbotenen triaxialen Rotation ist von A. Juodagalvis et al. durch den Vergleich von CNS-Rechnungen, Rechnungen im sphärischen Schalenmodell und experimentellen Daten im Kern ^{48}Cr geführt worden [39].

Die Bande 3 im Kern ^{77}Kr stellt daher einen weiteren interessanten Testfall für eine Rotation um die intermediäre Achse eines triaxialen Rotors dar. Insbesondere die in [80] angesprochenen kleinen Übergangsstärken in die Banden 1 und 2 stellen einen interessanten Aspekt dar.

Somit bildet das hier präsentierte Ergebnis der Rechnungen in der CNS-Näherung mit der Dreiquasiteilchenkonfiguration $\nu[422]_{\frac{5}{2}} \otimes \pi[312]_{\frac{3}{2}} \otimes \pi[431]_{\frac{3}{2}}$ einen Widerspruch zu den Hartree-Fock-Bogolyubov-Cranking-Rechnungen von Sylvan et al., in deren Rahmen der Bande 3 die Konfiguration $\nu[431]_{\frac{1}{2}} \otimes \pi[312]_{\frac{3}{2}} \otimes \pi[431]_{\frac{3}{2}}$ zugeordnet worden ist. Eine differenziertere Diskussion der Interpretationen bzw. ein genauerer Vergleich der Rechnungen ist hier mangels Detailinformationen zu den Rechnungen in [80] nicht möglich.

Abschließend soll ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass die hier aufgeführten Resultate der Rechnungen unter Verwendung der in der CNS-Näherung möglichen "high-j-low-j"-Unterscheidung erzielt worden sind. Im Rahmen dieser Unterscheidung wird nicht nur die Anzahl der Nukleonen in den verschiedenen Oszillatorzuständen vorgegeben, sondern es wird zusätzlich zwischen der Subschale mit höchstem Spin j und den übrigen differenziert. Mit dieser Unterscheidung konnte zumindest in der CNS-Näherung die These des $d_{5/2}$ -Quasineutrons eindeutig verworfen werden.

C.2.1 Zusammenfassung der Ergebnisse in ^{77}Kr

Im Rahmen der CNS-Rechnungen zum Kern ^{77}Kr konnte das Zerfallsschema, das in [80] publiziert wurde, insbesondere im Hochspinbereich durch die zugewiesenen Konfigurationen gut beschrieben werden. Dabei wird dem Kern in der Bande 1 ein eher γ -weiches Verhalten zugeschrieben, während er in den Banden 2 bzw. 3 als weitgehend prolat bzw. triaxial vorhergesagt wird. Im Fall der Bande drei rotiert der Kern im Widerspruch zur klassischen Mechanik um die intermediäre Achse. Die der Bande 3 zugeordneten Konfigurationen (3, 5) widerlegen dabei eindeutig den in [80] angenommenen Einfluß der $d_{5/2}$ -Schale. Im Hinblick auf den Kern ^{75}Kr folgt aus den hier zugewiesenen Konfigurationen eine prinzipielle Unterstützung der Zuordnungen. So wird die Bande 1 in beiden Fällen durch die Konfigurationen (2, 5), die Bande 2 durch (2, 4) bzw. (2, 6) und die Bande 3 durch die tiefstliegenden (3, 5) gebildet. Es ist im Besonderen aufgrund der guten globalen Beschreibung also naheliegend, dass die in ^{75}Kr auftretenden Abweichungen der Vorhersagen des Modells von den experimentellen Daten auf eine fehlerhafte Zuweisung der Zustände innerhalb der Banden 2 und 3 zurückzuführen sind.

C.3 Die Konfigurationen und Potentialflächen

C.3.1 Die Konfigurationen in ^{77}Kr

Die Konfigurationen sind für ^{77}Kr tabellarisch unter Berücksichtigung der “high-j-low-j”-Unterscheidung aufgelistet:

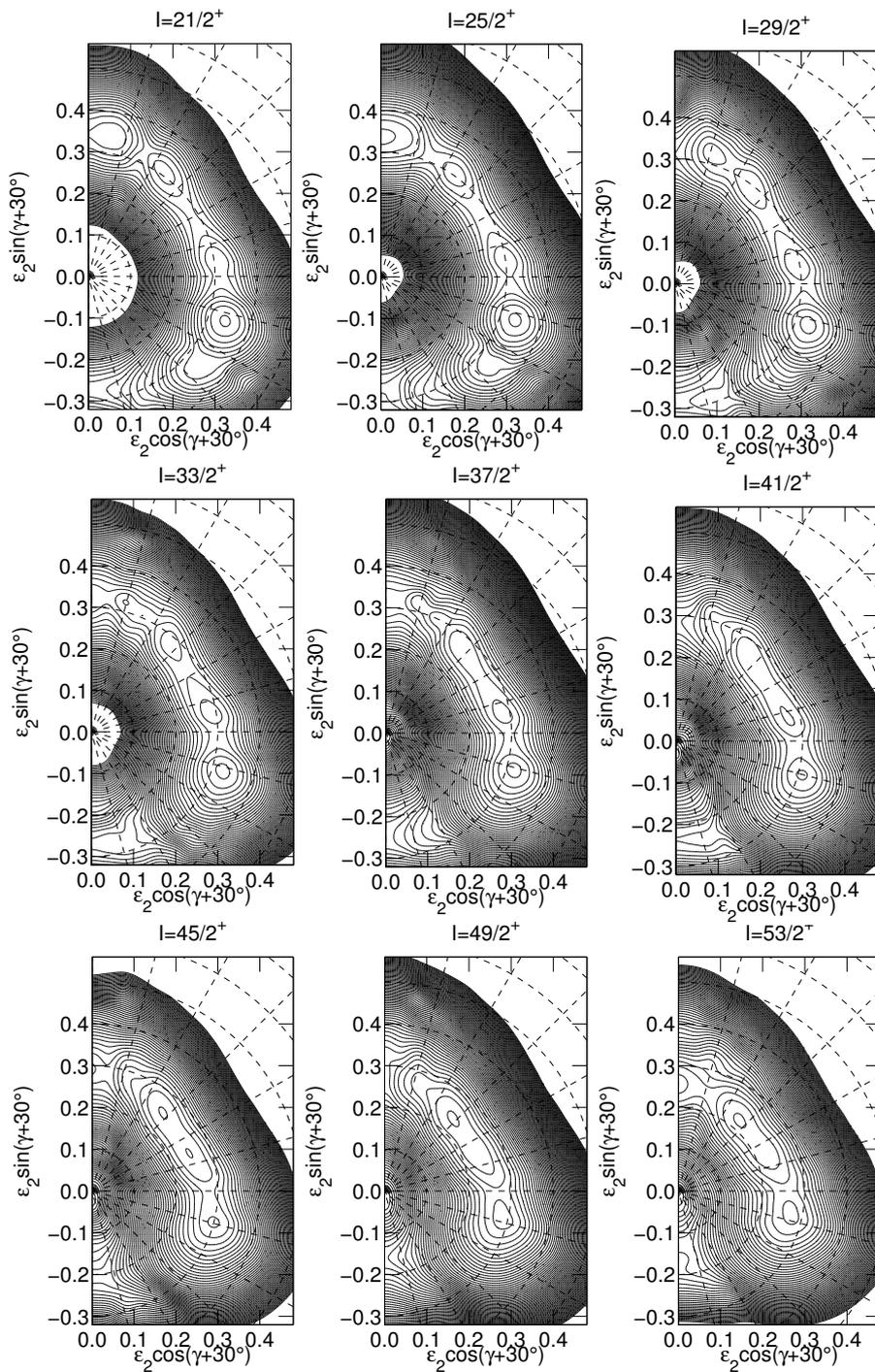
		Oszillatorquantenzahl N				
		0	1	2	3	4
(#Prot.($g_{9/2}$), #Neut.($g_{9/2}$)), Konfiguration: (π , α),						
Protonen						
“low j”	Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$	0	1	3	3	0
“high j”	Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$	1	2	3	4	1
“low j”	Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$	0	1	3	3	0
“high j”	Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$	1	2	3	4	1
Neutronen						
“low j”	Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$	0	1	3	4	0
“high j”	Signatur $\alpha = -\frac{1}{2}$	1	2	3	4	2
“low j”	Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$	0	1	3	4	0
“high j”	Signatur $\alpha = +\frac{1}{2}$	1	2	3	4	3

$(2, 5), (+, +\frac{1}{2})$					$(2, 5), (+, -\frac{1}{2})$					$(3, 4), (+, +\frac{1}{2})$				
Protonen					Protonen					Protonen				
0	1	3	3	0	0	1	3	3	0	0	1	3	2	0
1	2	3	4	1	1	2	3	4	1	1	2	3	4	1
0	1	3	3	0	0	1	3	3	0	0	1	3	3	0
1	2	3	4	1	1	2	3	4	1	1	2	3	4	2
Neutronen					Neutronen					Neutronen				
0	1	3	4	0	0	1	3	4	0	0	1	3	5	0
1	2	3	4	2	1	2	3	4	3	1	2	3	4	2
0	1	3	4	0	0	1	3	4	0	0	1	3	4	0
1	2	3	4	3	1	2	3	4	2	1	2	3	4	2
$(2, 4), (-, +\frac{1}{2})$					$(2, 4), (-, -\frac{1}{2})$					$(2, 6), (-, +\frac{1}{2})$				
Protonen					Protonen					Protonen				
0	1	3	3	0	0	1	3	3	0	0	1	3	3	0
1	2	3	4	1	1	2	3	4	1	1	2	3	4	1
0	1	3	3	0	0	1	3	3	0	0	1	3	3	0
1	2	3	4	1	1	2	3	4	1	1	2	3	4	1
Neutronen					Neutronen					Neutronen				
0	1	3	4	0	0	1	3	5	0	0	1	3	3	0
1	2	3	4	2	1	2	3	4	2	1	2	3	4	3
0	1	3	5	0	0	1	3	4	0	0	1	3	4	0
1	2	3	4	2	1	2	3	4	2	1	2	3	4	3
$(2, 6), (-, -\frac{1}{2})$					$(3, 5), (-, +\frac{1}{2})$					$(3, 5), (-, -\frac{1}{2})$				
Protonen					Protonen					Protonen				
0	1	3	3	0	0	1	3	3	0	0	1	3	2	0
1	2	3	4	1	1	2	3	4	1	1	2	3	4	1
0	1	3	3	0	0	1	3	2	0	0	1	3	3	0
1	2	3	4	1	1	2	3	4	2	1	2	3	4	2
Neutronen					Neutronen					Neutronen				
0	1	3	4	0	0	1	3	4	0	0	1	3	4	0
1	2	3	4	3	1	2	3	4	2	1	2	3	4	2
0	1	3	3	0	0	1	3	4	0	0	1	3	4	0
1	2	3	4	3	1	2	3	4	3	1	2	3	4	3

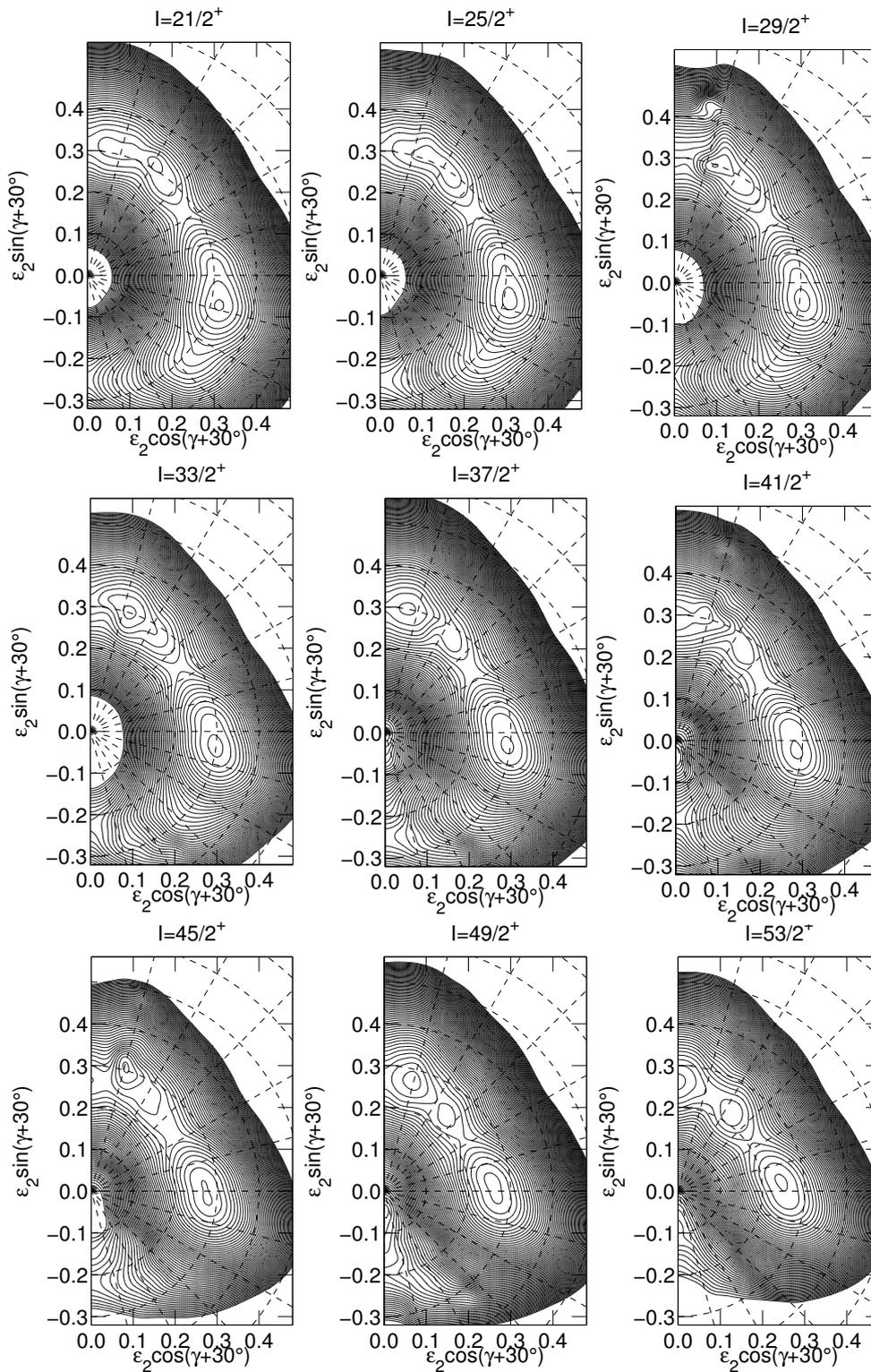
C.4 Die Potentialflächen für ^{77}Kr

Die zu den Konfigurationen (2, 4), (-, $\pm 1/2$) gehörenden Potentialflächen sind hier wegen ihrer fehlenden Bedeutung für die Interpretation nicht abgebildet.

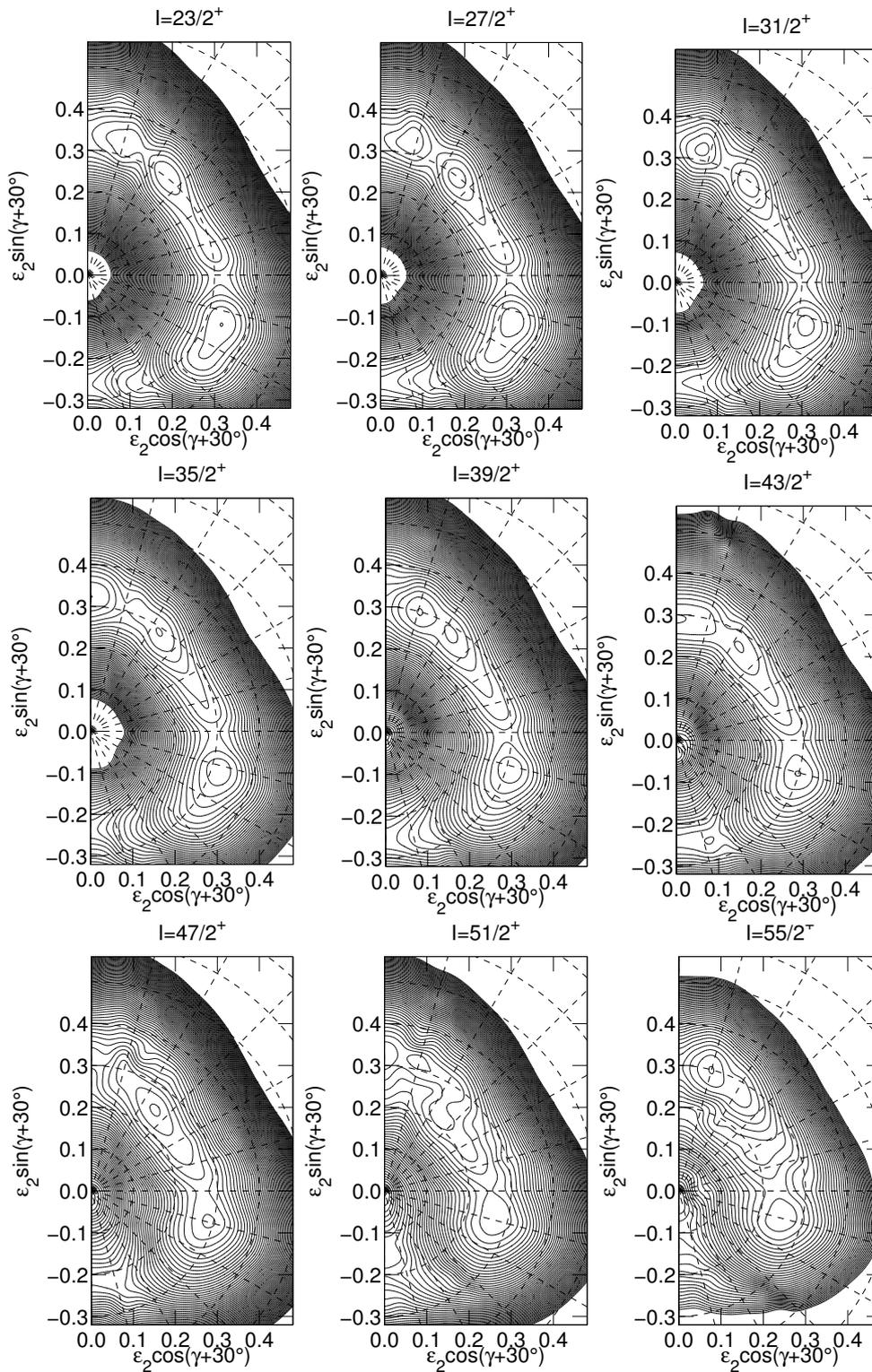
(2, 5), (+, $+1/2$)



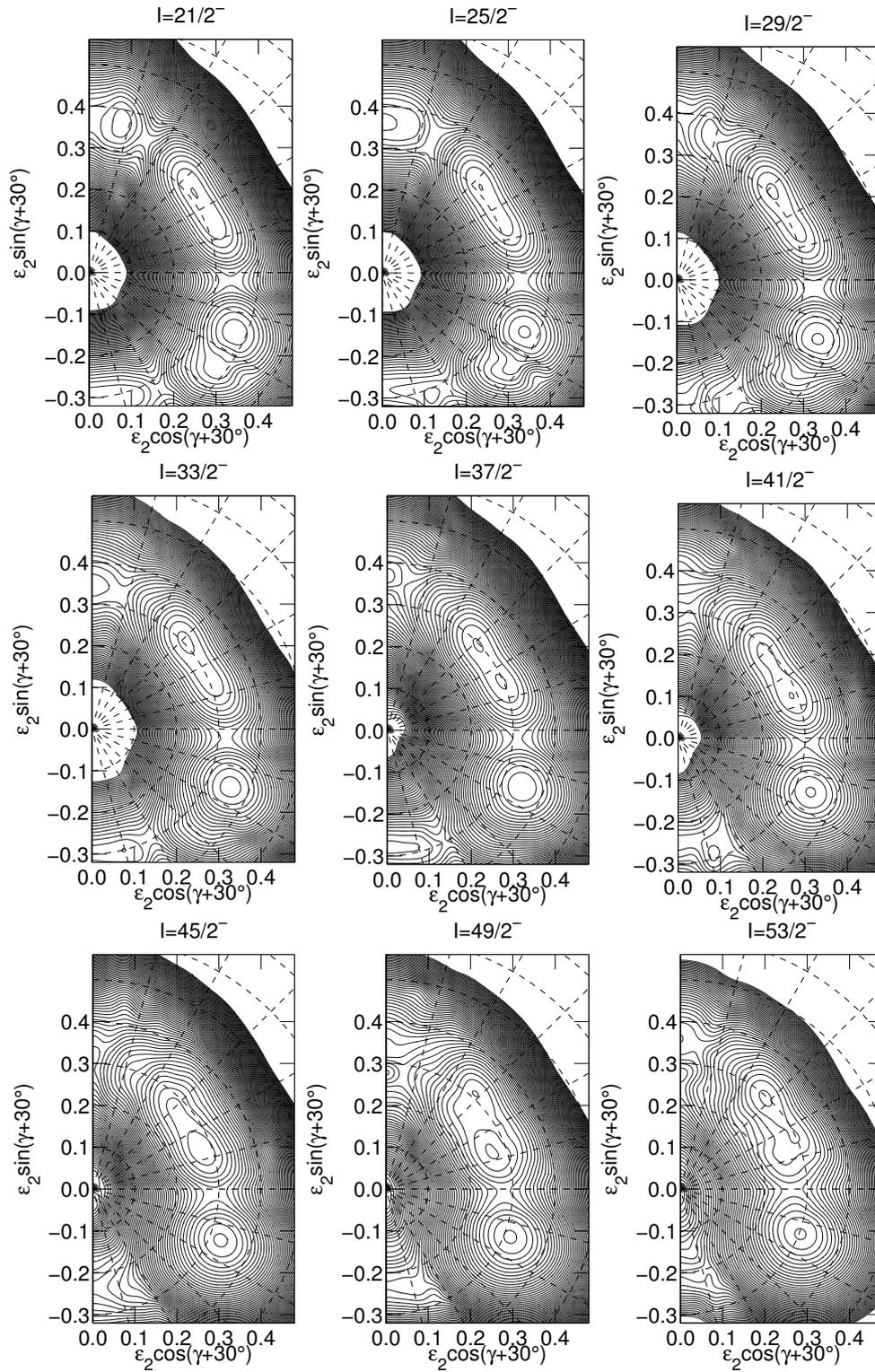
(3, 4), (+, +1/2)



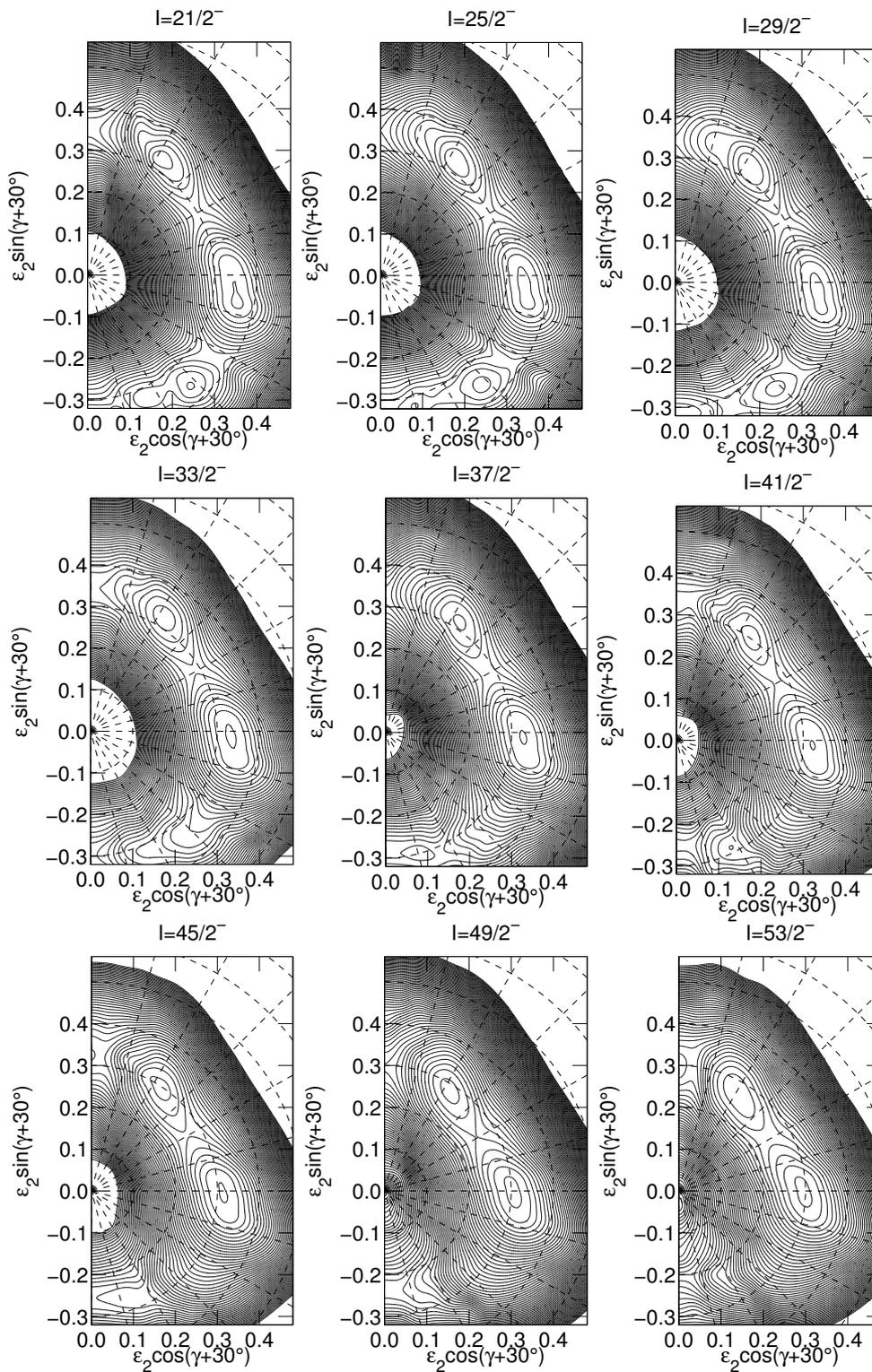
(2, 5), (+, -1/2)



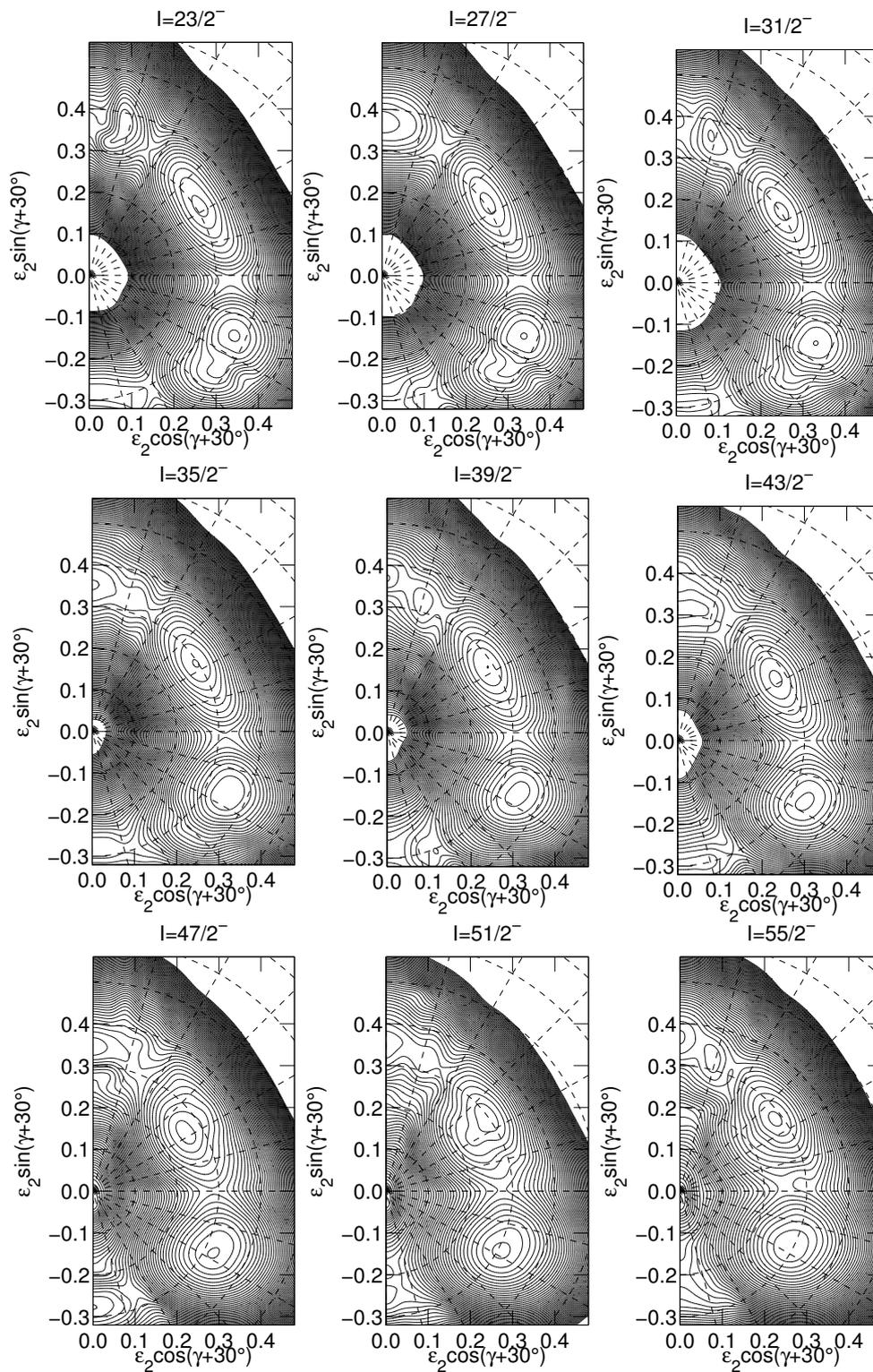
(2, 6), (-, +1/2)



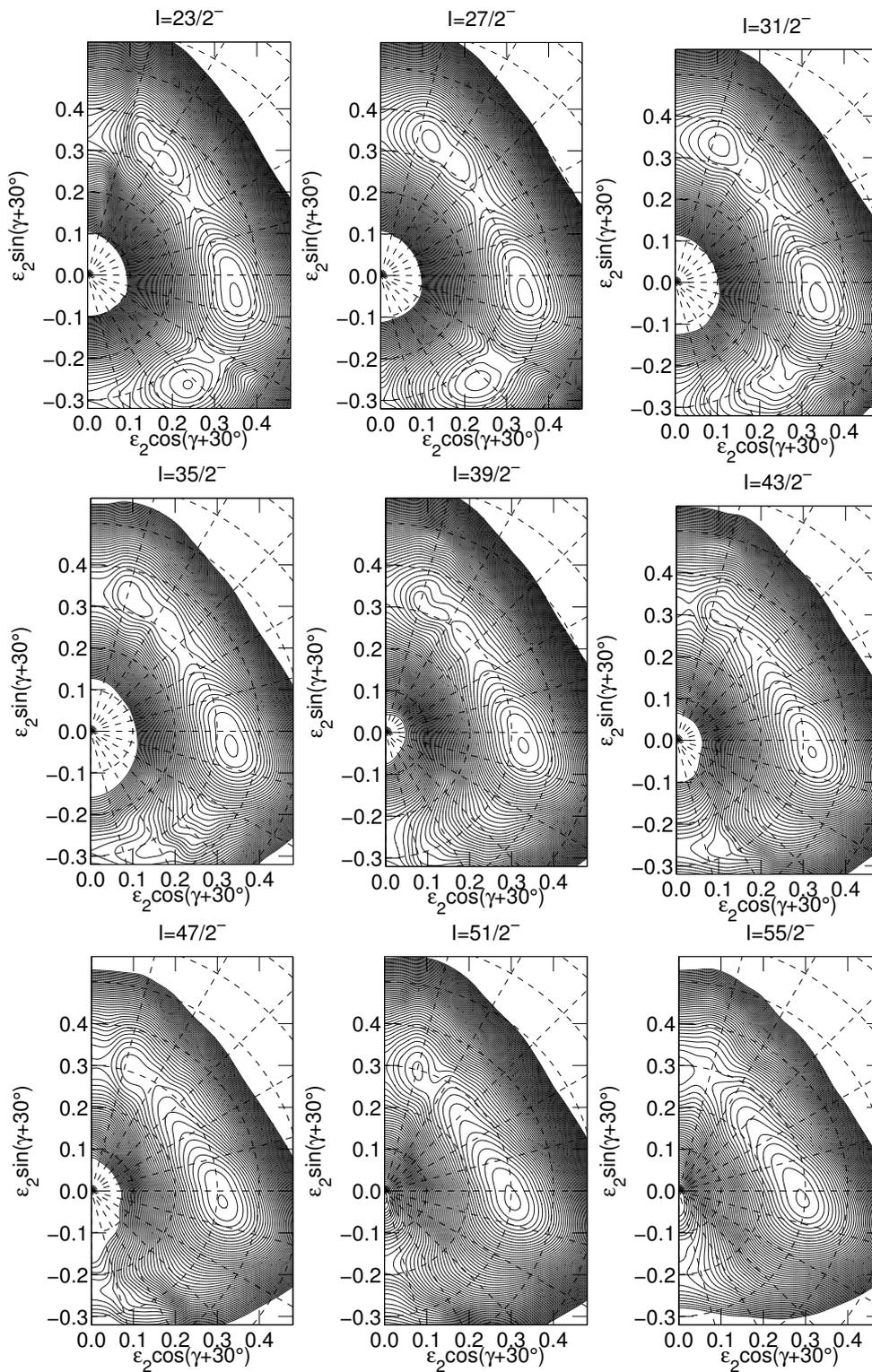
(3, 5), (-, +1/2)



(2, 6), (-, -1/2)



(3, 5), (-, -1/2)



Literaturverzeichnis

- [1] AFANASJEV, A. V., D. B. FOSSAN, G. J. LANE und I. RAGNARSSON: *Termination of rotational bands: disappearance of quantum many-body collectivity*. Physics Reports, 322:1, 1999.
- [2] ALGORA, A., G. DE ANGELIS, F. BRANDOLINI, R. WYSS, A. GADEA, E. FARNEA, W. GELLETLY, S. LUNARDI, D. BAZZACCO, C. FAHLANDER, A. APRAHAMIAN, F. BECKER, P. G. BIZZETI, A. BIZZETI-SONA, D. DE ACUNA, M. DE POLI, J. EBERTH, D. FOLTESCU, S. M. LENZI, T. MARTINEZ, D. R. NAPOLI, P. PAVAN, C. M. PETRACHE, C. ROSSI ALVAREZ, D. RUDOLPH, B. RUBIO, S. SKODA, P. SPOLAORE, R. MENEGAZZO, H. G. THOMAS und C. A. UR: *Pronounced Shape Change Induced by Quasiparticle Alignment*. Phys. Rev. C, 61:031303, 2000.
- [3] ANDERSSON, G., S. E. LARSSON, G. LEANDER, P. MOLLER, S. G. NILSSON, I. RAGNARSSON, S. ABERG, R. BENGTSSON, J. DUDEK, B. NERLO-POMORSKA, K. POMORSKI und Z. SZYMANSKI: *Nuclear Shell Structure at Very High Angular Momentum*. Nucl. Phys. A, 268:205, 1976.
- [4] ANGELIS, G. DE, C. FAHLANDER, A. GADEA, E. FARNEA, W. GELLETLY, A. APRAHAMIAN, D. BAZZACCO, F. BECKER, P. G. BIZZETI, A. BIZZETI-SONA, F. BRANDOLINI, D. DE ACUNA, M. DE POLI, J. EBERTH, D. FOLTESCU, S. M. LENZI, S. LUNARDI, T. MARTINEZ, D. R. NAPOLI, P. PAVAN, C. M. PETRACHE, C. ROSSI ALVAREZ, D. RUDOLPH, B. RUBIO, W. SATULA, S. SKODA, P. SPOLAORE, H. G. THOMAS, C. A. UR und R. WYSS: *Delayed $g_{9/2}^2$ Alignment in the $N = Z$ Nucleus ^{72}Kr* . Phys. Lett.B, 415:217, 1997.
- [5] BECKER, F., W. KORTEN, F. HANNACHI, P. PARIS, N. BUFORN, C. CHANDLER, M. HOURY, H. HUBEL, A. JANSEN, Y. LE COZ, C. F. LIANG, A. LOPEZ-MARTENS, R. LUCAS, E. MERGEL, G. SCHONWASSER und C. THEISEN: *Investigation of Prolate-Oblate Shape-Coexistence in ^{74}Kr* . Eur. Phys. J. A, 4:103, 1999.
- [6] BECK, F. A.: *EUROBALL - LARGE GAMMA-RAY SPECTROMETERS THROUGH EUROPEAN COLLABORATIONS*. Progr. Part. Nucl. Phys. , 28:443, 1992.

- [7] BENGTON, G., S. FRAUENDORF und F.-R. MAY: *Quasiparticle Levels*. Atomic Data & Nucl. Tables, 35:16, 1986.
- [8] BENGTON, R., P. MÖLLER, J. R. NIX und J. Y. ZHANG: *NUCLEAR SHAPES AND SHAPE TRANSITIONS*. Phys. Scripta, 29:402, 1984.
- [9] BERGSTRÖM, MATS: *Programme tapescan, ebscan*, 2000.
- [10] BERMUDEZ, G. GARCIA, C. BAKTASH und C. J. LISTER: *Collective Bands in ^{75}Kr* . Phys. Rev. C, 30:1208, 1984.
- [11] BOHR, A. und B. R. MOTTELSON: *Nuclear Structure, Vol. 2*. W. A. Benjamin, New York, 1975.
- [12] BONCHE, P., H. FLOCARD, P. H. HEENEN, S. J. KRIEGER und M. S. WEISS: *Self-Consistent Study of Triaxial Deformations: Application to the isotopes of Kr, Sr, Zr and Mo*. Nucl. Phys. A, 443:39, 1985.
- [13] BOUCHEZ, E., I. MATEA, W. KORTEN, F. BECKER, B. BLANK, C. BORCEA, A. BUTA, A. EMSALLEM, G. DE FRANCE, J. GENEVEY, F. HANNACHI, K. HAUSCHILD, A. HURSTEL, Y. LE COZ, M. LEWITOWICZ, R. LUCAS, F. NEGOITA, F. DE OLIVEIRA SANTOS, D. PANTELICA, J. PINSTON, P. RAHKILA, M. REJMUND, M. STANOIU und CH. THEISEN: *New Shape Isomer in the Self-Conjugate Nucleus ^{72}Kr* . Phys. Rev. Lett., 90:082502, 2003.
- [14] BURROWS, T. W.: *The Program RADLST*. Brookhaven National Laboratory Report, BNL-NCS-52142, 1988.
- [15] CARDONA, M. A., G. GARCIA BERMUDEZ, A. FILEVICH und E. ACHTERBERG: *Lifetime Measurements in ^{75}Kr and Systematic Study of Krypton Isotopes*. Phys. Rev. C, 42:591, 1990.
- [16] CASTEN, R. F.: *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Oxford University Press, 1990.
- [17] CHANDLER, C., P. H. REGAN, B. BLANK, C. J. PEARSON, A. M. BRUCE, W. N. CATFORD, N. CURTIS, S. CZAJKOWSKI, PH. DESSAGNE, A. FLEURY, W. GELLETLY, J. GIOVINAZZO, R. GRZYWACZ, Z. JANAS, M. LEWITOWICZ, C. MARCHAND, CH. MIEHE, N. A. ORR, R. D. PAGE, M. S. PRAVIKOFF, A. T. REED, M. G. SAINT-LAURENT, S. M. VINCENT, R. WADSWORTH, D. D. WARNER, J. S. WINFIELD und F. XU: *Observation of Isomeric States in Neutron Deficient $A = 80$ Nuclei following the Projectile Fragmentation of ^{92}Mo* . Phys. Rev. C, 61:044309, 2000.
- [18] CHANDLER, C., P. H. REGAN, C. J. PEARSON, B. BLANK, A. M. BRUCE, W. N. CATFORD, N. CURTIS, S. CZAJKOWSKI, W. GELLETLY, R. GRZYWACZ,

- Z. JANAS, M. LEWITOWICZ, C. MARCHAND, N. A. ORR, R. D. PAGE, A. PETROVICI, A. T. REED, M. G. SAINT-LAURENT, S. M. VINCENT, R. WADSWORTH, D. D. WARNER und J. S. WINFIELD: *Evidence for a Highly Deformed Oblate 0^+ State in $^{74}_{36}\text{Kr}$* . Phys. Rev. C, 56:2924, 1997.
- [19] CHISHTI, A. A., W. GELLETLY, C. J. LISTER, J. H. MCNEILL, B. J. VARLEY, D. J. G. LOVE und O. SKEPPSTEDT: *High-Spin States in ^{75}Kr* . Nucl. Phys. A, 501:568, 1989.
- [20] DÖRING, J., G. D. JOHNS, R. A. KAYE, M. A. RILEY, S. L. TABOR und J. X. SALADIN: *First Observation of a Strongly-Coupled Band in Even-Even $A \approx 80$ Nuclei: ^{76}Kr* . Phys. Lett.B, 381:40, 1996.
- [21] DÖRING, J., G. D. JOHNS, R. A. KAYE, M. A. RILEY, S. L. TABOR, P. C. WOMBLE und J. X. SALADIN: *Proton and Neutron Alignments in Negative-Parity Bands of ^{76}Kr* . Phys. Rev. C, 52:R2284, 1995.
- [22] EBERTH, J., P. VON BRENTANO, W. TEICHERT, H. G. THOMAS, A. VON DER WERTH, R. M. LIEDER, H. JÄGER, H. KÄMMERLING, D. KUTCHIN, K. H. MAIER, M. BERST, D. GUTKNECHT und R. HENCK: *DEVELOPMENT OF A COMPOSITE GE DETECTOR FOR EUROBALL*. Progr. Part. Nucl. Phys. , 28:495, 1992.
- [23] EBERTH, J., H. G. THOMAS, P. VON BRENTANO, R. M. LIEDER, H. JÄGER, H. KÄMMERLING, M. BERST, D. GUTKNECHT und R. HENCK: *Encapsulated Ge detectors: Development and first tests*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 369:135, 1996.
- [24] FARNEA, E., G. DE ANGELIS, M. DE POLI, D. DE ACUNA, A. GADEA, D. R. NAPOLI, P. SPOLAORE, A. BUSCEMI, R. ZANON, R. ISOCRATE, D. BAZZACCO, C. ROSSI ALVAREZ, P. PAVAN, A. M. BIZZETI-SONA und P. G. BIZZETTI: *A 4π Light-Charged Particle Si Detector as a Trigger Device for In-Beam gamma-Ray Spectroscopy*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 400:87, 1997.
- [25] FISCHER, S. M., C. J. LISTER, D. P. BALAMUTH, R. BAUER, J. A. BECKER, L. A. BERNSTEIN, M. P. CARPENTER, J. DURELL, N. FOTIADES, S. J. FREEMAN, P. E. GARRETT, P. A. HAUSLADEN, R. V. F. JANSSENS, D. JENKINS, M. LEDDY, J. RESSLER, J. SCHWARTZ, D. SVELNYS, D. G. SARANTITES, D. SEWERYNIAK, B. J. VARLEY und R. WYSS: *Alignment Delays in the $N = Z$ Nuclei ^{72}Kr , ^{76}Sr , and ^{80}Zr* . Phys. Rev. Lett., 87:132501, 2001.
- [26] FREUND, S., J. ALTMANN, F. BECKER, T. BURKARDT, J. EBERTH, L. FUNKE, H. GRAWE, J. HEESE, U. HERMKENS, H. KLUGE, K. H. MAIER, T. MYLAEUS, H. PRADE, S. SKODA, W. TEICHERT, H. G. THOMAS, A. VON DER WERTH und G. WINTER: *Identification of Excited Levels in the $N = Z + 1$ Nucleus ^{73}Kr* . Phys. Lett.B, 302:167, 1993.

- [27] FREUND, STEFAN: *Erste Spektroskopie des $T_z = +1/2$ -Kerns ^{73}Kr* . Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1998.
- [28] GALERIU, D., D. BUCURESCU und M. IVASCU: *Nuclear Deformations in the $A \approx 80$ -100 Region*. J. Phys. G, 12:329, 1986.
- [29] GRODZINS, L.: *The uniform behaviour of electric quadrupole transition probabilities from first $2+$ states in even-even nuclei*. Phys. Lett.B, 2:88, 1962.
- [30] GROSS, C. J., P. D. COTTLE, D. M. HEADLY, U. J. HUTTMEIER, E. F. MOORE, S. L. TABOR und W. NAZAREWICZ: *Shape Changes and Alignment Properties in ^{77}Kr* . Phys. Rev. C, 36:2601, 1987.
- [31] GROSS, C. J., J. HEESE, K. P. LIEB, L. LUHMANN, B. WORMANN, A. A. CHISHTI, W. GELLETLY, C. J. LISTER, J. H. MCNEILL und B. J. VARLEY: *Simultaneous $g_{9/2}$ Proton and Neutron Alignments in ^{76}Kr* . Z. Phys. A, 331:361, 1988.
- [32] GROSS, C. J., J. HEESE, K. P. LIEB, L. LUHMANN, B. WORMANN, A. A. CHISHTI, W. GELLETLY, C. J. LISTER, J. H. MCNEILL und B. J. VARLEY: *Simultaneous $g_{9/2}$ Proton and Neutron Alignments in ^{76}Kr* . ZPA, 331:361, 1988.
- [33] GROSS, C. J., J. HEESE, K. P. LIEB, S. ULBIG, W. NAZAREWICZ, C. J. LISTER, B. J. VARLEY, J. BILLOWES, A. A. CHISHTI, J. H. MCNEILL und W. GELLETLY: *Band Crossings and Near-Rigid Rotation in ^{76}Kr and ^{78}Kr* . Nucl. Phys. A, 501:367, 1989.
- [34] HARDER, ANTJE: *Starre Rotation und Bandenkreuzungsphänomene in den neutronenarmen Isotopen $^{76}, ^{77}\text{Rb}$* . Doktorarbeit, Universität zu Göttingen, 1995.
- [35] HEESE, J., D. J. BLUMENTHAL, A. A. CHISHTI, P. CHOWDHURY, B. CROWELL, P. J. ENNIS, C. J. LISTER und CH. WINTER: *Observation of Simultaneous $g_{9/2}$ Proton and Neutron Alignment in ^{74}Kr* . Phys. Rev. C, 43:1771, 1991.
- [36] HERATH-BANDA, M. A., A. V. RAMAYYA, L. CLEEMANN, J. EBERTH, J. ROTH, T. HECK, N. SCHMAL, T. MYLAEUS, W. KOENIG, B. MARTIN, K. BETHGE und G. A. LEANDER: *Signature Splitting of Electromagnetic Transitions in ^{75}Kr* . J. Phys. G, 13:43, 1987.
- [37] *Proc. Int. Conf. Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa*. Seite 376, 1992.
- [38] JOHNSON, T. D., J. W. HOLCOMB, P. C. WOMBLE, P. D. COTTLE, S. L. TABOR, F. E. DURHAM, S. G. BUCCINO und M. MATSUZAKI: *Transition Strengths and Deformation in ^{77}Kr* . Phys. Rev. C, 42:2418, 1990.

- [39] JUODAGALVIS, A., I. RAGNARSSON und S. ABERG: *Triaxiality in ^{48}Cr* . Phys. Lett.B, 477:66, 2000.
- [40] KABADIYSKI, M. K., K. P. LIEB und D. RUDOLPH: *Determination of Spins and Mixing Ratios from Directional Correlations measured with the OSIRIS Array*. Nucl. Phys. A, 563:301, 1993.
- [41] K. ALDER, R. M. STEFEN UND: *Angular Distribution and Correlation of Gamma Rays; in: The Elektromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, Oxford, 1975.
- [42] KAPLAN, M. S., J. X. SALADIN, L. DE FARO, D. F. WINCHELL, H. TAKAI und C. N. KNOTT: *Coexistence of Superfluid and Rigid Moments of Inertia in $^{76,78}\text{Kr}$* . Phys. Lett.B, 215:251, 1988.
- [43] KEIM, M., E. ARNOLD, W. BORCHERS, U. GEORG, A. KLEIN, R. NEUGART, L. VERMEEREN, R. E. SILVERANS und P. LIEVENS: *Laser-Spectroscopy Measurements of $^{72-96}\text{Kr}$ Spins, Moments and Charge Radii*. Nucl. Phys. A, 586.:219, 1995.
- [44] KELSALL, N. S., S. M. FISCHER, D. P. BALAMUTH, G. C. BALL, M. P. CARPENTER, R. M. CLARK, J. DURELL, P. FALLON, S. J. FREEMAN, P. A. HAUSLADEN, R. V. F. JANSSENS, D. G. JENKINS, M. J. LEDDY, C. J. LISTER, A. O. MACCHIAVELLI, D. G. SARANTITES, D. C. SCHMIDT, D. SEWERYNIAK, C. E. SVENSSON, B. J. VARLEY, S. VINCENT, R. WADSWORTH, A. N. WILSON, A. V. AFANASJEV, S. FRAUENDORF, I. RAGNARSSON und R. WYSS: *Testing Mean-Field Models Near the $N = Z$ Line: gamma-Ray spectroscopy of the $T_z = 1/2$ nucleus ^{73}Kr* . Phys. Rev. C, 65:044331, 2002.
- [45] KELSALL, N. S., R. WADSWORTH, A. N. WILSON, P. FALLON, A. O. MACCHIAVELLI, R. M. CLARK, D. G. SARANTITES, D. SEWERYNIAK, C. E. SVENSSON, S. M. VINCENT, S. FRAUENDORF, J. A. SHEIKH und G. C. BALL: *Consequences of Neutron-Proton Pairing Correlations for the Rotational Motion of the $N = Z$ Nucleus ^{72}Kr* . Phys. Rev. C, 64:024309, 2001.
- [46] KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement*. Wiley Text Books; 3rd edition, 1999.
- [47] KREINER, A. J., M. A. J. MARISCOTTI, C. BAKTASH, E. DER MATEOSIAN und P. THIEBERGER: *High Spin Structure of ^{75}Br and the (N, Z) Dependence of the Nuclear Deformation in the Br Region*. Phys. Rev. C, 24:148, 1981.
- [48] LALAZISSIS, G. A. und M. M. SHARMA: *Ground-State Properties of Exotic Nuclei Near $Z = 40$ in the Relativistic Mean-Field Theory*. Nucl. Phys. A, 586:201, 1995.

- [49] LISTER, C. J., B. J. VARLEY, H. G. PRICE und J. W. OLNES: *Extreme Prolate Deformation in Light Strontium Isotopes*. Phys. Rev. Lett., 49:308, (1982).
- [50] MIEHE, CH., PH. DESSAGNE, CH. PUJOL, G. WALTER, B. JONSON, M. LINDROOS, und THE ISOLDE COLLABORATION: *The beta+-Electron Capture Decay of ^{73}Kr* . Eur. Phys. J. A, 5:143, 1999.
- [51] MORINAGA, H.: *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. Elsevier Science Ltd, 1977.
- [52] MUKHERJEE, G., P. JOSHI, S. N. ROY, S. DATTA, R. P. SINGH, S. MURALITHAR und R. K. BHOWMIK: *Transition Strengths and Shapes of 2-qp Bands in ^{74}Se and ^{76}Kr* . Pramana, 53:425, 1999.
- [53] NAZAREWICZ, W., J. DUDEK, R. BENGTSSON, T. BENGTSSON und I. RAGNARSSON: *Microscopic Study of the High-Spin Behaviour in Selected $A = 80$ Nuclei*. Nucl. Phys. A, 435:397, 1985.
- [54] NICOLIS, N. G. und J. R. BEENE: *Programm evapOR*, 1994.
- [55] NOLAN, P. J., F. A. BECK und D. B. FOSSAN: *Large Arrays of Escape-Suppressed Gamma-Ray Detectors*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. , 45:561, 1994.
- [56] NOLTE, E., Y. SHIDA, W. KUTSCHERA, R. PRESTELE und H. MORINAGA: *Investigation of Neutron Deficient Nuclei in the Region $28 < N$ and $Z < 50$ With the Help of Heavy Ion Compound Reactions*. Z. Phys., 268:267, 1974.
- [57] NORTHCLIFFE, L. C. und R. F. SCHILLING: *Range and Stopping-Power Tables for Heavy Ions*. Nuclear Data Tables A, 7:233, 1970.
- [58] PETKOV, PAVEL: *Programm list-mode-2000*, 2000.
- [59] PETROVICI, A., A. FAESSLER und TH. KOPPEL: *Microscopic Calculation of the Collective Motion in ^{76}Kr* . Z. Phys. A, 314:227, 1983.
- [60] PETROVICI, A., K. W. SCHMID und A. FAESSLER: *Microscopic Aspects of Shape Coexistence in ^{72}Kr and ^{74}Kr* . Nucl. Phys. A, 665:333, 2000.
- [61] PIERCEY, R. B., J. H. HAMILTON, R. SOUNDARANAYAGAM, A. V. RAMAYYA, C. F. MAGUIRE, X. J. SUN, Z. Z. ZHAO, R. L. ROBINSON, H. J. KIM, S. FRAUENDORF, J. DÖRING, L. FUNKE, G. WINTER, J. ROTH, L. CLEEMANN, J. EBERTH, W. NEUMANN, J. C. WELLS, J. LIN, A. C. RESTER und H. K. CARTER: *Evidence for Deformed Ground States in Light Kr Isotopes*. Phys. Rev. Lett., 47:1514, 1981.
- [62] PIERCEY, R. B., A. V. RAMAYYA, J. H. HAMILTON, X. J. SUN, Z. Z. ZHAO, R. L. ROBINSON, H. J. KIM und J. C. WELLS: *Collective Band Structure to High Spin and Shape Coexistence in ^{76}Kr* . Phys. Rev. C, 26:1914, 1982.

- [63] PIERCEY, R. B., A. C. RESTER, J. H. HAMILTON, A. V. RAMAYYA, H. K. CARTER, R. L. ROBINSON, H. J. KIM, J. C. WELLS und J. LIN: *Near-Spherical Band in ^{76}Kr Observed in the beta Decay of Mass Separated ^{76}Rb* . Phys. Rev. C, 32:625, 1985.
- [64] PÜHLHOFER, F.: *On the Interpretation of Evaporation Residue Mass Distributions in Heavy-Ion Induced Fusion Reactions*. Nucl. Phys. A, 280:267, 1977.
- [65] RADFORD, D. C.: *Proceedings of the International Seminar on the Frontier of Nuclear Spectroscopy*. Y. Yoshizawa and H. Kusakari and T. Otsuka and World Scientific, 1993.
- [66] RADFORD, D. C.: *Background Subtraction from In-Beam HPGe Coincidence Data Sets*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 361:306, 1995.
- [67] RING, P., P. SCHUCK und W. BEIGLBOCK: *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer Verlag, 1980.
- [68] ROTH, J., L. CLEEMANN, J. EBERTH, T. HECK, W. NEUMANN, M. NOLTE, R. B. PIERCEY, A. V. RAMAYYA und J. H. HAMILTON: *Two Discontinuities of the Moment of Inertia in the ^{74}Kr Yrast Levels at High Spin*. J. Phys. G, 10:25, 1984.
- [69] RUDOLPH, D., C. BAKTASH, C. J. GROSS, W. SATULA, R. WYSS, I. BIRRIEL, M. DEVLIN, H. Q. JIN, D. R. LAFOSSE, F. LERMA, J. X. SALADIN, D. G. SARANTITES, G. N. SYLVAN, S. L. TABOR, D. F. WINCHELL, V. Q. WOOD und C. H. YU: *Systematics of Even-Even $T_z = 1$ Nuclei in the $A = 80$ Region: High-spin rotational bands in ^{74}Kr , ^{78}Sr , and ^{82}Zr* . Phys. Rev. C, 56:98, 1997.
- [70] SCHUMACHER, CHRISTOPH: *Hochspinzustände im magischen Kern ^{147}Tb und seinen Nachbarn*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1997.
- [71] SIMPSON, J.: *The Euroball Spectrometer*. Z. Phys. A, 358:139, 1997.
- [72] SKEPPSTEDT, O., H. A. ROTH, L. LINDSTROM, R. WADSWORTH, I. HIBBERT, N. KELSALL, D. JENKINS, H. GRAWE, M. GORSKA, M. MOSZYNSKI, Z. SUJKOWSKI, D. WOLSKI, M. KAPUSTA, M. HELLSTROM, S. KALOGEROPOULOS, D. ONER, A. JOHNSON, J. CEDERKALL, W. KLAMRA, J. NYBERG, M. WEISZFLOG, J. KAY, R. GRIFFITHS, J. GARCES NARRO, C. PEARSON und J. EBERTH: *The EUROBALL Neutron Wall - Design and Performance Tests of Neutron Detectors*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 421:531, 1999.
- [73] SKODA, S., F. BECKER, T. BURKARDT, J. EBERTH, S. FREUND, U. HERMENS, T. MYLAEUS, R. SEFZIG, W. TEICHERT, A. VON DER WERTH, H. GRAWE, A. KUHNERT, K. H. MAIER, J. BEA und B. RUBIO: *Prolate-Oblate Shape Coexistence in ^{75}Kr* . Nucl. Phys. A, 633:565, 1998.

- [74] SKODA, S., J. L. WOOD, J. EBERTH, J. BUSCH, M. LIEBCHEN, T. MYLAEUS, N. SCHMAL, R. SEFZIG, W. TEICHERT und M. WIOSNA: *Anomalous Behaviour of Transition Probabilities in ^{75}Kr* . Z. Phys. A, 336:391, 1990.
- [75] SKODA, SIEGRUN: *Formkoexistenz in ^{75}Kr* . Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1992.
- [76] SOLOMON, G. Z., G. D. JOHNS*, R. A. KAYE§, und S. L. TABOR: *Shape competition and shape coexistence in ^{75}Br* . Phys. Rev. C, 59:1339–1350, 1999.
- [77] SOUNDANAYAGAM, R., S. RAMAVATARAM, A. V. RAMAYYA, J. H. HAMILTON und R. L. ROBINSON: *Two-Quasiparticle-Plus-Rotor Model Calculations of $^{76,78,80}\text{Kr}$* . Phys. Rev. C, 25:2983, 1982.
- [78] STEFANESCU, I., J. EBERTH, G. DE ANGELIS, N. WARR, G. GERSCH, T. STEINHARDT, O. THELEN, D. WEISSHAAR, T. MARTINEZ, A. JUNGCLAUS, R. SCHWENGER, K. P. LIEB, E. A. STEFANOVA, D. CURIEN und A. GELBERG: *Level structure of ^{69}Se* . Phys. Rev. C, 69:034333, 2004.
- [79] STUCH, O. Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1997.
- [80] SYLVAN, G. N., J. DÖRING, G. D. JOHNS, S. L. TABOR, C. J. GROSS, C. BAKTASH, H. Q. JIN, D. W. STRACENER, P. F. HUA, M. KOROLIJA, D. R. LAFOSSE, D. SARANTITES, F. CRISTANCHO, E. LANDULFO, J. X. SALADIN, B. CEDERWALL, I. Y. LEE, A. O. MACCHIAVELLI, W. RATHBUN und A. VANDER MOLEN: *Deformation Driving Intruder Orbitals in ^{77}Kr* . Phys. Rev. C, 56:772, 1997.
- [81] TABOR, S. L.: *Collective Systematics in the Mass 80 Region*. Phys. Rev. C, 34:311, 1986.
- [82] TABOR, S. L., P. D. COTTLE, J. W. HOLCOMB, T. D. JOHNSON, P. C. WOMBLE, S. G. BUCCINO und F. E. DURHAM: *Quasiparticle Alignment in the Most Deformed Krypton Isotope ^{74}Kr* . Phys. Rev. C, 41:2658, 1990.
- [83] THEUERKAUF, J.: *Die Analyse von zwei- und mehrdimensionalen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren an Beispielen aus Hochspinexperimenten in der Massengegend um ^{146}Gd* . Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1994.
- [84] THOMAS, H.G.: *Entwicklung eines Germanium-CLUSTER-Detektors für das Gamma-Spektrometer EUROBALL*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1995.
- [85] VOIGT, M. J. A. DE, J. DUDEK und Z. SZYMANSKI. *Review of Modern Physics*, 55:949, 1983.

- [86] WINCHELL, D. F., M. S. KAPLAN, J. X. SALADIN, H. TAKAI, J. J. KOLATA und J. DUDEK: *High Spin States in ^{75}Kr : Approaching superdeformation in the $A = 80$ Region*. Phys. Rev. C, 40:2672, 1989.
- [87] WINTER, G.: *Rosendorf Report*. Institutsbericht ZfK-497. ZfK Rossendorf, 1983.
- [88] WINTER, G., J. DÖRING, W. D. FROMM, L. FUNKE, P. KEMNITZ und E. WILL: *In-Beam Study of ^{74}Br and a First Cascade in ^{75}Kr* . Z. Phys. A, 309:243, 1983.
- [89] WIOSNA, M., J. BUSCH, J. EBERTH, M. LIEBCHEN, T. MYLAEUS, N. SCHMAL, R. SEFZIG, S. SKODA und W. TEICHERT: *Identification of Excited Levels in ^{69}Se and Evidence for Oblate Deformed $g_{9/2}$ Bands in $^{69,71}\text{Se}$* . Phys. Lett.B, 200:255, 1988.
- [90] WÖRMANN, B., K. P. LIEB, R. DILLER, L. LÜHMANN, J. KEINONEN, L. CLEEMANN und J. EBERTH: *The Yrast Bands In ^{77}Kr and ^{76}Kr* . Nucl. Phys. A, 431:170, 1984.
- [91] YAMAZAKI, T.: *Tables of Coefficients for Angular Distributions of Gamma Rays from Aligned Nuclei*. Nuclear Data A 3 (1967) 1-23, 1967.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben neben den hier namentlich aufgeführten Personen viele andere beigetragen, denen ich an dieser Stelle für ihre Unterstützung danken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. von Brentano für die Erteilung dieses Themas und die guten Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik, für die ich auch Herrn Prof. Dr. J. Jolie und Herrn Prof. Dr. P. Reiter danken möchte.

Weiterhin möchte ich Herrn Dr. Eberth danken, der mit seinen Anregungen und seiner steten Diskussionsbereitschaft maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Für die Beantragung der dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente danke ich Frau Dr. S. Skoda und Herrn Dr. R. Schwengner.

Herrn Prof. Dr. I. Ragnarsson und Frau Dipl. Ing. I. Stefanescu danke ich für die Einführung in die CNS-Modellrechnungen.

Ferner danke ich Herrn Dr. D. Weisshaar für die Korrektur der Arbeit und Herrn Prof. A. Gelberg für die fortwährende Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. P. Petkov möchte ich für seine Unterstützung bei der Einführung in die modernen Verfahren der DSAM-Analyse und für seine Aufgeschlossenheit gegenüber Fragen danken.

Darüber hinaus möchte ich noch den Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe für das entspannte, konstruktive Arbeitsklima danken.

Schließlich soll an dieser Stelle noch der Verdienst der an den Experimenten beteiligten Personen gewürdigt werden.

Auch allen Mitarbeitern, die durch ihre Arbeit den geregelten Institutsbetrieb sichergestellt haben, sei hiermit gedankt.

Mein herzlichster Dank gilt meiner Frau Marion, die mich mit der uns verbindenden tiefen Liebe durch die Höhen und Tiefen der letzten zwei Promotionsjahre begleitet hat, und meinen Eltern für die enorme finanzielle und vor allem emotionale Unterstützung während des Studiums und der Promotion.

Meiner Schwester Claudia danke ich ganz herzlich für die Hilfe und die Begleitung durch die dunklen Zeiten meines Lebens.

Für die freudvolle Zeit außerhalb des Instituts, die mir immer wieder die für die Arbeit notwendige Kraft gegeben hat, möchte ich meinen Freunden Fla, Susanne, Berni und Siegrun danken.

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

Lebenslauf

Name		Thorsten Steinhardt
Geburtsdatum/-ort		31.03.1971 in Siegburg
Nationalität		deutsch
Familienstand		verheiratet, 1 Kind
Schulbildung	77–81	Städtische Gemeinschaftsgrundschule “NORDSCHULE” Erftstadt
	81–90	Städtisches Gymnasium Erftstadt-Lechenich
Schulabschluss	05/90	Abitur
Wehrdienst	01/90– 12/97	Ersatzdienst beim Deutschen Roten Kreuz
Hochschulstudium	10/90	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik
Studienabschluss	01/98	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: Lebensdauerermessung an ^{69}As und ^{69}Se mit EUROBALL-Cluster- detektoren und Identifikation von angeregten Zuständen in ^{62}Ga
	5/98	Aufnahme des Promotionsstudiums im Fach Experimental-Physik
	10/98	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach BWL
	10/01	Vordiplom im Fach BWL

Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik

12/94– 01/98	Studentische Hilfskraft
04/98– 02/99	Wissenschaftliche Hilfskraft
seit 03/99	Wissenschaftlicher Angestellter