

# Spinbestimmung in Rotationsbanden

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

vorgelegt von  
Florian Seiffert  
aus Köln

Köln 1992

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano  
Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Februar 1992

für Silke

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>5</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2 Spinbestimmung mit dem statistischen Modell</b>	<b>10</b>
2.1 Theorie der Compoundkernreaktion . . . . .	10
2.1.1 Der Compoundkern . . . . .	10
2.1.2 Die Bildung des Compoundkerns . . . . .	11
2.1.3 Der Zerfall des Compoundkerns . . . . .	16
2.2 Das Programm CASCADE . . . . .	17
2.2.1 Ein Beispiel zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten . . .	20
2.3 Vollständige Spektroskopie . . . . .	22
2.4 Spinbestimmung . . . . .	25
2.5 CASCADE-Rechnungen zur Spinbestimmung . . . . .	27
<b>3 Experimente und Ergebnisse</b>	<b>32</b>
3.1 Der Kern $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	32
3.1.1 Experimente zu $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	32
3.1.2 Auswertung . . . . .	32
3.1.3 Das Termschema von $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	33
3.1.4 Die Banden positiver Parität . . . . .	33
3.1.5 Die Banden negativer Parität . . . . .	35
3.1.6 Spinbestimmung in $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	35
3.2 Der Kern $^{126}\text{Xe}$ . . . . .	39
3.2.1 Diskussion des Termschemas . . . . .	45
3.3 Der Kern $^{73}\text{Se}$ . . . . .	48
3.3.1 Die $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenz-Messung . . . . .	48
3.3.2 Die Winkelverteilung . . . . .	50
3.3.3 Die Anregungsfunktion . . . . .	50
3.3.4 Die Messung der Linearpolarisation . . . . .	51
3.3.5 Ergebnisse . . . . .	52
3.3.6 Experimente zur Bestimmung von Lebensdauern . . . . .	52

3.3.7	Das Termschema von $^{73}\text{Se}$ . . . . .	55
3.3.8	Das Niveau bei 26.3 keV . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Interpretation der Ergebnisse</b>	<b>64</b>
4.1	Interpretation von $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	64
4.1.1	Banden positiver Parität in $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	64
4.1.2	Banden negativer Parität in $^{127}\text{Ba}$ . . . . .	64
4.1.3	Die Messung aus Chalk River . . . . .	66
4.2	Interpretation von $^{73}\text{Se}$ . . . . .	67
4.2.1	Anmerkung zur Anregungsfunktion in $^{73}\text{Se}$ . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Spinbestimmung mit Rotationsformeln</b>	<b>71</b>
5.1	Rotationsformeln . . . . .	71
5.2	Spinbestimmung . . . . .	74
5.3	Zusammenfassung . . . . .	78
5.4	Mathematischer Anhang . . . . .	79
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>81</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>85</b>
	<b>Programme</b>	<b>86</b>
<b>A</b>	<b>Das Programm "CASCADE"</b>	<b>89</b>
A.1	Einführung . . . . .	89
A.2	Input für die Programme tl_h, tl_p . . . . .	90
A.3	Input für die Programme eb_h und eb_p . . . . .	92
A.4	Input für das Programm CASCADE (cas_h und cas_p) . . . . .	92
<b>B</b>	<b>Das Zeichnen von Termschemata</b>	<b>102</b>
B.1	Einleitung . . . . .	102
B.2	Das Zeichnen eines Termschemas . . . . .	102
B.3	Das Lesen einer CHERUB-Datei (LS) . . . . .	103
B.4	Das manipulieren eines Termschemas . . . . .	105
B.5	Das Zeichnen am Beispiel von Routhians . . . . .	105
B.6	Dateiformate . . . . .	106
B.6.1	TRASH.DAT . . . . .	106
B.6.2	TRASH.PAR . . . . .	108
B.7	TRASH . . . . .	109
B.8	TRA_BAND . . . . .	111

# Zusammenfassung

- Es wurden zwei Methoden entwickelt, um Näherungen für Spins in Rotationsbanden zu erhalten. Die Beobachtung, daß in Schwerionencompoundkernreaktionen Yrare-Niveaus <sup>1</sup> nur dann ausreichend bevölkert werden, wenn sie nahe an der Yrast-Linie liegen, wird zur Näherung von Spins in Rotationsbanden ausgenutzt. Die Spins von 4 neuen Banden in <sup>127</sup>Ba konnten mit Hilfe dieser "Methode der minimalen Differenzen" ermittelt werden.

Bei der zweiten Methode zur Spinbestimmung in Rotationsbanden werden Parameter in Rotationsformeln unter verschiedenen Hypothesen für den niedrigsten Spin der Bande an die experimentellen Niveaus angepasst. Akzeptiert werden die Hypothesen, wo die quadratischen Abweichungen zwischen Anpassung und Experiment ( $\chi^2$ ) minimal sind und das Konfidenzniveau für 2% Irrtumswahrscheinlichkeit unterschreiten.

Die Spins der superdeformierten Bande in <sup>152</sup>Dy konnten mit dieser Anpassungsmethode bestimmt werden. Für den untersten Zustand wird mit dieser Methode ein Spin von  $(26)\hbar$  vorgeschlagen.

- Das Programm CASCADE, welches die Compoundkernbildung und den Compoundkernzerfall nach dem statistischen Modell berechnet, wurde verbessert. Die Näherungen zur Berechnung der Drehimpulsverteilung im Compoundkern wurde durch eine verbesserte Methode ersetzt, bei der die Transmissionskoeffizienten direkt aus dem Krappe-Potential berechnet werden.

Darüberhinaus wurden Programme entwickelt, die die Darstellung z.B. von Potentialen, Transmissionskoeffizienten, Wirkungsquerschnitten und Bevölkerungswolken ermöglichen.

Anhand der Darstellung der Bevölkerungswolken konnte die Richtigkeit der "Methode der minimalen Differenzen" zur Spinbestimmung in Rotationsbanden gezeigt werden.

- Die Hochspinzustände des Übergangskerns <sup>127</sup>Ba wurden mit der Schwerionen-Compoundkernreaktion <sup>96</sup>Zr(<sup>36</sup>S,5n) bei einer Strahlenergie von 150 MeV mittels

---

<sup>1</sup>Auf der Yrast-Linie liegen alle Niveaus eines Kerns, die bei festem Spin minimale Energie besitzen. Mit Yrare werden alle Niveaus bezeichnet, die höhere Energie haben als die Yrastniveaus.

des OSIRIS-Spektrometers<sup>2</sup> untersucht. Es wurden 5 Banden, 48 Niveaus und 77 Übergänge gefunden, die bisher nicht bekannt waren [Sei90-1]. Die zwei Banden mit vermutlich positiver Parität können als  $(\nu d_{5/2})(\pi h_{11/2}^2)$  interpretiert werden. Die Änderung der Signaturaufspaltung der beiden Banden mit vermutlich negativer Parität weist auf eine triaxiale Kernform hin.

- Die Hochspinzustände des Übergangskerns  $^{126}\text{Xe}$  wurden mit dem OSIRIS-Spektrometer und der Schwerionen-Compoundkernreaktion  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se},4n)$  bei 275 MeV untersucht. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit, mit der die Kerne das Target verlassen, lag die Auflösung der Spektren für 1 MeV Gammaquanten bei etwa 6 keV. Trotz der daraus resultierenden hohen Zahl von Dubletts konnten zwei neue Banden mit 15 Übergängen und 11 Niveaus in einer vorläufigen Auswertung gefunden werden. Darüber hinaus wird an diesem Beispiel die Methode der Kanaltrennung mit dem Multiplizitätsfilter und die Subtraktion zufälliger Koinzidenzen ausführlich dargestellt. Diese Methode wurde durch die Einführung beliebig geformter 2-dimensionaler Schnittfenster (Gates) verbessert.
- Im Kern  $^{73}\text{Se}$  wurden Zustände bis zu einem Spin von  $(21/2) \hbar$  mit der  $(\alpha,n)$ -Reaktion bevölkert. Für 12 Niveaus konnten mit der Doppler-Shift-Attenuation-Methode und durch eine Pulsungsmessung Lebensdauern bestimmt werden. Acht verschiedene Banden konnten identifiziert werden. Das Termschema von Zell et al. [Ze76] konnte von 30 Übergängen und 29 Niveaus auf 96 Übergänge und 56 Niveaus erweitert werden.

Die entkoppelte Bande, die auf dem  $9/2^+$  Grundzustand aufbaut, ist wahrscheinlich oblat deformiert, während die Bande auf dem  $5/2^+$ -Zustand als stark gekoppelte prolate Bande, basierend auf der Nilsson-Konfiguration  $[422]5/2^+$ , interpretiert wird. Die Bande auf dem  $3/2^-$  Zustand ist stark gekoppelt und basiert auf der Nilssonkonfiguration  $[301]3/2^-$ .

---

<sup>2</sup>Dieses Spektrometer wurde in einer Kollaboration den vier kernphysikalischen Instituten KFA-Jülich, HMI-Berlin, ISKP-Bonn und IKP-Köln entwickelt. Einzelheiten finden sich z.B. in der Dissertation von W.Lieberz [Lie85]

# 1 Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Projekte aus dem Bereich der  $\gamma$ -Spektroskopie durchgeführt. Sie werden im folgenden näher beschrieben.

- Die Entwicklung zweier Methoden zur Spinbestimmung in Rotationsbanden und die Anwendung auf die gemessenen Hochspinzustände von  $^{127}\text{Ba}$  und die superdeformierte Bande in  $^{152}\text{Dy}$ .
- Die Kernstrukturuntersuchung von  $^{73}\text{Se}$ .
- Die Untersuchung der Hochspinzustände von  $^{126}\text{Xe}$  mit Hilfe der Reaktion  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se},4n)^{126}\text{Xe}$  bei 275 MeV und verbesserte Trennung verschiedener Reaktionskanäle mit beliebig geformten 2-dimensionalen Schnittfenster in der Summenenergie-Multiplizitätsmatrix.

## Spinbestimmung

Durch den Aufbau von Multidetektorsystemen konnte die Empfindlichkeit der Experimente in der Gammaspektroskopie erheblich gesteigert werden. So lassen sich durch Ausnutzung der Koinzidenzinformation Übergänge nachweisen, die in Einzelspektren nicht sichtbar wären. Leider ist jedoch mit Multidetektorsystemen die Messung der Spins von Kernzuständen nicht immer exakt möglich, da die Analyse von Winkelkorrelationen häufig nicht zu eindeutigen Ergebnissen führt. Folglich ist es sinnvoll alternative Auswertemethoden von Koinzidenzdaten zu entwickeln, mit denen Spins bestimmt werden können. Sichere Daten zur Spinbestimmungen konnten bisher nur bei starken in den Einzelspektren sichtbaren Übergängen durch die Messung von Winkelverteilung und Anregungsfunktion gewonnen werden.

Die vorliegende Arbeit stellt zwei Methoden vor, mit denen es möglich ist, unter bestimmten Voraussetzungen Spins von Rotationskernen abzuschätzen. Beide Methoden sind kein Ersatz für bekannte Methoden, um Spins von Kernzuständen zu bestimmen. Sie geben aber Hinweise, wenn außer Koinzidenzdaten keine weiteren Daten vorliegen, oder wenn die Rotationsbanden keine bekannte Verbindung zum Termschema haben.



## Kernstrukturuntersuchung am Kern $^{73}\text{Se}$

Neutronenarme Selen- und Kryptonisotope zeigen Eigenschaften, die sich sowohl mit der Protonen- als auch mit der Neutronenzahl schnell ändern. Dieses Verhalten kann durch die großen Energielücken zwischen den Nilsson Niveaus in diesem Bereich erklärt werden. Verschiedene spektroskopische Untersuchungen zeigen, daß sowohl in den geraden Kernen  $^{70,72,74}\text{Se}$  [Ham74, Pie79, Myl89, Hee86] und  $^{74,76,78}\text{Kr}$  [Pie81, Hee91, Pie82, Gro88, Kap88], als auch in den ungeraden Kernen  $^{69,71}\text{Se}$  [Wio88-1] das Phänomen der Formkoexistenz eine wichtige Rolle spielt.

Es lag nahe, auch in  $^{73}\text{Se}$  Formkoexistenz zu vermuten. Der Kern  $^{73}\text{Se}$  war zuletzt von Zell et al. (Koinzidenzmessung) [Ze76] und Dewald et al. (Lebensdauerermessung) [Dew87] untersucht worden.

Dewald et al. benutzten die Deformationsparameter  $\beta = 0.2$  und  $\beta = 0.3$  um die Zustände positiver bzw. negativer Parität im Rahmen des Modelles eines symmetrischen Rotors zu beschreiben. Eine Beschreibung aller bekannten Zustände mit den beiden Deformationsparametern  $\beta=0.3$ ,  $\gamma=33^\circ$  wurde mit dem Modell eines triaxialen Rotors versucht. Beide Rechnungen konnten die Frage nach der Formkoexistenz und der Deformation in  $^{73}\text{Se}$  jedoch nicht endgültig beantworten.

In einer technisch verbesserten Messung sollte mittels der schon von Zell et al. verwendeten  $^{70}\text{Ge}(\alpha, n)^{73}\text{Se}$  Reaktion das  $^{73}\text{Se}$ -Termschema erweitert, sowie Spins, Paritäten und Lebensdauern neuer und bekannter Niveaus bestimmt werden, um der Antwort auf die Frage nach der vermuteten Formkoexistenz sowie der Deformation von  $^{73}\text{Se}$  näher zu kommen.

## Hochspinzustände von $^{126}\text{Xe}$

Die Untersuchung der Hochspinzustände von  $^{125,126,127}\text{Xe}$  wurde als Ergänzung zu mehreren Kölner Experimenten durchgeführt. Dadurch sollte die bereits gute Kenntnis der Strukturen niedriger und mittlerer Spins erweitert werden.

In bisherigen Experimenten waren die Kerne  $^{125,126,127}\text{Xe}$  unter anderem mit den Reaktionen  $(\alpha, n)$ ,  $(\alpha, 2n)$  und  $(^{13}\text{C}, 3n)$  in Köln untersucht worden [Wie91-2, Gra91-2]. Dabei stand die Erforschung von Strukturen niedrigen und mittleren Spins im Vordergrund. Es zeigte sich, daß allgemein die Kerne der  $A=130$  Region bei kollektiven Anregungen mit niedrigem Spin  $\gamma$ -weich sind [Gra91-1]. Bei Anregungen zu hohen Spins wird eine Polarisation des Kerns zu oblater Deformation durch Neutronen und zu prolater Deformation durch Protonen erwartet [Wys89]. Ein tieferer Einblick in die deformati-

onsbestimmenden Eigenschaften sollte durch die Untersuchung von Hochspinzuständen möglich sein, da kollektive Eigenschaften der Kerne dann stärker hervortreten.

Die Reaktion  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se},\text{xn})$  bei 275 MeV wurde verwendet, um die Hochspinzustände in den Kernen  $^{125,126,127}\text{Xe}$  zu untersuchen.

In Kapitel 3.2 wird dargestellt, wie die Erstellung von Koinzidenzmatrizen aus den Rohdaten der Messung erfolgte. Besondere Betonung findet dabei die Trennung der Reaktionskanäle durch beliebig geformte 2-dimensionale Schnittfenster in der Summenenergie-Multiplizitätsmatrix und die Subtraktion der zufälligen Koinzidenzen. Für die Trennmethode wurde neue Software entwickelt, die auch die Darstellung und Analyse der Summenenergie-Multiplizitätsmatrizen für beliebige  $\gamma$ -Übergänge ermöglicht.

Das vorläufige Termschema von  $^{126}\text{Xe}$  wird anschließend diskutiert, eine ausführliche Analyse kann jedoch erst erfolgen, wenn der Zerfall der neu gefundenen Bande genau bekannt ist.

# 2 Spinbestimmung mit dem statistischen Modell

Die Methode der Spinbestimmung, die in dieser Arbeit am Beispiel von  $^{127}\text{Ba}$  vorgestellt wird, stützt sich auf die Beobachtung unterschiedlichen Bevölkerungsverhaltens nach verschiedenen Compoundkernreaktionen. Dieses Bevölkerungsverhalten -insbesondere die Vollständigkeit von Compoundkernreaktionen- läßt sich durch Berechnungen des Compoundkernzerfalls im statistischen Modell verstehen.

In diesem Kapitel wird sowohl die Theorie der Bildung und des Zerfalls des Compoundkerns beschrieben, als auch die Funktionsweise des Programms *CASCADE* erläutert, mit dem die Berechnungen nach dem statistischen Modell durchgeführt wurden. Hierbei wird besonderer Wert auf die Berechnung und die Darstellung der Compoundkernbildung gelegt, da dieser Teil in *CASCADE* verbessert wurde. Ebenfalls wird die Berechnung der Bevölkerungswolken in *CASCADE* erläutert, da sie für das Verständnis des Sidefeedings und der "Vollständigkeit" von Reaktionen wichtig ist.

Da die wesentliche Voraussetzung der hier vorgestellten "Methode der minimalen Differenzen" zur Spinbestimmung die Vollständigkeit einer Reaktion ist, wird der Begriff der "vollständigen Spektroskopie" im Abschnitt 2.3 erläutert.

Die Beschreibung der Methode zur Spinbestimmung folgt dann im Abschnitt 2.4. Die Anwendung der Methode auf Banden im Kern  $^{127}\text{Ba}$  wird im Abschnitt 3.1.6 beschrieben.

## 2.1 Theorie der Compoundkernreaktion

### 2.1.1 Der Compoundkern

Niels Bohr führte 1936 den Begriff des Compoundkerns für den Zwischenzustand (Verbundkern, Zwischenkern) ein, der bei bestimmten Kollisionen von Atomkernen entsteht. Hierdurch wird es möglich, den Ablauf einer Kernreaktion in zwei Schritte zu zerlegen: die Bildung und den Zerfall des Compoundkerns. Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt für eine bestimmte Kernreaktion als Produkt zweier voneinander unabhängiger Faktoren betrachten: des Wirkungsquerschnitts für die Bildung des Compoundkerns und der Wahrscheinlichkeit für seinen Zerfall.

Die Compoundkerntheorie geht von der Beobachtung aus, daß bei vielen Kernreaktionen ein hochangeregter Zwischenzustand entsteht, dessen Lebensdauer mit  $10^{-16}$  -

$10^{-21}$  sec lang gegenüber der sonst für Kernreaktionen üblichen Zeit in der Größenordnung von  $10^{-22}$  s ist. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen möglichen Zerfälle unabhängig von der Art der Bildung des Compoundkerns. Zur Deutung dieser Beobachtung wird angenommen, daß sich die Energie des eingeschossenen Kerns zunächst gleichmäßig auf alle Nukleonen im Kern verteilt. Von dieser Anregungsenergie wird erst nach relativ langer Zeit auf ein statistisch herausgegriffenes Teilchen (meist  $\alpha$ , Neutron oder Proton) ein seine Bindungsenergie übersteigender Energiebetrag übertragen, so daß dieses Teilchen den Kern verlassen kann. Mit kleinerer Wahrscheinlichkeit ist auch die Aussendung von  $\gamma$ -Quanten möglich. Die emittierten Teilchen weisen eine isotrope Winkelverteilung und hinsichtlich ihrer Energie ein Verdampfungsspektrum auf.

Es wird angenommen, daß sich der Compoundkern nach seiner Bildung im statistischen Gleichgewicht befindet. Seine Drehimpulsverteilung wird aus experimentellen Fusionswirkungsquerschnitten durch Annahme einer vollständigen Absorption des Projektils hergeleitet (strong absorption model) [Tho64]. Der Zerfall des Compoundkerns durch Emission (Verdampfung) von Nukleonen wird dann durch die Hauser-Feshbach Theorie beschrieben [Püh77]. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten ergeben sich aus den Niveaudichten der Restkerne sowie aus den Transmissionskoeffizienten<sup>1</sup> der emittierten Nukleonen durch die Potentialbarriere des Restkerns. Es genügt fast immer, nur die Emission von Neutronen, Protonen,  $\alpha$ -Teilchen und  $\gamma$ -Quanten zu berücksichtigen. Untersuchungen von Pülhofer zeigen, daß die Emission von Deuteronen und  ${}^6\text{Li}$  bei Systemen wie  ${}^{19}\text{F}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{19}\text{F}+{}^{27}\text{Al}$  und  ${}^{16}\text{O}+{}^{27}\text{Al}$  praktisch nicht stattfindet [Püh77]. Die Niveaudichten der Restkerne werden mit Hilfe von Formeln berechnet, die aus dem Fermigasmodell hergeleitet werden.

### 2.1.2 Die Bildung des Compoundkerns

Der partielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma(J, \pi_{CN}, E)$ , einen Compoundkern mit Spin und Parität  $(J_{CN}, \pi_{CN})$  aus Target  $(J_T, \pi_T)$  und Projektil  $(J_P, \pi_P)$ <sup>2</sup> bei einer Schwerpunktsenergie  $E$  und einem Drehimpuls  $J$  zu bilden, ist gegeben durch [Bla52, Tho64]:

$$\sigma(J, \pi_{CN}, E) = \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{2J+1}{(2J_P+1)(2J_T+1)} \sum_{S=|J_P-J_T|}^{J_P+J_T} \sum_{L=|J-S|}^{J+S} T_L(E) \quad (2.1)$$

<sup>1</sup>Sie sind gleich der Wahrscheinlichkeit, daß ein Projektil einen Potentialwall durchtunnelt.

<sup>2</sup>Target und Projektil dürfen hier nicht identisch sein

Sind Target- und Projektilspin beide Null, gilt:

$$\sigma(J, \pi_{CN}, E) = \frac{\lambda^2}{\pi} (2J + 1) T_L(E) \quad (2.2)$$

Es wird angenommen, daß die Transmissionskoeffizienten  $T_L(E)$  nur von der Schwerpunktsenergie  $E$  des Systems und dem Bahndrehimpuls  $L$  abhängen.  $\vec{S} = \vec{J}_P + \vec{J}_T$  ist der Kanalspin. Die Summation über  $L$  wird eingeschränkt durch die Paritätsauswahlregel  $\pi_{CN} = \pi_P \pi_T (-1)^L$ . Der Fusionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{fus}$  ergibt sich durch Summation der  $\sigma(J, \pi_{CN}, E)$ :

$$\sigma_{fus} = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma(J, \pi_{CN}, E) \quad (2.3)$$

Die Transmissionskoeffizienten  $T_L(E)$  sind gleich der Wahrscheinlichkeit, daß das Projektil die Potentialbarriere zwischen Target und Projektilkern durchtunnelt oder überwindet. Das Durchtunneln von Potentialbarrieren wird dabei oft in Hill-Wheeler-Approximation berechnet [Hill53]. Hierzu wird an das Maximum des Potentialwalls eine umgekehrte Parabel angepasst. Die Wahrscheinlichkeit eine solche Parabel zu durchtunneln bzw. zu überwinden, kann analytisch angegeben werden. In Hill-Wheeler-Approximation wird also nicht die Wahrscheinlichkeit der Durchtunnelung des Potentialwalls berechnet, sondern die Wahrscheinlichkeit der Durchtunnelung einer Parabel, wobei aufgrund der Anpassung an die Potentialkurve auf eine gute Übereinstimmung gehofft wird. Abbildung 2.1 zeigt, daß die Hill-Wheeler-Approximation oft nur für Schwerpunktsenergien in der Nähe des relativen Potentialmaximums eine gute Näherung darstellt.

Lesiak und Mitarbeiter schlugen 1985 eine Matrixmethode vor, die die Durchtunnelungswahrscheinlichkeit direkt aus dem Potential berechnet und somit viel genauer als die Hill-Wheeler-Approximation ist [Les85]. Da die Target-Projektil-Potentiale beliebig wählbar sein sollen, wird ein numerisches Verfahren angewendet, denn die Potentiale sind meistens nicht analytisch integrierbar.

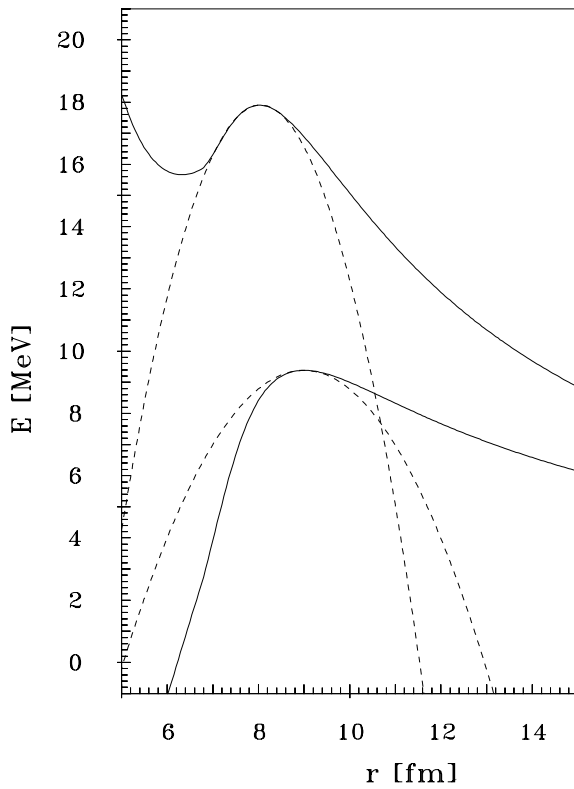
Aus der Literatur sind verschiedene Kern-Kern-Potentiale bekannt, die für die Berechnung der Transmissionskoeffizienten verwendet werden können. Das totale Fusionspotential  $V$  setzt sich aus der Summe dreier Anteile zusammen: Zu dem eigentlichen Kern-Kern Potential  $V_k$  wird das Coulomb-Potential  $V_c$  sowie das Zentrifugalpotential  $V_L$  addiert (siehe Abbildung 2.3).

$$V = V_k + V_c + V_L \quad (2.4)$$

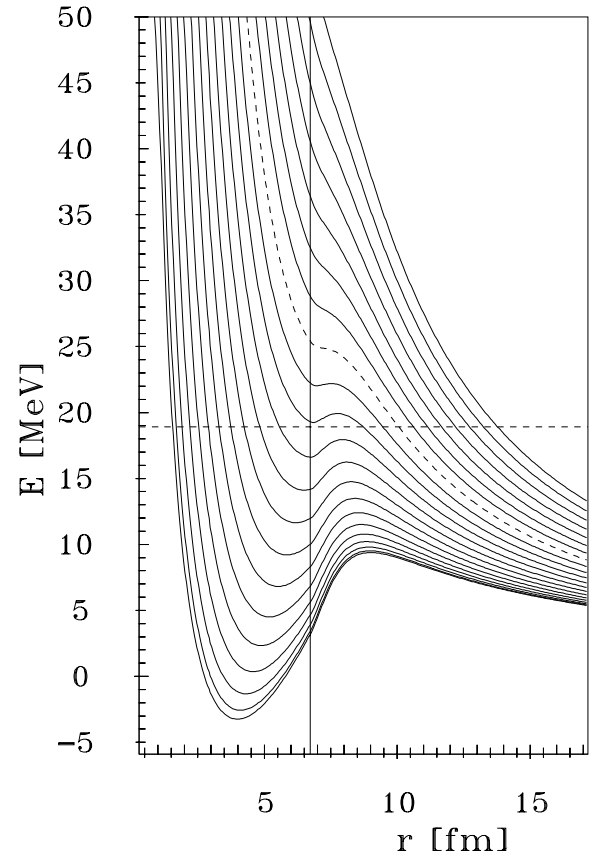
$$V_c(R) = 1.44 \frac{Z_T Z_P}{R} \quad R > R_c$$

$$V_c(R) = 1.44 \left( 3 - \frac{R^2}{R_c^2} \right) \frac{Z_T Z_P}{2 * R_c} \quad R \leq R_c$$

$$R_c = 1.2 \left( A_T^{1/3} + A_P^{1/3} \right)$$



**Abbildung 2.1:** Anpassung zweier Parabeln (gestrichelt) an das Maximum des totalen Fusionspotentials (durchgezogen) für das System  $\alpha + {}^{70}\text{Ge}$  für  $L=0$  (unten) und  $L=10$  (oben). In der Hill-Wheeler-Approximation wird die Tunnelwahrscheinlichkeit des  $\alpha$ -Teilchens durch diese Parabeln berechnet.



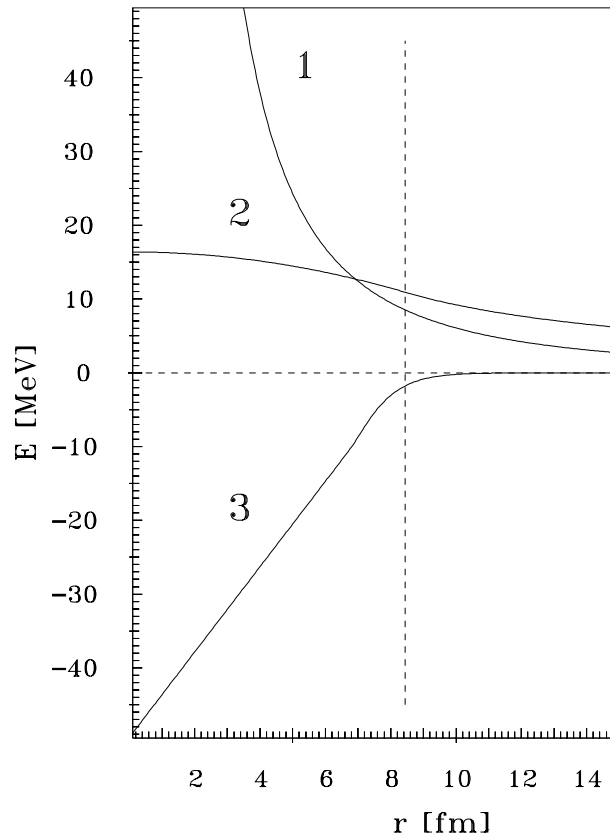
**Abbildung 2.2:** Krappe-Potential + Coulomb-Potential + Zentrifugal-Potential für  $L$  zwischen 0 und 20 (von unten nach oben). Die gestrichelte Potentiallinie zeigt den Potentialverlauf für  $L=13$  ( $L_{critical}$ ). Ab diesem Drehimpuls ist keine Fusion mehr möglich. Die waagerechte gestrichelte Linie entspricht der Schwerpunktsenergie des Systems. Die senkrechte Linie markiert den Berührungsabstand der beiden Kerne  $R_c$ .

$$V_L(R) = 20.9 * \frac{L(L+1)}{R^2 \mu}$$

$$\mu = \frac{A_T A_P}{A_T + A_P}$$

( $R$  in fm,  $V$  in MeV, die Indizes  $T$  und  $P$  stehen für Target bzw. Projektil,  $A$  bezeichnet die Kernmassenzahl,  $Z$  die Kernladungszahl) Die zweite Formel für das Coulomb-Potential  $V_c(R)$  ergibt sich aus der Formel einer homogen geladenen Kugel. Sie wird verwendet, da ab  $R < R_c$  der Projektilkern in den Targetkern eindringt. Zu beachten ist, daß  $R_c$  **nicht** den Mittelpunktabstand der Kerne sondern den Berührungsabstand angibt.

In dieser Arbeit wird das Kern-Kern Potential von Krappe verwendet, welches wie



**Abbildung 2.3:** Darstellung des Krappopotentials  $V_k$  (3), des Coulombpotentials  $V_c$  (2) und des Zentrifugalpotentials für  $L=10$   $V_L$  (1). Die gestrichelten Linien markieren den Berührabstand  $r=R_c$  und den Potentialnullpunkt.

folgt definiert ist [Kra79]:

$$\begin{aligned}
V_k(r) &= -D \left( F + \frac{s}{a} \right) \frac{R_T + R_P}{r} \exp(-s/a) \\
s &= r - (R_T + R_P) \\
F &= 4 + \frac{R_T + R_P}{a} - \frac{f(R_P/a)}{g(R_P/a)} - \frac{f(R_T/a)}{g(R_T/a)} \\
D &= \frac{4a^3 g(R_P/a) g(R_T/a) e^{-(R_T+R_P)/a}}{r_0^2 (R_T + R_P)} C'_s \\
f(x) &= x^2 \sinh(x) \\
g(x) &= x \cosh(x) - \sinh(x) \\
C'_s &= \sqrt{|C_s(P) - C_s(T)|} \\
C_s &= 21.7 \left[ 1 - 3 \frac{N - Z}{A} \right] \\
a &= 0.65 fm \\
R_T + R_P &= r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) \\
r_0 &= 1.18
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Dies gilt, solange der Berührungsabstand von Target und Projektil größer oder gleich Null ist. Falls er kleiner Null wird (d.h. die Kerne durchdringen sich), gelten folgende Formeln mit obigen  $F$  und  $D$ :

$$\begin{aligned}
V_k &= -V_0 + B \frac{r}{R_T + R_P} + C \left( \frac{r}{R_T + R_P} \right)^2 \\
B &= 2V_0 - D [((R_T + R_P)/a + 3)F - (R_T + R_P)/a] \\
C &= -V_0 - D [((R_T + R_P)/a + 2)F - (R_T + R_P)/a]
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Aufgrund des anziehenden Charakters des Kern-Kern Potentials  $V_k$ , sowie des abstoßenden Charakters der beiden anderen Teile, hat das Gesamtpotential für kleine  $L$  bei kleinen Abständen ein relatives Minimum. Für große  $L$  wird dieses Minimum kleiner, bis ab einem bestimmten  $L = L_{critical}$  kein Minimum mehr vorhanden ist. Anschaulich entspricht dies der Situation, daß bei mehr und mehr streifenden Kern-Kern Stößen schließlich Target und Projektil nicht mehr verschmelzen können (siehe Abb. 2.2).

Um die Drehimpulsverteilung des Compoundkerns bestimmen zu können, müssen für alle Bahndrehimpulse  $0 \leq L < L_{critical}$ , für die das Potential noch ein relatives Minimum besitzt, die Transmissionskoeffizienten berechnet werden. Für alle  $L$ , die größer als der kritische Drehimpuls  $L_{critical}$  sind, sind die Transmissionskoeffizienten



gleich Null. Erreicht der Projektilkern das Minimum des Potential fusionieren beide, d.h. beide Kerne bilden den Compoundkern unter Aufgabe ihrer eigenen Identität. Aus den Transmissionskoeffizienten werden zunächst nach Gleichung 2.1 die Wirkungsquerschnitte  $\sigma(J, \pi_{CN}, E)$  für jeden Drehimpuls  $L$  berechnet. Diese  $\sigma(J, \pi_{CN}, E)$  werden nach Gleichung 2.3 zum Gesamtwirkungsquerschnitt für Fusion  $\sigma_{fus}$  addiert (siehe auch Abb. 2.6).

### 2.1.3 Der Zerfall des Compoundkerns

Die Populationsmatrix  $P_n(E, J, \pi)$  nach Neutronenverdampfung, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, Niveaus im Energieintervall  $[E, E+\Delta E]$  (in CASCADE gilt meist:  $\Delta E=1$ ) zu bevölkern, wird aus der Drehimpulsverteilung  $P_{CN}(\bar{J}, \bar{E}, \bar{\pi})$  des Compoundkerns (CN) wie folgt berechnet [Grv67]:

$$P_n(\bar{E}, \bar{J}, \bar{\pi}) = \sum_{J, \pi} P_{CN}(\bar{J}, \bar{E}, \bar{\pi}) S_{CN,n}(\bar{J}, \bar{E}, \bar{\pi} : E, J, \pi) \quad (2.7)$$

$S_{CN,n}$  ist die normierte relative Wahrscheinlichkeit, daß Neutronenverdampfung des Compoundkerns (CN) bei Energie ( $\bar{E}$ ), Spin ( $\bar{J}$ ) und Parität  $\bar{\pi}$  zum Kern (CN-n) bei Energie  $E$ , Spin  $J$  und Parität  $\pi$  stattfindet. Im allgemeinen kann der Ausdruck  $S_{\mu,i}$  für die Emissionswahrscheinlichkeit für jede Art von Teilchen  $i$  ( $i=n, p, \alpha, \dots$ ) und  $\gamma$ -Quanten (E1, M1, E2...) verwendet werden, die vom Compoundkern  $\mu$  emittiert werden. Um die Populationsmatrizen von weiteren Tochterkernen aus vorhergehenden Mutterkernen zu berechnen, muß in Gleichung 2.7 die Integration über alle Anregungsenergien hinzugefügt werden. Diese Integration ist beim Compoundkern nicht nötig, da er nur eine definierte Anregungsenergie besitzt. Die Populationsmatrix nach der Emission von einem Neutron und vielen  $\gamma$ -Quanten ergibt sich durch Summation der Populationsmatrizen  $P^i(E, J, \pi)$  für die Emission von einem Neutron und  $i$   $\gamma$ -Quanten.

$$\begin{aligned} P_{n,\gamma} &= \sum_{i=0}^{\infty} P^{(i)}(E, J, \pi) \\ P^{(0)} &= P_n(E, J, \pi) \end{aligned} \quad (2.8)$$

$P^{(i+1)}$  ergibt sich aus  $P^{(i)}$  durch folgenden Ausdruck.

$$P^{(i+1)}(E, J, \pi) = \sum_{J', \pi'} \int_{E'} P^{(i)}(E', J', \pi') S_{\gamma}(E', J', \pi' : E, J, \pi) dE' \quad (2.9)$$

Hier ist  $S_\gamma(E', J', \pi' : E, J, \pi)$  die normierte  $\gamma$  Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Niveaus  $(E', J', \pi')$  und  $(E, J, \pi)$ , die durch folgenden Ausdruck gegeben ist [Grv67]:

$$S_\gamma(E', J', \pi' : E, J, \pi) = \frac{\sum_L R_{\gamma L}(E', J', \pi' : E, J, \pi)}{\sum_L \sum_{J, \pi} \int_\epsilon R_{\gamma L}(E', J', \pi' : E, J, \pi) d\epsilon} \quad (2.10)$$

wobei  $L$  die Multipolarität der  $\gamma$ -Quanten angibt ( $L=1,2$ ). Die mittlere Emissionsrate  $R_{\gamma L}(E', J', \pi' : E, J, \pi)$  ist wie folgt definiert:

$$R_{\gamma L}(E', J', \pi' : E, J, \pi) d\epsilon_\gamma = \frac{\xi_{\pi L} L \epsilon_\gamma^{2L+1} \rho(E, J, \pi)}{\hbar \rho(E', J', \pi')} \quad (2.11)$$

mit

$$\epsilon_\gamma = E' - E \quad (2.12)$$

$$\vec{J}' = \vec{L} + \vec{J} \quad (2.13)$$

$$\pi' = \pi_L \times \pi \quad (2.14)$$

In obigen Formeln beschreiben  $\rho(E', J', \pi')$  und  $\rho(E, J, \pi)$  die Niveaudichten (Fermi-gasmodell) der betrachteten Kerne und  $\xi(\pi_L)$  die mittleren  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten (d.h. hier  $\xi_{E1}$ ,  $\xi_{M1}$  und  $\xi_{E1}$ ).

(Die Formeln dieses Abschnitts sind aus der Veröffentlichung [Zip89] übernommen.)

## 2.2 Das Programm CASCADE

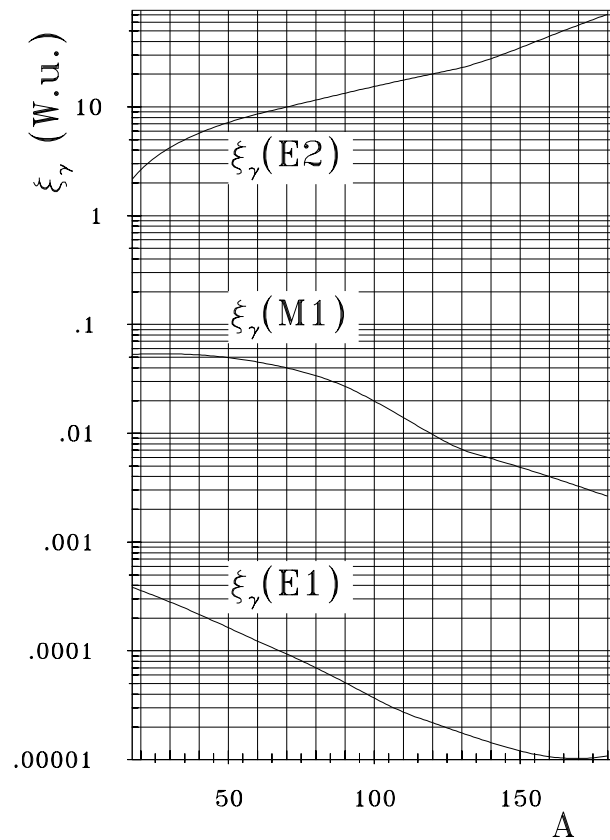
Mit dem Programm CASCADE [Püh77] werden nach Abschnitt 2.1.3 Populationsmatrizen berechnet. Anschaulich ergibt sich die Populationsmatrix nach Teilchen- und  $\gamma$ -Zerfall aus der Populationsmatrix nur nach Teilchen-Zerfall, wie folgt:

Die Intensität mit der bei einem bestimmten Spin ein Anregungsenergieintervall  $[E, E+\Delta E]$  bevölkert wird, wird als konstant angenommen (Parameter ESTEP in CASCADE). Aus der Niveaudichte und der Übergangswahrscheinlichkeit wird für alle Bereiche eines Kerns berechnet, wie groß die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in einen der tieferliegenden Bereiche ist. Die Bevölkerungsintensität wird gewichtet nach dieser Wahrscheinlichkeit aufgeteilt. Wenn alle Bereiche auf diese Weise einmal auf alle anderen tieferen Bereiche verteilt sind, entspricht dies der statistischen Emission eines  $\gamma$ -Quants. Das Verteilen der Bereiche auf tieferliegende wird nun so oft wiederholt, bis die Gesamtintensität im Grundzustand angekommen ist. Die Bevölkerungsintensität,

die bei diesem Abregnen durch jeden Bereich geflossen ist, ergibt die Populationsmatrix nach Neutronenverdampfung und Gammazerfall. Sie hat also in dem Bereich ihr Maximum, der am stärksten bevölkert wurde.

Aus dem Berechnungsrezept ist klar, daß die Bevölkerung nach Gammazerfall dem experimentellen Sidefeeding entspricht, solange keine diskreten Niveaus berücksichtigt werden. Jedoch sind die Abweichungen, die durch die Berücksichtigung der in CASCADE eingegebenen Niveaus, d.h. durch diskrete Bevölkerung, entstehen, durch die Mittelung über 0.5 MeV Anregungsenergie klein [Zip89].

Eine genaue Aufzählung der Parameter, die CASCADE verwendet, findet sich im Anhang 5.4. Hier soll nur kurz auf die für die Berechnung von Populationsmatrizen wichtigen Parameter eingegangen werden:

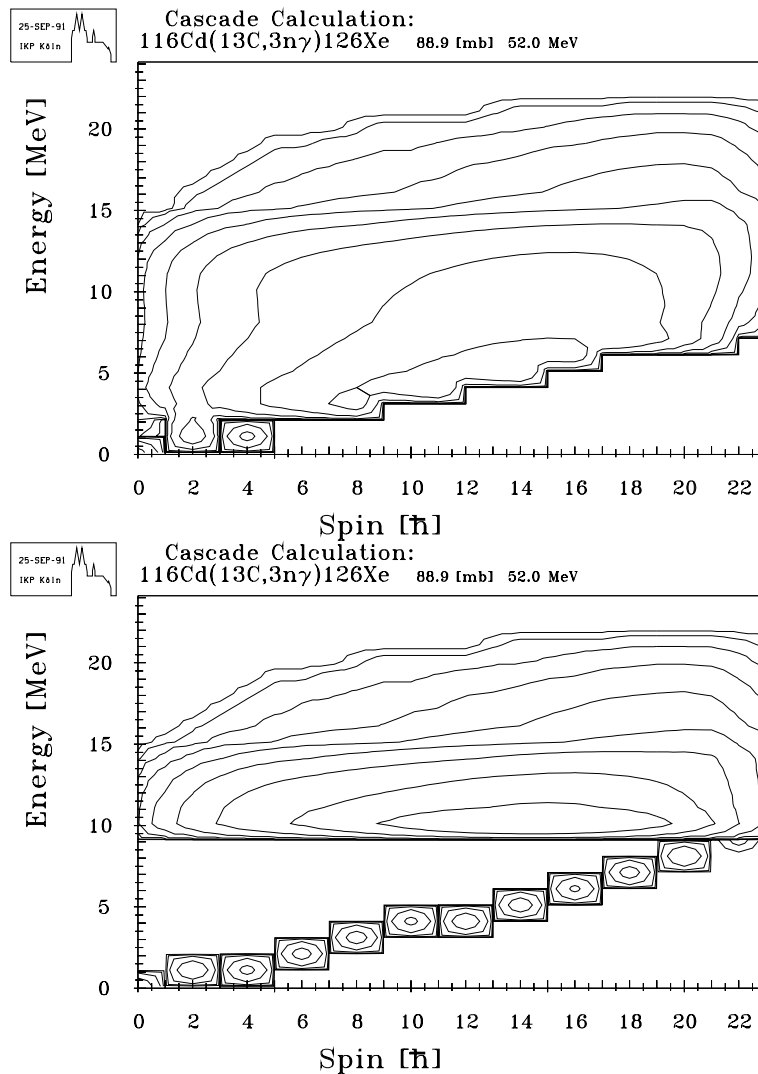


**Abbildung 2.4:** Darstellung der Funktion der  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Kernmasse  $A$ . Diese  $\xi$  werden in der Kölner Version von CASCADE verwendet. Die zugrundeliegende Tabelle der Koeffizienten der Funktionen findet sich im Anhang 5.4

- Die  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten  $\xi_{E1}$ ,  $\xi_{M1}$  und  $\xi_{E2}$  werden aus Abbildung 2.4 entnommen. Die Werte, die dieser Abbildung zugrundeliegen, stammen aus einer Zusammenstellung von H.Grawe [Grw90]. Sie wurden für die Verwendung in CASCADE durch jeweils drei (bzw. vier) Parabeln zweiten Grades ( $\xi = a_0 + a_1 A + a_2 A^2$ ), die stetig und differenzierbar ineinander übergehen, parametrisiert. Eine entsprechende Tabelle findet sich im Anhang 5.4. Die  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten haben großen Einfluß auf die Populationsmatrizen nach  $\gamma$ -Zerfall.
- Die Niveaudichten werden in CASCADE aus dem Fermigasmodell berechnet. Für niedrige Anregungsenergien werden die Niveaudichten so klein, daß die spektroskopierten Termschemata wichtig werden. Die Eingabe von individuellen Niveaus ist unerläßlich, falls Anregungsfunktionen aus der Populationsmatrizen entnommen werden sollen. Als schwierig erweist sich hier, daß unterhalb des obersten eingegebenen Niveaus **alle** im Kern vorhandenen Niveaus eingegeben werden müssen. Dies ist deshalb schwierig, weil meist nur Niveaus bekannt sind, die nahe bei oder auf der Yrast-Linie liegen. Populationsmatrizen nach  $\gamma$ -Zerfall können deshalb stark verfälscht sein. Wird also beispielsweise als oberster Zustand ein  $10^+$  bei 5 MeV eingegeben, müssen alle tieferliegende Zustände ebenfalls eingegeben werden, um eine vernünftige Rechnung zu erhalten, also auch beispielsweise ein  $0^+$  Zustand bei 4.9 MeV (der aber so gut wie nie bekannt ist). Siehe Abbildung 2.5
- Ebenso spielt die Form der Yrast-Linie eine wichtige Rolle. Die beiden Parameter, die die Yrast-Linie beschreiben, sollten an die zu untersuchenden Kerne angepaßt werden. Dies ist mit dem Programm TRA\_BAND möglich.
- Es kann wichtig sein in CASCADE, den Parameter ESTEP, der die Schrittweite der Anregungsenergie bestimmt, zu verkleinern.
- Die Transmissionskoeffizienten der Eingangskanäle sollten sehr sorgfältig berechnet werden, da die Drehimpulsverteilung im Compoundkern nur hiervon abhängt. Besonders für  $(\alpha, n)$ -Reaktionen in der Nähe der Coulombschwelle ist die in CASCADE angenommene Fermi-Verteilung der Transmissionskoeffizienten nur eine grobe Näherung (siehe Abbildung 2.7), da die Fermi-Verteilung Transmissionskoeffizienten nur in der Hill-Wheeler-Approximation und auch dort nur für große  $L$  richtig beschreibt. Vielleicht sollten die Transmissionskoeffizienten nach der Matrixmethode von Lesiak [Les85] berechnet werden.

### 2.2.1 Ein Beispiel zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten

Die Abbildungen 2.2, 2.6 und 2.7 verdeutlichen die Zusammenhänge der Compoundkernbildung am Beispiel der Reaktion  $^{70}\text{Ge}(\alpha, xn)^{74-x}\text{Se}$ . Abbildung 2.2 zeigt den Potentialverlauf zwischen Target- und Projektilkern als Funktion des Kernmittelpunktabstands für verschiedene (Bahn)-Drehimpulse  $L$ . Klassisch wäre hier Fusion nur bis  $L=10$  möglich. Ab  $L=11$  kann das Projektil das Minimum im Potentialberg nicht mehr er-



**Abbildung 2.5:** Bevölkerungswolken nach  $\gamma$ -Zerfall berechnet mit Yrare-Niveaus (so soll es sein) und nur mit Yrast-Niveaus (die Rechnung ist unbrauchbar).

reichen, es würde vorher reflektiert.

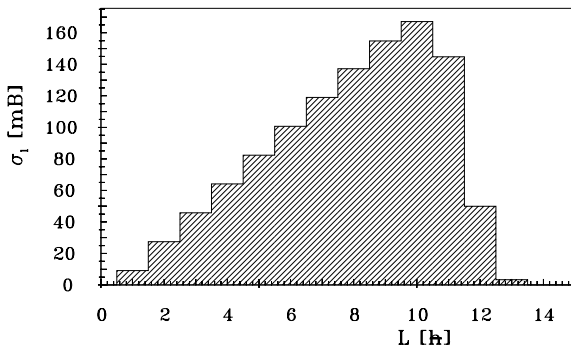
Als erste Verbesserung gegenüber der Standardversion von CASCADE werden die Transmissionskoeffizienten nach der Hill-Wheeler-Methode berechnet. In Abbildung 2.7 werden sie ab etwa  $L=9$  sehr schnell kleiner, da die  $\alpha$ -Teilchen den Potentialberg nicht mehr überqueren können, sondern durchtunneln müssen. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist kleiner; die Transmissionskoeffizienten nehmen folglich ab. Ab dem kritischen Drehimpuls  $L=13$  ist Fusion überhaupt nicht mehr möglich, da kein relatives Minimum im Potential mehr vorhanden ist, die Transmissionskoeffizienten sind Null.

An die Transmissionskoeffizienten wird folgende Fermi-Funktion angepaßt:

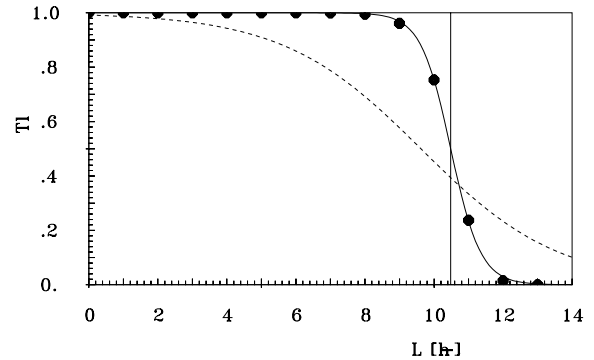
$$T_L = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{L - C10}{\text{Diff}}\right)} \quad (2.15)$$

Die durchgezogene Linie in Abbildung 2.7 zeigt die Fermi-Funktion mit den Fitparametern dieser Anpassung, die gestrichelte Linie die Standardwerte, die CASCADE verwendet. Wie schlecht die in CASCADE verwendete Näherung ist, ist offensichtlich.

In Abbildung 2.6 sind die  $\sigma(J, \pi_{CN}, E)$  gegen den Drehimpuls  $J$  aufgetragen. Die  $\sigma(J, \pi_{CN}, E)$  berechnen sich nach Formel 2.2 aus den Transmissionskoeffizienten, da



**Abbildung 2.6:** Drehimpulsverteilung im Compoundkern für das System  $\alpha$  plus  $^{70}\text{Ge}$  bei  $E_\alpha=20$  MeV. Die Fläche unter dem Histogramm entspricht dem totalen Fusionsquerschnitt  $\sigma_{fus}=1105.6$  mB.



**Abbildung 2.7:** Transmissionskoeffizienten für das System  $\alpha$  plus  $^{70}\text{Ge}$  bei 20 MeV aufgetragen gegen den Drehimpuls  $L$ . Die durchgezogene Linie zeigt die Fitfunktion mit den Parametern  $C10=10.484$ ,  $\text{Diff}=0.434$  aus der Anpassung der Fermi-Verteilung an die berechneten Transmissionskoeffizienten, die gestrichelte die Fitfunktion mit den Parametern von CASCADE ( $C10=9.62$ ,  $\text{Diff}=2$ ). Der senkrechte Strich markiert den Wert  $C10=10.484$ .

in diesem Beispiel Target und Projektilspin beide Null sind. Die schraffierte Fläche entspricht dem totalen Fusionsquerschnitt  $\sigma_{fus}=1105.6$  mb.

## 2.3 Vollständige Spektroskopie

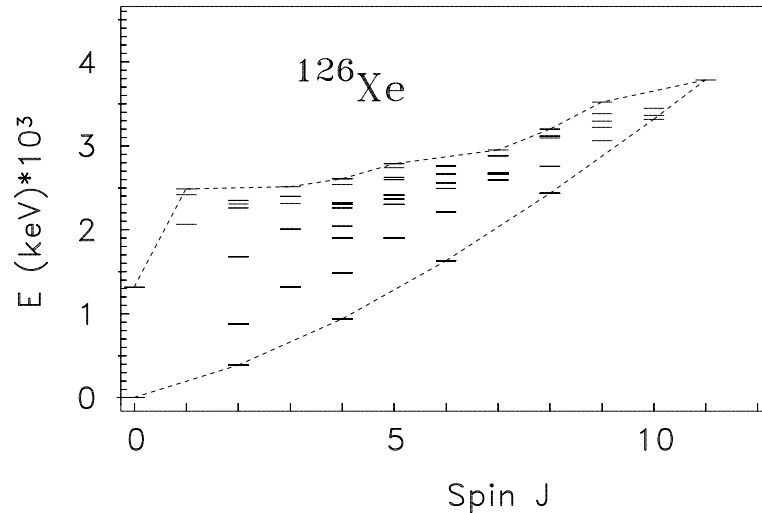
Der Vergleich von experimentellen Niveauenergien mit denen bestimmter theoretischer Modelle ist leicht, falls es nur jeweils einen Zustand mit bestimmtem Spin und Parität gibt. Wächst jedoch die Zahl der berechneten Niveaus mit gleichem Spin und gleicher Parität, ist eine Zuordnung von experimentellen und theoretischen Niveaus schwierig oder sogar unmöglich, denn einem experimentellen Niveau stehen vielleicht drei oder vier berechnete gegenüber. Folgerungen aus den Modellen lassen sich dann nicht mehr einfach ziehen. Sind jedoch wirklich alle experimentellen Niveaus in dem betrachteten Energiebereich bekannt, ist eine Bewertung von Modellen wieder einfach möglich, da Modelle mit fehlenden oder zusätzlichen Niveaus sofort ausscheiden und eine direkte Gegenüberstellung von experimentellen und theoretischen Niveaus möglich ist.

Um vollständige Spektroskopie zu betreiben, wird folglich ein Werkzeug benötigt, mit dem es möglich ist, **alle** vorhandenen Niveaus im Experiment zu beobachten. Dazu muß eine Kernreaktion gewählt werden, die alle Niveaus mit ausreichender Intensität bevölkert und die experimentellen Methoden müssen auch die Beobachtung schwacher  $\gamma$ -Übergänge ermöglichen.

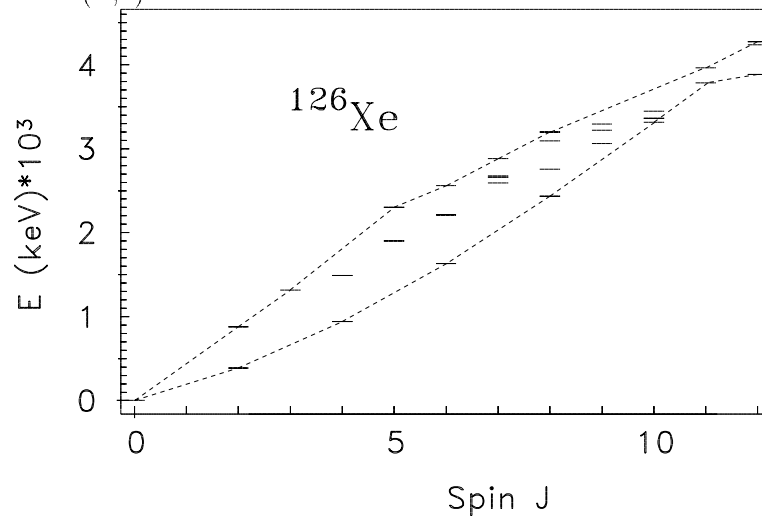
Reaktionen, die alle in einem bestimmtem Energie- und Spinbereich liegenden Niveaus bevölkern, werden "vollständige Reaktionen" genannt. Daher ist die Aussage, eine Reaktion sei vollständig, erst dann sinnvoll, wenn das "Vollständigkeitsfenster" angegeben wird, d.h. der Spin- und Energiebereich, in dem alle nachgewiesenen Niveaus liegen. Das "Vollständigkeitsfenster" einer Reaktion und eines Experiments läßt sich bestimmen, wenn die Niveauenergien der Niveaus, deren Spin mit dieser Reaktion eindeutig bestimmt wurden, gegen diesen Spin aufgetragen werden. Dies folgt aus den Sidefeedingeigenschaften, die gleich erläutert werden. Selbstredend ist das Vollständigkeitsfenster in dieser Form von der experimentellen Technik abhängig, das Wort wird deshalb in Anführungszeichen (") gesetzt. Werden die Energien der Niveaus in einem Diagramm gegen ihren Spin aufgetragen ist, ergeben sich Bereiche, die zeigen, bei welchem Spin und welcher Energie Zustände bevölkert wurden und spektroskopiert werden konnten. Werden die außen liegenden Niveaus miteinander verbunden, ergibt sich der

Bereich in der Spin-Energieebene, der hier "Vollständigkeitsfenster" genannt werden soll. (siehe Abbildungen 2.10,2.8,2.9)

Aus den Untersuchungen in Köln ist klar, daß das "Vollständigkeitsfenster" bei  $(\alpha,n)$ -Reaktionen besonders groß ist [Bre88]. Sie wird deshalb in Köln schon länger eingesetzt, um auch Yrare-Niveaus zu bevölkern (siehe z.B. [Sei90-2, Sei91-1, Lie91]). Als Beleg hierfür zeigen die Abbildungen 2.8 und 2.9 gleiche Ausschnitte der Vollständig-



**Abbildung 2.8:** Vollständigkeitsfenster der Reaktion  $^{123}\text{Te}(\alpha,n)^{126}\text{Xe}$ .



**Abbildung 2.9:** Ausschnitt des Vollständigkeitsfensters der Reaktion  $^{116}\text{Cd}(^{13}\text{C},3n)^{126}\text{Xe}$ .

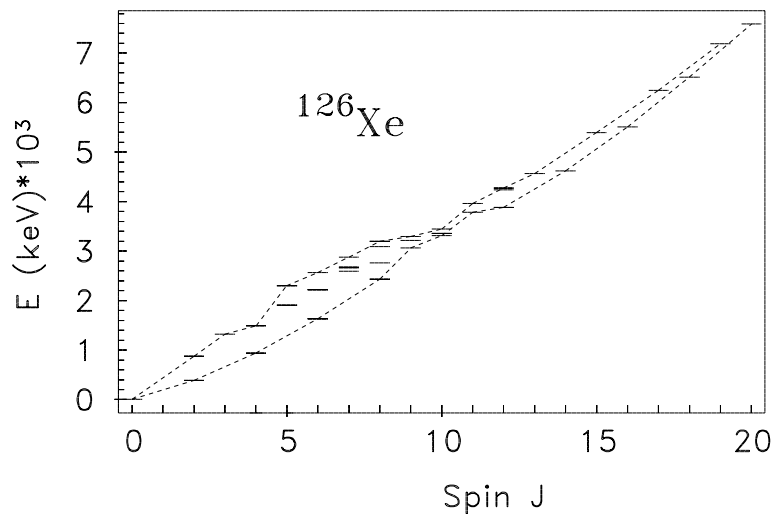


keitsfenster für die Reaktionen  $^{123}\text{Te}(\alpha, n)^{126}\text{Xe}$  und  $^{116}\text{Cd}(^{13}\text{C}, 3n)^{126}\text{Xe}$ .

Die Vollständigkeit von Reaktionen folgt aus den Eigenschaften des Sidefeedings. Sidefeeding wird die Intensität genannt, die aus hochliegenden nicht spektroskopierbaren Niveaus (Kontinuum) kommend ein Niveau bevölkert [Zip89]. Das Sidefeeding wird gelegentlich auch direkte Bevölkering genannt. Experimentell wird es aus der Intensitätssumme aller entvölkernder Übergänge eines Niveaus minus der Intensitätssumme aller bevölkernder Übergänge berechnet.

Die Eigenschaften des Sidefeedings resultieren aus dem statistischen Charakter des Compoundkernzerfalls. Nachdem sich im Compoundkern die gesamte Anregungsenergie auf alle vorhandenen Freiheitsgrade verteilt hat, zerfällt er statistisch zu diskreten Niveaus. Dabei wird offenbar keine bestimmte Konfiguration bevorzugt, sondern nur wenige Quantenzahlen eines Niveaus ( $E, J, \pi$ ) bestimmen, wie stark das Sidefeeding ist, mit dem es bevölkert wird. Folgende Feststellungen sind experimentell gut belegt (siehe z.B. [Zip89, Lie91, Bre88, Lie85]):

- Das Sidefeeding fällt monoton mit steigender Anregungsenergie. Es ist für den  $2^+$ -Zustand also größer als für den  $4^+$ -Zustand einer Bande.
- Wird das Sidefeeding für verschiedene Strahlenergien einer Reaktion bestimmt, gilt: Geraden durch die Punkte [Strahlenergie,  $\log(\text{Sidefeeding})$ ] laufen für Niveaus mit gleichem Spin parallel (in experimentellen Grenzen). Die Steigungen für Niveaus mit verschiedenem Spin sind proportional zum Spin.



**Abbildung 2.10:** Gesamtes Vollständigkeitsfenster der Reaktion  $^{110}\text{Cd}(^{13}\text{C}, 3n)^{126}\text{Xe}$  Reaktion.

Diese experimentell beobachteten Eigenschaften lassen sich durch CASCADE Rechnungen bestätigen. Am Kern  $^{128}\text{Xe}$  wurde dies erstmals in Köln erfolgreich gezeigt [Zip89]. Aus den Eigenschaften des Sidefeedings folgt:

- Wurden zwei Niveaus mit gleichem Spin bevölkert, müssen auch "alle" Niveaus zwischen ihnen, die gleichen Spin haben, bevölkert worden sein.
- Laufen die Geraden durch die Punkte [Strahlenergie,  $\log(\text{Sidefeeding})$ ] für zwei Niveaus mit Spins  $J_1$  und  $J_2$  parallel (in experimentellen Grenzen), so gilt:  $J_1=J_2$ .

Durch Vergleich der Steigung solcher Geraden lassen sich folglich Spins bestimmen [Lie85]. Diese Methode der Spinbestimmung durch Sidefeeding-Anregungsfunktionen wurde in Köln sehr erfolgreich eingesetzt [Lie85, Dich88].

Aufgrund der Eigenschaften des Sidefeedings folgt, daß die  $(\alpha,n)$ -Reaktion eine vollständige Reaktion ist und es somit erlaubt, in einem bestimmten Spin und Energiefenster "alle" Niveaus zu bevölkern und zu beobachten. Um darauf hinzuweisen, daß die Beobachtbarkeit wirklich aller Niveaus in einem solchen Fenster mit experimentellen Fehlern behaftet ist, d.h. auch vom Experiment selbst abhängt, wird "alle" in Anführungszeichen (") geschrieben.

Aus den Sidefeeding-Eigenschaften folgt nun aber auch, daß nicht nur die  $(\alpha,n)$ -Reaktion eine vollständige Reaktion ist, d.h. die geschilderten Eigenschaften des Sidefeedings besitzt, sondern auch **alle** anderen Compoundkernreaktionen. Bisher wurden in Köln die Sidefeedingeeigenschaften nur für die  $(\alpha,n)$ -Reaktion gut untersucht. Es ist jedoch sehr naheliegend und wahrscheinlich, daß auch Schwerionen-Compoundkernreaktionen vollständig sind.

Der Vergleich der "Vollständigkeitsfenster" der  $(\alpha,n)$ -Reaktion und der  $(^{13}\text{C},3n)$ -Reaktion zeigt, daß das "Vollständigkeitsfenster" der  $(^{13}\text{C},3n)$ -Reaktion zu hohen Spins hin schmaler wird. Dies liegt daran, daß Schwerionen-Compoundkernreaktionen bevorzugt Zustände hohen Spins und hoher Energie bevölkern. Bei der Abregung werden dann hauptsächlich Zustände nahe der Yrast-Linie bevölkert, d.h. das "Vollständigkeitsfenster" ist schmal. Im folgenden Kapitel wird das Wissen um diese geringe Breite zur Spinbestimmung ausgenutzt.

## 2.4 Spinbestimmung

Sind Spins einer Rotationsbande unbekannt, so sind die Kurven durch die Punkte  $[J_0+n\Delta J, E(n)]$  (Spin-Energie Kurve) der Bandenmitglieder  $n$  für verschiedene Spin

Hypothesen  $J_0$  parallelverschobene Kurven<sup>3</sup>. Die Spinbestimmung besteht nun darin,  $J_0$  auf nur einen Wert einzuschränken und  $\Delta J$  festzulegen. Aus der Struktur der Bande ist  $\Delta J$  immer eindeutig festgelegt. Im Fall von  $^{127}\text{Ba}$  ist  $\Delta J=1$ , d.h. der Spin von Niveau zu Niveau ändert sich innerhalb der Bande um  $1 \hbar$ .

Um  $J_0$  zu bestimmen, werden folgende Schritte ausgeführt.

- Bestimme alle sinnvollen  $J_0$ . Das bedeutet in der Regel: Bestimme die  $J_0$  so, daß kein Übergang von der untersuchten Bande zum übrigen Termschema eine Spindifferenz größer als  $2\hbar$  überbrückt.
- Bestimme dann die Paare von Zuständen, die gleichen Spin ( $J_R=J_T$ ) haben, und wo ein Zustand zur Bande mit bekannten Spins gehört ( $E_T, J_T$ ) und der andere zur Rotationsbande mit noch unbekanntem Spin ( $E_R, J_R$ ).
- Bilde für alle Zustands-Paare die Differenz der Niveauenergien und summiere den Betrag der Differenzen zur Gesamtenergiedifferenz  $S = \sum |E_R - E_T|$ .
- Vergleiche die Gesamtenergiedifferenzen  $S$  für alle aufgestellten Spin-Hypothesen, d.h. für alle angenommenen  $J_0$ . Akzeptiere die Hypothese mit kleinstem  $S$  als richtig.

Diese Methode der Spinbestimmung wird deshalb im folgenden "Methode der minimalen Differenzen" genannt.

---

<sup>3</sup>Der Spin des Bandenkopfes ( $J_0$ ) ist aufgrund der maximal "erlaubten" Spindifferenzen zwischen den Niveaus im Termschema bereits stark eingeschränkt, da in Rotationskernen eigentlich nur Übergänge mit Spindifferenzen 0, 1 oder 2 spektroskopiert werden.

## 2.5 CASCADE-Rechnungen zur Spinbestimmung

Die Beobachtung, daß Vollständigkeitsfenster bei Schwerionencompoundkernen schmal sind, war Anlaß zur Entwicklung der Methode der "minimalen Differenzen" zur Spinbestimmung. In diesem Abschnitt wird anhand von CASCADE-Rechnungen gezeigt, daß die Form der Vollständigkeitsfenster aus der statistischen Theorie folgt. Die Richtigkeit der Methode der minimalen Differenzen ist also nicht rein empirisch begründet, sondern kann auch durch Rechnungen erhärtet werden.

Als Beispiel wurden die folgenden zwei Reaktionen zu  $^{126}\text{Xe}$  berechnet, da sie auch aus Experimenten bekannt sind, die an anderer Stelle dieser Arbeit eine Rolle spielen.

- $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se},4n)^{126}\text{Xe}$
- $^{123}\text{Te}(\alpha,n)^{126}\text{Xe}$

Das Programm ALLEGRO berechnet die für CASCADE benötigten Inputfiles (siehe Anhang). Es wurde zur Erzeugung der hier benötigten Dateien verwendet.

Um den Gamma-Zerfall diskreter Niveaus so gut wie möglich zu berücksichtigen, wurden in beiden Rechnungen folgende Niveaus verwendet:

```
54,125,6.0,      !125Xe aus Dipl.Arbeit Granderath
0.      1+<0.1118  3+<0.2526  9-<0.2959  7+<0.3102  11-<0.3354  5+<0.4838  7+<
0.4972  5+<0.5968  9+<0.7367  13-<0.7414  7+<0.7964  15-<0.8372  9+<0.8707  11+<
0.8933  13-<1.0192  9+<1.0303  11+<1.2100  13+<1.3100  15-<1.3161  11+<1.3876  17-<
1.4410  19-<1.4804  13+<1.5365  15+<1.5800  17-<1.7186  15+<1.8589  17-<1.9252  17+<
2.0065  19-<2.1664  21-<2.2153  23-<2.2376  17+<2.2722  19+<2.3848  21-<2.5506  19+<
2.6166  17U<2.7040  21+<2.8115  21-<2.8191  21U<2.8902  21U<2.9523  19U<2.9701  21U<
3.0547  24-<3.0751  21U<3.0995  27-<3.2109  21U<3.3226  23U<3.6188  25-<4.0704  31-<
4.3829  29-<5.0670  35-<5.3195  33U<6.0970  39-<
```

```
54,126,2.0,      !126Xe aus Dr.Arbeit Lieberz
0.      0+<0.3886  2+<0.8799  2+<0.9420  4+<1.3139  0+<1.3177  3+<1.4884  4+<
1.6350  6+<1.6785  2+<1.9031  4+<1.9035  5+<2.0048  3-<2.0421  4+<2.0640  2U<
2.0866  2U<2.2143  6+<2.2587  4U<2.2623  3U<2.3014  5-<2.3046  4-<2.3057  2U<
2.3150  3-<2.3216  4-<2.3506  3U<2.3580  2U<2.3630  5+<2.3953  3U<2.4142  5-<
2.4191  2U<2.4357  8+<2.4894  2U<2.4926  6+<2.5152  3U<2.5378  4U<2.5620  6-<
2.5914  7-<2.5986  5U<2.6615  7+<2.6646  6+<2.6778  7-<2.7418  5-<2.7582  8-<
2.7626  6-<2.8810  7-<3.0644  9-<3.0942  8-<3.1170  8+<3.1980  8-<3.2190  9-<
3.2946  9-<3.3142  10+<3.3598  10+<3.3837  9+<3.4463  10-<3.7834  11-<3.8847  12+<
3.9637  11-<4.2407  12-<4.2744  12+<4.6198  14+<5.5089  16+<
```

```
0,0,0.      !schluss
```

Die Form der Yrast-Linie wurde mit dem im Anhang beschriebenen Programm TRA\_BAND gefittet und resultierend folgende Yrast-Parameter verwendet:

$$R0LDM = 0.01794 \times 10^{-3}$$

$$\text{DEF}=0.00841 \times 10^{-3}$$

$$\text{DEFS}=-9.74213 \times 10^{-9}$$

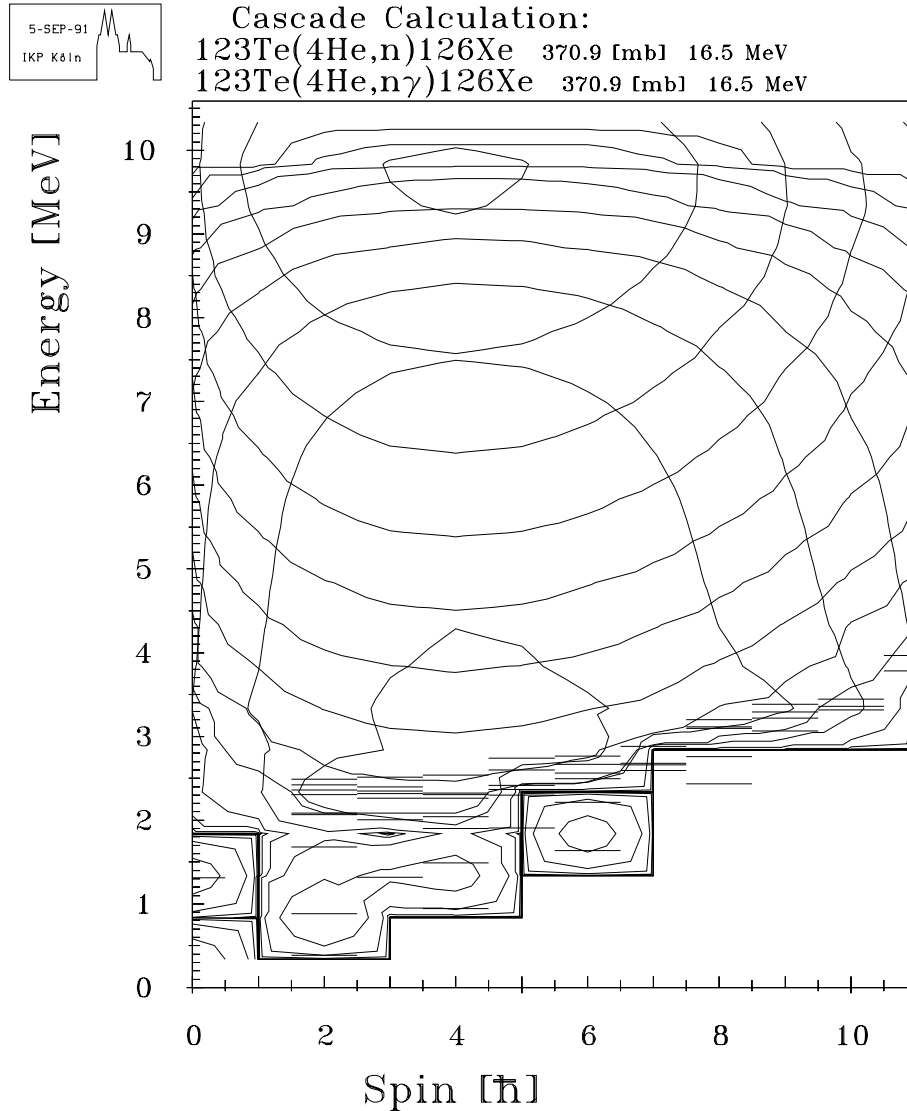
Die  $\xi$ -Werte für den Gamma-Zerfall wurden nach der Parametrisierung von Tabelle 5.4 bestimmt und lauten wie folgt:

$$\text{XYE1}=0.18791085 \times 10^{-4}$$

$$\text{XYM1}=0.84905028 \times 10^{-2}$$

$$\text{XYE2}=22.018021$$

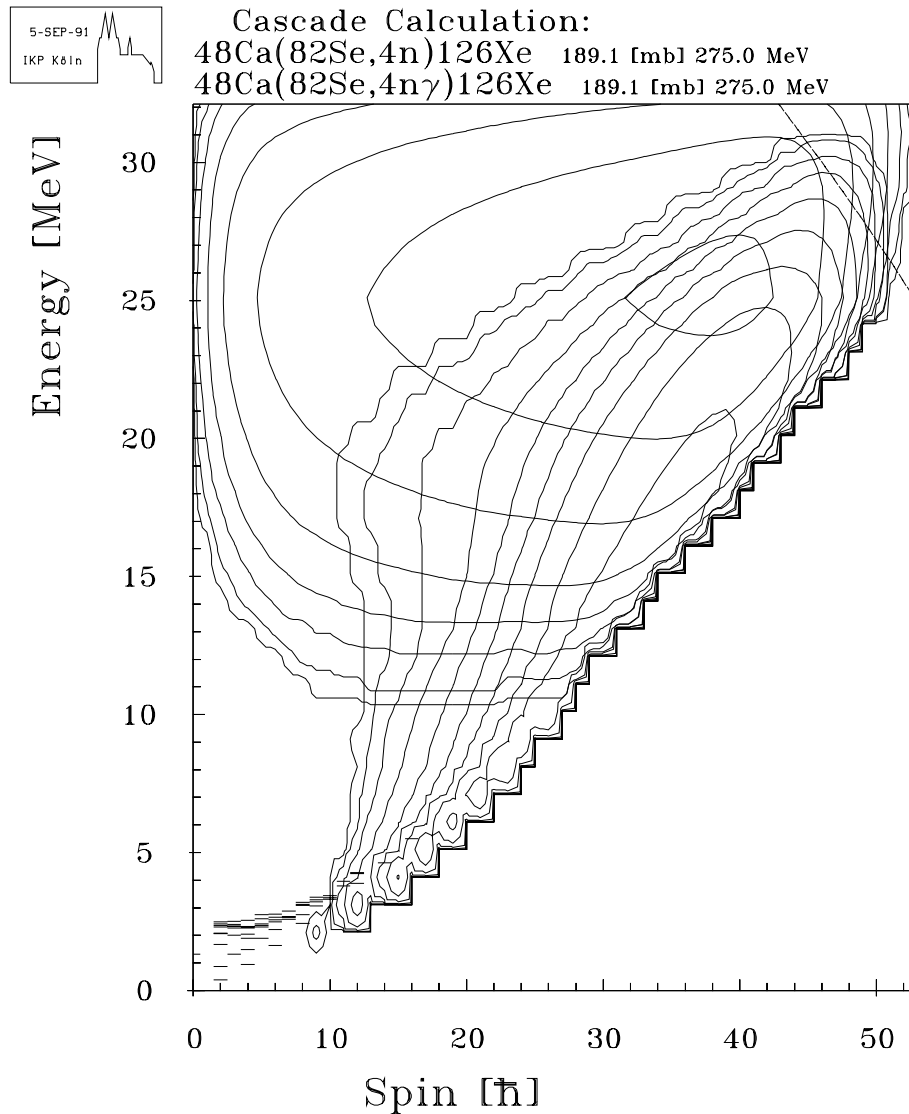
Die Abbildungen 2.11, 2.12 und 2.13, die aus den CASCADE-Outputfiles mit dem Programm MATN angefertigt wurden, zeigen jeweils die Populationsmatrizen nach



**Abbildung 2.11:** Populationsmatrizen der Reaktion  $^{123}\text{Te}(\alpha,n)^{126}\text{Xe}$  vor (Maximum oben) und nach Gammazerfall (Maximum unten). Die eingezeichneten Niveaus sind die, die in der CASCADE-Rechnung berücksichtigt werden.

Neutronenverdampfung (das Bevölkerungsmaximum liegt bei hohen Anregungsenergien) und nach Neutronenverdampfung und anschließendem Gammazerfall (das Bevölkerungsmaximum liegt nahe an der Yrast-Linie). Sie belegen, trotz des groben Energierasters von 0.5 MeV, folgende Punkte:

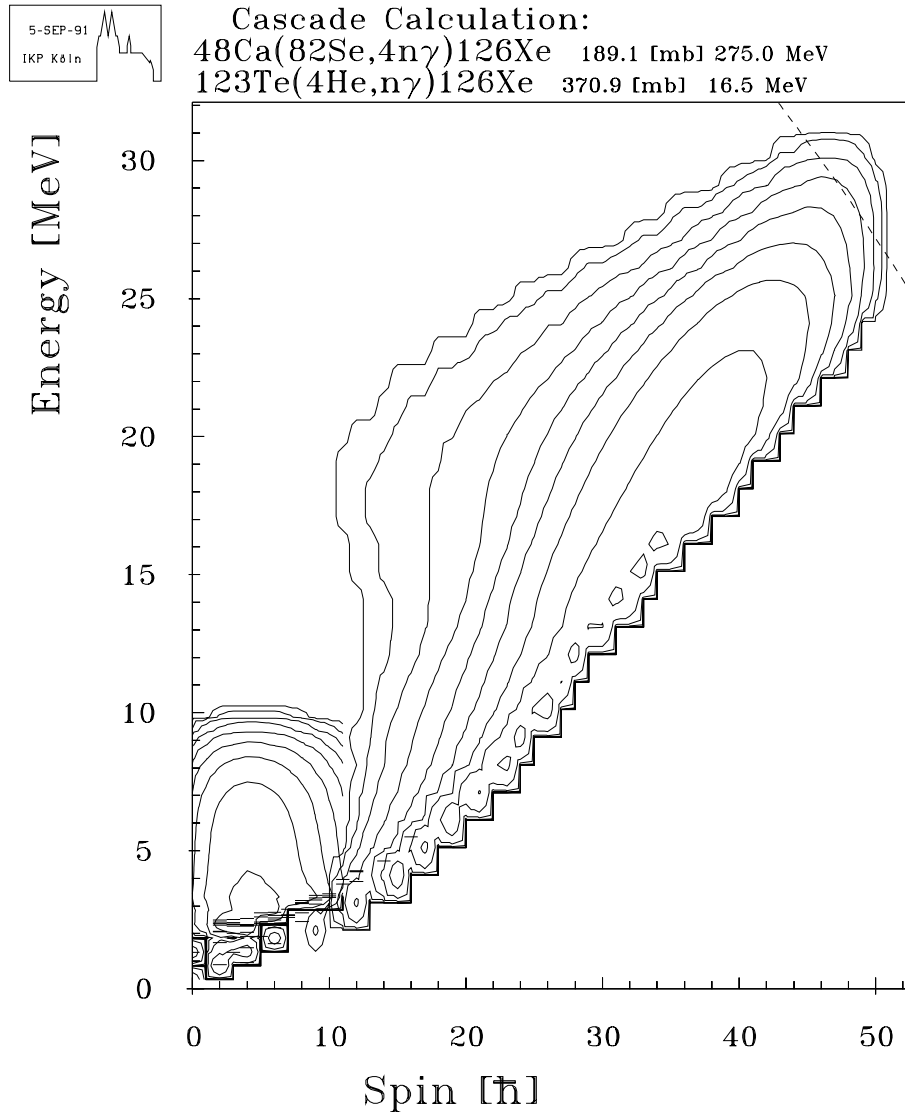
- Die Populationsmatrix der  $(\alpha, n)$ -Reaktion nach Neutronenzerfall hat ihr Maximum im Bereich von Spin 3-5  $\hbar$  und etwa 9-10 MeV. Der anschließende Gammazerfall bevölkert Zustände, die sich im Spin wenig unterscheiden und nur viel tiefere Anregungsenergien besitzen, also Bereiche von Spin 2-4  $\hbar$  bei etwa 2-3



**Abbildung 2.12:** Populationsmatrizen der Reaktion  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se}, 4n)^{126}\text{Xe}$  vor (Maximum oben) und nach Gammazerfall (Maximum auf der Yrast-Linie). Die eingezeichneten Niveaus sind die, die in der CASCADE-Rechnung berücksichtigt werden.

MeV. Das Vollständigkeitsfenster, der  $(\alpha, n)$ -Reaktion ist also bei niedrigen Spins so breit, weil bereits nach Neutronenzerfall das Maximum der Bevölkerung bei niedrigen Spins liegt.

- Bei der Schwerionen-Compoundkernreaktion liegt das Maximum der Bevölkerung nach den Neutronenzerfällen bei sehr hohen Spins von 32-42  $\hbar$  und hohen



**Abbildung 2.13:** Populationsmatrizen der beiden Reaktionen  $^{123}\text{Te}(\alpha, n\gamma)^{126}\text{Xe}$  (Maximum bei kleinen Energien) und  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se}, 4n\gamma)^{126}\text{Xe}$  (Maximum bei hohen Energien). Es ist deutlich, daß das Vollständigkeitsfenster der  $(\alpha, n)$ -Reaktion viel breiter ist als das der Reaktion  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se}, 4n)^{126}\text{Xe}$ , d.h. hier werden viel stärker auch Yrare Zustände bevölkert. Dagegen werden durch die  $(^{82}\text{Se}, 4n)$ -Reaktion praktisch nur Yrast-Niveaus bevölkert, allerdings bis zu sehr hohem Spin.

Energien von etwa 24-27 MeV. Der anschließende Gammazerfall bevölkert auch hier Zustände, die sich im Spin zunächst nur wenig unterscheiden und viel tiefer liegen, also im Bereich von Spin 30-40  $\hbar$  und Energien von 15-20 MeV. In etwa diesem Bereich liegt hier die Yrast-Linie des Kerns. Die weiteren Zerfälle erfolgen hauptsächlich entlang der Yrast-Linie bis zum Grundzustand. Die Populationsmatrix nach Neutronen- und Gammazerfall hat folglich in einem schmalen Bereich entlang der Yrast-Linie ihr Maximum.

Während der Kern bei der  $(\alpha, n)$ -Reaktion nach wenigen Zerfällen praktisch schon fast im Grundzustand angelangt ist, hat er nach der Schwerionen-Compoundkernreaktion nach wenigen Zerfällen erst die Yrast-Linie erreicht und benötigt noch viele Zerfälle entlang der Yrast-Linie bis in den Grundzustand.

Die geringe Breite der Vollständigkeitsfenster bei Schwerionencompoundkernreaktionen folgt also aus dem hohen Spin, den der Kern auch nach Neutronenverdampfung noch besitzt und aus dem bevorzugten  $\gamma$ -Zerfall entlang der Yrast-Linie.

Die statistische Theorie des Compoundkernzerfalls bestätigt somit die geringe Breite der Vollständigkeitsfenster bei Schwerionencompoundkernreaktionen und damit die Grundlage der Methode der minimalen Differenzen zur Spinbestimmung.



# 3 Experimente und Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Experimente durchgeführt:

Messung	Reaktion	untersuchter Endkern	Strahlenergie in (MeV)
Koinzidenz	$^{96}\text{Zr}(^{36}\text{S},4\text{n}/5\text{n})^{128,127}\text{Ba}$	$^{127}\text{Ba}$	150
Koinzidenz	$^{82}\text{Se}(^{48}\text{Ca},3/4/5\text{n})^{127/126/125}\text{Xe}$	$^{126}\text{Xe}$	275
Koinzidenz	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	20
Koinzidenz	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	19
Einzelspektrum	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	20
Anregungsfunktion	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	14,16,18,20
Winkelverteilung	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	20
Linearpolarisation	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	20
$\gamma$ -HF	$^{70}\text{Ge}(\alpha,\text{n})^{73}\text{Se}$	$^{73}\text{Se}$	20

**Tabelle 3.1:** Durchgeführten Experimente.

## 3.1 Der Kern $^{127}\text{Ba}$

### 3.1.1 Experimente zu $^{127}\text{Ba}$

Um Hochspinzustände von  $^{128}\text{Ba}$  und  $^{127}\text{Ba}$  zu untersuchen, wurde im Oktober 1988 am Hahn-Meitner-Institut in Berlin mit dem Anti-Compton-Spektrometer OSIRIS eine Koinzidenzmessung durchgeführt. Die Schwerionen-Compoundkernreaktion  $^{96}\text{Zr}(^{36}\text{S},4/5\text{n})^{128/127}\text{Ba}$  wurde verwendet, um bei 150 MeV Strahlenergie Zustände in beiden Kernen zu bevölkern. In der Dissertation von H. Wolters wird geschildert, wie das 48-elementige BGO-Multiplizitätsfilter [Lid84] zur Trennung der Reaktionskanäle dieser Messung verwendet wurde [Wol90-2]. Die Methode wird am Beispiel von  $^{126}\text{Xe}$  im folgenden Kapitel beschrieben und dargestellt.

### 3.1.2 Auswertung

Die gemessenen Rohdaten wurden zunächst umgeeeicht, um zu erreichen, daß alle Spektren gleiche Energieeichungen aufweisen. Dies mußte nicht nur für die Spektren der verschiedenen Detektoren durchgeführt werden, sondern auch für zu verschiedenen Zeiten aufgenommenen Spektren des gleichen Detektors, da die Signallagen zeitlich nicht konstant waren. Unter Berücksichtigung der Umeichung wurden die Daten in vier Matrizen

von  $4096 \times 4096$  Kanälen Größe einsortiert: eine Matrix mit Ereignissen hauptsächlich des  $5n$  Kanals zu  $^{127}\text{Ba}$ , eine mit Ereignissen des  $4n$  Kanals zu  $^{128}\text{Ba}$ , eine mit dem Überlappungsbereich  $4n/5n$  sowie die vierte Matrix mit den übrigen Ereignissen.

Mit dem Programm TRIXI [Wol90-2] wurden die Matrizen symmetrisiert<sup>1</sup> und Schnitte und Projektionen erstellt.

Aufgrund der Koinzidenzinformationen der Schnitte wurde das Termschema von  $^{127}\text{Ba}$  erstellt (siehe Abbildung 3.1).

Einen Überblick über Niveauenergien, Übergangsenergien und Spins des in dieser Arbeit untersuchten Termschemas von  $^{127}\text{Ba}$  gibt Tabelle 3.1.6 am Ende dieses Abschnitts.

### 3.1.3 Das Termschema von $^{127}\text{Ba}$

Es wurden 48 Niveaus und 77 Übergänge gefunden. Von J.Gizon et al. waren davon 20 Niveaus und 29 Übergänge bekannt [Giz77]. Die Zahl der Niveaus und Übergänge konnte also mehr als verdoppelt werden. Das Termschema ist in 9 Banden<sup>2</sup> (A-J) angeordnet. Die Niveaus der Banden A-D haben positive Parität bzw. vermutlich positive Parität, die der Banden E-J negative.

Aufgrund der sehr guten Statistik waren die Linien der Übergänge der 5 neu gefundenen Banden in den Schnitten gut erkennbar. Die Zahl der Dubletts blieb aufgrund der guten Auflösung der Spektren klein; insbesondere wurden keine Übergänge gefunden, die mehrmals in  $^{127}\text{Ba}$  auftraten.

### 3.1.4 Die Banden positiver Parität

Die Bande C wurde aufgrund der Koinzidenz des Übergangs 842 keV mit den Übergängen 501 keV, 624 keV und 744 keV eingeführt. Die Bande D folgt analog aus den Koinzidenzen der Übergänge 549 keV, 663 keV, 796 keV, 930 keV, 1050 keV, 1153 keV und 1239 keV. Sind zwei Übergänge koinzident, aber nicht in Koinzidenz zu einem parallelen dritten Übergang, so ist die Reihenfolge der Übergänge eindeutig, wenn mehrere solche "Dreiecke" aus Übergängen auftreten. Die Summe der beiden Energien, der koinzidenten Übergänge, ergibt dann die dritte Übergangsenergie. Aus den Übergängen der Banden C und D lassen sich 6 solcher "Dreiecke" bilden. Die Anordnung der betroffenen Übergänge ist folglich eindeutig, die 8 Niveaus von 2416 keV bis 4665 keV ebenfalls. Die 4 letzten Übergänge der Bande D 930 keV, 1050 keV, 1153 keV und 1239 keV sind aufgrund ihrer abnehmenden Intensität, die aus dem Schnittspektrum des Übergangs 796 keV bestimmt wurde, in der geschilderten Reihenfolge angeordnet, sie definieren die Niveaus bei 5595 keV, 6646 keV, 7799 keV und 9038 keV.

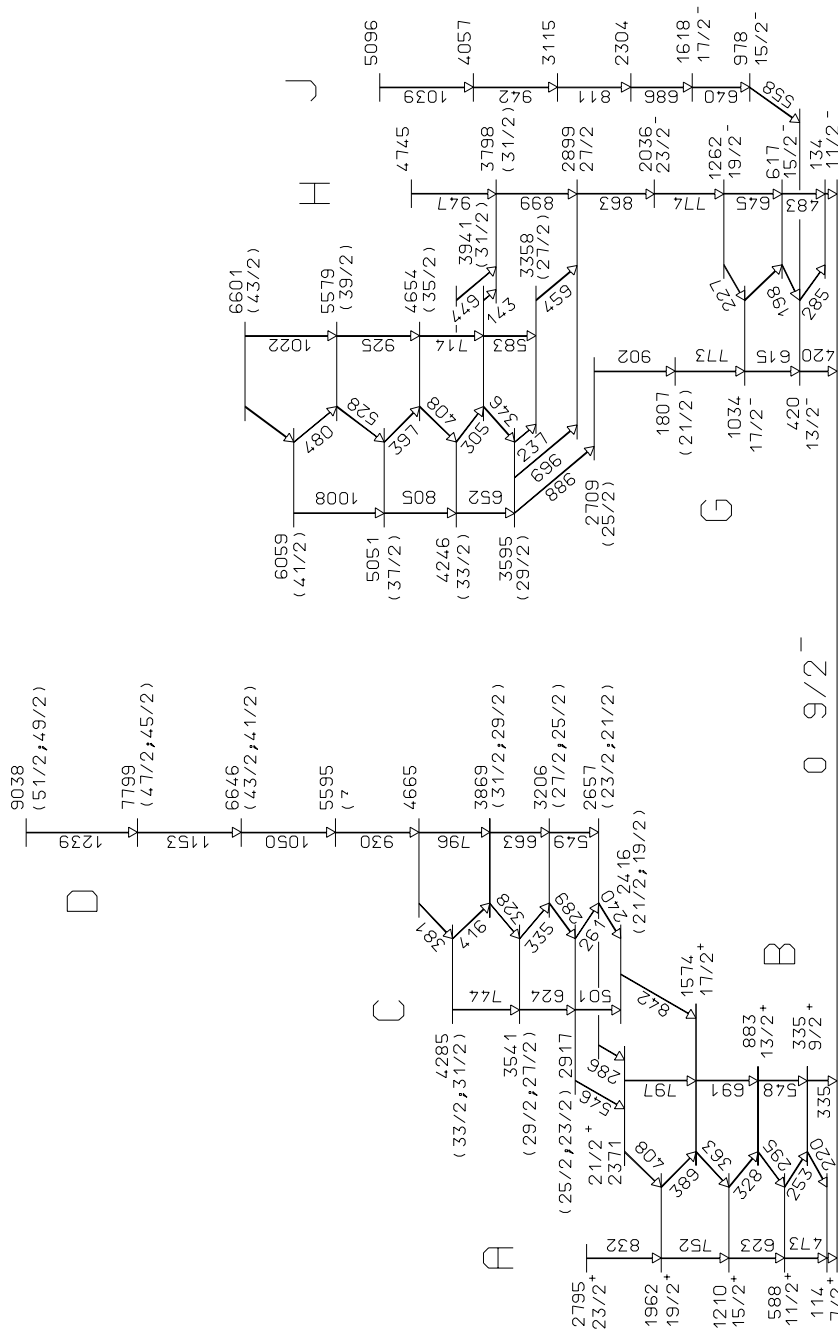
Die drei Übergänge 842 keV, 286 keV und 546 keV verbinden die beiden neuen Banden C und D mit den bereits von J.Gizon bekannten Banden A und B, die auch

---

<sup>1</sup>d.h. die Matrix und ihre Transponierte werden addiert, um in den Schnittspektren und den Projektionen nicht die gesamte Statistik zur Verfügung zu haben

<sup>2</sup>Hier sollen darunter Sequenzen von E2-Übergängen verstanden werden.

durch diese Messung bestätigt werden konnten. Da die Niveaus der Banden A und B positive Parität haben und die Banden C und D nur in diese beiden zerfallen, liegt die Vermutung nahe, daß auch sie positive Parität haben.



**Abbildung 3.1:** Termschema von  $^{127}\text{Ba}$ , wie es mit der  $^{96}\text{Zr}(^{36}\text{S}, 5n)$  Reaktion gefunden wurde.

### 3.1.5 Die Banden negativer Parität

Die Bande E wurde aufgrund der Koinzidenz der Übergänge 1008 keV, 805 keV und 652 keV eingeführt. Diese Übergänge bilden mit den Übergängen 1022 keV, 925 keV, 714 keV und 583 keV, die die Bande F definieren 7 Koinzidenz-Antikoinzidenz "Dreiecke". Die Reihenfolge der Niveaus von 3358 keV bis 6601 keV ist somit eindeutig. Die beiden Banden werden durch die Übergänge 886 keV, 696 keV, 459 keV, 143 keV, und 449 keV mit den bekannten Banden G und H verbunden.

Die Bande J wurde aufgrund der Koinzidenzen der Übergänge 558 keV, 640 keV, 686 keV, 811 keV, 942 keV, 1039 keV mit dem 420 keV Übergang der Bande G eingeführt. Die Reihenfolge konnte nur aus den Intensitäten bestimmt werden und ist, da keine weiteren Übergänge gefunden werden konnten, die diese Bande mit den Banden G und H verbinden, nicht völlig zweifelsfrei.

Die drei Banden E, F und J zerfallen nur in Zustände negativer Parität, deshalb haben sie höchstwahrscheinlich ebenfalls negative Parität.

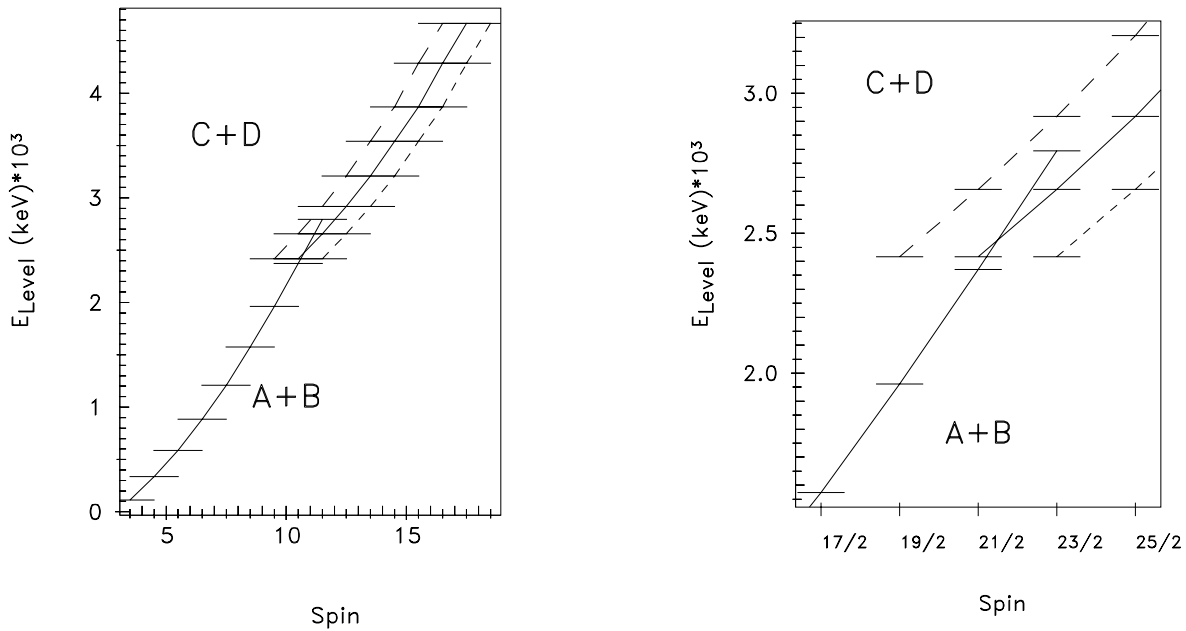
### 3.1.6 Spinbestimmung in <sup>127</sup>Ba

Abbildung 3.2 illustriert das in Abschnitt 2.4 vorgestellte Verfahren der Spinbestimmung für die Banden positiver Parität. Es werden jeweils die Spin-Energiekurven der Bande mit bekanntem Spin (A+B)<sup>3</sup> sowie der Bande mit unbekanntem Spin (C+D) für drei Spin-Hypothesen gezeigt. Die Energiedifferenzen zwischen Niveaus mit gleichem Spin der Bande A+B und der Bande C+D werden für die durchgezogene gezeichnete Hypothese minimal, d.h. das Vollständigkeitsfenster bleibt so schmal (138 keV bei Spin 23/2 und 45 keV bei Spin 21/2). Die Hypothese, daß der tiefste Zustand bei 2416 keV Spin 23/2 hat, ist unwahrscheinlich, da hier das Vollständigkeitsfenster bei Spin 23/2 379 keV breit wäre. Ebenfalls unwahrscheinlich ist die Hypothese, daß der tiefste Zustand der Bande Spin 19/2 hat. Das Vollständigkeitsfenster bei Spin 19/2 wäre hier 454 keV breit. Um sicher zu sein, wurden im <sup>127</sup>Ba Termschema (Abb. 3.1) trotzdem die beiden Hypothesen J=(21/2,19/2) für den tiefsten Zustand (E=2416 keV) veröffentlicht [Sei90-1].

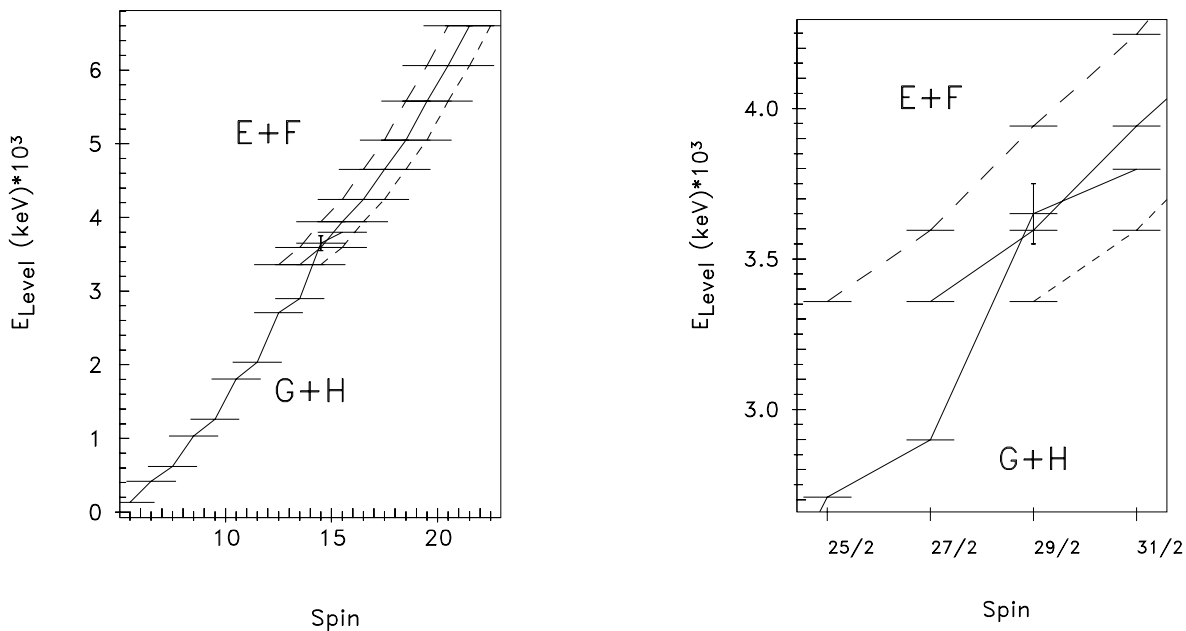
In der Abbildung 3.3 ist das Verfahren am Beispiel der Zustände negativer Parität in <sup>127</sup>Ba gezeigt. Parallelverschoben sind die Spin-Energiekurven der Bande (E+F) mit unbekanntem Spins sowie die Spin-Energiekurve der bereits bekannten Bande (G+H) negativer Parität gezeichnet. Die Spin-Energiekurve, die als durchgezogene Linie gezeichnet ist, ist die wahrscheinlichste, da hier der Abstand zwischen den beiden Spin 31/2-Niveaus minimal ist. Wird weiter berücksichtigt, daß der 29/2-Zustand der Bande G höchstwahrscheinlich sehr nahe am 31/2-Zustand der Bande H liegt, da die Banden G+H eine große Signaturaufspaltung besitzen, ist auch die Energiedifferenz der beiden Spin 29/2 Zustände für diese Spinhypothese sehr wahrscheinlich kleiner als bei den beiden anderen gezeichneten Hypothesen. Da der 29/2 Zustand der Bande G bisher

<sup>3</sup>Die in Klammern angegebenen Buchstaben beziehen sich jeweils auf die Abbildung 3.1 des Termschemas von <sup>127</sup>Ba.

nicht bekannt ist, ist er in Abbildung 3.3 an der erwarteten Stelle mit Fehlerbalken



**Abbildung 3.2:** Grundzustandsbande positiver Parität (A+B) in  $^{127}\text{Ba}$  zusammen mit der neuen Bande (C+D) für drei Spinhypthesen. Die wahrscheinlichste Hypothese ist durchgezogen gezeichnet.



**Abbildung 3.3:** Grundzustandsbande negativer Parität (G+H) in  $^{127}\text{Ba}$  zusammen mit der neuen Bande (E+F) gezeichnet für drei Spinhypthesen. Die beiden verworfenen Hypothesen sind als gestrichelte Linien gezeichnet.

gezeichnet. Im Termschema von  $^{127}\text{Ba}$  3.1 wurde folglich die Hypothese  $J=(27/2)$  für den tiefsten Zustand bei 3358 keV veröffentlicht [Sei90-1].

Niveau- und Übergangsenergien des  $^{127}\text{Ba}$  Termschemas

Level <sub>i</sub> keV	Spin <sub>i</sub> $\hbar$	$E_\gamma$ keV	Level <sub>f</sub> keV	Spin <sub>f</sub> $\hbar$
114	7/2 <sup>+</sup>	114 →	0	9/2 <sup>-</sup>
134	11/2 <sup>-</sup>	134 →	0	9/2 <sup>-</sup>
335	9/2 <sup>+</sup>	220 →	114	7/2 <sup>+</sup>
		335 →	0	9/2 <sup>-</sup>
420	13/2 <sup>-</sup>	285 →	134	11/2 <sup>-</sup>
		420 →	0	9/2 <sup>-</sup>
588	11/2 <sup>+</sup>	253 →	335	9/2 <sup>+</sup>
		473 →	114	7/2 <sup>+</sup>
617	15/2 <sup>-</sup>	198 →	420	13/2 <sup>-</sup>
		483 →	134	11/2 <sup>-</sup>
883	13/2 <sup>+</sup>	295 →	588	11/2 <sup>+</sup>
		548 →	335	9/2 <sup>+</sup>
978	15/2 <sup>-</sup>	558 →	420	13/2 <sup>-</sup>
1034	17/2 <sup>-</sup>	418 →	617	15/2 <sup>-</sup>
		615 →	420	13/2 <sup>-</sup>
1210	15/2 <sup>+</sup>	328 →	883	13/2 <sup>+</sup>
		623 →	588	11/2 <sup>+</sup>
1262	19/2 <sup>-</sup>	227 →	1034	17/2 <sup>-</sup>
		645 →	617	15/2 <sup>-</sup>
1574	17/2 <sup>+</sup>	363 →	1210	15/2 <sup>+</sup>
		691 →	883	13/2 <sup>+</sup>
1618	17/2 <sup>-</sup>	640 →	978	15/2 <sup>-</sup>
1807	(21/2)	773 →	1034	17/2 <sup>-</sup>
1962	19/2 <sup>+</sup>	389 →	1574	17/2 <sup>+</sup>
		752 →	1210	15/2 <sup>+</sup>
2036	23/2 <sup>-</sup>	774 →	1262	19/2 <sup>-</sup>
2304		686 →	1618	17/2 <sup>-</sup>
2371	21/2 <sup>+</sup>	408 →	1962	19/2 <sup>+</sup>
		797 →	1574	17/2 <sup>+</sup>
2416	(21/2,19/2)	842 →	1574	17/2 <sup>+</sup>
2657	(23/2,21/2)	240 →	2416	(21/2,19/2)
		286 →	2371	21/2 <sup>+</sup>
2709	(25/2)	902 →	1807	(21/2)
2795	23/2 <sup>+</sup>	832 →	1962	19/2 <sup>+</sup>

Niveau- und Übergangsenergien des  $^{127}\text{Ba}$  Termschemas

Level <sub>i</sub> keV	Spin <sub>i</sub> $\hbar$	E <sub>γ</sub> keV	Level <sub>f</sub> keV	Spin <sub>f</sub> $\hbar$
2899	27/2 <sup>-</sup>	863 →	2036	23/2 <sup>-</sup>
2917	(25/2,23/2)	261 →	2657	(23/2,21/2)
		501 →	2416	(21/2,19/2)
		546 →	2371	21/2 <sup>+</sup>
3115		811 →	2304	
3206	(27/2,25/2)	289 →	2917	(25/2,23/2)
		549 →	2657	(23/2,21/2)
3358	(27/2)	459 →	2899	27/2 <sup>-</sup>
3541	(29/2,27/2)	335 →	3206	(27/2,25/2)
		624 →	2917	(25/2,23/2)
3595	(29/2)	237 →	3358	(27/2)
		696 →	2899	27/2 <sup>-</sup>
		886 →	2709	(25/2)
3798	(31/2)	899 →	2899	27/2 <sup>-</sup>
3869	(31/2,29/2)	328 →	3541	(29/2,27/2)
		663 →	3206	(27/2,25/2)
3941	(31/2)	143 →	3798	(31/2)
		346 →	3595	(29/2)
		583 →	3358	(27/2)
4057		942 →	3115	
4246	(33/2)	305 →	3941	(31/2)
		449 →	3798	(31/2)
		652 →	3595	(29/2)
4285	(33/2,31/2)	416 →	3869	(31/2,29/2)
		744 →	3541	(29/2,27/2)
4654	(35/2)	408 →	4246	(33/2)
		714 →	3941	(31/2)
4665	(35/2,33/2)	381 →	4285	(33/2,31/2)
		796 →	3869	(31/2,29/2)
4745		947 →	3798	(31/2)
5051	(37/2)	397 →	4654	(35/2)
		805 →	4246	(33/2)
5096		1039 →	4057	
5579	(39/2)	528 →	5051	(37/2)
		925 →	4654	(35/2)
5595	(39/2,37/2)	930 →	4665	(35/2,33/2)
6059	(41/2)	480 →	5579	(39/2)
		1008 →	5051	(37/2)
6601	(43/2)	542 →	6059	(41/2)
		1022 →	5579	(39/2)
6646	(43/2,41/2)	1050 →	5595	(39/2,37/2)
7799	(47/2,45/2)	1153 →	6646	(43/2,41/2)
9038	(51/2,49/2)	1239 →	7799	(47/2,45/2)

## 3.2 Der Kern $^{126}\text{Xe}$

Im Januar 1991 wurde am Hahn-Meitner-Institut ein Experiment durchgeführt, welches die Kerne  $^{125,126,127}\text{Xe}$  bevölkerte. Mit dem Anti-Compton-Spektrometer OSIRIS wurden 210 Millionen Koinzidenzereignisse der Reaktion  $^{82}\text{Se} (^{48}\text{Ca}, 3/4/5n) ^{127/126/125}\text{Xe}$  aufgezeichnet. Zusätzlich zu den 12 Germaniumdetektoren wurde das 48 BGO-Kristalle umfassende Multiplizitätsfilter [Lid84] eingesetzt, um zusätzlich zu den Koinzidenzen der Germaniumdetektoren die Summenenergie sowie die Multiplizität (Zahl der emittierten  $\gamma$ -Quanten pro Kernreaktion) aufzuzeichnen. Mit Hilfe dieser zusätzlichen beiden Informationen ist es möglich,  $\gamma$ - $\gamma$  Matrizen zu sortieren, die bevorzugt nur jeweils einen Ausgangskanal (3n, 4n oder 5n) enthalten. Da ein Compoundkern pro verdampftem Neutron ca. 8-10 MeV Anregungsenergie verliert, ist es klar, daß in unserem Beispiel der Reaktionen  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se}, 3/4/5n)^{127/126/125}\text{Xe}$  ein  $^{126}\text{Xe}$ -Kern im Mittel mehr  $\gamma$ -Quanten emittieren wird, um in den Grundzustand zu gelangen, als ein  $^{125}\text{Xe}$  Kern (siehe Abb. 3.2). Die Multiplizität und die Summenenergie einer Reaktion, die zu  $^{126}\text{Xe}$  führt, werden im Mittel somit größer sein als die Multiplizität und die Summenenergie einer Reaktion zu  $^{125}\text{Xe}$ . Dies wird ausgenutzt, um die verschiedenen Reaktionskanäle zu trennen.

Aus den aufgezeichneten Daten wird nach Umeichen und Vorsortieren zunächst ein Multiplizitäts-Summenenergie- $\gamma$ -Energie-Matrix erstellt. Durch Schnitte kann somit zu jeder  $\gamma$ -Energie eine Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix erzeugt werden [Wol90-2].

Durch Schnitte auf Grundzustandsübergänge von  $^{125,126,127}\text{Xe}$  werden zunächst 3 Multiplizitäts-Summenenergie-Matrizen erzeugt, die als typisch für den jeweiligen Kern angenommen werden. Bei einer weiteren Analyse der Daten werden diese Matrizen verwendet, um verschiedene Koinzidenzmatrizen zu sortieren. Da die Gebiete der Matrizen nicht vollständig getrennt sind, werden die Ereignisse, die in Überlappungsbereiche fallen, in gesonderte Matrizen einsortiert, die später beiden angrenzenden Matrizen zugeordnet werden.

Die Abbildungen 3.5, 3.6 und 3.7 zeigen die Höhenlinien der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrizen, die durch Schnitte auf Grundzustandsübergänge der Kerne  $^{127}\text{Xe}$  (519 keV),  $^{126}\text{Xe}$  (388 keV) und  $^{125}\text{Xe}$  (486 keV) erstellt wurden. Das Maximum jeder Matrix wurde dabei auf 100 normiert. Höhenlinien sind dabei für 10%, 30%, 50%, 70% und 90% gezeigt (Programm CONTOUR\_TRIXI [Sei91-2]). Aus diesen 3 Matrizen wurde nun mittels des Programms BONBON [Wol90-2, Wir91] eine Matrix A angelegt, die an jeder Stelle  $a_{i,j}$  eine (Integer) Zahl zwischen 0 und 5 enthält, die angibt, in welche Matrix das Ereignis bei einer weiteren Analyse der Daten einzusortieren ist. Das Sortierprogramm (JANMAT\_FS [Wol91]) liest ein Ereignis der Listmode-Daten ein, greift auf die Matrix A an der Stelle ( $i$ =Summenenergie,  $j$ =Multiplizität) zu und inkrementiert die Matrix, deren Nummer dort gelesen wurde. So lassen sich auf einfache Weise auch beliebig komplizierte Gates in der Summenenergie-Multiplizitäts-Matrix setzen. Abbildung 3.11 zeigt mittels Graustufen die fünf verschiedenen Gebiete, für die Matrizen sortiert wurden.

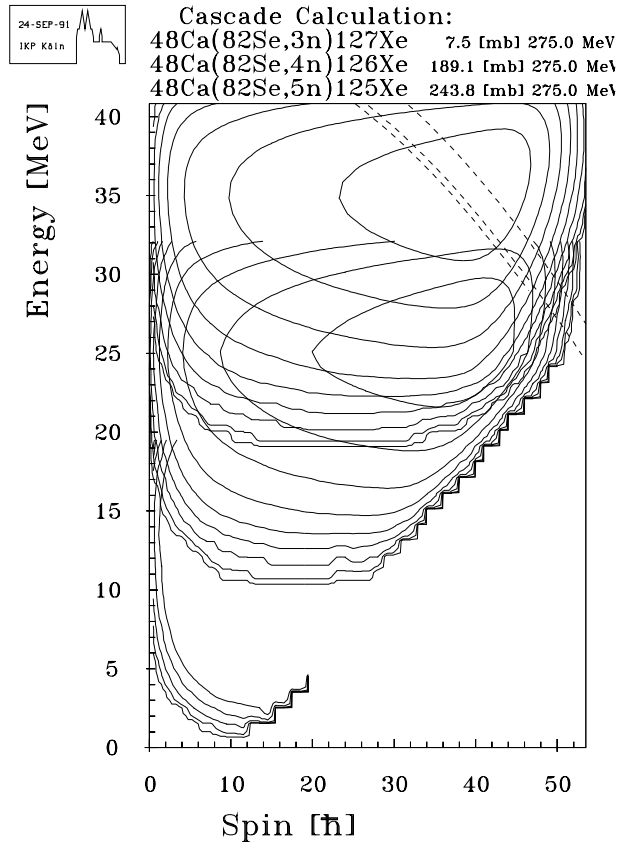
Für die verschiedenen Reaktionen wurden die 5 Matrizen wie folgt addiert:  $^{125}\text{Xe}$ :



Matrix 1+2,  $^{126}\text{Xe}$ : Matrix 2+3+4 und  $^{127}\text{Xe}$ : Matrix 4+5. Die zugehörigen Gebiete, die so in der Summenenergie-Multiplizitäts-Ebene entstehen, zeigen die Abbildungen 3.8, 3.9 und 3.10.

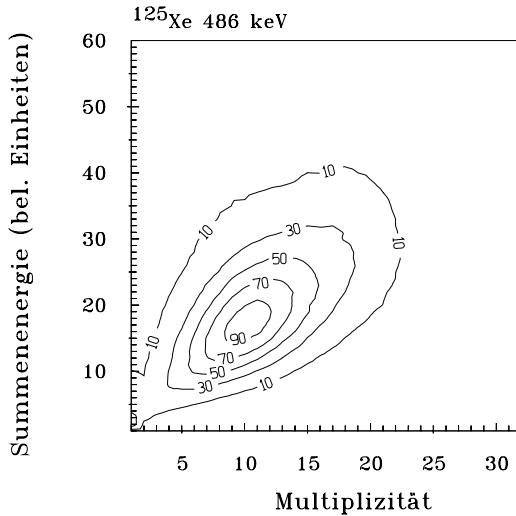
Im Gegensatz zu echten Koinzidenzen, bei denen  $\gamma$ -Quanten des selben Kerns in verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden, werden bei zufälligen Koinzidenzen  $\gamma$ -Quanten von zwei verschiedenen Kernen innerhalb des Koinzidenzzeitfensters in verschiedenen Detektoren nachgewiesen. Diese zufälligen Koinzidenzen sind unerwünscht. Um sie zu eliminieren, wird ausgenutzt, daß nicht alle Ereignisse koinzident zum Strahlpuls des Zyklotrons sind [Wir90]. Wird das Koinzidenzzeitfenster der Messung groß genug gewählt, werden auch die Ereignisse aufgezeichnet, bei denen die Detektion des zweiten  $\gamma$ -Quants während des zweiten Strahlpulses erfolgt. Solche Ereignisse sind mit hoher Wahrscheinlichkeit zufällige Koinzidenzen.

Bei einer Zyklotronfrequenz von 11.3 MHz bildet sich im Zeitspektrum im Abstand von  $88.5 \text{ nsec} = 1/(11.3 \text{ MHz})$  zur prompten Linie eine zweite Linie, die durch zufällige Koinzidenzen entsteht. Nach obigem Rezept werden nun 5 Matrizen mit einem Zeitfenster auf die prompte Linie und weitere 5 Matrizen mit einem Zeitfenster auf der zweiten

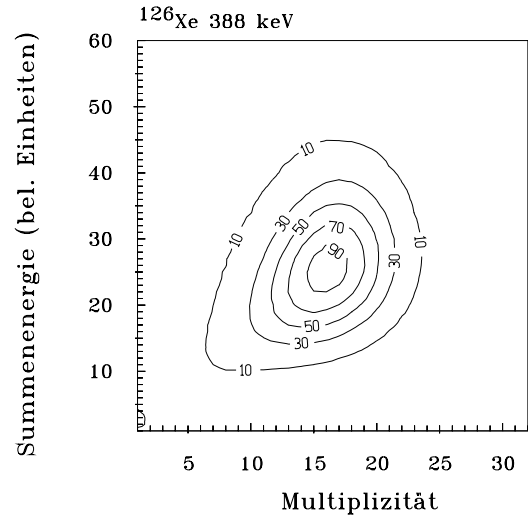


**Abbildung 3.4:** Bevölkerungswolken für  $^{127,126,125}\text{Xe}$  nach Neutronenverdampfung für die Reaktion  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se},x\text{n})^{130-x}\text{Xe}$  275 MeV. Die Maxima der Bevölkerung liegen ca. 10 MeV übereinander, d.h. der Kern verliert pro verdampften Neutron ca. 10 MeV Anregungsenergie.

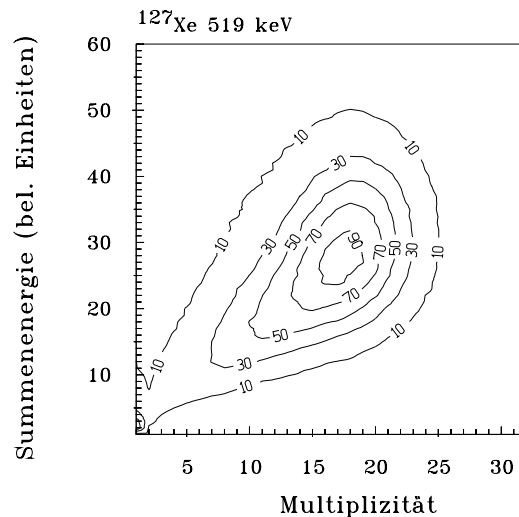
verzögerten Linie sortiert. Durch Subtraktion der prompten von den verzögerten Matrizen werden Matrizen gewonnen, die so gut wie keine zufälligen Koinzidenzen mehr enthalten. Die beiden Zeitfenster wurden 20 ns breit gewählt und so gesetzt, daß etwa 2/3 des Fensters zu längeren Zeiten hin liegen. Bei der prompten Zeitlinie entspricht das Zeitfenster den Kanälen 188 bis 209, bei der verzögerten Linie den Kanälen 95 bis 116 im Zeitspektrum. (siehe Abbildung 3.12).



**Abbildung 3.5:** Höhenlinien der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, die koinzident zum Übergang 486 keV ( $^{125}\text{Xe}$ ) sind.

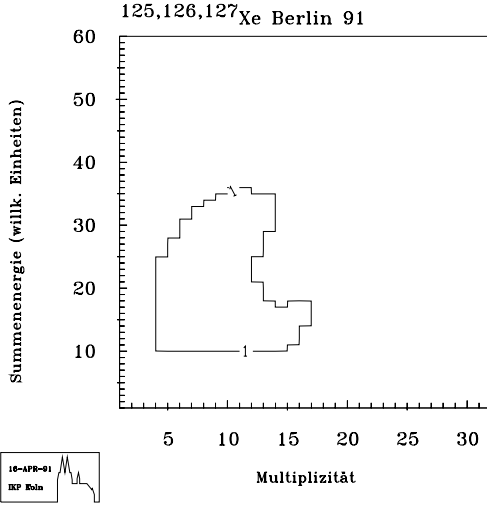


**Abbildung 3.6:** Höhenlinien der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, die koinzident zum Übergang 388 keV ( $^{126}\text{Xe}$ ) sind.

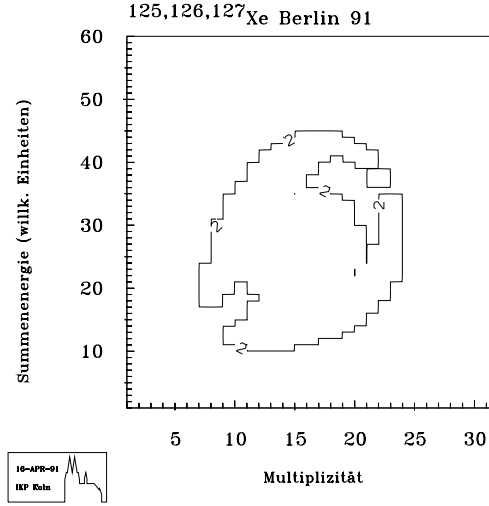


**Abbildung 3.7:** Höhenlinien der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, die koinzident zum Übergang 519 keV ( $^{127}\text{Xe}$ ) sind.

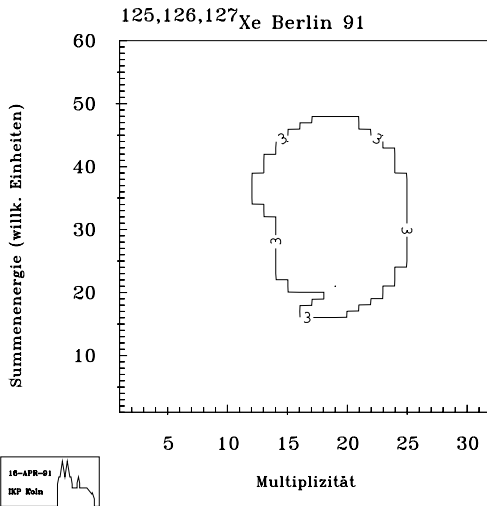
Wie gut die Methode funktioniert, mittels Schnitten in der Summenenergie-Multiplizitäts-Matrix verschiedene Reaktionskanäle zu trennen, zeigen Ausschnitte der Projektionen der drei sortierten Matrizen (siehe Abbildung 3.14). In jeder der drei Matrizen und somit auch in den entsprechenden Projektionen sind hauptsächlich die Linien



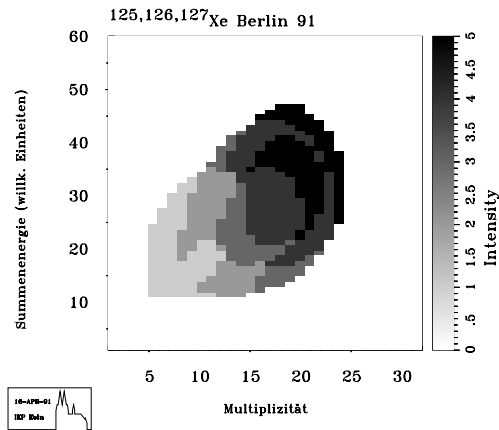
**Abbildung 3.8:** Gebiet der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, welches zu Ereignissen gehört, die der  $^{125}\text{Xe}$ -Matrix zugeordnet wurden.



**Abbildung 3.9:** Gebiet der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, welches zu Ereignissen gehört, die der  $^{126}\text{Xe}$ -Matrix zugeordnet wurden.

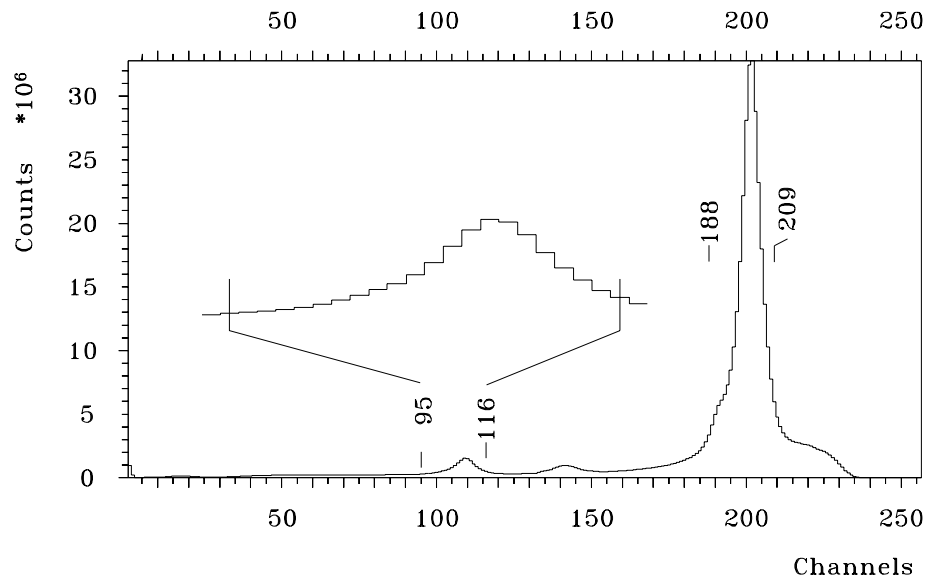


**Abbildung 3.10:** Gebiet der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, welches zu Ereignissen gehört, die der  $^{127}\text{Xe}$ -Matrix zugeordnet wurden.

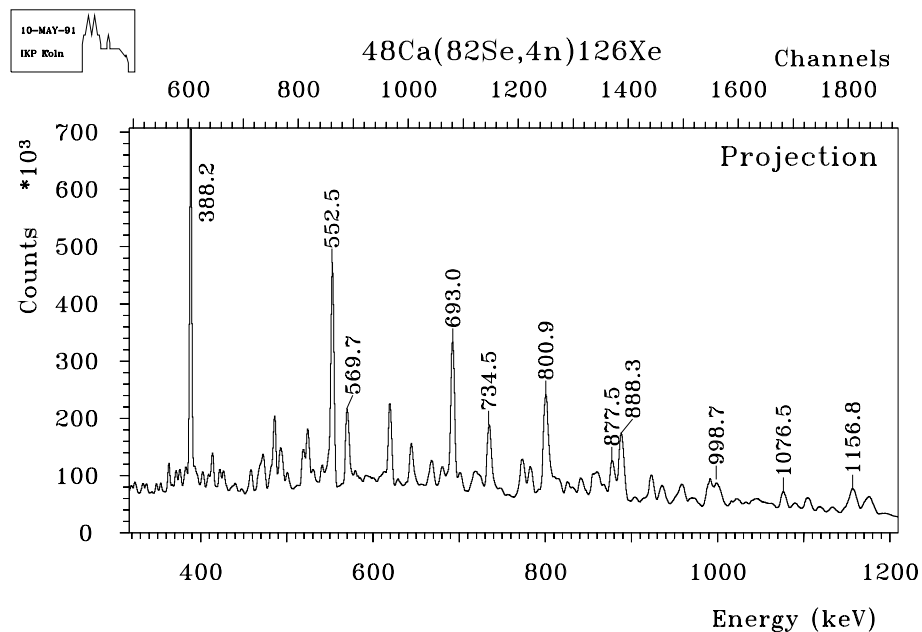


**Abbildung 3.11:** Darstellung der Gebiete der Multiplizitäts-Summenenergie-Matrix, die zu den 5 Matrizen gehören, die aus den List-Mode Daten sortiert wurden. Jede Graustufe entspricht einer der fünf Matrizen.

verstärkt, die zu den entsprechenden Endkernen gehören. Der Ausschnitt in Abbildung



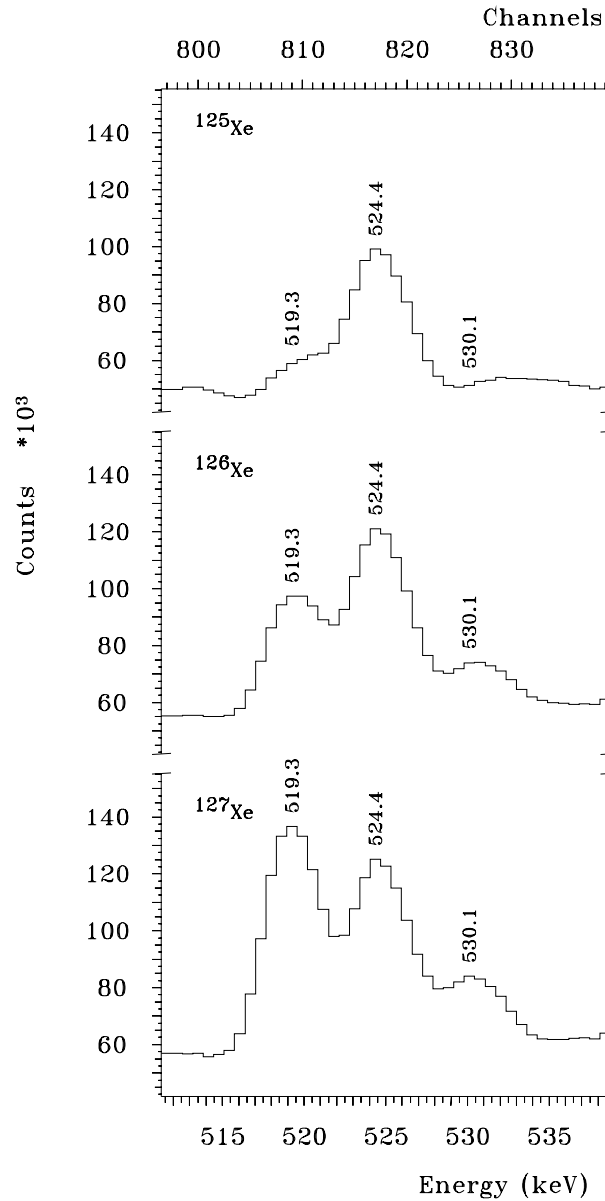
**Abbildung 3.12:** Zeitspektrum der  $^{127,126,125}\text{Xe}$  Messung. Aufgetragen sind die Zahl der Ereignisse gegen die Zeitdifferenz zwischen Strahlpuls und Zeitsignal der Detektion. 92.287 Kanäle (das ist der Abstand der beiden Linien) entsprechen einer Zeit von 88.5 ns. Markiert sind die Zeitfenster, die für die prompten (188-209) und die verzögerten Matrizen (95-116) verwendet wurden.



**Abbildung 3.13:** Projektionspektrum der  $^{126}\text{Xe}$ -Matrix. Markiert sind Linien der Yrast-Bande

3.14 zeigt als Beispiel die Linie, der zu dem Übergang 519 keV in  $^{127}\text{Xe}$  gehört. Nur in der  $^{127}\text{Xe}$ -Matrix ist diese Linie besonders stark ausgeprägt.

Die  $^{126}\text{Xe}$ -Koinzidenzmatrix wurden in der üblichen Art ausgewertet. Große Schwierigkeiten bereitete dabei die schlechte Auflösung der Spektren, die bei ca. 6 keV bei 1 MeV lag.



**Abbildung 3.14:** Vergleich der Projektionspektren der  $^{127,126,125}\text{Xe}$ -Matrizen. Durch die Trennung der Reaktionskanäle ist die Linie bei 519 keV aus  $^{127}\text{Xe}$  in den  $^{126,125}\text{Xe}$  Spektren schwächer bzw. viel schwächer ausgeprägt.

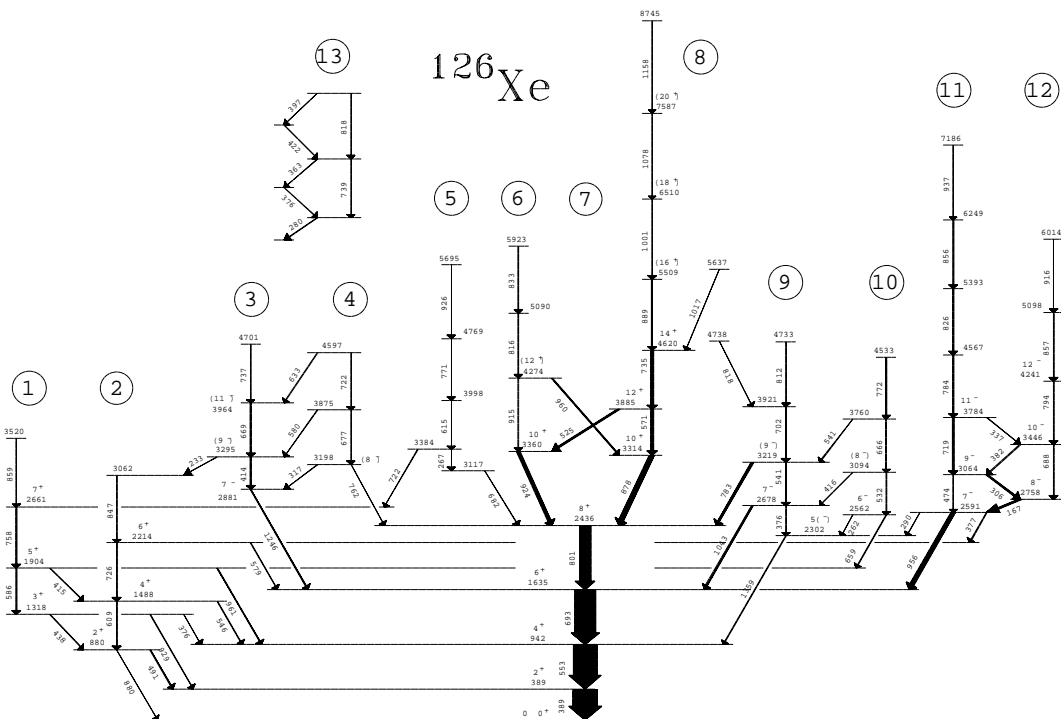
### 3.2.1 Diskussion des Termschemas

Abbildung 3.16 zeigt die Arbeitsversion des Termschemas von  $^{126}\text{Xe}$ , welches aus der Koinzidenzmatrix mit Hilfe des Programms TRIXI konstruiert wurde. Als Vergleich, zeigt Abbildung 3.15 das bereits bekannte Termschema der  $^{13}\text{C}$ -Messung von Lieberz et al. Die Yrast-Zustände, die aus dieser Messung bekannt waren, konnten bestätigt werden, ebenso die Bande negativer Parität, die auf dem  $7^-$ -Zustand bei 2589.1 keV aufgebaut ist.

Die Verbindung der Bande 2 in Abbildung 3.16 zum übrigen Termschema, die in der  $^{13}\text{C}$ -Messung nicht gefunden werden konnte, ist auch weiterhin unbekannt. Jedoch konnte diese Bande um zunächst drei Übergänge (990.5 keV, 493.6 keV und 771.4 keV) erweitert werden. Unsicher sind zwei weitere Übergänge (531 keV u. 459 keV), die wahrscheinlich parallel zu dem Dublett 990.5 keV verlaufen.

Ein Vergleich der Koinzidenzspektren der  $^{13}\text{C}$  und der  $^{82}\text{Se}$ -Messung zeigt, daß diese Bande in der  $^{82}\text{Se}$ -Messung sehr viel stärker bevölkert wird. Trotz der zahlreichen Dubletts sollte es somit möglich sein, eine Verbindung zwischen dieser Bande und dem übrigen Termschema herzustellen.

Es wurde eine weitere Bande gefunden, die bis jetzt keine Verbindung zum übrigen Termschema hat (Bande 1 in Abbildung 3.16). Besondere Schwierigkeiten resultieren daher, daß viele der Übergänge dieser Bande Dubletts sind und darüber hinaus auch in



**Abbildung 3.15:** Termschema von  $^{126}\text{Xe}$ , welches aus den Daten der Reaktion  $^{13}\text{C}(^{110}\text{Cd},3n)^{126}\text{Xe}$  erstellt wurde. Aus [Lie88]

der Grundzustandsbande von  $^{126}\text{Xe}$  vorkommen. Die beiden Übergänge 957.5 keV und 888.6 keV, die diese Bande entvölkern, sind koinzident zu folgenden Übergängen des bekannten Termschemas: 632.8 keV, 721.1 keV, 783.1 keV und 812.9 keV, welche die Niveaus bei 4595.3 keV, 4564.6 keV bzw. 4732.9 keV entvölkern. Diese Bande reicht

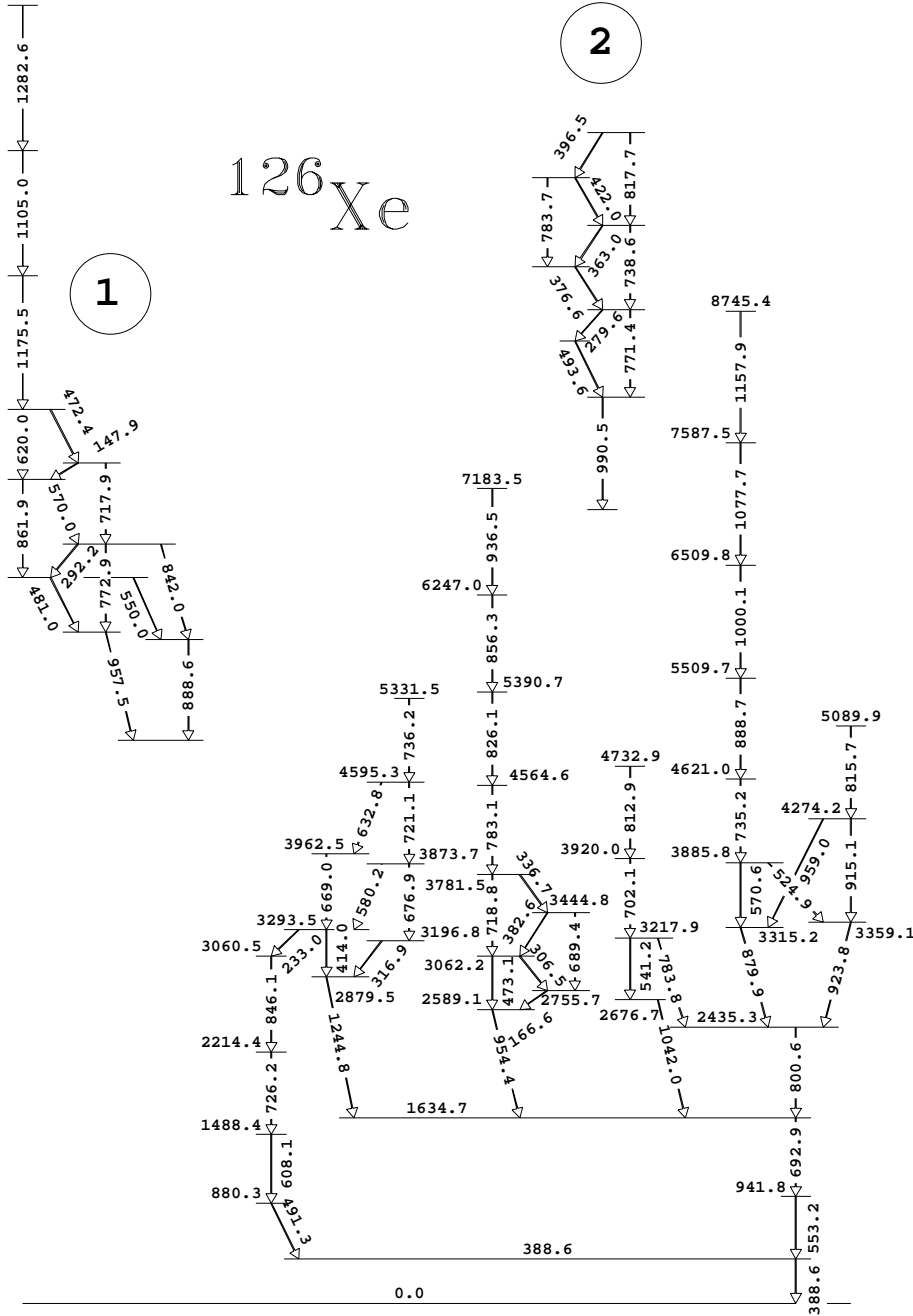


Abbildung 3.16: Arbeitsversion des  $^{126}\text{Xe}$  Termschemas, welches aus den Daten der  $^{48}\text{Ca}(^{82}\text{Se},4n)^{126}\text{Xe}$  Reaktion extrahiert wurde.

damit bis zu Anregungsenergien von mehr als 11 MeV.

Zwei Doublets, die koinzident mit großen Teilen des Termschemas sind, mit sich selber koinzident sind und auch noch koinzident miteinander sind, sind die Übergänge 620 keV und 990 keV. Schon in der  $^{13}\text{C}$ -Messung wurde der Übergang 620 keV gesehen, konnte aber nicht eingeordnet werden. Falls diese vier Übergänge plaziert werden können, dürften die meisten Schwierigkeiten auf dem Weg zu einem vollständigen Termschema der  $^{82}\text{Se}$ -Messung ausgeräumt sein.



### 3.3 Der Kern $^{73}\text{Se}$

Die Experimente zum Kern  $^{73}\text{Se}$  wurden in Köln am FN-Tandem Beschleuniger und am 120 cm Zyklotron in Rossendorf durchgeführt. Das Targetmaterial war jeweils zu 98.4% angereichertes  $^{70}\text{Ge}$ . In allen Experimenten wurde die Reaktion  $^{70}\text{Ge}(\alpha, n)^{73}\text{Se}$  bei Strahlenergien von 12 bis 20 MeV verwendet. Die Energieauflösung der Detektoren betrug zwischen 1.7 und 2.5 keV für 1 MeV  $\gamma$ -Quanten. Die Peakflächen wurden mit Hilfe des Programmes *LEONE* bestimmt [Han85, Alb88]. Eine Darstellung des Spektrums, welches bei 19 MeV gemessen wurde, zeigt Abbildung 3.17.

**Abbildung 3.17:** Einzelspektren der  $^{70}\text{Ge}(\alpha, n)$  Reaktion aufgenommen bei 19 MeV. Die mit ihrer Energie markierten Linien, gehören zu  $^{73}\text{Se}$ .

#### 3.3.1 Die $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenz-Messung

$\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenzen wurden bei einer Strahlenergie von 20 MeV mit drei Detektoren gemessen. Sie standen unter  $55^\circ$ ,  $125^\circ$  und  $305^\circ$  zum Strahl. Das Target bestand aus  $1.5 \text{ mg/cm}^2$   $^{70}\text{Ge}$ , welches auf  $186 \text{ mg/cm}^2$  Bi und  $140 \text{ mg/cm}^2$  Cu aufgedampft war.

In einem zweiten Experiment, bei einer Strahlenergie von 19 MeV, wurde ein Niederenergie-detektor zusammen mit einem zweiten Detektor unter  $90^\circ$  zum Strahl plaziert, um speziell Koinzidenzen zwischen hoch- und niederenergetischen Gammaquanten zu

messen. Das Target wurde aus einer Schicht von  $10 \text{ mg/cm}^2$   $^{70}\text{Ge}$  Puder, das auf eine  $0.7 \text{ mg/cm}^2$  starke Polyesterfolie geklebt war, hergestellt.

Es wurden  $2.5 \times 10^6$  bzw.  $10^4$  Koinzidenzereignisse im Listmode-Verfahren auf Ma-

**Abbildung 3.18:** Beispiele von Schnittspektren der  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenzmessung bei 20 MeV. Linien, die zu  $^{73}\text{Se}$  gehören, sind mit ihrer Energie markiert.

gnetband geschrieben. Die Daten wurden umgeichtet und vorsortiert und anschließend  $4k \times 4k$ -Koinzidenzmatrizen erstellt. Mit dem Programm TRIXI [Wol90-2] wurden die Matrizen symmetrisiert und Schnitte und Projektionen erstellt. Beispiele von Schnittspektren sind in Abbildung 3.18 gezeigt.

### 3.3.2 Die Winkelverteilung

Die Winkelverteilung wurde bei einer Strahlenergie von 20 MeV mit zwei Detektoren gemessen. Es wurde das gleiche Target, wie schon in der Koinzidenzmessung, verwendet. Es wurden bei den folgenden 8 Winkeln relativ zur Strahlrichtung gemessen:  $9^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $115^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$  and  $163^\circ$ . Die Spektren wurden mit Hilfe einiger gut bekannter Linien in den Spektren eines Monitordetektors, der unter  $-55^\circ$  plaziert war, normiert.

### 3.3.3 Die Anregungsfunktion

Als Anregungsfunktionen wurden Einzelspektren bei 14,16,18 und 20 MeV Strahlenergie gemessen. Das Target bestand aus  $1.5 \text{ mg/cm}^2$   $^{70}\text{Ge}$  auf einer  $8.5 \text{ mg/cm}^2$  starken Goldfolie. Die Methode Spins von Kernzuständen über den Vergleich von Steigungen von Sidefeedingkurven zu bestimmen, ist z.B. in [Lie85, Dich88, Zip89] ausführlich geschildert.

Das Sidefeeding wurde durch folgende Funktion berechnet:

$$I_{SF}^i(E_\alpha) = \sum_j I_-^{i,j} - \sum_j I_+^{i,j}, \quad (3.1)$$

$I_-^{i,j}$  und  $I_+^{i,j}$  bezeichnen die Intensitäten der Übergänge  $j$ , die das betrachtete Niveau  $i$  entvölkern bzw. bevölkern. Da die Beiträge zu  $I_{SF}$  von schwachen Übergängen klein sind, wurden nur die starken Übergänge berücksichtigt [Zip89]. Spins wurden nun bestimmt, indem die Kurven durch die Punkte  $(E_\alpha, I_{SF})$  für ein Niveau  $i$  mit unbekanntem Spin mit verschiedenen Referenzkurven von Niveaus  $j$  mit bekanntem Spin verglichen wurden. Dazu wurde folgende Formel verwendet:

$$\chi^2 = \sum_{E_\alpha} \frac{(\ln I_i - \ln(r_{norm} * I_j))^2}{\left(\frac{\Delta I_i}{I_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_j}{I_j}\right)^2} \quad (3.2)$$

Diese  $\chi^2$  wurden durch Variation von  $r_{norm}$  minimiert, um die Abhängigkeiten von absoluten Intensitäten eines Niveaus zu eliminieren. Die so entstehenden minimalen Chiquadrate  $\chi_{min}^2$  sind in idealen Fällen etwa gleich Eins, falls die beiden verglichenen Niveaus den gleichen Spin haben. In  $^{73}\text{Se}$  wurden die Spins durch diese Sidefeedinganregungsfunktionen in Verbindung mit den Spindifferenzen, die sich aus der Winkelverteilungsanalyse ergaben, bestimmt.

### 3.3.4 Die Messung der Linearpolarisation

Die Linearpolarisationsmessung wurde mit drei einzelnen Detektoren durchgeführt. Der Detektor, der als Streuer verwendet wurde, stand unter einem Winkel von 90° zum Strahl. Ein Analysatordetektor befand sich in der Reaktionsebene, die durch die Strahlrichtung und den Streudetektor definiert war. Der zweite Analysatordetektor befand sich senkrecht zu dieser Reaktionsebene. Koinzidenzereignisse zwischen dem Streudetektor und einem der beiden Analysatordetektoren wurden im Listmode-Verfahren auf Magnetband geschrieben. Koinzidenzereignisse von  $\gamma$ -Quanten, die aufgrund der Detektor-Geometrie nicht durch Streuung innerhalb des Streudetektors entstanden sein konnten, wurden bei der Analyse ausgeschlossen. Es wurden zwei Spektren erzeugt. Einmal wurden die Energiesignale des Streuers mit denen des parallelen Analysators, einmal mit denen des senkrechten Analysators addiert.

Die experimentelle Linearpolarisation wurde aus den Intensitäten  $N_{\perp}$  and  $N_{\parallel}$  der Übergänge der beiden Spektren wie folgt berechnet:

$$P_{exp} = \frac{1}{Q(E)} * \frac{a(E)N_{\perp} - N_{\parallel}}{a(E)N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (3.3)$$

Die Empfindlichkeit des Polarimeters  $Q(E)$  als Funktion der Energie  $E$  wurde anhand einiger Übergänge mit gut bekannter Polarisation aus folgenden Kernen bestimmt: <sup>69</sup>Ge, <sup>70</sup>Ge, <sup>56</sup>Fe, <sup>69</sup>As, <sup>24</sup>Mg, <sup>28</sup>Si, <sup>34</sup>S, <sup>73</sup>Se, <sup>126</sup>Xe, <sup>142</sup>Nd. Der Normierungsfaktor  $a(E)$ , der die unterschiedlichen Ansprechempfindlichkeit der Detektoren korrigiert, wurde aus einem <sup>226</sup>Ra-Quellenspektren bestimmt.

Spins und Paritäten der Niveaus wurden nun anhand der experimentellen Winkelverteilung  $W_{exp}$  und der experimentellen Linearpolarisation  $P_{exp}$  auf folgende Weise bestimmt:

Durch Variation der Breite der Verteilung der magnetischen Unterzustände  $\sigma$  und des Mischungsverhältnisses  $\delta = \langle I_i || \hat{M}(E2) || I_f \rangle / \langle I_i || \hat{M}(M1) || I_f \rangle$  wurde der folgende Ausdruck minimiert [Zob80]:

$$\chi^2 = \sum_i^N \left( \frac{W_{exp}(\theta_i) - W_{th}(\theta_i)}{\Delta W_{exp}(\theta_i)} \right)^2 + N \left( \frac{P_{exp} - P_{th}}{\Delta P_{exp}} \right)^2 \quad (3.4)$$

Der zunächst etwas willkürlich erscheinende Faktor  $N$  (Zahl der Winkel) im zweiten Term wurde eingeführt, um der Polarisationsmessung das selbe statistische Gewicht zu geben wie der Winkelverteilung mit  $N=8$  Winkeln (erster Term).

Aus  $W_{th}$  ergibt sich die Multipolarität und das Mischungsverhältnis  $\delta$ , aus  $P_{th}$  die Paritätsänderung des Übergangs. Für einige Übergänge wurde  $\sigma$  nur in einem schmalen, spinabhängigen Intervall variiert, welches aus den  $\sigma$ -Werten einiger gut bekannter Übergänge bestimmt wurde ( $\sigma$ -Eichung).

Die Fehler von  $\sigma$  und  $\delta$  wurden aus der Veränderung von  $\chi^2$  in der Nähe des Minimums in Abhängigkeit von  $\sigma$  und  $\delta$  hergeleitet. Zu diesem Zweck wurden der interessierende Parameter in kleinen Schritten um den optimalen Wert geändert und

dort festgehalten, während durch Variation des anderen Parameters ein neues Minimum für  $\chi^2$  bestimmt wurde. Es wurden die Werte der Parameter als Grenzen des Fehlerintervalls genommen, wo das relative Minimum von  $\chi^2$  das absolute um den Betrag der 70%-Quantile der Normalverteilung überstieg [Wei90]. Ein Beispiel für die Abhängigkeit des  $\chi^2$  von  $\sigma$  und  $\delta$  ist in Abbildung 3.19 gezeigt.

### 3.3.5 Ergebnisse

Energien, relative Intensitäten bei  $E_\alpha = 20$  MeV, Winkelverteilungskoeffizienten, experimentelle und theoretische Polarisationswerte und Mischungsverhältnisse sind in Tabelle 3.3.8 angegeben.

### 3.3.6 Experimente zur Bestimmung von Lebensdauern

Lebensdauern von Kernniveaus wurden aus dem  $9^\circ$  und dem  $163^\circ$  Spektrum der Winkelverteilungsmessung mit Hilfe der DSA<sup>4</sup>-Methode extrahiert. Die Lebensdauern wurden aus dem Vergleich experimentell beobachteter Linienformen und der berechneter Linienformen gewonnen. Die Linienformen wurden aus der zeitabhängigen Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne, dem Bevölkerungsverhalten der Niveaus

---

<sup>4</sup>Doppler Shift Attenuation

**Abbildung 3.19:** Höhenlinien des reduzierten Chiquadrates in der  $\sigma$ - $\delta$ -Ebene für den Übergang 430.5 keV. Die gestrichelte Linie markiert das 70% Konfidenz Niveau. Das  $\chi^2$ -Minimum bei  $\sigma=1.8_{-0.6}^{+0.5}$  und  $\delta=-0.16_{-0.04}^{+0.03}$  ist mit einem Kreuz markiert.

und der Responsfunktion des Germaniumdetektors berechnet. In der Rechnung der Geschwindigkeitsverteilung wurden Reaktionen in verschiedenen Tiefen des Targets, die Kinematik der Neutronenverdampfung, die Abstopfung und Reflektion der Selenionen im Germanium-Target und im Wismut-Backing berücksichtigt. Der Abbremsungsprozess wurde nach Lindhard berechnet [Lin68]. Die Justierungsparameter wurden so gewählt, daß die Lebensdauer des 971 keV Niveaus mit der früheren RDDS-Messung von Dewald et al. übereinstimmte [Dew87]. Die beiden Justierungsparameter  $f_e$  und  $f_n$  wurde dazu beide gleich 0.9 gesetzt [Win90].

Wird eine mittlere kinetische Energie von 2.5 MeV für das verdampfte Neutron angenommen, kann die Sidefeedingzeit als vernachlässigbar für Niveaus über 8 MeV Anregungsenergie in  $^{73}\text{Se}$  angenommen werden [Fun86]. Nach Funke et al. [Fun86] wird für den Zerfallsweg von 8 MeV bis 3 MeV eine Sidefeedingzeit von 0.03 bis 0.04 ps pro MeV angenommen. Für die Lebensdauern der kurzlebigen Niveaus bei 3441 keV und 3171 keV ist diese Annahme von großem Einfluß.

Die Lebensdauern aus der DSA-Analyse sind in Tabelle 3.3.8 angegeben. Beispiele für Linienformen sind in Abbildung 3.20 gezeigt.

Alle Lebensdauern wurden durch simultane Fits der Linienformen in den beiden Spektren, aufgenommen unter  $9^\circ$  und  $163^\circ$ , ermittelt. Obwohl beide Beobachtungswinkel nicht symmetrisch zu  $90^\circ$  waren, wurden in beiden Spektren für überlappende Linien gleiche Intensitätsannahmen gemacht. Die hieraus folgenden Intensitätsfehler liegen in der Größenordnung weniger Prozent.

Um Lebensdauern im Nanosekundenbereich zu ermitteln, wurde mit einem gepulstem Strahl bei  $E_\alpha = 19$  MeV die Zeitdifferenz zwischen Strahlpuls und Detektorsignal gemessen ( $\gamma$ -RF Methode). Dazu stand ein Niederenergie-Detektor unter  $90^\circ$  zum Strahl. Ereignisse, bestehend aus der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen dem Strahlpuls und dem Detektorsignal sowie dem Energiesignal  $E_\gamma$  des Detektors, wurden während der Messung in eine  $256 \times 4096$  Matrix sortiert. Zeitverteilungen wurden durch Schnitte auf Photopeaks und geeignete Untergrundbereiche in der  $E_\gamma$ - $\Delta t$  Matrix gewonnen. Die Zeitverteilungen wurden mit der Centroid-Shift-Methode (siehe z.B. [And82]) analysiert.

Die Abhängigkeit der Zeitverteilungsschwerpunkte von der  $\gamma$ -Energie für prompte Übergänge wurde genähert durch die Verbindung der Punkte mit der kürzesten Lebensdauer. Die Schwerpunkte, die zu Übergängen in  $^{73}\text{Se}$  gehören, zeigt Abbildung 3.21.

Die Schwerpunkte, die zu dem Übergängen 125.6 keV, 166.1 keV and 192.4 keV gehören, sind, bezogen auf die prompte Referenzkurve, leicht verschoben. Von den Verschiebungen der Schwerpunkte der Übergänge 166.1 keV und 192.4 keV wurde eine Lebensdauer von  $\tau = (1.4 \pm 0.3)$  für das 192 keV Niveaus bestimmt. Die Verschiebung des Schwerpunktes des Übergangs 125.6 keV ergab eine Lebensdauer von  $\tau = (0.3 \pm 0.2)$  ns für das 151 keV Niveau. Dieser stimmt mit dem Wert von  $\tau=0.320(47)$ ns des früheren Plunger-Experiments gut übereinstimmt [Dew87].

Experimentelle Übergangswahrscheinlichkeiten wurden aus den Lebensdauern der Tabelle 3.3.8, den Verzweigungsverhältnissen und den Mischungsverhältnissen der Übergänge

hergeleitet. Die aus den Lebensdauern dieser Arbeit berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  und  $B(E1)$  sind in Tabelle 3.3.8 angegeben.

**Abbildung 3.20:** Beispiele von experimentellen und angepassten Linienformen der Doppler-Shift-Attenuation-Analyse zur Bestimmung der Lebensdauern in  $^{73}\text{Se}$ .

### 3.3.7 Das Termschema von $^{73}\text{Se}$

Das Termschema von  $^{73}\text{Se}$  zeigt Abbildung 3.22. Ihm liegen die Ergebnisse der  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenzen und die aus der Winkelverteilung bestimmten  $\gamma$ -Intensitäten ( $a_0$ ) zugrunde. Spins und Paritäten stammen aus Winkelverteilung, Anregungsfunktion und Polarisationsmessung.

### 3.3.8 Das Niveau bei 26.3 keV

Besondere Schwierigkeiten macht das Niveau bei 26.3 keV. Es wurde bereits von Zell et al. gefunden, allerdings konnte er keinen entvölkernden Übergang und keinen Spin

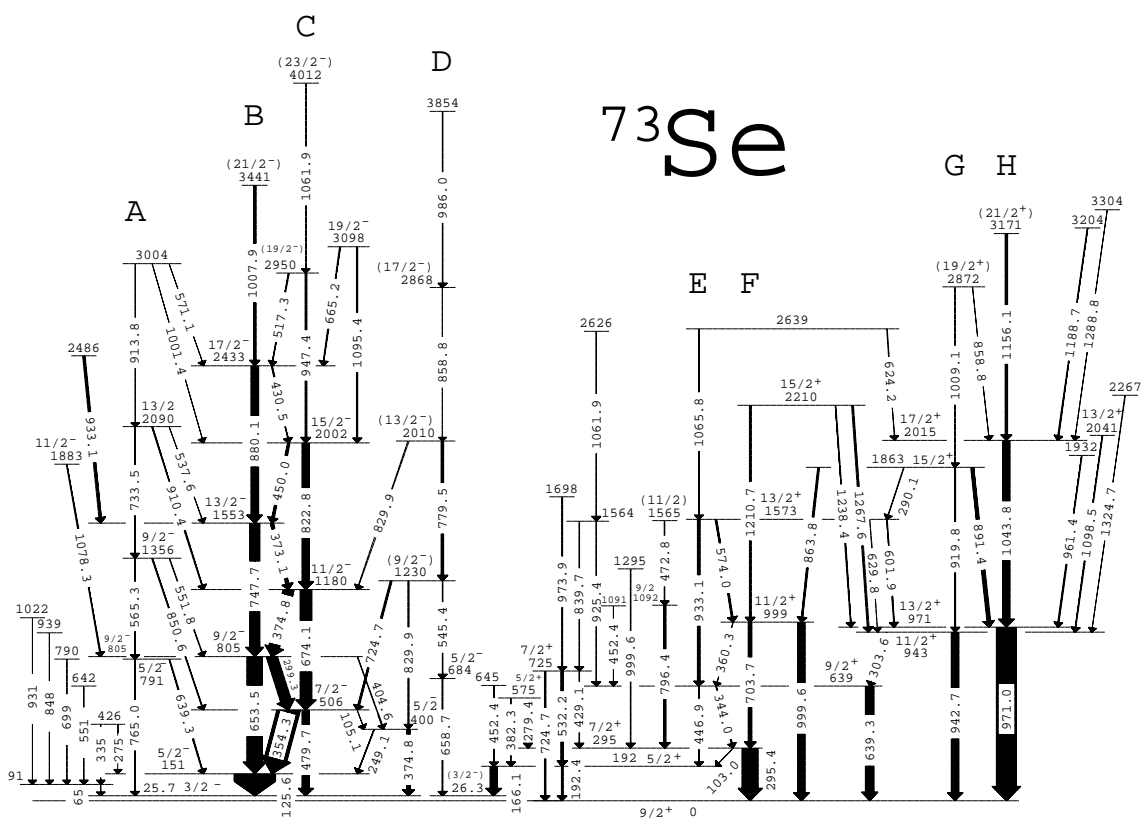
**Abbildung 3.21:** Schwerpunkte der Zeitverteilung als Funktion der  $\gamma$ -Energie. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbolgrößen. Die Linie verbindet die Punkte kürzester Lebensdauern und wird als Referenzkurve verwendet.



und keine Parität angeben [Ze76]. Sehr nah an diesem Niveau wurde von Konijn et al. [Kon69] ein  $3/2^-$  Niveau mit einer Energie von 25.71(4) keV gefunden.

Um einen entvölkernden 26.3 keV  $\gamma$ -Übergang zu beobachten wurde die eine  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenz Messung mit einem zusätzlichen Niederenergie-Detektor durchgeführt. Eine eindeutige Identifizierung eines zu  $^{73}\text{Se}$  gehörenden Übergangs 26.3 keV gelang nicht. Dies kann auf eine lange Lebensdauer des Niveaus hindeuten. Im Einzelspektrum, welches bei 19 MeV Strahlenergie gemessen wurde, ist bei 26.3 keV eine Einzel Linie beobachtbar, die aber Beiträge aus der  $K_\beta$ -Röntgenlinie von Cadmium enthalten kann. Von diesem Einzelspektrum wurde eine obere Grenze für einen entvölkernden Übergang von 26.3 keV bestimmt. Dieses Intensitätslimit beträgt 0.8% der Intensität des das Niveau 26.3 keV bevölkernden Übergangs von 166.1 keV. Folglich muß ein entvölkernder Übergang einen Konversionsfaktor größer 100 haben, d.h. er muß eine Multipolordnung von zwei oder höher besitzen. Für eine solch hohe Multipolordnung kann bei dieser Energie eine Lebensdauer im Mikrosekundenbereich erwartet werden. Aufgrund der schwachen Statistik im  $\gamma$ -RF Experiment kann für einen Übergang von 26.3 keV keine Lebensdauer angegeben werden.

Die Entvölkerung des 26.3 keV Niveaus bleibt also zunächst ungeklärt. Eine wei-



**Abbildung 3.22:** Termschema von  $^{73}\text{Se}$ , wie es mit der  $^{70}\text{Ge}(\alpha, n)$  Reaktion gefunden wurde. Die Breite der Pfeile entspricht den isotropen Anteilen  $A_0$  der relativen Intensitäten bei 20 MeV Strahlenergie.

tere Möglichkeit ist eine Entvölkerung über einen Übergang von 0.6 keV, der in den durchgeführten Experimenten nicht beobachtbar ist.

Die vorgeschlagene Bevölkerung des 26.3 keV Niveaus durch den Übergang 658.7 keV führt zu einem möglichen Spin von  $(3/2^-)$  für dieses Niveau. Dies ist verträglich mit dem Dipolcharakter des bevölkernden Übergangs 166.1 keV, der für dieses Niveau nur die Spins  $3/2$  und  $7/2$  möglich macht.

In diesem Fall ist der nicht klar beobachtete Übergang 26.3 keV ein E3-Übergang, was den experimentellen Fakten nicht widerspricht.

Tabelle 3.3.8. Ergebnisse der Experimente zum Kern  $^{73}\text{Se}$ 

$E_\gamma^a$ (keV)	$A_0^b$ (20MeV)	$A_2^c$	$A_4^c$	$P_{exp}^d$	$P_{ad}^e$	$\delta^f$	$E_i^g$ (keV)
65(1)							91
103.0(2)	$\approx 0.7$	-0.14(12)					295
105.1(2)	$\approx 2$	-0.23(4)	0.10(6)				506
125.6(1)	100(1)	-0.35(1)	0.03(2)				151
166.1(1)	19(1)	-0.14(2)	0.02(2)				192
192.4(1)	4.1(5)	0.05(5)	0.02(6)				192
249.1(1) <sup>i</sup>	2.5(6)	0.17(2)	0.02(2)				400
275(1)							426
279.4(1)	3.5(3)	-0.03(4)	-0.01(5)	0.04(4)		$0.3^{+0.4}_{-0.2}$	575
290.1(1)	0.8(3)	-0.60(8)	0.1(1)				1863
295.4(1)	39(2)	0.04(1)	0.03(1)	-0.22(2)	-0.21(2)	$-0.16^{+0.03}_{-0.01}$	295
299.3(1)	26(2)	-0.51(2)	0.03(2)	-0.16(3)	-0.15(2)	$-0.21^{+0.03}_{-0.01}$	805
303.6(2)	2.6(3)	-0.40(4)	0.02(5)				943
335(1)							426
344.0(3) <sup>i</sup>	3.4(3)	-0.73(2)	0.12(2)	-0.06(4)	-0.06(3)	$-0.35^{+0.04}_{-0.05}$	639
354.3(1)	55(2)	-0.60(2)	0.03(2)	-0.05(1)	-0.04(2)	$-0.38^{+0.03}_{-0.01}$	506
360.3(3) <sup>h,i</sup>	$\leq 1$						999
373.1(3)	10(1)	-0.53(3)	0.03(4)	-0.2(1)	-0.18(5)	$-0.17^{+0.05}_{-0.06}$	1553
374.8(3) <sup>h</sup>	$\approx 12$	-0.53(2)	0.02(2)	-0.09(1)			400
374.8(3) <sup>h</sup>	$\approx 15$						1180
382.3(1)	2.1(3)	0.26(4)	-0.10(5)	-0.00(5)	-0.00(4)	$0.8^{+0.1}_{-0.1}$	575
404.6(2)	1.7(3)	0.27(3)	-0.03(4)			$0.04^{+0.13}_{-0.06}$	805
429.1(2) <sup>i</sup>	1.6(2)	0.31(4)	0.00(5)				725
430.5(2)	3.4(3)	-0.55(2)	0.08(3)	-0.19(5)	-0.19(3)	$-0.16^{+0.03}_{-0.04}$	2433
446.9(2)	2.3(3)	0.28(3)	-0.06(3)			$-0.01^{+0.05}_{-0.04}$	639
450.0(1)	6.6(7)	-0.58(1)	0.08(1)	-0.11(4)	-0.11(3)	$-0.24^{+0.04}_{-0.05}$	2002
452.4(2) <sup>h</sup>	$\approx 1$						1091
452.4(2) <sup>h</sup>	$\approx 3$						645
472.8(1)	1.1(4)	-0.29(5)	0.07(6)	-0.2(2)	-0.2(1)	$-0.08^{+0.08}_{-0.20}$	1565
479.7(1)	20(1)	0.27(2)	-0.06(2)	0.44(3)	0.44(2)	$0.01^{+0.01}_{-0.03}$	506
517.3(3) <sup>i</sup>	$\approx 3$						2950
532.2(1)	6.1(3)	-0.73(1)	0.09(1)	0.18(4)	0.19(5)	$-1.1^{+0.2}_{-0.2}$	725
537.6(3)	$\approx 1$			0.0(1)			2090
545.4(3)	1.2(1)	0.30(5)	0.00(6)	0.26(9)	0.3(1)	$0.6^{+0.3}_{-0.4}$	1230
551(1)							642
551.8(3)	1.7(1)	0.21(6)	-0.10(7)	0.3(1)	0.30(6)	$0.0^{+0.3}_{-0.3}$	1356
565.3(4)	2.3(2)	0.26(4)	-0.05(5)	0.1(1)			1356
571.1(1) <sup>i</sup>	1.1(2)			-0.1(1)			3004
574.0(8)	6(1)	-0.74(7)	0.17(10)	-0.11(4)			1573
601.9(7) <sup>k</sup>	3.5(9)	0.28(1)		-0.11(4)	-0.09(2)	$1.1^{+0.2}_{-0.1}$	1573
624.2(2) <sup>k</sup>	0.9(2)	0.53(3)					2639
629.8(2)	1.4(2)	0.2(1)	0.1(1)	-0.1(3)	-0.17(4)	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$	1573
639.3(1) <sup>h</sup>	$\approx 21$	0.35(1)	0.02(2)	0.59(2)	0.59(1)	$0.04^{+0.03}_{-0.03}$	639
639.3(3) <sup>h</sup>	$\approx 3$						791

Tabelle 3.3.8. Ergebnisse der Experimente zum Kern  $^{73}\text{Se}$ 

$E_\gamma^a$ (keV)	$A_0^b$ (20MeV)	$A_2^c$	$A_4^c$	$P_{exp}^d$	$P_{ad}^e$	$\delta^f$	$E_i^g$ (keV)
653.5(2)	37.5(6)	0.31(1)	-0.08(1)	0.56(2)	0.52(3)	$-0.01_{-0.01}^{+0.01}$	805
658.7(2)	2.5(2)	-0.53(2)	0.09(2)	-0.08(7)	-0.08(5)	$-0.35_{-0.09}^{+0.08}$	684
665.2(3)	2.2(3)	-0.34(7)	0.02(8)	0.0(1)	-0.02(4)	$-0.4_{-0.1}^{+0.1}$	3098
674.1(2)	29.7(7)	0.33(1)	-0.08(1)	0.64(2)	0.57(2)	$-0.01_{-0.01}^{+0.01}$	1180
699(1)							790
703.7(2)	9.5(7)	0.26(2)	-0.04(2)	0.81(9)	0.48(2)	$-0.01_{-0.03}^{+0.03}$	999
724.7(3) <sup>h</sup>	$\approx 6$	-0.29(2)	0.04(3)	-0.15(3)			1230
724.7(3) <sup>h</sup>	$\approx 5$						725
733.5(2)	3.6(2)	0.26(4)	-0.04(5)	0.5(1)	0.50(2)	$-0.01_{-0.04}^{+0.05}$	2090
747.7(1)	25.2(5)	0.29(1)	-0.08(2)	0.54(1)	0.53(2)	$-0.02_{-0.01}^{+0.01}$	1553
765.0(2) <sup>h,i</sup>	$\approx 2$	-0.34(3)	0.10(4)	0.02(7)	0.03(8)	$-0.6_{-0.3}^{+0.2}$	791
779.5(1)	6.3(9)	0.21(2)	-0.09(2)	0.68(2)	0.63(2)	$-0.03_{-0.01}^{+0.03}$	2010
796.4(2)	7.7(4)	-0.53(2)	0.04(3)	-0.03(7)	-0.03(6)	$-0.40_{-0.14}^{+0.09}$	1092
822.8(2)	18(2)	0.33(2)	-0.09(4)	0.78(3)	0.64(3)	$0.01_{-0.01}^{+0.01}$	2002
829.9(3) <sup>h</sup>	$\approx 3$	-0.06(2)	-0.06(2)	-0.30(9)			1230
829.9(3) <sup>h</sup>	$\approx 2$						2010
839.7(3)	0.6(1)	0.5(1)	-0.2(1)				1564
848(1)							939
850.6(3) <sup>i</sup>	3.4(8)	-0.49(7)	0.06(9)	-0.1(2)	0.0(6)	$-0.3_{-0.3}^{+0.2}$	1356
858.8(4) <sup>i</sup>	$\approx 1$	-0.11(1)					2873
858.8(4) <sup>i</sup>	$\approx 1$						2868
863.8(5) <sup>i,k</sup>	5(1)	0.30(5)					1863
880.1(2) <sup>i,k</sup>	13(4)	0.5(2)		0.28(4)			2433
891.4(2) <sup>k</sup>	8(2)	-0.80(2)		-0.10(4)	-0.06(4)	$-0.27_{-0.05}^{+0.03}$	1863
910.4(4)	$\approx 2$						2090
913.8(4) <sup>i</sup>							3004
919.8(3)	3.2(2)	0.21(5)	-0.12(7)	0.3(3)			1863
925.4(3)	3.2(3)	0.46(5)	0.17(6)	-0.3(1)			1564
931(1)							1022
933.1(3) <sup>h</sup>	$\approx 2$	0.04(2)	-0.07(2)	0.2(1)			2486
933.1(3) <sup>h</sup>	$\approx 4$						1573
942.7(2)	19(2)	0.51(3)	0.29(3)	-0.32(3)	-0.31(1)	$2.2_{-0.1}^{+0.2}$	943
947.4(2)	5.6(7)			0.32(6)			2950
961.4(3) <sup>k</sup>	3.3(3)	0.09(7)					1932
971.0(2)	48(3)	0.30(3)	-0.08(4)	0.70(2)	0.70(2)	$0.03_{-0.03}^{+0.03}$	971
973.9(4)	2.4(5)						1698
986.0(4)	0.5(2)						3854
999.6(3) <sup>h</sup>	$\approx 15$	-0.36(3)	0.07(4)	-0.26(4)	-0.26(2)	$-0.07_{-0.03}^{+0.01}$	999
999.6(4) <sup>h</sup>	$\approx 2$						1295
1001.4(4) <sup>i</sup>	$\approx 2$						3004
1007.9(4) <sup>i,k</sup>	5(1)	0.51(6)					3441
1009.1(7) <sup>i,k</sup>	4(1)	0.20(3)					2873
1043.8(4) <sup>k</sup>	24(4)	0.23(3)		0.60(3)			2015
1061.9(4) <sup>h,i</sup>	$\approx 1$	0.4(1)	-0.1(1)	0.6(3)			4012
1061.9(4) <sup>h,i</sup>	$\approx 1$						2626
1065.8(3)	3(1)			0.4(2)			2639

**Tabelle 3.3.8. Ergebnisse der Experimente zum Kern  $^{73}\text{Se}$** 

$E_\gamma^a$ (keV)	$A_0^b$ (20MeV)	$A_2^c$	$A_4^c$	$P_{exp}^d$	$P_{ad}^e$	$\delta^f$	$E_i^g$ (keV)
1078.3(3)	3(1)	-0.13(4)	0.09(5)	-0.3(1)	-0.29(4)	$0.06_{-0.06}^{+0.05}$	1883
1095.4(4)	4.0(6)	0.18(4)	-0.04(5)	0.5(1)	0.33(2)	$-0.06_{-0.05}^{+0.1}$	3098
1098.5(3)	2.2(6)	-0.35(9)	0.1(1)				2041
1156.1(4) <sup>k</sup>	4(1)	0.25(8)					3171
1188.7(4) <sup>i,k</sup>	2.0(8)	0.52(6)					3204
1210.7(3) <sup>i</sup>	5(1)	0.05(3)	0.02(4)				2210
1238.4(4) <sup>k</sup>	2.7(5)	0.6(1)					2210
1267.6(3)	4(1)	0.16(4)	0.02(5)				2210
1288.8(3) <sup>k</sup>	1.0(3)	-0.46(6)					3304
1324.7(3)	3.1(5)	-0.50(5)	0.11(6)				2267

<sup>a</sup> Übergangsenergie.

<sup>b</sup> Intensität des Übergangs in der Reaktion  $^{70}\text{Ge}(\alpha,n)^{73}\text{Se}$  bei  $E_\alpha = 20$  MeV. Der Wert entspricht dem isotropen Anteil  $A_0$  der Winkelverteilungformel  $W(\theta) = A_0(1 + A_2P_2(\cos\theta) + A_4P_4(\cos\theta))$ .

<sup>c</sup> Winkelverteilungskoeffizient nach der Formel in <sup>b</sup>.

<sup>d</sup> Experimentelle Polarisierung nach Gleichung 3.4

<sup>e</sup> Theoretische Polarisierung.

<sup>f</sup> Mischungsverhältnis  $\delta = \langle I_i || \hat{M}(E2) || I_f \rangle / \langle I_i || \hat{M}(M1) || I_f \rangle$  für  $\Delta I=1$  Übergänge und  $\delta = \langle I_i || \hat{M}(M3) || I_f \rangle / \langle I_i || \hat{M}(E2) || I_f \rangle$  für  $\Delta I=2$  Übergänge nach Gleichung 3.4

<sup>g</sup> Energie des entvölkerten Niveaus des Termschemas.

<sup>h</sup> Aus der Koinzidenzmessung bestimmte Intensität oder deren Limit.

<sup>i</sup> Dieser Übergang im Spektrum ist ein Dublett. Die Intensität und die Winkelverteilungskoeffizienten können Beiträge dieser Dubletts enthalten.

<sup>k</sup> Winkelverteilungskoeffizienten, die aus auf Dopplerverbreiterung korrigierten Intensitäten der DSA-Analyse gewonnen wurden.

Sind zwei Übergangsenergien gleich (Dubletts), stehen die experimentellen Größen bei der Übergänge bei dem ersten Übergang. Sie werden für den zweiten nicht wiederholt.

Tabelle 3.3.8. Mit der DSA-Methode bestimmten Lebensdauern in  $^{73}\text{Se}$ 

$E_i^a$ (keV)	$E_\gamma^b$ (keV)	branching	$\tau_{eff}$ (ps)	$\tau_{sf}$ (ps)	$\tau_{level}^c$ (ps)	$E_f^d$ (keV)
3304	1288.8	1.00	0.4(2)			2015
3204	1188.7	1.00	0.6(2)			2015
3171	1156.1	1.00	0.4(1)	0.2(1)	0.2(1)	2015
2872	1009.1	0.5	0.8(2)			1863
	858.8	0.5	0.8(3)			2015
2639	1065.8	0.75	0.7(2)			
	624.2	0.25	0.6(2)			2015
2210	1238.4	0.23	1.1(3)			971
	1267.6	0.34				943
	1210.7	0.43				
2015	1043.8	1.0		0.2(1)	0.45(10) <sup>e</sup>	971
1932	961.4	1.0	2.5(6)			971
1863	891.4	0.47	0.6(3)	0.2(1)	0.2(1)	971
	919.8	0.19				943
	290.1	0.05				
	863.8	0.29	1.0(3)			
1573	601.9	0.23	2.2(6)			971
	629.8	0.10				943
	574.0	0.40	1.6(4)			
	933.1	0.27				
971	971.0	1.0		0.3(1)	1.2(1) <sup>f</sup>	
943	942.7	0.88	3.6(5)	0.3(1)	1.4(3)	
	303.6	0.12				
4012	1061.9	1.0	0.8(3)	0.2(1)	0.5(3)	2950
3441	1007.9	1.0	0.5(2)	0.2(1)	0.30(15)	2433
3004	571.1	0.27	1.1(3)			2433
	1001.4	0.49				2002
	913.8	0.24				
3098	665.2	0.66				2433
	1095.4	0.33	2.6(9)			2002
2950	947.4	0.6	0.8(2)	0.2	0.4(2)	2002
	517.3	0.4				2433
2433	880.1 <sup>g</sup>	0.7	1.4(2)	0.2	0.4(2)	1553
	430.5	0.3				2002
2002	822.8	0.7	3.5	0.3	0.7(2)	1188
	450.0	0.3				1553
1553	747.7	0.7	4.8	0.3	1.2(2) <sup>h</sup>	
	373.1	0.3				
151	125.6	1.0			300(200) <sup>i</sup>	
192	166.1	0.83			1400(300) <sup>i</sup>	
	192.4	0.17			1400(300) <sup>i</sup>	

- <sup>a</sup> Niveauenergie.
- <sup>b</sup> Energie des entvölkernden Übergangs.
- <sup>c</sup> Der Fehler der Lebensdauer setzt sich zusammen aus einem 10-prozentigen Beitrag aufgrund der Unsicherheit des Abbremsvorgangs der Ionen im Target und 0.1 ps aufgrund der Unsicherheit der Sidefeeding-Zeit und der statistischen Fehler der gemessenen Spektren.
- <sup>d</sup> Energie des Niveaus, dessen Bevölkerung bei der Berechnung der Lebensdauer berücksichtigt ist.
- <sup>e</sup> Eine obere Grenze von  $\tau < 0.7$  ps ist von der Plungermessung von Dewald et al. bekannt.
- <sup>f</sup> Die Korrekturfaktoren  $f_e=0.9$  und  $f_n=0.9$  wurden so angepasst, daß die Lebensdauer des Niveaus bei 971 keV mit dem Wert  $\tau=1.3(1)$  ps der früheren Messung von Dewald et al. übereinstimmt.
- <sup>g</sup> Die Linie bei 880 keV ist im Einzelspektrum ein stark überlappendes Dublett. Die dominierende Intensität dieses Übergangs gehört jedoch bei den Winkeln  $9^\circ$  und  $163^\circ$  zu dem Zerfall des 2433 keV Niveaus.
- <sup>h</sup> Für das Niveau von 1553 keV ergab die frühere Messung eine Lebensdauer von 1.7(3) ps. Jedoch ist das in dieser Arbeit zugrundegelegt Termschema völlig verschieden von dem zuvor verwendeten.
- <sup>i</sup> Dieser Wert stammt aus dem  $\gamma$ -RF-Experiment.

Tabelle 3.3.8. Experimentelle Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{73}\text{Se}$ .

$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$B(\text{E1})_{exp}$ (W.u.) <sup>a</sup>	$B(\text{M1})_{exp}$ (W.u.) <sup>b</sup>	$B(\text{E2})_{exp}$ (W.u.) <sup>c</sup>
192.4	5/2 <sup>+</sup>	9/2 <sup>+</sup>			21 <sup>+6</sup> <sub>-4</sub>
166.1	5/2 <sup>+</sup>	(3/2 <sup>-</sup> )	(7 <sup>+2</sup> <sub>-1</sub> ) × 10 <sup>-5</sup>		
942.7	11/2 <sup>+</sup>	9/2 <sup>+</sup>		(4.8 <sup>+1.3</sup> <sub>-0.9</sub> ) × 10 <sup>-3</sup>	31 <sup>+8</sup> <sub>-6</sub>
303.6	11/2 <sup>+</sup>	9/2 <sup>+</sup>		0.09 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.01</sub>	
919.8	15/2 <sup>+</sup>	11/2 <sup>+</sup>			64 <sup>+64</sup> <sub>-21</sub>
891.4	15/2 <sup>+</sup>	13/2 <sup>+</sup>		0.11 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.04</sub>	
863.8	15/2 <sup>+</sup>	11/2 <sup>+</sup>			138 <sup>+137</sup> <sub>-46</sub>
290.1	15/2 <sup>+</sup>	13/2 <sup>+</sup>		0.31 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.11</sub>	
971.0	13/2 <sup>+</sup>	9/2 <sup>+</sup>			43 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub> 40 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub> <sup>d</sup>
1043.8	17/2 <sup>+</sup>	13/2 <sup>+</sup>			81 <sup>+22</sup> <sub>-15</sub> ≥ 52 <sup>d</sup>
1156.1	(21/2 <sup>+</sup> )	17/2 <sup>+</sup>			55 <sup>+18</sup> <sub>-11</sub>
125.6	5/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>		0.05 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub> <sup>d</sup>	
479.7	7/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>			55 <sup>+6</sup> <sub>-5</sub> <sup>d</sup>
354.3	7/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup>		0.08 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub> <sup>d</sup>	
653.5	9/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup>			60 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub> <sup>d</sup>
299.3	9/2 <sup>-</sup>	7/2 <sup>-</sup>		0.14 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub> <sup>d</sup>	
674.1	11/2 <sup>-</sup>	7/2 <sup>-</sup>			78 <sup>+8</sup> <sub>-7</sub> <sup>d</sup>
374.8	11/2 <sup>-</sup>	9/2 <sup>-</sup>		0.13 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub> <sup>d</sup>	
747.7	13/2 <sup>-</sup>	9/2 <sup>-</sup>			115 <sup>+23</sup> <sub>-16</sub> 84 <sup>+18</sup> <sub>-13</sub> <sup>d</sup>
373.1	13/2 <sup>-</sup>	11/2 <sup>-</sup>		0.14 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.02</sub> 0.09 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.01</sub> <sup>d</sup>	
822.8	15/2 <sup>-</sup>	11/2 <sup>-</sup>			125 <sup>+50</sup> <sub>-28</sub> ≥ 60 <sup>d</sup>
450.0	15/2 <sup>-</sup>	13/2 <sup>-</sup>		0.13 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.03</sub>	
880.1	17/2 <sup>-</sup>	13/2 <sup>-</sup>			169 <sup>+169</sup> <sub>-56</sub>
430.5	17/2 <sup>-</sup>	15/2 <sup>-</sup>		0.21 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.07</sub>	
947.4	(19/2 <sup>-</sup> )	15/2 <sup>-</sup>			96 <sup>+96</sup> <sub>-32</sub>
517.3	(19/2 <sup>-</sup> )	17/2 <sup>-</sup>		0.20 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.07</sub>	
1007.9	(21/2 <sup>-</sup> )	17/2 <sup>-</sup>			144 <sup>+144</sup> <sub>-48</sub>
1061.9	(23/2 <sup>-</sup> )	(19/2 <sup>-</sup> )			67 <sup>+100</sup> <sub>-25</sub>

<sup>a</sup> 1 W.u.(E1) = 1.2 e<sup>2</sup>fm<sup>2</sup>.

<sup>b</sup> 1 W.u.(M1) = 1.8 μ<sub>K</sub><sup>2</sup>. Kleine E2-Beimischungen von wenigen Prozent zum M1-Übergang sind vernachlässigt.

<sup>c</sup> 1 W.u.(E2) = 20 e<sup>2</sup>fm<sup>4</sup>.

<sup>d</sup> Diesem Wert liegt die Lebensdauer aus der Messung von Dewald et al. zugrunde [Dew87].



# 4 Interpretation der Ergebnisse

## 4.1 Interpretation von $^{127}\text{Ba}$

Die Struktur der Yrast-Bande von Kernen der Massenregion um  $A=130$  wird hauptsächlich durch die Anregung von Quasiteilchen in der  $h_{11/2}$ -Unterschale bestimmt. Während Protonenanregungen prolate Kernformen hervorrufen, verursachen Neutronenanregungen eher oblate Kernformen [Wys89]. Durch die Untersuchung der ungeraden Kerne können detailliertere Einsichten dieser Polarisierungseffekte durch Einteilchenanregungen und Quasiteilchenanregungen gewonnen werden [Gra91-2].

D. Ward et al. führten für  $^{127}\text{Ba}$  Cranking-Modell-Rechnungen, basierend auf einem Woods-Saxon-Potential mit konstantem Pairing und mit Deformationsparametern  $\beta_2=0.25$  und  $\beta_4=-0.015$ , einmal für  $\gamma=0^\circ$  und einmal für  $\gamma=-20^\circ$ , durch [War91]. Aus diesen Rechnungen ergeben sich die ins rotierende Bezugssystem transformierten Energien des Kernes  $^{127}\text{Ba}$  in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz ("Routhians"). Die aus den experimentellen Daten gewonnenen Routhians und ausgerichteten Drehimpulse ("Alignments") zeigen die Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3. Als Referenz wird das Harrispolynom mit den Parametern  $J_0=17.0\hbar^2/\text{MeV}$  und  $J_1=25.8\hbar^4/\text{MeV}^3$  abgezogen. Die Parameter stammen aus der Veröffentlichung von R. Wyss [Wys89] und werden üblicherweise für diese Massenregion verwendet.

Die folgende Interpretation der Banden in  $^{127}\text{Ba}$  beruht auf dem Vergleich der aus den Routhians abgelesenen und der experimentell beobachteten Größen, wie Signaturaufspaltung, ausgerichteter Drehimpuls und relative Anregungsenergie.

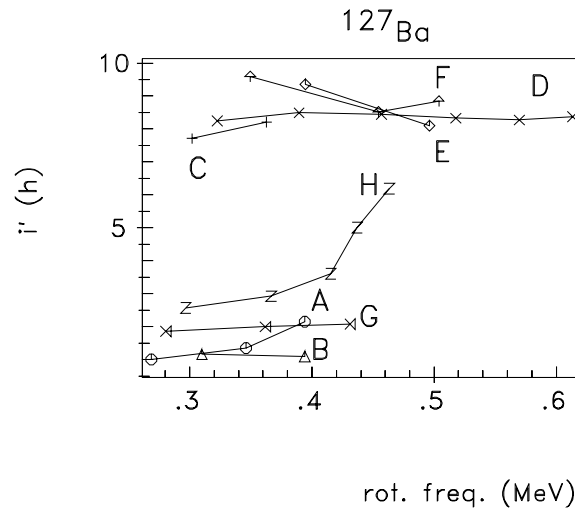
### 4.1.1 Banden positiver Parität in $^{127}\text{Ba}$

Die Banden positiver Parität A und B sind nach Gizon auf einer  $g_{7/2}$ -Neutronen-Konfiguration aufgebaut [Giz77]. Jedoch zeigt die Rechnung von D. Ward, daß die tiefsten Routhians positiver Parität zur  $d_{5/2}$ -Unterschale gehören. Die Signaturaufspaltung ist klein ebenso wie der ausgerichtete Drehimpuls. Das Fermi-Niveau liegt somit bei hohen  $\Omega$ -Werten und der Kern ist prolat deformiert. Bei einer Frequenz von  $\hbar\omega \approx 0.35$  MeV wird ein Backbending zusammen mit einem Drehimpulsgeinn von etwa  $7\hbar$  beobachtet. Die dem Backbending zugrundeliegende Bandenkreuzung (Bande C+D kreuzt A+B) sollte folglich auf einer  $(\nu d_{5/2})(\pi h_{11/2}^2)$ - oder  $(\nu d_{5/2})(\nu h_{11/2}^2)$ -Konfiguration beruhen. Die experimentellen, großen B(M1)/B(E2)-Verhältnisse der Banden C+D können nur durch eine  $(\nu d_{5/2})(\pi h_{11/2}^2)$ -Konfiguration reproduziert werden [War91].

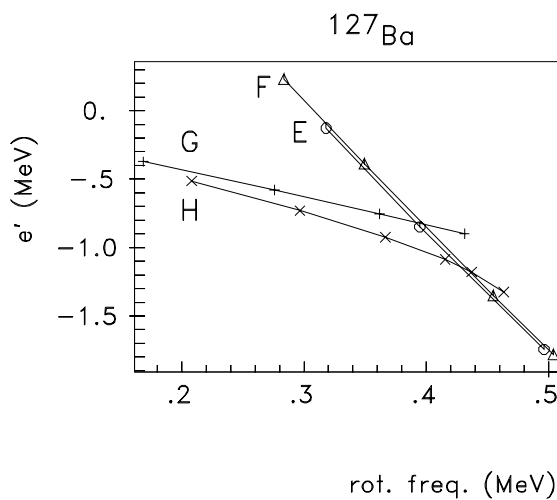
### 4.1.2 Banden negativer Parität in $^{127}\text{Ba}$

Die Situation in den Banden negativer Parität ist komplexer. In den Banden G und H verursacht die  $h_{11/2}$ -Unterschale mit hohen  $\Omega$ -Werten Effekte, die den Kern von prolaten zu triaxialen Formen treibt. Die Signaturaufspaltung der Banden G und H

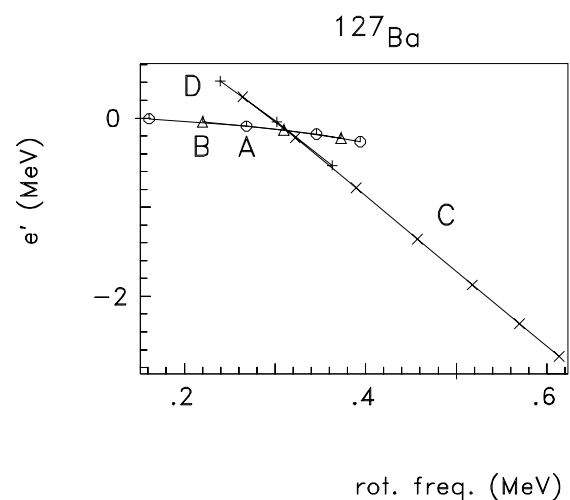
kann in diesem Sinne verstanden werden. Durch die Änderung der  $\gamma$ -Deformation verschwindet die Signaturaufspaltung fast vollständig. Die Rechnungen von D. Ward reproduzieren das beobachtete Verhalten der Banden nur für  $\gamma = -20^\circ$ , d.h. für triaxiale Kernform. Die Bandenkreuzung (E+F kreuzt G+H) tritt hier bei einer Frequenz von  $\hbar\omega \approx 0.45$  MeV auf. Der Drehimpulsgewinn beträgt erneut etwa  $7\hbar$ . Demzufolge sollte eine  $h_{11/2}^2$ -Neutronen- oder  $h_{11/2}^2$ -Protonen-Konfiguration beteiligt sein. Wie in der Veröffentlichung von Wyss [Wys89] gezeigt wird, sind die Effekte, die durch Protonen-



**Abbildung 4.1:** Ausgerichteter Drehimpuls (Alignment) der Banden des  $^{127}\text{Ba}$  Termschemas.



**Abbildung 4.2:** Routhians der Banden negativer Parität in  $^{127}\text{Ba}$ .



**Abbildung 4.3:** Routhians der Banden positiver Parität in  $^{127}\text{Ba}$ .

und Neutronenanregungen entstehen und den Kern zu anderen Kerndeformationen treiben, nahezu identisch. Es ist deshalb sehr schwierig zu entscheiden, ob die beobachteten Effekte der  $h_{11/2}^2$ -Konfigurationen (Banden C+D und E+F) durch Protonen oder Neutronen verursacht werden.

### 4.1.3 Die Messung aus Chalk River

D. Ward et al. spektroskopierten  $^{127}\text{Ba}$  mit der Reaktion  $^{117}\text{Sn}(^{13}\text{C},3\text{n})^{127}\text{Ba}$  bei 52, 56 und 60 MeV [War91]. Sie benutzten dazu das  $8\pi$ -Spektrometer in Chalk River/Kanada. Mit diesem Spektrometer ist es möglich, außer Koinzidenzen auch ausreichende Korrelationsinformationen zu gewinnen, so daß Spins bestimmt werden können. D. Ward et al. bestätigten durch ihre Messung im wesentlichen das in Köln mit der Reaktion  $^{96}\text{Zr}(^{36}\text{S},5\text{n})^{127}\text{Ba}$  gefundene Termschema. Abweichungen gibt es nur im Bereich des Grundzustandes, wo Übergänge mit Energien kleiner als 100 keV vorhanden sind, die im Köln-Berliner Experiment nicht spektroskopiert werden konnten, so daß hier das vorherige (darin auch falsche) Termschema von Gizon et al. [Giz77] als Vorlage dienen mußte. Darüberhinaus bestätigten D. Ward et al. auch die mit der in dieser Arbeit entwickelten "Methode der minimalen Differenzen" bestimmten Spins, was als schöner Beweis für die Anwendbarkeit dieser Methode gelten kann. Das Termschema, in das die Daten aus beiden Messungen eingehen, zeigt die Abbildung 4.4.

Untersuchungen des  $\beta$ -Zerfalls von  $^{127}\text{La}$ , die kürzlich in Köln von Fricke und Siems durchgeführt wurden, zeigen, daß auch das Termschema von D. Ward im Bereich des Grundzustands noch nicht völlig richtig ist [Fri91].

## 4.2 Interpretation von $^{73}\text{Se}$

Der Kern  $^{73}\text{Se}$  liegt in einer Massenregion, in der bei niedrigen Spins die Koexistenz verschiedener Kerndeformationen (Formkoexistenz) typisch ist; sie wird folglich auch für  $^{73}\text{Se}$  erwartet.

Die Bande auf dem Grundzustand  $9/2^+$  aufbauende Bande (G+H in Abb.3.22) wird in Abbildung 4.5 mit den zugehörigen Banden aus [Wio88-1] in  $^{69,71}\text{Se}$  verglichen. In  $^{69}\text{Se}$  kann die Bande sehr gut durch das Modell des starren Rotors beschrieben werden; sie hat nur eine kleine Signaturaufspaltung. Die zugrundeliegende Nilsson-Konfiguration hat eine große Projektion  $K$ , die für  $N = 35$  zu oblater Deformation gehört. Die oblate Deformation kann aufgrund der Beziehung  $\text{sign}(\delta) = \text{sign}((g_K - g_R)/Q_0)$  ebenso an dem positiven Vorzeichen des Mischungsverhältnisses  $\delta$  des Übergangs  $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$  abgelesen werden, denn es gilt  $g_K - g_R < 0$  nach Wiosna et al. [Wio88-1]. Aus positivem  $\delta$  folgt somit ein negatives Quadrupolmoment  $Q_0$ , d.h. eine oblate Deformation. In  $^{71}\text{Se}$  ist die Signaturaufspaltung der Bande größer als in  $^{69}\text{Se}$ . Die Konfiguration enthält folglich Beimischungen von Orbitalen mit kleinem  $K$ . Allerdings ist auch in  $^{71}\text{Se}$  das  $\delta$  des Übergangs  $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$  positiv, was von Wiosna et al. als Zeichen von oblater Deformation in der Nähe des Bandenkopfes gedeutet wird [Wio88-2]. In  $^{73}\text{Se}$  ist das  $9/2^+$ -Niveau der Grundzustand. Die Grundzustandsbande zeigt wie die entsprechende Bande in  $^{71}\text{Se}$  große Signaturaufspaltung. Auch in  $^{73}\text{Se}$  ist das Mischungsverhältnis des  $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$  positiv, was auf oblate Deformation hindeuten könnte. Im Gegensatz dazu ist das Mischungsverhältnis des Übergangs  $15/2^+ \rightarrow 13/2^+$  (891.4 keV) negativ. Der  $15/2^+$  Zustand bei 1863 keV enthält also offenbar verschiedene Konfigurationen, worauf auch das Zerfallsverhalten hinweist.

Zusätzlich zu dieser  $g_{9/2}$ -Bande wurde eine weitere reguläre Rotationsbande auf dem  $5/2^+$  Isomer bei 192 keV beobachtet. Sie hat kein Analogon in den benachbarten Selen-Isotopen  $^{69,71}\text{Se}$ , wurde aber auch in dem  $N = 39$  Isoton  $^{75}\text{Kr}$  gefunden [Sko90, Chi88]. Wie in  $^{75}\text{Kr}$  ist diese stark gekoppelte Bande auf der Nilsson-Konfiguration  $[422]5/2^+$  aufgebaut, die in der Nähe des Fermi-Niveaus für  $N=39$  bei prolater Deformation erwartet wird. Das Mischungsverhältnis des Übergangs  $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$  innerhalb der Bande ist wie erwartet negativ, deutet also auf prolate Deformation hin.

Das  $15/2^+$ -Niveau bei 1863 keV zerfällt zu den beiden  $11/2^+$ -Niveaus der  $9/2^+$ - und der  $5/2^+$  Bande. Obwohl der Zustand ein Yrast-Zustand ist, ist die Intensität des Übergangs  $15/2^+ \rightarrow 11/2_2^+$  größer, als die Intensität des Übergangs  $15/2^+ \rightarrow 11/2_1^+$ , was auf eine Beimischung der  $[422]5/2^+$ -Konfiguration deutet. Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit, die aus der Lebensdauer des  $15/2^+$ -Niveaus und den Intensitäten der beiden Übergängen  $15/2^+ \rightarrow 11/2^+$  hergeleitet ist, deutet auf eine etwas höhere

Quadrupoldeformation der  $5/2^+$ -Bande im Vergleich zur  $9/2^+$ -Bande.

Die Bande auf dem  $3/2^-$  Isomer (B+C in Abbildung 3.22) zeigt eine regelmäßige Rotationsstruktur. Die relativ großen  $B(M1)$  Werte der Übergänge innerhalb der Bande deuten auf eine Konfiguration mit einem großem magnetischen Moment hin. Folglich wird angenommen, daß die Bande auf der Nilsson-Konfiguration  $[301]3/2^-$  aufgebaut ist. Die Bande hat ebenfalls ein Analogon im ( $N=39$ )-Isoton  $^{75}\text{Kr}$ . Jedoch weisen die verschiedenen M1-Stärken innerhalb der Banden darauf hin, daß in  $^{73}\text{Se}$  die  $p_{3/2}$ -Konfiguration dominiert, in  $^{75}\text{Kr}$  dagegen die  $f_{5/2}$ -Konfiguration. Die prolate Deformation der Bande wird erneut durch zwei Mischungsverhältnisse bestätigt. Sowohl der Übergang  $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ , als auch der Übergang  $13/2^- \rightarrow 11/2^-$  haben negatives  $\delta$ .

Den beiden Banden A und D konnten bislang keiner Konfiguration zugewiesen werden. Jedoch könnte ihr Vorhandensein auf den Einfluß verschiedener triaxialer Deformationen schließen lassen.

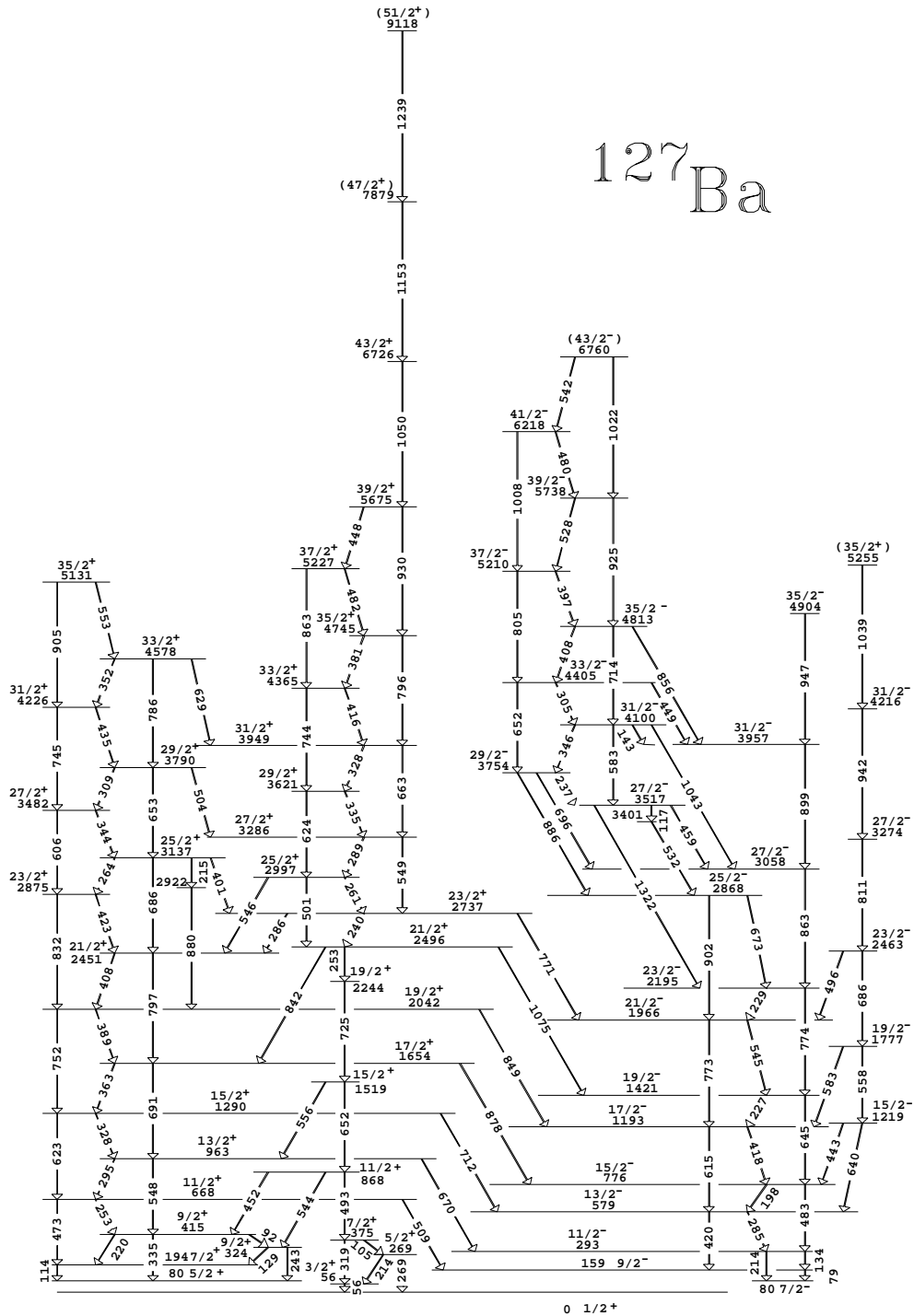
Kürzlich wurde  $^{73}\text{Se}$  von Kaplan et al. mit der Reaktion  $^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},\alpha p n)$  untersucht [Kap91]. Die Yrast-Bande wurde bis  $33/2^+$  beobachtet, während das  $5/2^+$ -Niveau bei 192 keV und das  $11/2^+$ -Niveau bei 943 keV nicht gesehen wurden. Auch die jeweils zweiten Zustände mit Spin  $13/2^+$  und  $17/2^+$  bei 1573 keV und 2639 keV wurden nicht beobachtet. So verwundert es nicht, daß das  $7/2^+$ -Niveau bei 295 keV und das  $11/2^+$ -Niveau bei 999 keV als zur Grundzustandsbande gehörend interpretiert werden.

#### 4.2.1 Anmerkung zur Anregungsfunktion in $^{73}\text{Se}$

In  $^{73}\text{Se}$  wurden die Spins durch die Messung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen bestimmt (siehe Abschnitt 3.3.2). Hierbei fiel besonders auf, daß die Referenz-Niveaus zur Spinbestimmung bei der Anregungsfunktionsauswertung für gleiche Spins bei verschiedener Parität nicht die gleichen Steigungen hatten (siehe Abb. 4.6). In  $^{73}\text{Se}$  spielt Formkoexistenz eine wichtige Rolle, d.h. der Kern kann sowohl oblat als auch prolat deformiert sein. Es ist bekannt, daß in  $^{73}\text{Se}$  Zustände verschiedener Parität unterschiedlich deformiert sind [Dew87]. Folglich liegt die Vermutung nahe, daß der Kern somit bei Zuständen verschiedener Parität bzw. Deformation verschiedene Niveaudichten besitzt, was sich in einem unterschiedlichen Bevölkerungsverhalten bei Kernreaktionen äußert. Es ist somit sehr wahrscheinlich, daß die Verschiedenheit der Anregungsfunktionen der Referenz-Niveaus für positive und negative Paritäten in  $^{73}\text{Se}$  auf unterschiedliche Deformationen zurückzuführen ist.

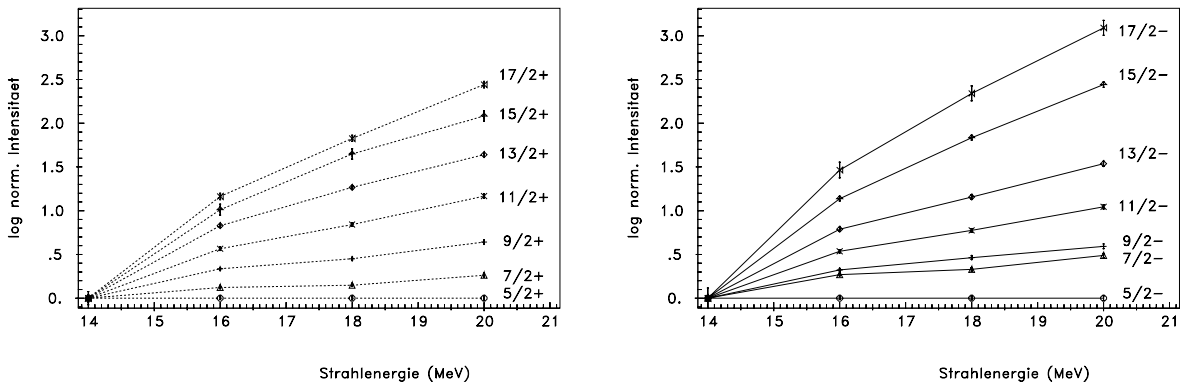
In Fällen wie dem hier beschriebenen sollte es folglich möglich sein, durch Vergleich von Sidefeeding-Analysen auch Paritäten zu bestimmen, falls der Spin eines Niveaus bereits bekannt ist.

!12



**Abbildung 4.4:** Vereinigtes Termschema von  $^{127}\text{Ba}$ , wie es in Chalk River mit der Reaktion  $^{117}\text{Sn}(^{13}\text{C},3n)$  bei 52-60 MeV Strahlenergie und in Köln mit der Reaktion  $^{96}\text{Zr}(^{36}\text{S},5n)$  bei 150 MeV Strahlenergie gefunden wurde.

**Abbildung 4.5:** Yrast-Banden der Selen-Isotope  $^{69,71,73}\text{Se}$ . Die Daten von  $^{69,71}\text{Se}$  stammen aus [Wio88-1, Wio88-2].



**Abbildung 4.6:** Referenz-Niveaus positiver und negativer Parität in  $^{73}\text{Se}$ . Der Vergleich zeigt, daß die Kurven der Referenz-Niveaus bei unterschiedlicher Parität verschiedene Steigungen haben. Es ist möglich, daß dies an verschiedenen Deformationen für Zustände verschiedener Parität liegt.

# 5 Spinbestimmung mit Rotationsformeln

## 5.1 Rotationsformeln

Die bekannteste Rotationsformel ist sicher die Formel von Bohr und Mottelson. Sie gibt die Energieeigenwerte eines starren quantenmechanischen Rotors an. Der freie Parameter  $\Theta$  steht für das Trägheitsmoment des Kerns.  $I$  bezeichnet den Kernspin und  $E$  seine Anregungsenergie.

$$E(I) = \frac{1}{2\Theta} I(I+1) \quad (5.1)$$

Da das Trägheitsmoment eines Kerns nicht für alle Niveaus konstant ist, wird es in vielen Fällen meist in verschiedene Potenzen von  $I$  entwickelt. Ein Beispiel ist die Gleichung zur Beschreibung der Yrast-Linie in CASCADE:

$$E(I) = \frac{1}{2\Theta(1 + aI^2 + bI^4)} I(I+1) \quad (5.2)$$

Hier sind  $\Theta$ ,  $a$  und  $b$  freie Parameter. Die wohl meisten Gleichungen zur Beschreibung von Rotationsbanden lassen sich auf folgende Form bringen:

$$\begin{aligned} 0 &= \sum_{j=1}^N (\alpha_j E^j) + \sum_{j=1}^M (\beta_j I^j) + \sum_{j=1}^X \sum_{l=1}^Y (\gamma_{j,l} I^j E^l) \\ E &= E(I) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Der Term mit gemischten Potenzen von  $E$  und  $I$  erlaubt Abhängigkeiten des Trägheitsmomentes von  $I$  (siehe Gleichung 5.2). Beispielsweise ergibt sich mit  $N=1$ ,  $\alpha_1=1$  und  $M=2$ ,  $\beta_1=\beta_2$  sowie  $\gamma_{j,l}=0$  für alle  $j$  und  $l$ :

$$0 = 1 * E(I) + \beta_1 I + \beta_1 I^2 \quad (5.4)$$

Nach einer kleinen Umformung folgt Gleichung 5.1. Die Zahl der Rotationsformeln, die durch Null setzen und Gleichsetzen der verschiedenen Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  entstehen können, ist beliebig.

Ziel ist es nun, Rotationsformeln zu erhalten, die mit zwei oder höchstens drei freien Parametern gute Beschreibungen von Rotationsbanden liefern. Das, was hier also letztlich optimiert werden soll, ist das Konvergenzverhalten der Gleichungen.

Im Folgenden wird zunächst gezeigt, wie gut mit Gleichungen vom Typ 5.3 Rotationsbanden beschrieben werden können. Anschließend wird die Methode der Spinbestimmung mit Hilfe von Rotationsformeln vorgestellt.

Folgende Funktionen, die alle Spezialfälle der Gleichung 5.3 sind, werden verwendet:



Ein freier Parameter (a):

$$E(I) = a * I(I + 1) \quad (5.5)$$

Zwei freie Parameter (a,b):

$$E(I) = \frac{1}{a + bE} I(I + 1) \quad (5.6)$$

$$E(I) = I(I + 1)[a + b * (I + 1/2)] \quad (5.7)$$

$$E(I) = a * I(I + 1) + b * [I(I + 1)]^2 \quad (5.8)$$

Drei freie Parameter (a,b,c):

$$E(I) = \frac{1}{a + bE(I)} [I^2 + dI] \quad (5.9)$$

$$E(I) = \frac{1}{a + bE + cE^2} I(I + 1) \quad (5.10)$$

$$E(I) = I(I + 1) * [a + b * (I + 1/2) + c * (I + 1/2)^2] \quad (5.11)$$

$$E(I) = a * I(I + 1) + b * [I(I + 1)]^2 + c * [I(I + 1)]^3 \quad (5.12)$$

Gleichung 5.5 ist die des starren Rotors von Bohr und Mottelson. Gleichung 5.6 ist die von Lipas [Lip89]. Gleichung 5.7 ist eine Erweiterung von Gleichung 5.5 mit einem speziellen multiplikativen linearen Term. Gleichung 5.8 ist die des starren Rotors mit zwei freien Parametern. Gleichung 5.9 ist eine Kombination der Gleichung von Ejiri [Eji68] und Lipas [Lip89]. Die Gleichungen 5.10, 5.11 und 5.12 sind die Erweiterungen der Gleichungen 5.6, 5.7 und 5.8 von zwei auf drei freie Parameter.

Es wurde nun versucht mit diesen Gleichungen durch Anpassung der freien Parameter die Grundzustandsbanden von Kernen, die als sehr gute Rotoren bekannt sind, zu beschreiben. Die Niveauenergien der Banden sind Referenz [Xu89] entnommen. Die quadratische Abweichung zwischen den experimentellen- und den berechneten Niveauenergien wird durch das folgende reduzierte  $\chi^2$  ausgedrückt, wobei  $f$  die Anzahl der Freiheitsgrade (Zahl der Niveaus minus Zahl der freien Parameter) bezeichnet:

$$\chi^2 = \frac{1}{f} \sum_{i=1}^N \frac{(E_i^{exp} - E_i^{fit})^2}{(\Delta E_i^{exp})^2} \quad (5.13)$$

Die quadratischen Abweichungen  $\chi^2$  werden verwendet, da die Verteilung der  $\chi^2$  bekannt ist und folglich für jeden Freiheitsgrad angegeben werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine abgelehnte Spinhypothese irrtümlich verworfen wird.

Die Ergebnisse der Anpassungen sind in folgender Tabelle aufgeführt.

	Zahl fr.Par.	Gleichung	<sup>172</sup> Yb 0 <sup>+</sup> -16 <sup>+</sup>	<sup>174</sup> Yb 0 <sup>+</sup> -20 <sup>+</sup>	<sup>238</sup> U 0 <sup>+</sup> -28 <sup>+</sup>	<sup>240</sup> Pu 0 <sup>+</sup> -14 <sup>+</sup>	<sup>248</sup> Cm 0 <sup>+</sup> -28 <sup>+</sup>
Bohr1	1	5.5	33977	17130	28943	50734	21743
$\chi^2_{98\%}$			2.271	2.116	1.884	2.375	1.919
Lipas2	2	5.6	60.05	78.83	7.26	2.77	72.08
(I+1/2)	2	5.7	57.12	166.65	104.47	19.90	424.13
Bohr2	2	5.8	260.77	822.83	3522.32	18.10	1914.49
$\chi^2_{98\%}$			2.375	2.187	1.959	2.506	1.959
Lipas3	3	5.10	0.47	2.90	7.51	0.10	31.48
(I+1/2)	3	5.11	11.97	36.82	85.42	0.86	184.61
Bohr3	3	5.12	4.94	20.72	136.52	0.39	5.15
$\chi^2_{98\%}$			2.506	2.271	2.004	2.678	2.004

Beispiele reduzierter  $\chi^2$  nach Gleichung 5.13.

Als Fehler der Übergangsenergien ist zu  $\Delta E_\gamma = 0.1$  keV angenommen.

Folgende Ergebnisse lassen sich der Tabelle entnehmen:

- Die Gleichungen von Lipas sind am besten geeignet um Rotationsbanden zu beschreiben. Die  $\chi^2$  der Gleichung von Lipas (Formel 5.6 u. 5.10), sind zum Teil um den Faktor zehn (!) kleiner als die  $\chi^2$  der Gleichungen von Bohr und Mottelson (Gleichung 5.8 u. 5.12).
- Auch Gleichung 5.7 ergibt kleinere  $\chi^2$  als die Formel von Bohr und Mottelson mit zwei freien Parametern.
- Bei den Gleichungen mit drei freien Parametern gibt es keinen großer Unterschied mehr in der Qualität der Anpassungen, allerdings liefert auch hier die Gleichung von Lipas immer noch etwas kleinere  $\chi^2$  als die beiden anderen.

Es ist auffällig, daß bei den Gleichungen mit zwei Parametern die von Bohr und Mottelson solch große Abweichungen liefert (siehe <sup>238</sup>U). Weiter scheint die Berücksichtigung einer Energieabhängigkeit des Kernträgheitsmomentes eine sehr wichtige Voraussetzung für eine geeignete Rotationsformel zu sein.

Um Banden mit Rotationsformeln zu beschreiben, deren Spins nicht bekannt sind, werden die Rotationsformeln so umgeformt, daß die jetzt unbekannt absoluten Niveauenergien nicht mehr vorkommen. Für die Energien der Niveaus gilt:

$$E(I) = \Delta E(I) + E(I_0) \quad (5.14)$$

Die  $\Delta E(I)$  bezeichnen dabei die experimentellen Niveauenergiedifferenzen, die durch einfache Addition der Übergangsenergien berechnet werden.  $E(I_0)$  bezeichnet die (unbekannte) Differenz zwischen dem untersten bekannten Niveau der Bande und dem ebenfalls unbekannt Bandenmitglied mit  $I=0$ .

Mit einigen Umformungen ergeben sich Funktionen, die unabhängig von den unbekannt absoluten Niveauenergien  $E^{exp}(I)$  sind und nur von den bekannten Differenzen  $\Delta E^{exp}(I) + E(I_0)$  abhängen.  $I_0$  bezeichnet den Spin des tiefsten bekannten Zustands.

$$\Delta E(I) = \frac{1}{\alpha' + \beta' \Delta E(I)} [I(I+1) - I_0(I_0+1)] \quad (5.15)$$

$$\Delta E(I) = \frac{1}{\alpha' + \beta' \Delta E(I) + c \Delta E(I)^2} [I(I+1) - I_0(I_0+1)] \quad (5.16)$$

## 5.2 Spinbestimmung

Banden, deren Spins zu bestimmen sind, sollen hier als Sequenzen von E2-Übergängen verstanden werden. Die Spins der Niveaus ergeben sich folglich aus dem Spin des untersten Zustands plus  $\Delta I=2$  für jedes weitere Niveau. Wie auch schon bei der "Methode der minimalen Differenzen" wird nur der Spin des tiefsten Zustands bestimmt, alle anderen Spins liegen dadurch fest. Die Abstände zwischen den Niveaus in einer Rotationsbande hängen bei konstantem Trägheitsmoment charakteristisch von den Spins der beteiligten Kern-Niveaus ab. Rotationsformeln beschreiben Rotationsbanden folglich verschieden genau, je nach angenommenen Spin für das unterste Niveau.

Die Spinbestimmung geschieht nun wie folgt: Die freien Parameter einer Rotationsformel werden für eine Spinhypothese durch eine Anpassung so bestimmt, daß die Abweichung  $\chi^2$  zwischen experimentellen Niveauenergien und den durch die Rotationsformel berechneten ein Minimum ergibt. Der Spin des untersten Zustands der Bande  $I_0$  wird nicht angepaßt, sondern konstant gehalten. Die Größe  $\chi^2$  wird als Vertrauensmaß für die Wahl des Spins betrachtet, d.h. je kleiner das  $\chi^2$ , desto besser beschreibt die Funktion die Rotationsbande.

Der Vergleich verschiedener Hypothesen anhand von  $\chi^2$ -Abweichungen wird  $\chi^2$ -Test genannt. Bei dem  $\chi^2$ -Test, der hier zur Spinbestimmung verwendet wird, ist es wichtig die genauen statistischen Fehler der Energieniveaus  $\Delta E$  zu kennen, da sonst ein sinnvoller  $\chi^2$ -Test nicht ausgeführt werden kann. Nur sehr selten werden für Energieniveaus statistische Fehler angegeben, da besonders bei sehr verzweigten Termschemata eine genaue Berechnung sehr aufwendig ist.

Die Fehler der Energieniveaus müssen folglich sinnvoll abgeschätzt werden. Bei Rotationsbanden, wo jedes Niveau von nur einem Übergang bevölkert und von nur einem Übergang entvölkert wird, folgen die Fehler  $\Delta E$  der Niveaus aus den Fehlern der Übergänge  $\Delta E_\gamma$  nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:  $\Delta E = \sqrt{\sum_i (\Delta E_\gamma^i)^2}$ . Sind keine Fehler der Übergangsenergien  $\Delta E_\gamma$  bekannt, müssen sie je nach Meßmethode abgeschätzt werden. Als konservativer Richtwert kann  $\Delta E_\gamma=0.1$  keV gelten. Da dieser Wert meist kleiner ist, als der wirkliche statistische Fehler, wird dies zu eher zu großen Werten  $\chi^2$  führen, so daß Hypothesen eher als unrichtig verworfen werden.

Sind die Übergangsenergien nur auf 1 keV genau angegeben, gilt  $\Delta E_\gamma=0.5$  keV.

Der  $\chi^2$ -Test wird nun wie folgt ausgeführt:

- Für die Energieniveaus werden, falls nicht bekannt, sinnvolle Fehler  $\Delta E$  abgeschätzt.

- Für alle sinnvollen Spinhypotheseen werden nun nach Gleichung 5.13 die  $\chi^2$  bestimmt.
- Die Wahrscheinlichkeit richtige Hypothesen irrtümlich zu verwerfen (Irrtumswahrscheinlichkeit) wird (etwas willkürlich) auf 98% festgelegt. Das heißt Hypothesen, deren  $\chi^2$ -Werte im Intervall  $[0, \chi_{98\%}^2]$  liegen, werden als richtig akzeptiert, die übrigen verworfen. Der Wert  $\chi_{98\%}^2$  ist so bestimmt, daß die Fläche unter der  $\chi^2$ -Verteilung von Null bis  $\chi_{98\%}^2$  gleich 0.98 beträgt (siehe [Bev69]).

In der Praxis zeigt sich, daß die  $\chi_{min}^2$  nur sehr selten in dem Bereich  $[0, \chi_{98\%}^2]$  liegen. Ist  $\chi_{min}^2$  viel kleiner als der Erwartungswert  $\chi_{erw}^2$ , sind die Annahmen über die Fehler der Energieniveaus falsch und sollten überprüft werden. Ist  $\chi_{min}^2$  viel größer als der Erwartungswert  $\chi_{erw}^2$ , können zwei Schlüsse gezogen werden. Entweder beschreibt die Hypothese die Meßdaten nicht (dies ist meistens der Fall) oder die Meßfehler sind zu klein. Die Spinhypotheseen müßten folglich alle verworfen werden; Spins von Rotationsbanden könnten mit Rotationsformeln nicht bestimmt werden.

Unter der zusätzlichen Annahme, daß die Abweichungen der  $\chi^2$  nur durch falsche statistische Fehler der Energieniveaus  $\Delta E$  hervorgerufen werden, können doch noch die verschiedenen Spinhypotheseen verglichen werden und Aussagen über Irrtumswahrscheinlichkeiten gemacht werden. Dazu werden die  $\chi^2$ -Werte aller Hypothesen so mit einem Korrekturfaktor multipliziert, das das minimale  $\chi_{min}^2$  gleich dem Erwartungswert  $\chi_{erw}^2$  wird. Dies ist gleichbedeutend mit einer Korrektur der Meßfehler um den Faktor  $\sqrt{\chi^2}$ . Die  $\chi^2$  welcher Spinhypotheseen nun in das Intervall  $[0, \chi_{98\%}^2]$  fallen, d.h. akzeptiert werden, kann in Tabellen (z.B. [Bev69]) nachgeschlagen werden.

Wie gut die mit dieser Methode bestimmten Spins mit den Spins, die mit exakten Methoden bestimmt wurden, übereinstimmen, soll anhand einiger Beispiele überprüft werden. Hierzu werden die beiden Formeln von Lipas verwendet, da sie die Rotationsbanden am besten beschreiben.

Die Methode wird zunächst an der Grundzustandsbande von  $^{238}\text{U}$  getestet. Dazu werden einmal die untersten beiden Übergänge und einmal die untersten vier Übergänge als unbekannt angenommen. Die Spinbestimmung sollte folglich Spin  $4\hbar$  bzw. Spin  $8\hbar$  als Spin des tiefsten bekannten Zustands ergeben.

Folgende zwei Tabellen zeigen die  $\chi^2$  der verschiedenen Spinhypotheseen. Die minimalen  $\chi^2$  sind jeweils hervorgehoben.

Zahl fr. Par.	Gleichung	$\chi_{98\%}^2$	Spin ( $\hbar$ )				
			2	3	4	5	6
2	Lipas25.15	2.056	8355.13	1577.20	<b>9.06</b>	1238.45	4036.77
3	Lipas35.16	2.116	2228.44	448.69	<b>4.77</b>	214.72	764.48

Reduziertes  $\chi^2$  nach Gleichung 5.13 für die Zustände  $4^+-28^+$  der Grundzustandsbande in  $^{238}\text{U}$ . Der Fehler der Übergangsenergie wurde jeweils zu  $\Delta E_\gamma=0.1$  keV angenommen.

Zahl fr. Par.	Gleichung	$\chi_{98\%}^2$	Spin ( $\hbar$ )				
			6	7	8	9	10
2	Lipas25.15	2.187	836.18	137.35	<b>14.76</b>	261.270	747.95
3	Lipas35.16	2.271	116.31	25.66	<b>4.52</b>	26.80	76.66

Reduziertes  $\chi^2$  nach Gleichung 5.13 für die Zustände  $8^+$ - $28^+$  der Grundzustandsbande in  $^{238}\text{U}$ . Der Fehler der Übergangsenergie wurde jeweils zu  $\Delta E_\gamma=0.1$  keV angenommen.

In beiden Fällen liegt das Minimum beim gewünschten Spin, d.h. hier liefert die Methode in beiden Fällen ein richtiges Resultat. Da die minimalen  $\chi_{min}^2$  jeweils größer als die Werte  $\chi_{98\%}^2$  sind, sind diese Ergebnisse zunächst mit Vorsicht zu betrachten. Werden nach dem oben geschilderten Verfahren die minimalen  $\chi_{98\%}^2$  auf Eins normiert, entspricht dies einer Vergrößerung der Fehler der Übergangsenergien auf etwa 0.2 keV, was durchaus noch realistisch ist. Aufgrund dieser Überlegung werden die bestimmten Spins akzeptiert.

Als zweites Beispiel sollen die Spins der beiden Banden auf dem  $5^-$ -Zustand und dem  $6^-$ -Zustand in  $^{114}\text{Sn}$  [Sch91] bestimmt werden. Hier ist der Zerfall der Bande bekannt, ebenfalls die Spins der Niveaus, d.h. die bestimmten Spins können mit den experimentell gefundenen verglichen werden.

Folgenden zwei Tabellen zeigen die Ergebnisse der Anpassungen.

Zahl fr. Par.	Gleichung	$\chi_{98\%}^2$	Spin ( $\hbar$ )				
			4	5	6	7	8
2	Lipas2 5.15	2.375	568.37	<b>9.15</b>	344.48	1200.50	2364.50
3	Lipas3 5.16	2.506	108.23	<b>10.58</b>	38.60	136.10	272.63

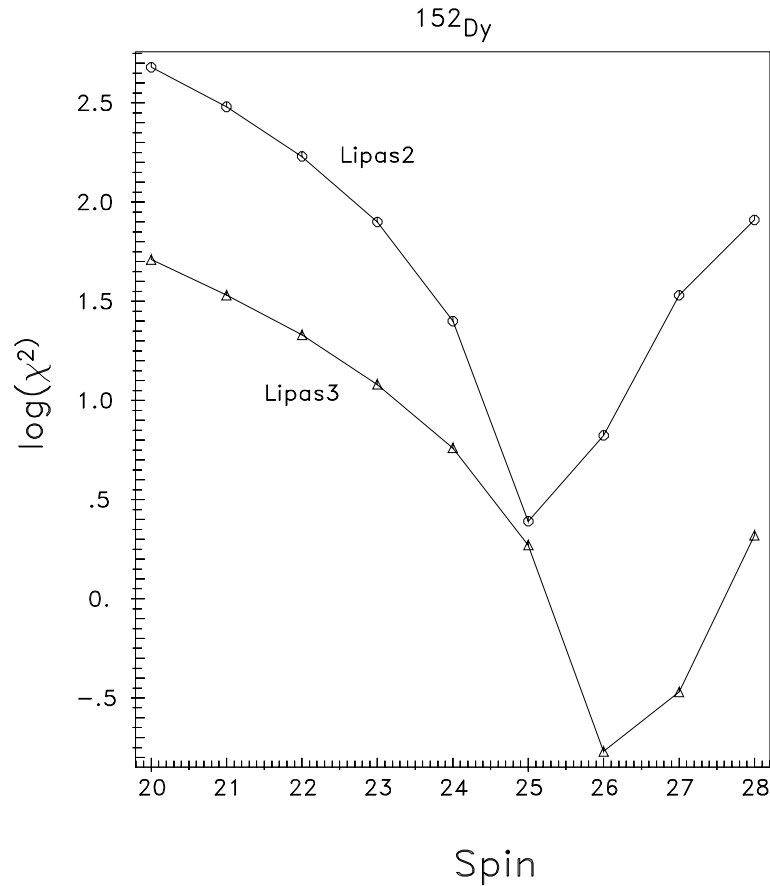
Reduziertes  $\chi^2$  nach Gleichung 5.13 für die Bande auf dem  $6^-$ -Zustand in  $^{114}\text{Sn}$ . Der Fehler der Niveauenergie wurde jeweils zu  $\Delta E=0.5$  keV angenommen

Zahl fr. Par.	Gleichung	$\chi_{98\%}^2$	Spin ( $\hbar$ )				
			3	4	5	6	7
2	Lipas2 5.15	2.271	<b>1013.94</b>	11565.16	3569.42	6345.41	9530.35
3	Lipas3 5.16	2.375	1173.55	441.48	144.77	<b>90.47</b>	177.79

Reduziertes  $\chi^2$  nach Gleichung 5.13 für die Bande auf dem  $5^-$ -Zustand in  $^{114}\text{Sn}$ . Der Fehler der Niveauenergie wurde jeweils zu  $\Delta E=0.5$  keV angenommen

Die Minima der  $\chi^2$ , d.h. die bestimmten Spins liegen in beiden Fällen um eine Einheit neben dem von Schimmer et al. [Sch91] gefundenen. Erst eine Vergrößerung der Fehler der Niveauenergien auf unrealistische  $\approx 1.5$  keV führt zu  $\chi_{min}^2$ -Werten, die unter

$\chi_{min}^2$  liegen. Die Spins dieser beiden Banden lassen sich also nicht bestimmen. Die Rotationsformeln beschreiben die Banden nicht ausreichend genau, da das Trägheitsmoment des Kerns offenbar nicht konstant genug ist.



**Abbildung 5.1:** Logarithmus der Abweichung  $\chi^2$  zwischen berechneten und experimentellen Niveauenergien in der superdeformierten Bande von  $^{152}\text{Dy}$ . Das Minimum der Fitfunktion 5.12 legt den Spin  $I_0$  des tiefsten Zustands der Bande fest.

Als letzte Anwendung der Methode sollen die Spins der superdeformierten Bande in  $^{152}\text{Dy}$  [Twi86] bestimmt werden. Der Zerfall dieser Bande ist zur Zeit nicht bekannt. Twin et al. schlagen für den tiefsten bekannten Zustand dieser Bande eine Spin von 22 vor [Twi86].

In der folgenden Tabelle sind die  $\chi^2$ -Werte gezeigt. Die  $\chi^2$  sind unter der begründeten Annahme berechnet, daß es sich um eine  $\Delta I=2$  Bande handelt. In Abbildung 5.1 ist der Logarithmus von  $\chi^2$  gegen die getesteten Spins aufgetragen. Das Minimum von  $\chi^2$  liegt klar bei  $26\hbar$  und nicht bei  $22\hbar$ .

Zahl fr.Par.	$\chi^2_{98\%}$	Gleichung	Spin ( $\hbar$ )									
			20	21	22	23	24	25	26	27	28	
2	1.797	Lipas2 5.6	482.02	301.21	169.30	79.30	25.36	<b>2.50</b>	6.69	34.25	82.11	
3	1.823	Lipas3 5.10	51.07	34.21	21.43	12.11	5.73	1.85	<b>0.17</b>	0.34	2.10	

Reduziertes  $\chi^2$  nach Gleichung 5.13 für die superdeformierten Bande in  $^{152}\text{Dy}$ . Als Energiefehler wurde  $\Delta E_\gamma = 0.5 \text{ keV}$  angenommen.

Da die Übergangsenergien in  $^{152}\text{Dy}$  nur auf 1 keV genau angegeben sind, wird als Energiefehler  $\Delta E_\gamma = 0.5 \text{ keV}$  angenommen. Für 20 Niveaus, die für die Anpassung verwendet werden, beträgt die Zahl der Freiheitsgrade 18 für Gleichung 5.6 (Lipas 2) bzw. 17 für Gleichung 5.10 (Lipas 3).

Das minimale  $\chi^2$  der Lipas-Formel mit 3 freien Parametern ist für die Spins 26 und 27 viel kleiner als der Erwartungswert für  $\chi^2_{erw}$ , der 0.961 beträgt. Offenbar beschreibt die Rotationsformel die Bande zu genau, d.h. die angenommenen Fehler der Energieniveaus sind zu groß. Diese können jedoch nicht kleiner angegeben werden, da in der Veröffentlichung von Twin et al. die Übergangsenergien auf 1 keV genau angegeben sind. Hier spielen vielleicht auch systematische Fehler eine Rolle. Ohne genauere Kenntnis der Art und Weise, wie die Übergangsenergien und deren Fehler gemessen wurden, ist dies jedoch nicht beweisbar.

Werden alle  $\chi^2$ -Werte mit 5.653 multipliziert, wird  $\chi^2_{min}$  gleich  $\chi^2_{erw} = 0.961$ . Der  $\chi^2$ -Wert für Spin 27 steigt auf 1.922. Der Vergleich der beiden Hypothesen ergibt also, daß die Spinhypothese für Spin 27 abzulehnen ist, da 1.922 größer ist als der  $\chi^2_{98\%}$ -Wert, der 1.823 beträgt.

Den Spin von  $(22)\hbar$ , den Twin et al. für den tiefsten bekannten Zustand der von ihnen gefundene Bande vorschlagen, ist aus dem angenommenen statistischen Zerfall der Bande geschlossen. Der Spin  $(22)\hbar$  ist der Mittelwert der Spins der bevölkerten Zustände mit Spin  $19\hbar$  bis  $25\hbar$  [Twi86]. Die Annahme des Spins  $(22)\hbar$  muß folglich als sehr unsicher gelten. Die Abweichung von  $4\hbar$  zwischen dem Spin aus obiger Analyse und dem von Twin et al. vorgeschlagenen ist folglich nicht sehr besorgniserregend. Welche Spins die Niveaus der Bande nun exakt haben, kann nur die Spektroskopie des Zerfalls der Bande und eine Spinbestimmung mit exakten Methoden zeigen.

### 5.3 Zusammenfassung

Auch die Methode der Spinbestimmung durch Rotationsformeln ist eine empirische Methode. Sie liefert keine exakten Spins.

Sie ist bis jetzt eine der wenigen Methoden, die helfen, Näherungen für Spins in superdeformierten Banden zu finden.

Für den tiefsten Zustand der superdeformierten Bande in  $^{152}\text{Dy}$  wird ein Spin von  $(26)\hbar$  vorgeschlagen.

## 5.4 Mathematischer Anhang

Im folgenden wird kurz gezeigt, wie die Funktion 5.10 zu 5.16 umgeformt werden kann.

$$\Delta E_{exp} = E(I) - E(I_0) \quad (5.17)$$

$$E_0 = E(I_0) \quad (5.18)$$

$$E(I) = \frac{1}{a + bE(I) + cE(I)} I(I + 1) \quad (5.19)$$

Es folgt:

$$\Delta E_{exp} + E(I_0) = \frac{1}{a + b[E(I_0) + \Delta E_{exp}] + c[E(I_0) + \Delta E_{exp}]^2} I(I + 1) \quad (5.20)$$

$$\Delta E_{exp} = \frac{1}{\alpha + \beta \Delta E_{exp} + c \Delta E_{exp}^2} I(I + 1) - E(I_0) \quad (5.21)$$

mit

$$\alpha = a + bE(I_0) + cE(I_0)^2 \quad (5.22)$$

$$\beta = b + c + 2E(I_0) \quad (5.23)$$

Einsetzen von  $I_0$  in  $E(I)$  ergibt  $E(I_0)$ :

$$E(I_0) = \frac{1}{a + bE(I_0) + cE(I_0)} I_0(I_0 + 1) \quad (5.24)$$

$$E(I_0) = \frac{1}{\alpha} I_0(I_0 + 1) \quad (5.25)$$

Es folgt:

$$\Delta E = \frac{1}{\alpha + \beta \Delta E_{exp} + c \Delta E_{exp}^2} I(I + 1) - \frac{1}{\alpha} I_0(I_0 + 1) \quad (5.26)$$

Damit ergibt sich die gewünschte Fitfunktion:

$$\Delta E_{exp} = \frac{1}{\alpha' + \beta' \Delta E_{exp} + c \Delta E_{exp}^2} [I(I + 1) - I_0(I_0 + 1)] \quad (5.27)$$

mit

$$\alpha' = \alpha + \frac{\beta}{\alpha} \quad (5.28)$$

$$\beta' = \alpha + \frac{\beta}{\alpha} \quad (5.29)$$

Es wird nun gezeigt, daß in folgender Funktion, die nach obigem Muster aus Gleichung 5.9 folgt,  $E(I)$  nicht von  $I_0$  allein abhängt, d.h.  $I_0$  kann mit dieser Funktion nicht bestimmt werden, sondern nur die Differenz  $I - I_0$ .



$$\Delta E(I) = \frac{1}{\alpha' + \beta' \Delta E(I)} [(I^2 + dI) - (I_0^2 + dI_0)] \quad (5.30)$$

$$\Delta E(I) = \frac{1}{\alpha' + \beta' \Delta E(I)} [(I^2 + dI) - (I_0^2 + dI_0)] \quad (5.31)$$

Multiplikation mit dem Nenner gibt:

$$\alpha' \Delta E(I) + \beta' \Delta E(I)^2 = (I^2 + dI) - (I_0^2 + dI_0) \quad (5.32)$$

$$= (I - I_0)((I + I_0) + d) \quad (5.33)$$

$$= (I - I_0)((I - I_0) + 2I_0 + d) \quad (5.34)$$

$$= (I - I_0)((I - I_0) + d') \quad (5.35)$$

Es gilt:

$$I = n\Delta I + I_0 \quad (5.36)$$

Somit ist der Ausdruck  $(I - I_0 = n\Delta I)$  nicht mehr von  $I_0$  abhängig, d.h. mit Gleichung 5.30 lassen sich keine Spins bestimmen.

# Literaturverzeichnis

- [Alb88] S.Albers, A.Clauberg, A.Dewald, C.Wesselborg, A.Zilges, The interactive peak fitting code LEONE, Verhandlungen der DPG (VI) 23, Berlin, page 227(1988)
- [And82] W.Andrejscheff, M.Senba, N.Tsoupas, and ZZ.Ding, Nucl.Instr.Meth. 204(1982)123
- [Bev69] P.R.Bevongton, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill 1969
- [Bla52] J. M. Blatt und V. F. Weisskopf, Theoretical nuclear physics (Wiley, New York, 1952)
- [Bre88] P.vonBrentano, A.Dewald, W.Lieberz, R.Reinhardt, K.O.Zell und W.Zipper, in: "Nuclear Structure of the Zr Region", J.Eberth, R.A.Meyer, K.Sistemich (ed.), Springer Conf. Ser., Berlin 1988, p.157
- [Bre91] P.von Brentano, private Mitteilung, 1991
- [Chi88] A.A.Chishti, M.Campbell, W.Gelletly, L.Göttig, A.N.James, C.J.Lister, D.J.G.Love, J.H.McNeill, R.Moscrop, O.Skeppstedt and B.J.Varley, Proc. of the Int. Workshop on Nucl. Structure of the Zirkonium Region, Bad Honnef/FRG, April 1988, p. 320
- [Cot91] P.D.Cottle, Phys.Rev. C41(1990)517  
P.D.Cottle, Z.Phys.A338(1991)281
- [Dew87] A.Dewald, A.Gelberg, U.Kaup, R.Richter, K.O.Zell, and P.vonBrentano, Z.Phys. 326(1987)509
- [Dich88] W.Dichter, Diplomarbeit IKP-Köln 1988, unveröffentlicht
- [Eji68] H.Ejiri, M.Ishihara, M.Sakai, K.Katori and T.Imamura, J.Phys.Soc. Japan 24(1968)1189
- [Fri91] T.Fricke private Mitteilung 1991
- [Fun86] L.Funke, J.Döring, P.Kemnitz, E.Will, G.Winter, L.Hildingsson, A.Johnson and Th.Lindblad, Nucl.Phys.A455(1986)206
- [Fre89] S.Freund, Diplomarbeit IKP-Köln 1989, unveröffentlicht
- [Giz77] J.Gizon und A.Gizon, Z.Phys.A281(1977)99
- [Gra91-1] A.Granderath, Dissertation IKP-Köln 1991, unveröffentlicht
- [Gra91-2] A.Granderath, D.Lieberz, A.Gelberg, S.Freund, W.Lieberz, R.Wirowski and P. von Brentano, Nucl.Phys.A524(1991)153
- [Gro88] C.J.Gross, J.Heese, K.P.Lieb, S.Ulbig, W.Nazarewicz, C.J.Lister, B.J.Varley, J.Billowes, A.A.Chrishti, J.H.McNeil and W.Gelletly, Nucl.Phys.A501(1989)367
- [Grv67] J.R.Grover und J.Gilat, Phys.Rev. 157(1967)802

- [Grw90] H.Grawe, private Mitteilungen, 1989 u.1990
- [Ham74] J.W.Hamilton, A.V.Ramayya, W.T.Pinkston, R.M.Ronningen, G.Garcia-Bermudez, W.K.Carter, R.L.Robinson, W.J.Kim and R.O.Sayer, Phys.Rev.Lett. 32(1974)239
- [Han85] H.Hanewinkel, Programm LEONE, unveröffentlicht
- [Hee86] J.Heese, K.P.Lieb, L.Lühmann, F.Raether, B.Wörmann, D.Alber, H.Grawe, J.Eberth and T.Mylaeus, Z.Phys.A325(1986)45
- [Hee91] J.Heese, D.J.Blumenthal, A.A.Chishti, P.Chowdhury, B.Crowell, P.J.Ennis, C.J.Lister, and Ch.Winter, Phys.Rev.C43(1991)R921
- [Hill53] D.L.Hill, J.A.Wheeler, Phys.Rev. 89(1953)1102
- [Kap88] M.S.Kaplan, J.X.Saladin, L.Faro, D.F.Winchell, H.Takai and C.N.Knott, Phys.Lett.B215(1988)251
- [Kap91] M.S.Kaplan, J.X.Saladin, D.F.Winchell, H.Takai and J.Dudek, zu veröffentlichen
- [Kon69] J.Konijn, B.Klank, D.L.Spenny and R.A.Ristinen, Nucl.Phys.A138(1969)577
- [Kra79] H.J.Krappe, J.R.Nix, A.J.Sierk, Phys.Rev.C20(1979)992
- [Law91] Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Nuclear Science Division, Annual Report (1991)
- [Les85] Lesiak, W.Zipper, J.Czakański, Acta Physica Polonica B16(1985)775
- [Lid84] R.M.Lieder, H.Jäger, A.Neskakis, T.Venkova und C.Michel, Nucl. Instr. Meth. 220(1984)363
- [Lie85] W.Lieberz, Diplomarbeit IKP-Köln 1985, unveröffentlicht
- [Lie88] W.Lieberz, S.Freund, A.Granderath, A.Gelberg, A.Dewald, R.Reinhardt, R.Wirowski, K.O.Zell und P. von Brentano, Z.Phys.A330(1988)221
- [Lie91] W.Lieberz, F.Seiffert, A.Dewald, S.Freund, A.Gelberg, A.Gramderath, D.Lieberz, K.Schiffer, R.Wirowski und P. von Brentano, eingereicht bei Nucl.Phys. A
- [Lin68] J.Lindhard, V.Nielsen and M.Scharff, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 36(1968) no. 10
- [Lip89] P.Holmberg and P.O.Lipas, Nucl.Phys.A117(1968)552  
C.S.Wu and J.Y.Zeng, Commun. in Theor. Phys. 8(1987)51  
C.S.Wu and J.Y.Zeng, Phys.Rev.C40(1989)2337
- [Myl89] T.Mylaeus, J.Busch, J.Eberth, M.Liebchen, R.Sefzig, S.Skoda, W.Teichert, M.Wiosna, P.vonBrentano, K.Schiffer, K.O.Zell, A.V.Ramayya, K.H.Maier, W.Grawe, A.Kluge, and W.Nazarewicz, J.Phys.G 15(1989)L135
- [Neu90] U.Neuneyer, H.Wolters, A.Dewald, W.Lieberz, A.Gelberg, E.Ott, J.Theuerkauf, R.Wirowski, P.vonBrentano, K.Schiffer, D.Alber und K.H.Maier, Z.Phys.A336(1990)245

- [Pie79] R.B.Piercey, A.V.Ramayya, R.M.Ronningen, J.W.Hamilton, V.Maruhn-Rezwani, R.L.Robinson and W.J.Kim, Phys.Rev.C19(1979)1344
- [Pie81] R.B.Piercey, J.H.Hamilton, R.Soundranayagam, A.V.Ramayya, C.F.Maguir, 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 and H.K.Carter Phys. Rev. Lett. 51(1981)1514
- [Pie82] R.B.Piercy, A.V.Ramayya, J.W.Hamilton, X.-J.Sun, R.L.Robinson, W.J.Kim and J.C.Well, Phys.Rev.C25(1982)1941
- [Püh77] F.Pühlhofer Nucl.Phys. A280(1977)267
- [Sch91] M.Schimmer, R.Wirowski, S.Albers, G.Böhm, A.Dewald, A.Gelberg, and P.von Brentano, Z.Phys.A338(1991)117
- [Sei87] F.Seiffert, Programm APATHIE unveröffentlicht, IKP-Köln 1987, 'Quasi-Splins'
- [Sei88-1] F.Seiffert, Programm ALLEGRO unveröffentlicht, IKP-Köln 1988 'Erzeugung von Input- und Kommandofiles für CASCADE'
- [Sei88-2] F.Seiffert, Programm ANDANTE unveröffentlicht, IKP-Köln 1988 'Verarbeitung des Outputs von CASCADE'
- [Sei88-3] F.Seiffert, R.Wrzal, K.O.Zell, K.P.Schmittgen, R.Reinhardt, W.Lieberz, A.Dewald, A.Gelberg und P.von Brentano "73Se investigated by the ( $\alpha$ ,n) reaction" "Nuclear Structure of the Zirconium Region" Proceedings of the International Workshop Bad Honnef 4/1988 p.173 J.Eberth, R.A.Meyer, K.Sistemich (Eds.) Springer Verlag
- [Sei88-4] F.Seiffert, Diplomarbeit Köln 1988, z.T. veröffentlicht [Sei90-2, Sei91-1].
- [Sei90-1] F.Seiffert, A.Granderath, A.Dewald, W.Lieberz, U.Neuneyer, E.Ott, J.Theuerkauf, R.Wirowski, H.Wolters, K.O.Zell, P. von Brentano, K.Schiffer, D.Alber und K.H.Maier, Z.Phys.A336(1990)237
- [Sei90-2] F.Seiffert, W.Lieberz, K.P.Schmittgen, R.Reinhardt, R.Wirowski, R.Wrzal, K.O.Zell, P. von Brentano, R.Schwengner und L.Funke, Z.Phys.A336(1990)241
- [Sei91-1] F.Seiffert, R.Schwengner, G.Winter, L.Funke, W.Lieberz, R.Reinhardt, K.P.Schmittgen, D.Weil, R.Wrzal, K.O.Zell und P. von Brentano, Z.Phys.A340(1991)141
- [Sei91-2] F.Seiffert, H.Wolters, Programm TRIXL\_CONTOUR unveröffentlicht, IKP-Köln 1991
- [Sko90] S.Skoda, J.L.Wood, J.Eberth, J.Busch, M.Liebchen, T.Myläus, N.Schmal, R.Sefzig, W.Teichert and M.Wiosna, Z.Phys.A336(1990)391
- [Tho64] T.D.Thomas, Nucl. Phys. 53(1964) 577

- [Twi86] P.J.Twin, B.M.Nyako, A.H.Nelson, J.Simpson, M.A.Bentley, H.W.Cranmer-Gordon, P.D.Forsyth, D.Howe, A.R.Mokhtar, J.D.Morrison and G.Shelton, Phys.Rev.Lett 57(1986)811
- [War91] D.Ward, H.R.Andrews, V.P.Janzen, D.C.Radford, J.K.Johansson, D.Prevost, J.C.Waddington, A.Galindo-Uribarri und T.Drake "GAMMA RAY SPECTROSCOPY OF  $^{127}\text{Ba}$  AT MODERATE SPIN" zu veröffentlichen
- [Wei90] D.Weil, Diplomarbeit IKP-Köln 1990, unveröffentlicht
- [Wie91-1] I.Wiedenhöver, private Mitteilung, 1991
- [Wie91-2] I.Wiedenhöver, Diplomarbeit IKP-Köln 1991, unveröffentlicht
- [Win90] G.Winter, private Mitteilung, 1990
- [Wio88-1] M.Wiosna, J.Busch, J.Eberth, M.Liebchen, T.Mylaeus, N.Schmal, R.Sefzig, S.Skoda and W.Teichert, Phys.Lett.B200(1988)255
- [Wio88-2] M.Wiosna, Dissertation, Universität Köln 1988, unveröffentlicht
- [Wir90] R.Wirowski, private Mitteilungen, 1990
- [Wir91] Programm Bonbon Köln 1991, R.Wirowski u. F.Seiffert, IKP-Köln 1991
- [Wol90-1] Datenbank NUCI, Dissertation H.Wolters, Köln 1990, Programm NUCI, IKP Köln, NBI Kopenhagen, Lisboa Portugal
- [Wol90-2] Dissertation H.Wolters, Köln 1990, unveröffentlicht
- [Wol91] Programm Janmat Köln 1991, H.Wolters u. J.Theuerkauf, IKP-Köln 1991
- [Wys89] R.Wyss, A.Granderath, R.Bengtsson, P.vonBrentano, A.Dewald, A.Gelberg, A.Gizon, J.Gizon, S.Harissopulos, A.Johnson, W.Lieberz, W.Nazarewicz, J.Nyberg und K.Schiffer, Nucl.Phys.A505(1989)339
- [Xu89] F.X.Xu, C.S.Wu und J.Y.Zeng, Phys.Rev.C40(1989)40
- [Ze76] K.O.Zell, H.G.Friedrichs, B.Heits, P.vonBrentano and C.Protop, Z. Phys.A276(1976)371
- [Zip89] W.Zipper, A.Dewald, W.Lieberz, R.Reinhardt, W.Dichter, F.Seiffert und P.von Brentano, Nucl.Phys.A504(1989)36
- [Zob80] V.Zobel, L.Cleemann, J.Eberth, H.P.Hellmeister, W.Neumann and N.Wiehl, Nucl.Instr.Meth. 171(1980)223

# Veröffentlichungen

Folgende Veröffentlichungen sind im Rahmen dieser Arbeit und darüberhinaus entstanden.

- F.Seiffert, R.Wrzal, K.O.Zell, K.P.Schmittgen, R.Reinhardt, W.Lieberz, A.Dewald, A.Gelberg and P.von Brentano  
 **$^{73}\text{Se}$  investigated by the  $(\alpha, n)$  reaction**  
"Nuclear Structure of the Zirconium Region" *Proceedings of the International Workshop Bad Honnef 4/1988* p.173 J.Eberth, R.A.Meyer, K.Sistemich (Eds.) Springer Verlag
- W.Zipper, A.Dewald, W.Lieberz, R.Reinhardt, W.Dichter, F.Seiffert and P. von Brentano  
**SPIN DETERMINATION FROM SIDEFEEEDING EXCITATION FUNCTION OF THE NUCLEUS  $^{128}\text{Xe}$  IN THE  $^{125}\text{Te}(\alpha, n\gamma)^{128}\text{Xe}$  AND  $^{126}\text{Te}(\alpha, n\gamma)^{128}\text{Xe}$  RE-ACTIONS**  
*Nucl.Phys A504(1989)36*
- P. von Brentano, D.Lieberz, W.Lieberz, A.Gelberg, A.Granderath A.Dewald, U.Neuneyer, F.Seiffert, H.Wolters, J.Yan  
**The Role of the  $\gamma$  Degree of Freedom in the A=130 Region**  
"Recent Advances in NUCLEAR STRUCTURE", Predeal, Romania 28 Aug - 8 Sept 1990, p.129, D.Bucurescu, G.Cata-Danil, N.V.Zamfir, World Scientific
- P. von Brentano, D.Lieberz, W.Lieberz, A.Gelberg, A.Dewald, W.Krips, F.Seiffert, J.Yan, R.Wirowski, M.Schimmer, S.Albers  
**Gamma Softness vs. Rigid Triaxiality in the A=130 Region**  
*Proceedings of the International Conference on "High Spin Physics and Gamma-Soft Nuclei" 17-21/9/90 Pittsburgh, PA USA, World Scientific*
- F.Seiffert, W.Lieberz, K.P.Schmittgen, R.Reinhardt, R.Wirowski, R.Wrzal, K.O.Zell, P. von Brentano, R.Schwengner, and L.Funke  
 **$^{73}\text{Se}$  investigated by the  $(\alpha, n)$  reaction**  
*Z.Phys. A336(1990)241*
- F.Seiffert, A.Granderath, A.Dewald, W.Lieberz, U.Neuneyer, E.Ott, J.Theuerkauf, R.Wirowski, H.Wolters, K.O.Zell, P. von Brentano, K.Schiffer, D.Alber, and K.H.Maier  
**High spin states in  $^{127}\text{Ba}$**   
*Z.Phys. A336(1990)237*
- R.F.Casten, N.V.Zamfir, P. von Brentano, F.Seiffert and W.Lieberz  
**Evidence for an F-Boson-O(6) Coupling Scheme from signature splitting Effects**  
*Phys.Lett.B(1991)9*
- W.Lieberz, F.Seiffert, A.Dewald, S.Freund, A.Gelberg, A.Granderath, D.Lieberz, K.Schiffer, R.Wirowski and P. von Brentano  
**Band structures in  $^{126}\text{Xe}$**   
*Eingereicht bei Nuclear Physics.*
- F.Seiffert, R.Schwengner, G.Winter, L.Funke, W.Lieberz, R.Reinhardt, K.P.Schmittgen, D.Weil, R.Wrzal, K.O.Zell and P. von Brentano  
**Band structures in  $^{73}\text{Se}$**   
*Z.Phys. A340(1991)141*

# Programme

Computerprogramme sind das unentbehrliche Werkzeug bei der Auswertung und Analyse der gewaltigen Datenmengen, die heute bei Experimenten in der  $\gamma$ -Spektroskopie anfallen. Die wichtigsten Programme<sup>1</sup>, die ich für meine eigenen Analysen, aber auch für andere Institutsmitglieder entwickelt habe, möchte ich kurz vorstellen.

- **Apathie**

*Ein Plot- und Fitprogramm. Es ermöglicht die Anpassung von Parabeln zweiten und dritten Grades an Datenpunkte  $(x,y,dy)$ . An beliebig wählbaren Grenzen sind die Parabeln stetig differenzierbar miteinander verbunden! Es ist also möglich, "glatte" Kurven durch Punkte zu legen, wobei, anders als bei Splines, die Kurve nicht durch jeden einzelnen Punkt geht.*

Das Programm wurde ursprünglich zur Erstellung von Efficiencyzeichnungen entwickelt, wird mittlerweile aber hauptsächlich zur Anpassung von Zerfallskurven in der DDCM-Analyse eingesetzt.

- **Dilemma**

*Ein Plot- und Analyseprogramm. Dilemma erlaubt die Analyse und die Darstellung von Winkelverteilungsdaten. Verschiedene Darstellungen der Anpassung der Legendre-Polynome an die Daten, sowie verschiedene nützliche Tabellen und Listen ermöglichen eine schnelle und sichere Beurteilung der Analyse. Arbeitssparend ist vor allem die automatische Erstellung von Inputfiles für die Chiquadratanalyse des Programms CHIPLO [Wei90]. Das bisherige Programm FITPL2 wird durch DILEMMA ersetzt.*

Das Programm wurde entwickelt, um überflüssige Arbeitsvorgänge weitgehend zu automatisieren und eine Beschränkung der Auswertung allein auf die Beurteilung der Fits zu ermöglichen. Dilemma wurde für die Winkelverteilungsanalyse der <sup>73</sup>Se Messung verwendet (siehe Abschnitt 3.3.2)

- **Trafalgar**

*Ein Fitprogramm, welches simultan mehrere Spektren fitted*

Trafalgar wurde entwickelt, um bei fester Peakposition Intensitäten in mehrere Spektren gleichzeitig zu bestimmen. Es wurde u.a. bei der Analyse der Winkelverteilung und Anregungsfunktion in <sup>73</sup>Se verwendet.

- **Mix**

*Ein Plotprogramm. Mix erzeugt Plots von Daten, die als Wertepaare  $(x,y)$  oder Wertetripel  $(x,y,dy)$  vorliegen. Es ermöglicht die Erstellung von Diagrammen und Plots in veröffentlichungsreifer Qualität.*

Mix wurde geschrieben, weil eigentlich nur die Darstellung von Daten den Weg für eine weitere Analyse erkennbar macht. Zusammenhänge und Unterschiede lassen sich einfach und schnell erkennen. Plots, für die verschiedensten Veröffentlichungen wurden mit diesem Programm erzeugt.

- **Trash**

*Ein Plotprogramm für Termschemata*  
(siehe Anhang)

- **Tra\_Band**

*Ein Programm zur Manipulation, Analyse und zum Fit von Termschemata*  
(siehe Anhang)

- **CASCADE-Allegro**

*Ein Plot- und Analyseprogramm. Das Programm erstellt Inputfiles für die beiden CASCADE Versionen cas.h und cas.p. Es berechnet die Transmissionskoeffizienten des Eingangskanals nach*

---

<sup>1</sup>insgesamt 38287 Zeilen Sourcecode

der Hill-Wheeler Approximation aus dem Kruppe-Potential. Es ermöglicht durch verschiedene Darstellungen und Vergleiche relevanter Größen ein besseres Verständnis der Compoundkernbildung. (siehe Kapitel 1)

Allegro wurde entwickelt, um die Erstellung von Inputfiles zu automatisieren. Dadurch wird der Aufwand bei der Durchführung von CASCADE-Rechnungen erheblich vermindert.

- **CASCADE-Andante**

Ein Plot- und Analyseprogramm. Andante wertet die Outputs von CASCADE aus und erlaubt die Erstellungen von Plots und Tabellen. Viele in CASCADE nicht sofort vorhandene Resultate, wie z.B. Zerfallswege oder der kritische Drehimpuls werden zusätzlich berechnet. Eine große Verbesserung der Qualität von CASCADE-Rechnungen wurde erreicht durch die Berücksichtigung des Geschwindigkeitsverlustes des Projektils im Target. Diese Abbremsung bewirkt, daß nicht alle Kernreaktionen mit der angegebenen Projektilenergie erfolgen, sondern abhängig von der Geschwindigkeitsverteilung und der Targetdicke auch mit niedrigeren Energien. Andante ermöglicht die Integration und Mittelung der Wirkungsquerschnitte entsprechend den Wahrscheinlichkeiten der Geschwindigkeitsverteilung.

Andante wurde geschrieben, um anhand eines Plots schneller und einfacher eine Möglichkeit der Analyse von CASCADE Rechnungen zu ermöglichen. Umfangreiche Rechnungen lassen sich so sehr bequem und einfach beurteilen. Die häufig beobachtete Verschiebung der Energieskala im Vergleich zwischen vorhergesagten und experimentell beobachteten<sup>2</sup> Wirkungsquerschnitten wird durch die Berücksichtigung der Projektil-Geschwindigkeitsverteilung korrigiert.

- **CASCADE-Cascade**

Die beiden Cascadeversionen wurden verbessert, um gleichen Input verwenden zu können und gleichen Output zu erzeugen.

CASCADE wurde geändert, um mit Allegro und Andante die automatische Durchführung auch umfangreicher Rechnungen zu ermöglichen.

- **CASCADE-Matn**

Ein Plot- und Analyseprogramm. Matn verarbeitet den Cascade-Output, der die Populationsmatrizen enthält. Es ermöglicht die Darstellung der Populationsmatrizen und die Berechnung von daraus ableitbaren Größen wie z.B. Sidefeeding, Drehimpulsverteilungen in Endkernen usw.

Auch Matn wurde entwickelt, um stupide Rechnungen zu automatisieren. Die Analyse von Populationsmatrizen ist nur über Plots und nicht über Tabellen sinnvoll durchführbar. Erst durch die Darstellungen der Populationsmatrizen konnten die Verschiedenartigkeit des Bevölkerungsverhaltens unterschiedlicher Kernreaktion erkannt und analysiert werden. Die Darstellung von Populationsmatrizen ist hilfreich bei der Beurteilung von Kernreaktionen, die superdeformierte Banden bevölkern sollen.

- **Rob**

Ein Plotprogramm. Rob ist ein Displayprogramm, welches dreidimensionale Darstellungen von Daten  $(x,y,z)$  erlaubt. Die Unterdrückung verdeckter Linien ist möglich, sowie verschiedene Arten von Höhenliniendarstellungen. Rob wurde geschrieben, um Daten, die in der Form  $(x,y,z)$  vorliegen, analysieren zu können. Strukturen und Zusammenhänge in solchen Daten können eigentlich nur über graphische Darstellungen erkannt werden.

- **DSAEGS**

Ein Plotprogramm. DSAEGS erlaubt die Darstellung und den Vergleich von simultanen Fits in zwei Spektren. DSAEGS ist ein Programm, welches zur Darstellung und Beurteilung der Fits der DSA-Analyse geschrieben wurde. Die Qualität eines Fits, bzw. die Verbesserung eines solchen ist nur über die graphische Darstellung der Spektren und der angepassten Funktionen sinnvoll möglich.

---

<sup>2</sup>Beobachtet heißt hier meistens **grob** geschätzt, da der genaue Vergleich von Wirkungsquerschnitten in  $\gamma$ -Spektren oft schwierig ist.



- **BONBON**

*Ein Programm zur Auswertung von List-mode Daten. BONBON erzeugt die Matrix, in der für jedes Summenenergie-Multiplizitäts-Ereigniss die Nummer der zu inkrementierenden Ko-  
inzidenzmatrix steht. BONBON wurde zusammen mit R.Wirowski geschrieben, um die Methode  
der Reaktionskanaltrennung zu verfeinern und nicht quadratische Fenster in der Summenenergie-  
Multiplizitätsmatrix setzen zu können.*

- **CONTOUR\_TRIXI**

*CONTOUR\_TRIXI ist ein Plotprogramm und ermöglicht die Höhenliniendarstellung von Summenenergie-  
Multiplizitätsmatrizen. Aufgrund dieser Plots können die Parameter des Programms BONBON  
optimal eingestellt werden.*

Alle 46 Abbildungen dieser Arbeit wurden mit hier aufgeführten Programmen erzeugt, mit drei Ausnahmen: Die Darstellungen des 19 MeV-Spektrums der  $^{73}\text{Se}$  Messung, der Vergleich der Termschemata der ungeraden Selenisotope und die prompte Zeitkurve des  $\gamma$ -RF-Experiments wurden in Rossendorf im Rahmen unserer Kollaboration mit dem ZfK-Rossendorf angefertigt.

# A Das Programm "CASCADE" zur Berechnung von Bildung und Zerfall von Compoundkernen

Dieser Anhang ist aus den verfügbaren Informationen über CASCADE zusammengestellt und für die Kölner Version erweitert worden. Er ist für die geschrieben, die mit der Kölner CASCADE-Version arbeiten wollen.

Geschrieben von F. Pühlhofer (1977) [Püh77]  
Geändert von E.F. Garman (Mai 1982)  
Geändert von F. Zwarts (August 1982)  
Geändert von M.N. Harakeh (Juli 1987)  
Geändert von F. Seiffert (1988-1991)

## A.1 Einführung

Das Programm CASCADE wurde von F.Pühlhofer geschrieben um, Verdampfungsrechnungen nach dem statistischen Modell durchzuführen [Püh77]. Das Programm wurde ursprünglich für einen IBM/370-168 Computer an der GSI geschrieben. Garman und Zwarts installierten CASCADE auf einer VAX. Garman verbesserte den E1-Gammazerfall, indem er die Dipolriesenresonanz Stärkefunktion (GDR) einbaute. Er baute ebenfalls den Gammazerfall des Compoundkerns ein. Zwarts verbesserte CASCADE, indem er die Parität einführte. Große Änderungen machte Harakeh, um Isospin und Parität sauber in den statistischen Zerfall einzufügen. Ebenso verbesserte er den E2-Zerfall, indem er die isoscalare und isovektorielle Stärkefunktion für die Quadrupole Resonanz (GQR) einbaute.

Hier sollen nun die Inputparameter für die beiden in Köln vorhandenen CASCADE-Versionen besprochen werden. Zunächst gab es in Köln nur die Version von Pühlhofer (`cas_p`), die auf der CDC des Rechenzentrums installiert war. Von W.Zipper und W.Dichter wurde diese Version so verbessert, daß die Transmissionskoeffizienten im Eingangskanal ebenfalls eingegeben werden konnten. 1989 brachte ich diese Version aus Katowice wieder zurück nach Köln und installierte sie auf einer VAX des Instituts für Kernphysik. Im Rahmen der Rechnergenauigkeiten konnten alte Ergebnisse der CDC auf der VAX reproduziert werden. Die zweite in Köln vorhandene Version ist die von Harakeh (`cas_h`), die ursprünglich CASCIP hieß. Sie wurde ebenfalls auf der VAX installiert. Die Inputroutinen für beide Versionen wurden so geändert, daß sie identische Inputfiles verarbeiten können. Die Parameter, die die Pühlhoferversion

nicht benötigt, werden ignoriert. Zu jeder Version gehören zwei Programme, die die Transmissionskoeffizienten für die Ausgangskanäle berechnen (tl\_p und tl\_h) und die Bindungsenergien der Nukleonen bereitstellen (eb\_p und eb\_h). Die Programme tl\_p und eb\_p berechnen tl\_p.dat und eb\_p.dat. Das Programm eb\_h berechnet eb\_h.dat. Das Programm tl\_h berechnet das file tl.dat, welches je nach gewählten Potentialen für die n,p, $\alpha$  Transmissionskoeffizienten umbenannt wird in tl\_2xyz.dat mit x,y,z aus 1,2,3. Hierdurch ist es möglich, für cas\_h über die Inputfiles für CASCADE auch die Transmissionskoeffizienten der Ausgangskanäle zu wählen. Eine Übersicht über die Programme und Files gibt Tabelle A.1

Im folgenden wird von Karten anstatt von Zeilen gesprochen. Diese Bezeichnung stammt noch aus der Zeit, als CASCADE auf der CDC und älteren Maschinen installiert war und die Parameter auf wirklichen Lochkarten standen.

Beide CASCADE-Programme (cas\_p und cas\_h) verarbeiten identische Inputfiles. Wo Parameter nur für cas\_h gebraucht werden, steht die Bemerkung: (*gilt nur für cas\_h*). cas\_p ignoriert diese Parameter.

## A.2 Input für die Programme tl\_h, tl\_p

### Karte 1) Transmissionskoeffizienten Parameter

IZMIN Minimale Ladung des Kernes, für den Transmissionskoeffizienten berechnet werden sollen

IZMAX Maximale Ladung des Kerns, für den Transmissionskoeffizienten berechnet werden sollen

KOUTP =0 Zeige Parameter nicht an  
 ≠0 Zeige Parameter an

KOUTTL =0 Zeige Transmissionskoeffizienten nicht an  
 =1 Zeige Transmissionskoeffizienten im E-Format  
 =2 Zeige Transmissionskoeffizienten im F-Format

Program	Input	Output	Kommentar
eb_h	mass_h.dat	eb_h.dat	
eb_p	from eb_p.com	eb_p.dat	
tl_h	-	tl.dat	umbenannt zu tl_2xyz.dat
tl_p	-	tl_p.dat	
cas_h	eb_h, tl_2xxx.dat	*.dat, *.mat, *.plo	Version von Harakeh
cas_p	eb_p, tl_p.dat	*.dat, *.mat	Version vom Pühlhofer

**Tabelle A.1:** Programme und Datenfiles für die beiden Kölner Versionen von CASCADE

KSTORE =0 Schreibe Transmissionskoeffizienten nicht in ein File  
 =1 Schreibe Transmissionskoeffizienten in ein File zur späteren Verwendung von CASCADE.

ESTEP Energieschrittweite, mit der die Transmissionskoeffizienten berechnet werden sollen (Default 1.0 MeV, siehe CASCADE Karte 12)

### **Karte 2)** Parameter eines 4ten Teilchens

IZE(4) Ladung des 4ten Teilchens, welches in die Berechnung außer Proton, Neutron und  $\alpha$ -Teilchen hineingenommen werden soll.

IAE(4) =0 Kein 4tes Teilchen  
 =A Masse des 4ten Teilchens

EBE4 Totale Bindungsenergie des 4ten Teilchens (z.B. EBE4 für ein  $\alpha$ -Teilchen ist 28.297 MeV)

CNZ Konstante um den Neutronenexcess zu Berechnen ( $N - Z = CNZ * Z^2 + 0.5$ , Default Wert: 0.004)

### **Karte 3)** Optionen für das optische Modell

KPOTN Option für das Neutron Potential (default Wert: 1)  
 =1 Potential von Rapaport et al., Nucl.Phys. A330(1979)15  
 =2 Potential von Wilmore and Hodgson, Nucl.Phys. 55(1964)673

KPOTP Option für das Proton Potential (default Wert: 1)  
 =1 Potential von Perey, Phys.Rev. 131(1963)745.  
 =2 Potential von Becchetti und Greenlees, Phys.Rev. 182(1969)1190.

KPOTA Option für das Neutron Potential (default Wert: 1)  
 =1 From Huizenga and Igo, Nucl.Phys. 29(1962)462.  
 =2 From Satchler, Nucl.Phys. 70(1965)177.  
 =3 From McFadden and Satchler, Nucl.Phys. 84(1966)177.

KOPT4 Option für das 4te Teilchen (default Wert:1 )  
 Alle möglichen 4ten Teilchenpotentiale haben nur eine Möglichkeit außer für  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$ . In diesem Fall:  
 =1 Ein allgemeines Schwerionenpotential von Voos et al., Nucl.Phys. A135(1969)207.  
 =2 Für  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  von Gobbi et al. ANL report 7837(1971). Für  $^{16}\text{O}$  ein allgemeines Potential von Perey und Perey.  
 =3 Für  $^{12}\text{C}$  von Perey und Perey extrahiert aus  $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$  Daten bei 84 MeV

### A.3 Input für die Programme eb\_h und eb\_p

#### Karte 1) Kontrollparameter für Bindungsenergien

KOPT =1 Berechne theoretische Massen für alle teilchenzerfallstabilen Kerne von der Myers-Swiatecki Massenformel  
 =2 Berechne theoretische Massen nach der Droplet Modell Massenformel von Hilf et al. Nucl.Phys. A203(1973)627  
 =3 Keine Option  
 =4 Lese Massen (gemessene und extrapolierte) von der KVI Massentabelle (File mass\_h.dat)  
 =5 Vergleich von theoretischen Massen (Myers-Swiatecki) und gemessenen Massen (nur Anzeige)  
 =6 Wie 5 mit Hilf Massen mit der Lysekill Konstante (Arkiv for Fysik 36(1966)343)

KPRINT =0 Zeige keine Bindungsenergien an  
 ≠0 Zeige die Bindungsenergien für alle Kerne an

KDISC =0 Speichere Bindungsenergien nicht als File  
 ≠0 Speichere Bindungsenergien als File für die spätere Verwendung in CASCADE

### A.4 Input für das Programm CASCADE (cas\_h und cas\_p)

#### Karte 1) Titel

TITLE Irgendein alphanumerischer Titel bis 80 Zeichen

#### Karte 2) Eingangskanal

IZP Ladungszahl Z des Projektils

IAP Masse A des Projektils

IZT Ladungszahl Z des Targets

IAT Masse A des Targets

ELAB Strahlenergie in MeV. Diese Energie wird als Anregungsenergie des Compoundkerns interpretiert, falls JCN $\geq$ 0 (siehe Karte 3) und IAP=0

#### Karte 3) Spin, Parität und Isospin im Eingangskanal

JP Spin des Projektils (das Doppelte bei ungeraden Kernen)

JT Spin des Targets (das Doppelte bei ungeraden Kernen)

IP12 Produkt der Paritäten von Target und Projektil

=0 für gerade Parität im Eingangskanal

=1 für ungerade Parität im Eingangskanal

=2 für identische  $0^+$  Kerne

<0 für unbekannte Parität im Eingangskanal

JCN < 0 Normalerweise. Die Bevölkerung des Compoundkerns wird dann nach den Parametern der Karte 6 berechnet.

$\geq 0$  Eine Bevölkerung mit 1000 mB befindet sich in Kanal mit Spin JCN. Der Spin ist JCN+1/2 für ungerade Kerne. Die Anregungsenergie beträgt EXCN=ELAB (Karte 2), falls IAP=0. Diese Option wird beispielsweise verwendet, falls die Drehimpulsverteilung des Compoundkerns auf den Zerfallsweg studiert werden soll. Die Parameter der 6ten Karte sind dann irrelevant, müssen aber trotzdem eingegeben werden.

=999 Die Bevölkerung des Compoundkerns wird gelesen als Funktion von Drehimpuls, Parität und Isospin. Die 6te Karte wird weggelassen und stattdessen wird eine Anzahl anderer Karten gelesen. Siehe Karte 6 (*gilt nur für cas\_h*)

=2 Für einen T> Zustand des Compoundkerns, falls JCN $\geq 0$

Dies ist irrelevant, falls JCN<0 (*gilt nur für cas\_h*).

INDPAR =0 Verwende keine verschiedenen Niveaudichten für positive und negative Paritäten in gerade-gerade Kernen. Beachte, daß für andere Kerne die Niveaudichten für verschiedene Paritäten stark von der betrachteten Massenregion abhängen.

=1 Verwende sie

INDIS =0 Zeige die Clebsch-Gordan Koeffizienten weder für  $\gamma$ , noch für Teilchenzerfall an

=1 Zeige sie an für alle Schritte der Kaskade

=2 Zeige totale und cumulative Niveaudichte als Funktion der Anregungsenergie

=3 Zeige Niveaudichte als Funktion von Anregungsenergie, Spin, Parität und Isospin

=9 Zeige alles obige (Optionen 1,2 und 3) (*gilt nur für cas\_h*)

AMIX Parameter für Isospin mixing, wobei die simple Form einer linearen Abhängigkeit angenommen wird, d.h. Isospin mixing=AMIX+BMIX\*Ex. (*gilt nur für cas\_h*)

BMIX Parameter für Isospin mixing s.o. (*gilt nur für cas\_h*)

**Karte 4)** Struktur der Zerfallskaskade. Diese Karte spezifiziert die Struktur der Zerfallskaskade. Sie enthält alle Kerne, die möglicherweise als Zerfallsprodukte auftreten.

Die Parameter werden gewöhnlich intern berechnet, falls alle Parameter als Null eingegeben werden.

KOPTK Zahl der Zerfallsstufen für jede Art Zerfall  
 =0 Interne Berechnung (=EXCN/12, aber  $\geq 3$ )  
 $\geq 1$  Interne Berechnung mit dieser Zahl von Zerfallsstufen. Prüfe cross section 'last step above threshold'. Bleibt dort cross section "übrig", ist hier die Zahl zu klein  
 =99 Die Struktur der Kaskade wird zwischen Karte 13 und 14 eingelesen. (siehe Routine KASKAD)

IPS1 Zahl der zerfallenden Kerne (nur falls KOPT=99)

IPSMAX Zahl der Kerne in der Kaskade ( $\leq 500$ ), nur falls KOPT=99

NNX Maximaler Überschuß für Neutron minus Proton Verdampfung

NPX Das Gleiche für Proton Verdampfung

NAX Maximale Zahl von  $\alpha$  Emissionen. Die letzten drei Parameter können verwendet werden, um die Seiten der Zerfallskaskade zu trimmen.

**Karte 5)** Zerfall durch ein 4tes Teilchen, Spaltung.

IZE(4) Ladung des 4ten Teilchens, welches außer n-, p- und  $\alpha$ -Zerfall berücksichtigt werden soll. Stelle sicher, daß die zugehörigen Transmissionskoeffizienten zur Verfügung stehen. Kein zusätzlicher Zerfall, falls Null eingegeben wird.

IME(4) Masse A des 4ten Teilchens

JE(4) Spin des 4ten Teilchens (das Doppelte bei ungerader Masse)

IPE(4) Parität des 4ten Teilchens

= 0 gerade

= 1 ungerade

sonst unbekannt

EXC4 Anregungsenergie des 4ten Teilchens (Emission in angeregten Zuständen sind möglich). In diesem Fall sind JE(4) und IPE(4) Spin und Parität des angeregten Zustands.

IZFF =0 Keine Berücksichtigung von Spaltung

$\neq 0$  Berücksichtige Spaltung

DAF af = A/DAF = Niveaudichteparameter am Sattelpunkt. (default Wert: DALDM)

FFB Bruchteil der liquid-drop Spaltbarriere (default Wert: 1.0)

**Karte 6)** Drehimpulsverteilung im Compoundkern

**Karte 6a)** Wird nur gelesen, falls JCN≠999

CL0 Maximaler Drehimpuls (eine grobe Näherung wird intern berechnet, falls Null eingegeben wird)

<0 128 Transmissionskoeffizienten TL auf 16 weiteren Karten (6c1 bis 6c16 )werden gelesen. Diese TL werden benutzt, um intern die Drehimpulsverteilung des Compoundkerns zu berechnen (siehe auch Programm ALLEGRO)

DIFF Diffuseness, d.h. Unschärfe der Drehimpulsverteilung (default Wert:  $2 \hbar$ )

Bemerkung: Die Transmissionskoeffizienten werden nach folgender Formel aus CL0 und DIFF berechnet:

$$TL = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{L-CL0}{DIFF}\right)} \quad (\text{A.1})$$

SIGMCN Anstelle von CL0 kann hier der totale Fusionswirkungsquerschnitt in mB eingegeben werden.

**Karte 6b)** Format(2A,I3,F8.0), wird nur gelesen, falls JCN=999 (*gilt nur für cas\_h*)

IP Parität der Compoundkernniveaus.

= + Positive parität

= - Negative parität

= E weiter zu Karte 7

Jeder andere Buchstabe stoppt das Programm mit einer Fehlermeldung

IL Isospin der Compoundkernniveaus

= < Lower isospin T<

= > Upper isospin T>

Jeder andere Buchstabe stoppt das Programm mit einer Fehlermeldung

JTEMP Spin der Compoundkernniveaus (das Doppelte für ungerade Kerne)

WTTEMP Wirkungsquerschnitt der Compoundkernniveaus in mB

Bemerkung: Eine maximale Zahl von 4\*LDIM Karten in cas\_h werden in willkürlicher Reihenfolge gelesen. Mehr Karten werden ignoriert. Falls mehrere Karten den Wirkungsquerschnitt für gleichen Spin, gleiche Parität und gleichen Isospin angeben, werden die Wirkungsquerschnitte addiert. Diese Karten werden mit einer Karte mit 'E' als erstem Buchstaben beendet.

**Karte 6ci)** Transmissionskoeffizienten TL des Eingangskanals

**Karte 6c1)**  $T_0, T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T_6, T_7$

...



**Karte 6c16)**  $T_{120}, T_{121}, T_{122}, T_{123}, T_{124}, T_{125}, T_{126}, T_{127}$

**Karte 7)** Niveaudichten bei niedrigen Anregungsenergien  $EX \leq UTR$

FTHETA Bruchteil des Trägheitsmoments einer starren Kugel, welches als effektiver Wert für die Berechnung der Yrast-Linie bei niedrigen Anregungsenergien verwendet wird. (default Wert: 0.85)

KOPTLD Optionen für die Niveaudichteparameter DA, DELTA (und CK)  
 =0 Interpolation der Werte von Dilg et al., Nucl.Phys.A217, für Massen  $A < 45$   
 =2 Gleiches für  $A > 45$

**Karte 8)** Niveaudichten bei hohen Anregungsenergien (liquid drop region,  $EX \geq ULDM$ )

DALDM Niveaudichte Parameter ist constant für  $ALDM = A/DALDM$  (1/MeV)  
 (default Wert: 8 MeV)

UTR Interpolationsbereich zwischen der Region ( $\leq UTR$ ) und der liquid-drop Region ( $> ULDM$ ). Gültig für DA und DELTA, (default Wert:  $60/A^{1/3}$  MeV)

ULDM siehe bei UTR. (default Wert:  $120/A^{1/3}$  MeV)

UJTR Gleiches für das Trägheitsmoment

UJLDM (default Werte: UTR bzw. ULDM)

KOPTLQ Niveaudichteoption  
 =0 DALDM wie oben, DELTALDM ist dann der liquid-drop Grundzustand  
 =1 Gleiche Parameter DA und DELTA wie bei niedrigen Anregungsenergien.

KOPTEB Option für liquid-drop Massenformel

=0 Myers-Swiatecki Lysekill  
 =1 Myers, droplet Modell  
 =2 Gleiches mit Wigner Term  
 =3 Groote, Hilf, Takahashi  
 =4 Gleiches mit Wigner Term  
 =5 Seeger  
 =6 Gleiches mit Wigner Term

**Karte 9)** Yrast-Linie

R0LDM Radius Parameter (in fm) um das Trägheitsmoment und den Spin-Cutoff-Parameter zu berechnen (default Wert: rms-radius from Myers, Nucl. Phys. A204 (1973) 465)

DEF Konstanten, um die Yrast-Linie eines Flüssigkeitstropfens zu parametrisieren.

DEFS

$$EROT = \frac{L(L+1)}{2JO(1 + DEF * L^2 + DEFS * L^4)} \hbar^2 \quad (A.2)$$

(default Werte werden intern berechnet um die Resultate von Cohen, Plasil, Swiatecki anzupassen)

**Karte 10)** Gammazerfallsbreiten

XYE1 E1  $\gamma$  Breite in Weisskopfeinheiten (default Wert: 0.0001)  
falls <0 wird eine Zusatzkarte 10a für GDR Parameter gelesen

XYM1 M1  $\gamma$  Breite in Weisskopfeinheiten (default Wert: 0.03)

XYE2 E2  $\gamma$  Breite in Weisskopfeinheiten (default Wert: 5).

<0 es wird eine Zusatzkarte 10b für GQR Parameter gelesen. In diesem Fall wird  $ABS(XYE2)/EX$  als E2 Stärke bis zu 1/3 der Isoscalaren GQR Energie angenommen.

CJG1 Unterer Wert für den Spinübergangsbereich für E2 Enhancement

CJG2 Oberer Wert für den Spinübergangsbereich für E2 Enhancement

XYENH Verstärkte E2 Stärke in W.u. über CJG2

GMIN Minimaler  $\gamma$ -Zerfall  $GMIN * (XYE1 + XYM1 + XYE2)$ . Dies ist nur wichtig im unteren Teil der Bevölkerungsmatrizen und bestimmt, wieviel in isomere Bevölkerung geht. (default Wert:  $10^{-6}$  für cas\_h, 1.0 für cas\_p)

**Karte 10a)** GDR Parameter (wird nur bei XYE1<0 gelesen) (gilt nur für cas\_h)

FGDR1 Bruchteil der klassischen E1 EWSR in relativen Einheiten der ersten Resonanz.

EGDR1 Anregungsenergie der ersten Resonanz in MeV.

GGDR1 Breite der ersten Resonanz in MeV.

FGDR2 Bruchteil der klassischen E1 EWSR.

EGDR2 Anregungsenergie der zweiten Resonanz in MeV.

GGDR2 Breite der zweiten Resonanz in MeV.

**Karte 10b)** GQR Parameter (wird nur bei XYE2<0 gelesen) (gilt nur für cas\_h)

FISQR Bruchteil der isoscalaren E2 EWSR in relativen Einheiten der isoscalaren GQR

EISQR Anregungsenergie der isoskalaren GQR in MeV

GISQR Breite der isoskalaren GQR in MeV

FIVQR Bruchteil der isovektoriellen E2 EWSR in relativen Einheiten der isovektoriellen GQR

EIVQR Anregungsenergie der isovektoriellen GQR in MeV

GIVQR Breite der isovektoriellen GQR in MeV

### Karte 11) Cut-offs

WGR Bevölkerung unterhalb der hier angegebenen Bevölkerung in den Zerfallskernen werden ignoriert. (default Wert: 0.003 mB/MeV\* $\hbar$ ). Überprüfe 'lost cross sections'

CGR Cutoff der Zerfallsintensität eines ( $1 * \text{ESTEP}$ ) MeV\* $\hbar$  Bevölkerungselements in einem Kanal (default Wert:  $0.25 * \text{WGR}$ )

CVCBE Bruchteil der Coulombbarriere eine emittierten geladenen Teilchens, welche als minimale kinetische Energie angenommen wird. (default Wert: 0.30, falls EXCN < 60 dann 0.1)

CVCB Relative Stärke des quadratischen Terms (default Wert: 0.04)

VK Minimale kinetische Energie oberhalb der Coulombbarriere (default value: EXCN/100)

CVK Quadratischer Term (default Wert: 0.05)

### Karte 12) Cut-offs

EXRD Anregungsbereich der Populationsmatrizen in den ersten Zerfallsstufen (default Wert:  $31 * \text{Estep}$  MeV)

EXH Oberhalb dieser Energie wird in den Zerfallskernen eine Breite von  $2 \hbar$  für den Spin verwendet. Oberhalb von  $2 * \text{EXH}$   $3 \hbar$ . (default value: 30 MeV, falls nicht IP12 = 2 oder INDPAR = 1. Dann gilt: EXCN+1 MEV)

CJC Zahl der Spinschritte an der Hochspinseite der Populationsmatrizen, wo  $1 \hbar$  Schritte verwendet werden. (default Wert: ACN/20, aber  $\geq 4$ )  
Spinregionen mit stark variierender Spaltwahrscheinlichkeit sollten mit  $1 \hbar$  Schritten gerechnet werden.

LCO Drehimpuls Cutoff für alle Niveaus (default Wert:  $\text{CL0} + 2 * \text{DIFF} + 2$ )

ESTEP Energieschrittweite (in MeV) mit der die Berechnungen durchgeführt werden. Dieser Parameter muß mit dem ESTEP-Parameter im Programm TL übereinstimmen. (*gilt nur für cas\_h.*)

### Karte 13) Output Kontrolle

KOUTW Untere Grenze für den Wirkungsquerschnitt (in mb) oberhalb der Populationsmatrizen ausgegeben werden. (default Wert: 100 mb)

KOUTL Gleiches für Zerfallswahrscheinlichkeiten (default Wert: 1000 mb)

KEVAP Gleiches für Verdampfungsspektren (default Wert: 1000 mb)

KGAMMA=0 Berechne keinen  $\gamma$ -Zerfall unterhalb der Teilchenemissionsschwelle  
 $\neq$  Berechne  $\gamma$ -Zerfall unterhalb der Teilchenemissionsschwelle (Wichtig für  $\gamma$ -Spektrum bei niedrigen Energien und für  $\gamma$ -Multiplizitäten

=2 Berechne nur Teilchen,  $\gamma$ -Spektren und Populationsmatrizen, die aus einem  $\gamma$ -Zerfall des Compoundkerns folgen (*gilt nur für cas\_h*)

=-2 Berechne nur Teilchen,  $\gamma$ -Spektren und Populationsmatrizen, die aus einem 4ten Teilchen-Zerfall des Compoundkerns folgen (*gilt nur für cas\_h*)

KMAT =1 Erzeuge ein file name.mat, welche alle Populationsmatrizen enthält. Dieses File wird von dem Programm MATN verwendet

=0 Erzeuge kein File.

KPUT =0 Erzeuge den gesamten Output

=1 Erzeuge nur einen kurzen Output mit den Wirkungsquerschnitten.

KMASS =0 Verwende das File eb\_p.dat mit den Bindungsenergien von Pühlhofer)

=1 Verwende das File eb\_h.dat mit den Bindungsenergien der Groninger KVI-Massentabelle

KTL =0 lies tl\_p.dat von Pühlhofers Programm tl\_p

=1 lies TL-2111.DAT from Harakeh's program tl\_h potn=Rapaport, potp=Perey, pota=Huizenga

=2 lies TL-2211.DAT potn=Wilmore potp=Perey pota=Huizenga

=3 lies TL-2121.DAT potn=Rapaport potp=Becchetti pota=Huizenga

=4 lies TL-2221.DAT potn=Wilmore potp=Becchetti pota=Huizenga

=5 lies TL-2112.DAT potn=Rapaport potp=Perey pota=Satchler

=6 lies TL-2212.DAT potn=Wilmore potp=Perey pota=Satchler

=7 lies TL-2122.DAT potn=Rapaport potp=Becchetti pota=Satchler

=8 lies TL-2222.DAT potn=Wilmore potp=Becchetti pota=Satchler

=9 lies TL-2113.DAT potn=Rapaport potp=Perey pota=McFadden

=10 lies TL-2213.DAT potn=Wilmore potp=Perey pota=McFadden

=11 lies TL-2123.DAT potn=Rapaport potp=Becchetti pota=McFadden

=12 lies TL-2223.DAT potn=Wilmore potp=Becchetti pota=McFadden  
 Siehe auch bei der Beschreibung der TL Programme.

**Karte 13a)** Lies die Struktur der Zerfallskaskade (Optional) Nur, falls KOPTK=99 und falls IPS1 und IPSMAX angegeben sind (siehe Karte 4). Input: IPSZO(IZF=1,4; IPS=1, IPS1) = Zuweisung von Nummern der Tochterkerne, die durch n-, p-,  $\alpha$ -4tes-Teilchen ( $IZF = 1, 4$ ) Zerfall jedes teilchenemittierenden Kerns IPS=1, IPS1 der Zerfallskaskade entstehen. Setze Null, falls der Zerfall vernachlässigbar ist.

**Karte 14)** Individuelle Niveaudichte für niedrige Anregungsenergien (optional; außer für Karten wo IZ=0)

IZ Ladungszahl Z

IA Massenzahl A

DA Konstante, um die Niveaudichte zu berechnen  $a=A/DA$  ( $DA \approx 8$  MEV)

DELTA Nullstelle der thermischen Anregungsenergie für den Grundzustand  $U = EX - DELTA$

FTHETA  $J/J_{rigid}$  (wie auf Karte 7)

CK Multiplikative Konstante für die Niveaudichte, gültig für den ganzen Anregungsbereich

DELT Nullstelle der thermischen Anregungsenergie für IAS

Es genügt eine Karte für jeden Kern in willkürliche Anzahl und willkürliche Reihenfolge. Ende durch eine Karte mit IZ=0. Diese Karte ist immer nötig. (*gilt nur für cas\_h*)

**Karte 15)** Individuelle Termschemata  
 Außer für eine Karte mit IZZ=0 Für jeden Kern, für den tiefliegende Zustände eingelesen werden:

a) Eine Karte mit IZZ,IAA,EX

b) Karten mit EXL, JL, PL, IL im Format(F7.2,I2,2A) Ende durch eine leere Karte.

Die Werte werden, falls gebraucht, in eine Leveltabelle (maximal 99 Kerne) geschrieben. Maximal 50 Levels können pro Kern gelesen werden. Nur Yrast-Levels müssen geordnet sein.

**Karte 15a)**

IZZ Atomic number Z

IAA Mass number A

EX Anregungsenergie (in MEV), unterhalb der die analytische Niveaudichte ersetzt wird durch die individuellen Niveaus. Yrast levels müssen mit steigendem oder konstantem Spin bei steigender Anregungsenergie gelesen werden.

**Karte 15b)** Format(7(F7.2,I2,A2))

EXL Levelenergie in MeV.

JL Spin des Niveaus (das Doppelte für ungerade Kerne)

PL Parität des Niveaus

= + Positive Parität = - Negative Parität = 0 oder leer beginnt das Lesen eines weiteren Kerns (siehe Karte a).

IL Isospin des Niveaus

= < Lower isospin T<

= > Upper isospin T>

Jeder andere Buchstabe stoppt das Programm mit einer Fehlermeldung. Diese Angabe wird von cas\_p ignoriert.

$\xi(A)$		
$\xi_{E1}$		
$16 \leq A \leq 64$	$65 \leq A \leq 113$	$114 \leq A \leq 184$
$a_0 = 0.5507569 \times 10^{-3}$	$a_0 = 0.3910892 \times 10^{-3}$	$a_0 = 0.1472033 \times 10^{-3}$
$a_1 = -0.1082874 \times 10^{-4}$	$a_1 = -0.1618150 \times 10^{-5}$	$a_1 = -0.1618150 \times 10^{-5}$
$a_2 = 0.6162337 \times 10^{-7}$	$a_2 = 0.4779766 \times 10^{-8}$	$a_2 = 0.4779766 \times 10^{-8}$
$\xi_{E2}$		
$16 \leq A \leq 64$	$65 \leq A \leq 126$	$127 \leq A \leq 184$
$a_0 = -0.6731149$	$a_0 = 5.258352$	$a_0 = 178.4869$
$a_1 = 0.1719625$	$a_1 = -0.1139639 \times 10^{-1}$	$a_1 = -2.752716$
$a_2 = -0.2884315 \times 10^{-3}$	$a_2 = 0.1128577 \times 10^{-2}$	$a_2 = 0.1197384 \times 10^{-1}$
$\xi_{M1}$		
$16 \leq A \leq 64$	$65 \leq A \leq 84$	$85 \leq A \leq 113$
$a_0 = 0.5307512 \times 10^{-1}$	$a_0 = 0.3844646 \times 10^{-1}$	$a_0 = 0.1577398$
$a_1 = 0.1868925 \times 10^{-3}$	$a_1 = 0.6383819 \times 10^{-3}$	$a_1 = -0.2180854 \times 10^{-2}$
$a_2 = -0.5209564 \times 10^{-5}$	$a_2 = -0.8693194 \times 10^{-5}$	$a_2 = 0.7963422 \times 10^{-5}$
		$114 \leq A \leq 184$
		$a_0 = 0.1021959$
		$a_1 = -0.1206365 \times 10^{-2}$
		$a_2 = 0.3689190 \times 10^{-5}$

**Tabelle A.2:** Tabelle mit den Koeffizienten der Parabel  $\xi = a_0 + a_1 A + a_2 A^2$ , die die  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Masse A angibt. Siehe Abb. 2.4

# B Die Programme "TRASH" u. "TRA\_BAND" zum Zeichnen und Manipulieren von Termschemata

TRA\_BAND PD-Vers. 1.37 vom 18.09.1991

TRASH PD-Vers. 4.11 vom 23.07.1991

## B.1 Einleitung

Es wurden zwei Programme entwickelt, die das Zeichnen und Manipulieren von Termschemata ermöglichen.

TRASH ist das Programm, welches Termschemata zeichnet. Die für den Zeichner nervtötende Arbeit, die Koordinaten schräger Pfeile bestimmter Dicken zu berechnen, Niveaus zu zeichnen und schräge Beschriftungen anzubringen, wird vom Programm übernommen. Die Niveaus werden ebenfalls automatisch gezeichnet, sie werden bei Kreuzungen mit Übergängen unterbrochen, auch die Beschriftung von Übergängen und Niveaus mit Energien und Spins geschieht automatisch.

Das Programm erzeugt Graphiken im CAMPUS-Format (\*.CAD). Mittels CAMPUS lassen sich die Termschemata dann leicht auf verschiedenen Plottern und Druckern ausdrucken bzw. plotten, sowie vorher noch kleine Korrekturen (hauptsächlich der Beschriftung) anbringen. Weiterhin ist die Ausgabe verschiedener Listen und Dateien möglich.

TRA\_BAND ermöglicht umfangreiche Manipulationen des Termschemas. Das Termschema kann durch Verschieben von Banden und Übergängen in eine übersichtliche Form gebracht werden. TRA\_BAND kann Termschemadateien auch im NUCI- und CHERUB-Format lesen und schreiben. Zusätzlich können z.B. Routhian-, Alignment-, Moment of Inertia- und Backbending-Plots erzeugt werden.

Im folgenden werden kurz die Vorgehensweisen für die Erledigung der häufigsten Aufgaben beschrieben. Alle Eigenschaften der Programme können den beiden Befehlsübersichten entnommen werden.

## B.2 Das Zeichnen eines Termschemas

Das zu verwendende Programm ist TRASH. Als erstes muß eine TRASH-Datei erstellt werden, falls das Termschema nicht bereits als NUCI- oder CHERUB-Datei vorliegt. Das genaue TRASH-Dateiformat findet sich im Abschnitt B.6.1. Besonders wichtig ist, daß am Ende der Dateien keine Leerzeile stehen darf!

Ist das Termschema geladen, kann sofort mit dem Befehl 'Create CAD-File' das

Termschema gezeichnet werden. Wird das Termschema zum ersten Mal gezeichnet, sollten folgende Parameter überprüft werden:

- Das Zeichenformat (Im Parametermenü der Befehl 'Format'). Hier kann das Zeichenformat von 'DinA4 quer' auf die gewünschte Größe geändert werden.
- Die Schriftgröße für Transitionenergien (Im Parametermenü der Befehl 'Transition'). Die Schriftgröße von 2mm kann zu groß sein und sollte evtl verkleinert werden.
- Die Schriftgrößen für die Spin- und Levelbeschriftung (Im Parametermenü der Befehl 'Levels'). Auch hier kann 2mm zu groß sein.
- Der Schriftwinkel für schmale Niveaus (Im Parametermenü der Befehl 'angle Levelenergy'). Der Winkel  $80^\circ$  sorgt dafür, daß die Levelenergiebeschriftung unter einem Winkel von  $80^\circ$  erscheint, falls die Niveaubreite zu klein ist, um den gesamten Schriftzug aufzunehmen. Hier sollte evtl  $0^\circ$  eingestellt werden.

Sind die Parameter den Wünschen entsprechend geändert, sollte diese Einstellung durch 'Save Parameter' im Parametermenü gesichert werden. Sie steht dann nach jedem Laden des Termschemas wieder zu Verfügung.

## B.3 Das Lesen einer CHERUB-Datei (LS)

Mit dem Kommando 'save levelsheme' können im Hägar-CHERUB z.Zt<sup>1</sup> Termschemata abgespeichert werden. Diese Dateien bestehen aus einer Liste der Übergänge mit Informationen über Lage im Termschema, Intensitäten etc. Angehängt ist eine Liste der Niveaus (siehe Beispiel). Dieser Teil, der die Niveaus beschreibt, muß zunächst entfernt werden (EDI, EMACS...), ebenso die ersten drei Zeilen, die die Keywörter update, nucleus und eine Leerzeile enthalten. Es ist wichtig, daß am Ende der so veränderten Datei keine Leerzeile steht, da sonst die Einleseroutine von TRA\_BAND das Fileende nicht erkennen kann.

```
update= "126"
nucleus

tr te= 316.87 lu= 3196.54 ll= 2879.68 in= .100E+01
cu= 16 cl= 15
tr te= 336.52 lu= 3782.42 ll= 3446.17 in= .100E+01
cu= 20 cl= 21
tr te= 341.96 lu= 6499.65 ll= 6157.69 in= .220E+04
cu= 25 cl= 25
tr te= 363.07 lu= 9499.37 ll= 9136.39 in= .100E+01
cu= 25 cl= 23
tr te= 376.16 lu= 9136.39 ll= 8760.23 in= .100E+01
cu= 23 cl= 25
```

---

<sup>1</sup>10/91, aber vielleicht ist schon wieder nichts mehr so wie vorher...



```

tr te= 1130.85 lu= 13341.30 ll= 12210.45 in= .000E+00
cu= 32 cl= 32
tr te= 1157.39 lu= 8743.46 ll= 7586.06 in= .100E+01
cu= 32 cl= 32
tr te= 1157.90 lu= 9901.36 ll= 8743.46 in= .100E+01
cu= 32 cl= 32
tr te= 1175.77 lu= 9060.09 ll= 7884.32 in= .100E+01
cu= 2 cl= 2
tr te= 1245.02 lu= 2879.68 ll= 1634.66 in= .100E+01
cu= 14 cl= 15
tr te= 1281.98 lu= 11447.14 ll= 10165.17 in= .100E+01
cu= 2 cl= 2

```

```

lv en= 7884.32 cr= 2 3
lv en= 9060.09 cr= 2 2
lv en= 7264.13 cr= 2 3
lv en= 10165.17 cr= 2 2
lv en= 11447.14 cr= 2 2
lv en= 6401.81 cr= 2 6
lv en= 7412.10 cr= 4 5
lv en= 6694.04 cr= 4 7
lv en= 5920.62 cr= 4 5
lv en= 4963.12 cr= 6 8
lv en= 5852.26 cr= 7 8
lv en= 1488.50 cr= 12 12
lv en= 2214.70 cr= 12 12
lv en= 3060.77 cr= 12 12
lv en= 3293.61 cr= 13 15

```

Mit dem Menüpunkt 'Load Cherub' kann die LS-Datei nun gelesen werden. Jetzt sollte das Termschema geordnet und als TRASH-Datei wieder abgespeichert werden. Beim Abspeichern wird auch eine Datei mit der Extension SPN angelegt, die die Niveauenergien des Termschemas enthält. In diese Datei müssen "von Hand" die Spins der Niveaus eingetragen werden (siehe Beispiel). Wichtig ist, daß zur Trennung von zwei Spinalternativen für ein Niveau keine Kommata verwendet werden dürfen, da die Einleseroutine Kommata als Delimiter betrachtet und folglich durcheinander gerät.

```

588,11/2+
114,7/2+
1210,15/2+
2371,21/2+
0,9/2-
2416,(21/2;19/2)
2657,(23/2;21/2)
4665,(35/2;33/2)
3869,(31/2;29/2)
3115,
5096,
1034,17/2-

```

1807, (21/2)  
 617, 15/2-  
 1262, 19/2-  
 4745,

## B.4 Das manipulieren eines Termschemas

Das zu verwendende Programm ist TRA\_BAND. Ist ein Termschema geladen, stehen die Manipulationsbefehle 'Block', 'Rotate', 'Transition', und 'Compress' zu Verfügung, mit deren Hilfe die Gestalt eines Termschemas verändert werden kann. Befehle, mit denen Übergänge entfernt oder hinzugefügt werden können, gibt es nicht und sind auch nicht vorgesehen. Die Anwendung der Befehle ist einfach, da alles mit der Maus erledigt werden kann. Die durch die Maus ausgewählten Übergänge werden immer dick schwarz dargestellt. Die Ausführung aller Befehle kann jederzeit mit der rechten Maustaste abgebrochen werden. Durch die genannten Befehle werden nur die horizontalen Positionen im Termschema verändert, die vertikalen Positionen liegen durch die Energien der Nivaus fest und können nicht verändert werden.

Folgende Unterbefehle können während der Ausführung eines Manipulationsbefehls ausgerufen werden.

'I' fügt an der Mausposition eine Spalte ein.

'D' löscht an der Mausposition eine Spalte.

'F' expandiert so, daß das gesamte Termschema sichtbar ist.

'#' vergrößert den Bildausschnitt etwas.

' ' Mit einem Leerzeichen wird die Mausposition als Ecke eines Fensters markiert. Mit einem weiteren Leerzeichen wird die zweite Ecke des Fensters festgelegt, welches nun als neuer Bildausschnitt verwendet wird.

Die genaue Beschreibung der einzelnen Befehle kann im Abschnitt über die einzelnen Menüpunkte von TRA\_BAND nachgeschlagen werden.

## B.5 Das Zeichnen am Beispiel von Routhians

Das zu verwendende Programm ist TRA\_BAND. Im Action Menü finden sich die Befehle 'ZickZack', 'Octupole', 'e eff', 'E", 'e", 'Ix', 'i', 'J1', 'J2', 'I,E'. Sie alle erzeugen nach Auswahl verschiedener Übergänge durch das übliche Verfahren mit der Maus eine Liste von Niveaus und Spins. Je nach Befehl werden diese Daten entsprechend in andere Größen umgerechnet und angezeigt. Um Routhians zu zeichnen, wird z.B. der Befehl 'E" bzw. 'e" verwendet. Die angezeigten Daten können durch den Befehl 'W' in eine Datei geschrieben werden, so daß sie mit anderen Programmen (z.B. MIX) gezeichnet

werden können. Bei den Befehlen ('E', 'e', 'Ix', 'i', 'J1', 'J2'), werden per Dialogbox zunächst die Harrisparameter eingestellt. Voreingestellt sind die globalen Parameter für die A=130 Region aus [Wys89].

## B.6 Dateiformate

### B.6.1 TRASH.DAT

Die Termschemadateien, die TRASH liest, bestehen zunächst aus einem Wert Z, gefolgt von einer Liste von Z Zeilen bestehend aus Werten (i,x). Die Indices i werden durch diese Liste auf reelle Werte x abgebildet. Es folgt eine beliebig lange Liste von Zeilen, die je einen Übergang beschreiben. Sie haben folgenden Aufbau:

$$E_i, E_f, E_\gamma, Int, i_{von}, i_{nach} \quad (B.1)$$

Hierbei bedeutet  $E_i$  die Energie eines Levels (Initial) in keV,  $E_f$  die Energie eines Levels (Final) in keV,  $E_\gamma$  die Energie des verbindenden Überganges ebenfalls in keV. Es muß gelten:

$$abs(E_i - E_\gamma - E_f) \leq \Delta. \quad (B.2)$$

$\Delta$  ist voreingestellt aus 2 keV, kann aber im Parameterfile \*.PAR verändert werden. Falls obige Ungleichung nicht gilt, wird während des Einlesens mittels einer Alertbox gewarnt.

Falls  $E_\gamma$  negativ ist, wird der Übergangspfeil gestrichelt gezeichnet.

*Int* ist eine Zahl, die der Breite der zu zeichnenden Pfeile proportional ist, sie kann in beliebigen Einheiten angegeben werden.  $i_{von}$ ,  $i_{nach}$  sind zwei Indices, die gemäß obiger (i,x)-Tabelle X-Werte liefern, die angeben, von wo nach wo der Übergang zu zeichnen ist. (Der Y-Wert ist bereits durch die Energie festgelegt). Hierbei ist eine Besonderheit zu beachten. Falls einer der Werte  $i_{von}$ ,  $i_{nach}$  negativ ist, wird er nicht als Index sondern als Winkel interpretiert. Der Übergang wird an dem durch den Index festgelegten X-Wert "festgemacht" und unter dem Winkel  $abs(i_{von,nach})$  gezeichnet. Somit ist es möglich, viele Übergänge genau parallel zu zeichnen.

Der Weg, die beiden X-Werte über eine Tabelle festzulegen, wurde gewählt, um unnötige Tipparbeit bei "krummen" X-Werten einer Bande zu ersparen und um ganze Banden aufeinmal, d.h. nur durch Ändern der Tabelle, versetzen zu können. Mit dem Programm TRA\_BAND wird sie eigentlich nicht mehr benötigt und wird ab Version 5.0 nicht mehr unterstützt werden [Wie91-1].

Ein Datenfile könnte somit wie folgt aussehen:

```
10                !wieviele Zeilen Tabelle folgen
1,  1.0000
2,  2.0000
3,  3.0000
4,  4.0000
```

```

5, 5.0000
6, 6.0000
7, 7.0000
8, 8.0000
9, 9.0000
10, 10.0000
-1.0, 5, 8000.0, 0.0, 0, 0 !Steuerzeile mit Positionsangabe
127,Ba,Vers 1/90 !des Labels 127Ba
588, 114, 473, 1.0, 1, 1 !Ei,Ef,Egamma,Intens,Xvon,Xnach
1210, 588, 623, 1.0, 1, 1
1962, 1210, 752, 1.0, 1, 1
2795, 1962, 832, 1.0, 1, 1
135, 114, 220, 1.0, 3, 2
588, 135, 253, 1.0, 2, 1
883, 588, 295, 1.0, 3, 2
1210, 883, 128, 1.0, 2, 3
1574, 1210, 163, 1.0, 3, 2
1962, 1574, 189, 1.0, 2, 3
2371, 1962, 408, 1.0, 3, 2
114, 0, 114, 1.0, 1, -270
135, 0, 135, 1.0, 5, 5
883, 135, 548, 1.0, 5, 5
1574, 883, 691, 1.0, 5, 5
2371, 1574, 797, 1.0, 5, 5
2416, 1574, 842, 1.0, 1, -30

```

Beginnt eine Zeile mit einer negativen Zahl, werden die 6 Werte dieser Zeile wie folgt interpretiert:

$E_i$  ist  $\leq 0$ , um anzuzeigen, daß diese Zeile keinen Übergang beschreibt.

$E_f$  ist ein Integer, der als Index gemäß der Tabelle eine X-Position angibt, an der die in der folgenden Zeile stehende Beschriftung zu plazieren ist.

$E_\gamma$  Eine Energie, die die Y-Position der Beschriftung angibt. Siehe auch Menü *Nuclid-name*

*Int* Eine Energie, die als Konstante zu allen folgenden Niveauenergien  $E_i$ ,  $E_f$  addiert wird. Hiermit ist es möglich, ohne großen Aufwand die Termschemata von verschiedenen Nucliden auch übereinander zu zeichnen, ohne von Hand die Niveauenergien ändern zu müssen.

*i\_von* Alle folgenden Übergänge werden mit der hier angegebenen Stiftnummer gezeichnet. Durch Wahl eines geeigneten Plotters oder Druckers lassen sich verschiedene Teile eines Termschemas z.B. in verschiedenen Farben zeichnen. Siehe auch Menüpunkt *use penno*

*i\_nach* Bisher nicht benutzt.

Die folgende Zeile hat den Aufbau:

A,Nuclid,Kommentar

A steht für die Massenzahl des Kerns, Nuclid ist sein chemisches Symbol. Falls erwünscht, kann noch ein Kommentar angegeben werden, der dann unter den Nuclidnamen gezeichnet wird (siehe Beispiel).

Die hier beschriebenen Steuerzeilen werden zwar gelesen, können aber weder in TRA\_BAND, noch in TRASH mit abgespeichert werden. Dies wird erst ab Version 5.0 möglich sein.

Es ist wichtig, das am Ende der Dateien keine Leerzeilen stehen dürfen!

## B.6.2 TRASH.PAR

Die Parameterdatei TRASH.PAR enthält einige vom Programm aus zugängliche Parameter, sowie einige Parameter, die seltener geändert werden müssen. Schalterstellungen sind als 0 und -1 abgespeichert. -1 steht für *an* bzw. *wahr*, 0 für *aus* bzw. *falsch*. Pro Zeile wird jeweils ein Parameter gespeichert, nach dem Parameterwert folgt ein Text, der als kurze Erklärung dienen soll, jedoch beim Einlesen ignoriert wird. Die ASCII-Datei hat folgenden Aufbau:

- -1,Levels nicht auf Kreuzungen mit Übergängen untersuchen
- -1,Transitions beschriften
- -1,Levels beschriften
- -1,Nuclidname zeichnen, falls das im File steht
- -1,Spins aus TRASH.SPN zeichnen
- 0,Rahmen um das Bild
- 0,Beschriftungsposition an Transition -1,0,1 für links, rechts, mittig
- 1,Abstand Text - Transition [mm]
- 16, Höhe Nuclidbeschriftung
- 3, Höhe Levelbeschriftung
- 3, Höhe Spins an Levels [mm]
- 2,  $\Delta \leq \Delta$  wird Differenz zwischen Levels und Trans beim Einlesen als richtig akzeptiert.

- 30, Transitionpfeil: Winkel zwischen Achse und 1. Flanke
- 60, Transitionpfeil: Winkel zwischen 1. und 2. Flanke
- 1, Abstand Level - Transition in [mm] bei Kreuzung
- 2, Campus-Format 1: DinA3-Quer, 2: DinA3-Hoch 3: DinA4-Quer, 4: DinA4-Hoch 5: DinA1-Quer, 6: DinA1-Hoch 7: DinA2-Quer, 8: DinA2-Hoch
- 20,X Wert der linken unteren Ecke des Bildes in Campus in mm
- 20,Y Wert dazu
- 0.3, Levelbreite
- 1.5, Breite der halben Pfeilspitze in mm
- 5, Maximale Pfeilbreite in mm
- 3, Texthöhe in mm
- 0, Falls die Niveauenergien im Daten-file, die das selbe Niveau bezeichnen, nicht immer exakt gleich angegeben sind, kann hier ein Delta (in keV) angegeben werden, ab dem solche Unterschiede abgefragt und auf Wunsch beseitigt werden können. Die Abfrage erfolgt erst, wenn das Programm die Niveaus berechnet d.h. vor dem Einlesen des Spin-files bzw. vor dem Zeichnen.
- 80, Hier kann der Schriftwinkel unter dem die Niveaubeschriftung von Niveaus, die nur depopuliert werden, eingestellt werden.

## B.7 TRASH

- File**
- **Load data-file** Das Datenfile wird ausgewählt und eingelesen. Existiert ein Spinfile (\*.SPN) mit gleichem Namen, wird dieses ebenfalls gelesen. Ebenso wird mit einem Parameterfile (\*.PAR) verfahren.
  - **Save data-file** *wird nicht mehr unterstützt*
  - **Create CAD-file** Aus den gelesenen Files (\*.dat, \*.spn) wird ein Termschema konstruiert und als CAMPUS CAD-file gespeichert.
  - **Create GEM-file** Es wird ein Termschema konstruiert und als GEM Metafile gespeichert. GDOS ist nicht erforderlich. Ein Font-file muß geladen werden, da Buchstaben aus einzelnen Linien zusammengebaut werden müssen. Welche Linien für welche Buchstaben nötig sind, steht in diesem Font-file.
  - **Quit** Verlassen des Programms

### Parameter

- **Levels** In einer Dialogbox können verschiedene Parameter, die mit der Darstellung eines Niveaus zusammenhängen, eingestellt werden.
- **Transitions** In einer Dialogbox können verschiedene Parameter, die mit der Darstellung von Übergängen zusammenhängen, eingestellt werden.
- **Format** Das Format der Campus-Zeichnung kann zwischen DIN-A0 und DIN-A5, zwischen Hoch und Quer eingestellt werden.
- **Delta** Das Delta, ab dem die Differenz zwischen  $E_{ini}$ - $E_{final}$  und der Übergangsenergie als falsch abgelehnt wird, kann eingestellt werden. (default ist 2 keV).
- **Nuclidname** Die Größe des Nuclidnamens in der Zeichnung kann eingestellt werden.
- **Load Parameter** Die Parameter, die zu dem geladenen Termschema in der Datei kern.par stehen, werden geladen.
- **Save Parameter** Die eingestellten Parameter werden in der Datei kern.par gesichert.

**Special** Die Parameter dieser Menüs werden nicht im Parameterfile gesichert, sie befinden sich nach jedem Start wieder im Anfangszustand.

**Draw Indices** Falls dieser Schalter eingeschaltet ist, werden an den X-Werten der (i,x) Tabelle des Datenfiles kurze Striche zusammen mit den Indices i gezeichnet. In der Entwicklungsphase eines Termschemas ist dies hilfreich, um die Indices, die bei der Manipulation von Banden und Übergängen gebraucht werden (s.o.), einfach ablesen zu können. Dieser Schalter wird eigentlich nicht mehr gebraucht, wenn TRA\_BAND verwendet wird, um das Termschema zu manipulieren.

- **Fill Transitions** Falls dieser Schalter eingeschaltet ist, werden die Übergangspfeile im Termschema dicht mit Linien ausgefüllt. Die so entstehenden ausgefüllten Übergangspfeile verbrauchen in CAMPUS jedoch viel Speicherplatz d.h. das Programm ist "bloody slow".
- **Show Input** Der Inhalt des Datenfiles wird beim Einlesen wahlweise angezeigt oder nicht. Falls das Programm beim Einlesen abstürzt, kann so der Fehler im File besser gefunden werden.
- **Use pennumbers** Falls dieser Schalter eingeschaltet ist, werden die in den Steuerzeilen angegebenen Stiftnummern tatsächlich auch benutzt. Sonst werden Niveaus, Übergänge und Beschriftung mit jeweils anderen Stiftnummern gezeichnet.
- **CAD-file (Labels)** Damit in CAMPUS bei Korrekturen der Beschriftung von Niveaus und Übergängen keine Schwierigkeiten mit Niveaus und Übergängen

entstehen, kann mit diesem Schalter dafür gesorgt werden, daß zwei CAD-files erzeugt werden: Eines für Übergänge und Niveaus, eines für die Beschriftungen. Beide Files können dann in Campus auf verschiedene Ebenen geladen werden.

- **Display on screen** Falls eingeschaltet, wird die Zeichnung ebenfalls auf dem Bildschirm angezeigt.

**Output** Hier lassen sich verschiedene Listen erzeugen, die nützlich sind.

**Cascade.** Ein File, welches in CASCADE der Version Harakeh (cas\_h) verwendet werden kann. Es werden alle Niveaus mit eindeutigem Spin in folgendem Format geschrieben: Exl, JL, PL, IL mit Format(7(F7.2,I2,2A))

Exl Level excitation energy in MeV

JL Level spin (twice for odd nuclei)

PL Level parity

\* = + Positive parity

\* = - Negative parity

\* IL Level isospin

\* =  $\leq$  Lower isospin  $T \leq$

- **Gammaenergy** Es wird ein File LEVEL\_E.LST erzeugt, welches folgenden Aufbau hat:  $E_\gamma$ ,  $E_i$ ,  $Spin_i$ ,  $E_f$ ,  $Spin_f$ , wobei nach  $E_\gamma$  sortiert ist.
- **initial Level** Es wird ein File LEVEL\_I.LST erzeugt, welches folgenden Aufbau hat:  $E_\gamma$ ,  $E_i$ ,  $Spin_i$ ,  $E_f$ ,  $Spin_f$ , wobei nach  $E_i$  sortiert ist.
- **final Level** Es wird ein File LEVEL\_F.LST erzeugt, welches folgenden Aufbau hat:  $E_\gamma$ ,  $E_i$ ,  $Spin_i$ ,  $E_f$ ,  $Spin_f$ , wobei nach  $E_f$  sortiert ist.
- **Peaktable Paint** Es wird ein File PAINT.LST erzeugt, welches folgenden Aufbau hat:  $E_\gamma$ , Channel, Nr, die hierfür notwendige Energieeichung wird eingelesen. Es ist darauf zu achten, daß die erste Zeile der Eichung nicht leer ist (Vax-Atari Kermit). In dem Eich-file müssen die Koeffizienten des Eichpolynoms zeilenweise, beginnend bei  $a_0$ , stehen (ist Standard).
- **Latex** Es wird eine L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Tabelle der Übergänge und Niveaus (LEVEL.TEX) erzeugt, welche folgenden Aufbau hat:  $E_\gamma$ ,  $E_i$ ,  $Spin_i$ ,  $E_f$ ,  $Spin_f$ , wobei nach  $E_i$  sortiert ist. (Siehe Beispiel B.1)
- **Nuci** Eine nicht sehr gelungene Variante des Termschemas im NUCI-Format wird erzeugt. Besser geht es in TRA\_BAND, da hier auch Banden definiert werden können.

## B.8 TRA\_BAND

Das Programm Tra-Band wurde in enger Zusammenarbeit mit Ingo Wiedenhöver entwickelt, von ihm stammt auch die eigentliche Programmidee.



Schwierigkeiten in TRASH bereitet vor allem die Erstellung des Daten-files, bzw. seine Modifizierung. Bei kleinen Termschemata kann diese Arbeit noch mit erträglichem Aufwand mittels eines Editors erledigt werden. Bei umfangreicheren Termschemata ist das genaue Plazieren von Übergängen mit einem Editor eine Zumutung. Um nun das sehr sehr umfangreiche  $^{125}\text{Xe}$  der  $(\alpha, n)$  Reaktion zeichnen zu können, wurde das Programm Tra-Band entwickelt, welches das einfache manipulieren von Übergängen am Bildschirm erlaubt und in der Lage ist, das Datenformat von TRASH zu lesen. Folgende Aktionen sind zur Zeit (7/91) möglich:

- **File**

- **Load TRASH** Ein TRASH-file kann geladen werden. Voreingestellt ist das letzte Tashfile, welches geladen war. Diese Information steht in der Datei Tra-bdt.inf.
- **Add TRASH** Ab und zu müssen Termschemata von verschiedenen Kernen in ein Bild gezeichnet werden. Hierfür ist dieser Menüpunkt. Ein weiteres Termschema kann zu dem existierenden geladen werden. Das neue Termschema wird rechts von dem schon vorhandenen plaziert.
- **Save TRASH** Das aktuelle Termschema wird als Trashfile zusammen mit einem Spin-file (\*.spn) abgespeichert. Existierte bishierhin noch kein Spinfile, wird es neu erzeugt, logischerweise ohne Spininformationen (d.h. nur die Levelenergien werden als Liste rausgeschrieben).
- **Load Nuci** Ein Datenbankfile der Datenbank NUCI kann geladen werden. Voreingestellt ist das letzte Nuci-file, welches geladen war. Die Information steht in der Datei Tra-bdn.inf. Um auch auf die Termschemata der Da-

Level <sub>i</sub> keV	Spin <sub>i</sub> $\hbar$	E <sub>γ</sub> keV	Level <sub>f</sub> keV	Spin <sub>f</sub> $\hbar$
114.0	7/2 <sup>+</sup>	114.0→	0.0	9/2 <sup>-</sup>
134.0	11/2 <sup>-</sup>	134.0→	0.0	9/2 <sup>-</sup>
335.0	9/2 <sup>+</sup>	220.0→	114.0	7/2 <sup>+</sup>
		335.0→	0.0	9/2 <sup>-</sup>
420.0	13/2 <sup>-</sup>	285.0→	134.0	11/2 <sup>-</sup>
		420.0→	0.0	9/2 <sup>-</sup>
588.0	11/2 <sup>+</sup>	253.0→	335.0	9/2 <sup>+</sup>
		473.0→	114.0	7/2 <sup>+</sup>
617.0	15/2 <sup>-</sup>	198.0→	420.0	13/2 <sup>-</sup>
		483.0→	134.0	11/2 <sup>-</sup>
883.0	13/2 <sup>+</sup>	295.0→	588.0	11/2 <sup>+</sup>

**Tabelle B.1:** Beispiel für den L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Output von TRASH. Die Daten stammen von  $^{127}\text{Ba}$

tenbank Nuci [Wol90-1] Zugriff zu haben, wurde dieser Menüpunkt hinzugefügt. Die Daten werden intern in das TRASH-format umgewandelt. Falls nicht genug Speicher für diese Aktion zur Verfügung steht, kann es zu Fehlern kommen (siehe auch den folgenden Menüpunkt). Z.Zt (7/91) werden in Nuci keine Positionsangaben für Übergänge mita bgespeichert. Die für TRASH notwendigen Positionsangaben werden aus den Bandennummern errechnet. Übergänge, die in Nuci ohne Zugehörigkeit zu einer Bande abgespeichert sind, werden jeweils rechts vom Termschema in einer neuen Spalte plaziert. Das hat leider den Nachteil, daß Termschemata von Schalenmodellkernen sehr unübersichtlich dargestellt werden. Es bedarf hier langer "Aufräumungsarbeiten", um ein übersichtliches Termschema zu erhalten.

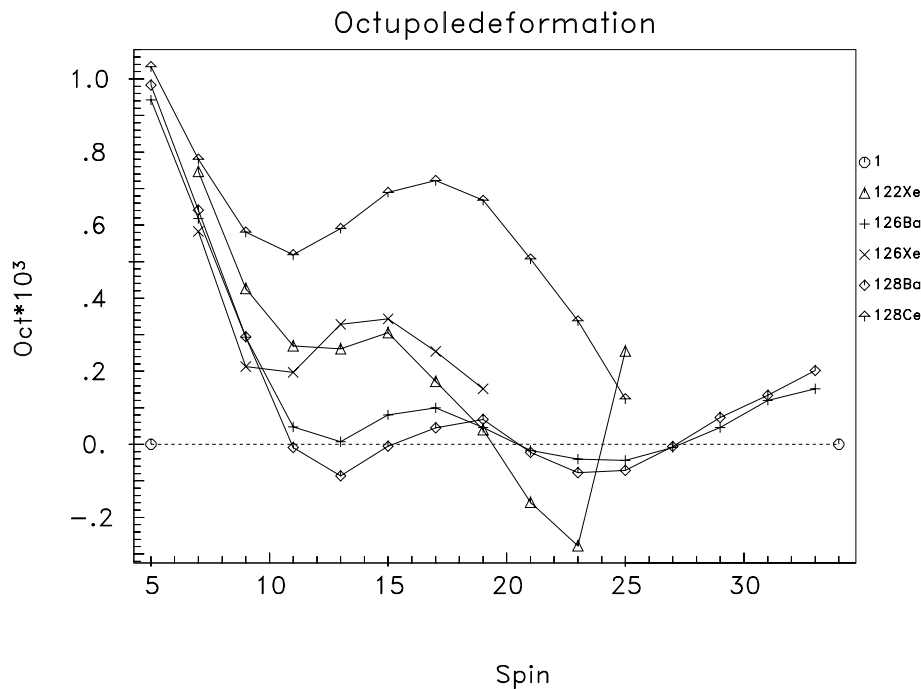
- **Save Nuci** Ein Termschema kann als Nuci-datensatz gespeichert werden. Für die Umwandlung wird viel Speicherplatz benötigt. Da dieser Speicherplatz erst bei Aufruf dieser Routine angefordert wird, kann es zu Abstürzen des Programms kommen, falls nicht mehr genug Speicher zur Verfügung steht. 2 Megabyte Speicher reichen aber aus. Bei der Umwandlung wird gefragt, ob Banden definiert werden sollen. Mittels des bekannten Verfahrens (siehe *Rotieren*) werden Bereiche markiert, die in Nuci als Bande abgespeichert werden. Die Bandennummer wird jeweils angezeigt. Auf das Markieren von Banden sollte nicht verzichtet werden, da ein sinnvolles Arbeiten mit Nuci nur mit Banden möglich ist.
- **Load Cherub** Der mit dem Theuerkauf'schen Programm Cherub erzeugte Termschemaoutput kann hier gelesen werden. Die dort erzeugten Termschemata können somit in Tra-Band sinnvoll weiterverarbeitet werden.
- **Save Cherub** Termschemata können im Cherubformat geschrieben werden. Die Benutzung bekannter Termschemata, die im Nuci- oder Trashformat vorliegen, ist somit kein Problem mehr.
- **Quit** Verlassen des Programms

## • Parameter

- **Lattice** Das vertikale Gitter aus gepunkteten Linien, welches die Spalten anzeigt, die als End- und Startpunkte der Übergänge gewählt werden können, werden durch diesen Schalter wahlweise aus oder eingeblendet.
- **Levels** Die Linien, die die Niveaus im Termschema anzeigen, können durch diesen Menüpunkt angezeigt oder ausgeblendet werden.
- **Spin** Falls beim Laden eines Termschemas auch die Spins miteingelesen wurden, können diese wahlweise durch diesen Schalter rechts neben dem Niveau angezeigt oder unterdrückt werden.

## • Action

- **Block** Genau wie bei *Rotation* wird über ein aufziehbares Rechteck eine Reihe von Übergängen selektiert. Durch Wahl eines Bezugspunktes (select Hotpoint) und Markierung eines Zielpunktes (place Hotpoint) wird ein Vektor berechnet, um den der Block verschoben wird. Dabei sollte darauf geachtet werden, daß an der Zielstelle genug Platz für den Block vorhanden ist, da sonst die Übergänge im Block die dort schon vorhandenen überschreiben. Auch hier kann die Aktion jederzeit durch die rechte Maustaste abgebrochen werden.
- **Rotation** Bereiche eines Termschemas (meistens Banden) können durch diesen Befehl an ihrer Mitte gespiegelt werden, d.h. sie werden um  $180^\circ$  gedreht. Durch einmaliges Klicken wird ein Rechteck aufgezogen, welches durch ein weiteres Klicken fixiert wird. Alle Übergänge, die sich ganz innerhalb dieses Rechteckes befinden, werden dick schwarz gezeichnet und anschließend an der Mitte des Rechtecks gespiegelt. Die Aktion kann jederzeit durch Klicken mit der rechte Maustaste unterbrochen werden.
- **Transition** Das Verschieben von Übergängen geschieht durch Anwählen des Menüpunktes *Transition*. Jetzt kann mit der Maus der gewünschte Übergang angeklickt werden (auch schräge Übergänge), der selektierte Übergang wird



**Abbildung B.1:** Beispiel der Displacementfunktion für Kerne der  $A=130$  Region. Nach Cottle [Cot91] sind die Kerne, für die die Displacementfunktion kleiner Null wird, oktapoldeformiert. ©Programme *TRA\_BAND* u. *MIX*

dick schwarz dargestellt. Durch Klick auf eine Spalte (verticale gestrichelte Linie; siehe auch Datenfileformat bei TRASH) wird die Pfeilspitze plaziert, durch einen weiteren Klick das Pfeilende. Der Bildschirm wird anschließend neu aufgebaut und der Übergang an der neuen Stelle gezeichnet. Die Aktion kann jederzeit durch Klick mit der rechten Maustaste unterbrochen werden.

- **Compress** Wird dieser Menüpunkt gewählt, werden alle Spalten, bei denen kein Übergang beginnt oder endet, gelöscht. Das Termschema wird so zusammengerückt.
- **Information** Da aus Gründen der Übersichtlichkeit in Tra-Band keine Übergangsenergien und keine Niveauenergien angezeigt werden, werden bei Wahl dieses Menüpunktes und durch Anklicken eines Überganges die Niveauenergien und Spins von initial- und final- Niveau sowie die Übergangsenergien angezeigt.
- **Octupole** Zwei Banden unterschiedlicher Parität müssen mittels Rechteck und Maus selektiert werden. Folgende Funktion (Displacementfunction) wird dann berechnet und angezeigt.

$$D = E(I) - \frac{(I+1)E(I-1) + IE(I+1)}{2I+1} \quad (\text{B.3})$$

Falls sie kleiner Null wird, sind die beiden Banden nach Cottle [Cot91] oktopoldeformiert. (Siehe z.B.  $^{128}\text{Ba}$  und  $^{126}\text{Ba}$  in Abbildung B.1)

- **Zickzack** Dies ist der Lieberz'sche ZickZack-Plot. Aufgetragen wird S gegen den Spin. S berechnet sich wie folgt:

$$S = \frac{E(I+2) - E(I+1)}{E(I+2) - E(I)} \times \frac{1}{S_{rig.rotor}} - 1 \quad (\text{B.4})$$

$S_{rig.rotor}$  berechnet sich wie der erste Term von S mit  $E = I(I+1)$ . Folglich ist S gleich Null für Banden von starren Rotoren. Durch den Quotienten zweier Energiedifferenzen ist S darüberhinaus unabhängig vom Trägheitsmoment des Kerns. S mißt folglich in etwa die Signaturaufspaltung von Rotationsbanden.

- **a<sub>eff</sub>** Der effektive Entkopplungsparameter  $a_{eff}$  gibt den bekannten Entkopplungsparameter  $a$  für jeden Spin einer Bande an. Er wird aus der bekannten Rotationsformel für entkoppelte Banden hergeleitet und wie folgt berechnet:

$$z = \frac{E(I+2) - E(I+1)}{E(I+2) - E(I)} \quad (\text{B.5})$$

$$a_{eff} = \left| \frac{(2I+3) * z - I - 2}{z - I - 2} \right| \quad (\text{B.6})$$

Die Energie von entkoppelten Banden wird durch folgende Gleichung beschrieben:

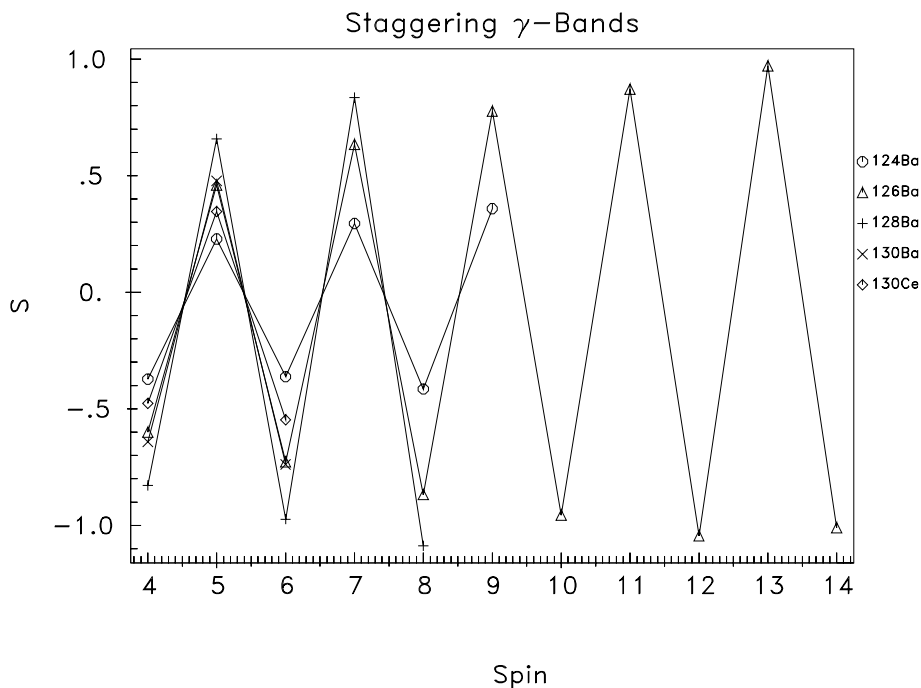
$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\Theta} \left[ I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} + b \right] \quad (\text{B.7})$$

(Trägheitsmoment  $\Theta$ , Entkopplungsparameter  $a$  additiven Konstanten  $b$ .)  
 Gesucht wird nun der effektive Entkopplungsparameter  $a_{eff}$ . Zunächst wird folgende Größe berechnet:

$$z = \frac{E(I+2) - E(I+1)}{E(I+2) - E(I)} \quad (\text{B.8})$$

Sie ist bereits unabhängig vom Trägheitsmoment  $\Theta$  und von der Konstanten  $b$ . Wird nach  $a$  aufgelöst, ergeben sich obige Gleichungen.  $a_{eff}$  ist ähnlich der Größe  $S$  im Zick-Zack-Plot ein Maß für die Signaturlaufspaltung einer Bande. Der große Vorteil von  $a_{eff}$  ist seine Unabhängigkeit vom Trägheitsmoment der Bande.

- **Trash** Ein Bereich des Termschemas kann in ein File geschrieben oder zu einem schon existierenden File hinzugefügt werden.
- **E'** Da das bisher vorhandene Programm, um Routhians, Alignments, Moments of Inertia etc. zu berechnen, uralt und sehr unschön in der Bedienung war (alle Daten müssen hier erneut in eine extra Datenbank eingegeben werden), wurde dieser Menüpunkt (und die folgenden Menüpunkte) zur Berechnung der genannten Größen implementiert. Wie unter *Rotation* geschildert, werden mittels verschiedener Rechtecke Übergänge (meist von Banden) markiert. Durch Drücken der rechten Maustaste werden aus den markierten



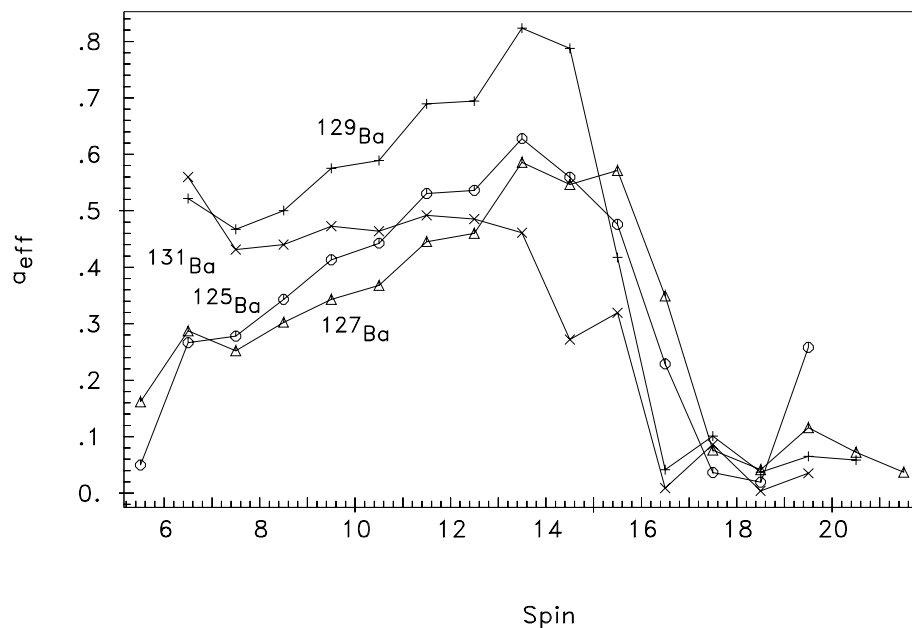
**Abbildung B.2:** Beispiel für den Lieberz'schen Zick-Zack Plot  $S$  für die  $\gamma$ -Banden verschiedener  $A=130$  Kerne ©Programm *TRA\_BAND* u. *MIX*

Übergängen alle zugehörigen Initial- und Final-Niveaus bestimmt und nach Sortierung und Löschung doppelter Niveaus eine Liste der Niveaus und Spins angezeigt. Hier sollte kontrolliert werden, ob die richtigen Daten ausgewählt wurden. Mittels einer Dialogbox können nun die Harrisparameter eingestellt werden. Voreingestellt sind die Harrisparameter, die für die A=130 Region in der Veröffentlichung von Wyss et al. [Wys89] verwendet wurden. Anschließend wird die verlangte Größe berechnet und angezeigt. Nach Drücken einer beliebigen Taste kehrt das Programm zum Termschema zurück. Wird jedoch 'W' gedrückt, können die angezeigten Daten in ein File geschrieben werden.

- **e'** Routhian minus Referenz. Siehe Abbildung B.4
- **Ix** Alignment
- **i** Alignment minus Referenz
- **J1** Moment of Inertia
- **J2** Moment of Inertia
- **I,E** Spin und Energie der Niveaus werden als Spin-Energie-Kurve angezeigt.

### • Fit

- **A is even** Fit einer  $\Delta I=2$  Bande durch folgende Fitformeln:



**Abbildung B.3:** Entkopplungsparameter  $a_{eff}$  in Banden verschiedener Bariumisotope.  
©Programm TRA\_BAND u. MIX

$$E = \frac{L(L+1)}{a + b * E} \quad (\text{B.9})$$

$$E = \frac{L(L+1) + cL}{a + b * E} \quad (\text{B.10})$$

$$E = \frac{L(L+1) + cL^2}{a + b * E} \quad (\text{B.11})$$

$$E = \frac{L(L+1)}{a + b * E + c * E^2} \quad (\text{B.12})$$

$$E = \frac{a * L(L+1)}{1 + Def * L^2 + Defs * L^4} \quad (\text{B.13})$$

$$xE^2 + yE + z - L^2 - rL = 0 \quad (\text{B.14})$$

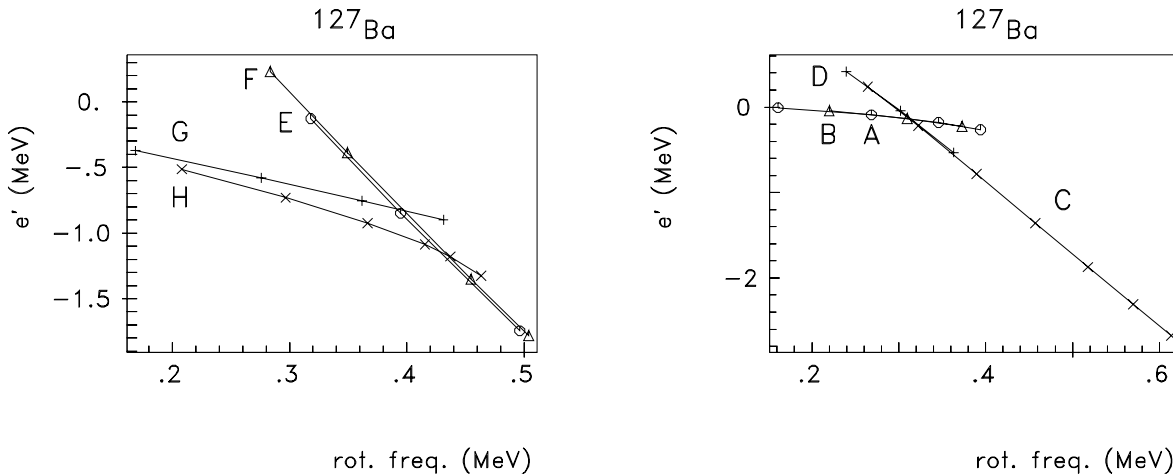
$$E - E0 = \frac{1}{2J_0} L(L+1) \quad (\text{B.15})$$

$$E = \frac{L(L+1) - L_0(L_0+1)}{a + b * E} \quad (\text{B.16})$$

$$E = \frac{L^2 + dL - L_0(L_0+1)}{b + c * E} \quad (\text{B.17})$$

Die Fitergebnisse und die Fitparameter werden in das File tra\_fit.dat geschrieben.

Die Funktionen B.9-B.13 sind nur sinnvoll anwendbar, wenn für  $L=0$  auch  $E=0$  gilt, d.h. wenn eine Grundzustandsbande gefittet wird. Die Funktion



**Abbildung B.4:** Beispiel verschiedener Routhians aus  $^{127}\text{Ba}$ . Die Bezeichnungen beziehen sich auf die Banden des Termschemas (siehe Abbildung 3.1) ©Programm TRA\_BAND u. MIX

B.13 ist dem Programm CASCADE entnommen, sie kann verwendet werden, um die Parameter DEF und DEFS zu bestimmen, die in CASCADE die Yrast-Linie parametrisieren. Die Funktionen B.15-B.17 enthalten einen konstanten Parameter, der es ermöglicht, auch Rotationsbanden zu fitten, die nicht mit dem Grundzustand beginnen.

Das Besondere der Fitfunktionen ist die Energieabhängigkeit des Trägheitsmoments. Hierdurch kann die Qualität der Fits gegenüber solchen mit konstantem Trägheitsmoment erheblich verbessert werden.

Alle obigen Fitfunktionen bis auf B.14 lassen sich in Polynome in E und L überführen, die linear in den Fitparametern sind und sich nur durch die Parameter unterscheiden, die Null gesetzt werden.

$$a_1E + a_2E^2 + a_3E^3 \dots + b_1L + b_2L^2 + b_3L^3 \dots + 1 = 0 \quad (\text{B.18})$$

Die Parameter  $a_i$  und  $b_i$  lassen sich zum Teil umrechnen in solche, die eine physikalische Bedeutung haben. Die Fitfunktionen, die üblicherweise in Lehrbüchern auftauchen, sind immer nur Polynome in L. Bei gleicher Zahl der freien Parameter, werden die Fits hier durch die Hinzunahme von Polynomen in E erheblich besser.

- **A is odd** Fit einer  $\Delta I=2$  Bande in ungeraden Kernen durch folgende Formeln:

$$E(I) = \frac{R(R+1) + d * I(I+1)}{a + b * E + c * E * E} \quad (\text{B.19})$$

$$E(I) = \frac{R(R+1) + c * I(I+1)}{a + b * E} \quad (\text{B.20})$$

R ist für gerade Spins I definiert als  $R=I-1/2$ , für ungerade Spins als:  $R=I-9/2$ . Diese beiden Funktionen wurden Ref. [Bre91] entnommen.



Vielen Personen, mehr als hier genannt sein können, die in irgendeiner Form zu dieser Arbeit beitragen haben, möchte ich danken:

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano für die Unterstützung dieser Arbeit, für die Bereitstellung und/oder Beschaffung finanzieller Mittel, für viele Diskussionen kleiner und großer Probleme und für das häufige Lachen zwischendurch,

Herrn Prof. Dr. A.Gelberg für viele wertvolle Diskussionen und Unterstützung bei meinem Vortrag in Bad Honnef 1988 [Sei88-3]

Herrn Prof. Dr. W.Zipper für seine Zusammenarbeit an zahlreichen Projekten mit und um CASCADE sowie seiner Gastfreundschaft und Hilfe in Katowice;

Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck für die Erstellung des zweiten Gutachtens;

Herrn Dr. A.Granderath für die gute Zusammenarbeit bei zahlreichen Projekten und Veröffentlichungen der A=130 Region;

Herrn Dr. G.Böhm für die Hilfe bei zahlreichen T<sub>E</sub>X-,  $\chi^2$ - und Korrekturproblemen;

Herrn cand. rer. nat. M.Eschenauer und Herrn Dipl. Phys. D.Weil für die freundliche Atmosphäre in Zi202, für hilfreiche Diskussionen und zahlreiche Tips bei kleineren und größeren Problemen;

Herrn Dipl.Phys. I.Wiedenhöver für die ausgezeichnete Zusammenarbeit bei Durchführung und Auswertung des 1991er <sup>126</sup>Xe Experimentes und für mehrmaliges Korrekturlesen dieses Werkes;

Den Herren Dr. A.Dewald, Dr. K.O.Zell und Dipl.Phys. J.Theuerkauf für das Korrekturlesen dieses Werkes;

Herrn Dr. R.Schwengner und der gesamten Rossendorfer  $\gamma$ -Spektroskopiegruppe für ihre Gastfreundschaft und Hilfe bei der gemeinsamen Arbeit an <sup>73</sup>Se ([Sei90-2, Sei91-1]);

Herrn Dr. W.Lieberz für die Hilfe bei der Veröffentlichung der Kölner Ergebnisse zu <sup>126</sup>Xe;

Herrn Dr. H.Wolters für die gute Zusammenarbeit bei Programmen (PAINT, EGS) und Projekten (NUCI) und für die Erstellung der besten Programme des Instituts;

dem Land Nordrheinwestfalen für ein Stipendium im Rahmen der Graduiertenförderung;

den Herren Matthias und Steffen Seiffert für anregende Diskussionen;

meinen Eltern und Schwiegereltern für ihre Unterstützung;

meiner Frau Silke, für ihr Verständnis und ihre liebevolle Hilfe.

# Lebenslauf

Name: Florian Maria Seiffert  
Geburtsdatum: 05. 07. 1961  
Geburtsort: Köln - Lindenthal  
Eltern: Dr. Winfried Maria Johannes Seiffert  
Liselotte Paula Seiffert, geb. Harbert  
Ehefrau: Silke Andrea Seiffert, geb. Tönjes

## Schulausbildung:

August 1968 — Juni 1972 Grundschule  
August 1972 — Juni 1981 Rhein Gymnasium Köln-Mülheim  
Juni 1981 Abitur

Juli 1981 — September 1982 Grundwehrdienst

## Hochschulstudium:

WS 1982/83 Immatrikulation an der Universität zu Köln  
für das Studienfach Physik/Diplom  
April 1985 Vordiplom  
Oktober 1988 Diplom im Fach Physik mit dem Thema:  
„Kernstrukturuntersuchungen  
des Kernes  $^{73}\text{Se}$  mit Hilfe der  
( $\alpha$ ,n) Reaktion “

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

August 1985 — Oktober 1988 Studentische Hilfskraft  
November 1988 — Juni 1989 Wissenschaftliche Hilfskraft  
Juli 1989 — Juni 1991 Stipendiat des Landes NRW  
August 1991 — März 1992 Wissenschaftliche Hilfskraft

# Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unzulässige Hilfe 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 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 Herrn Prof. Dr. P. von Brentano betreut worden.

Folgende Teilpublikation wurden bereits veröffentlicht:

- **$^{73}\text{Se}$  investigated by the  $(\alpha, n)$  reaction**  
(siehe Referenz [Sei88-3])
- **$^{73}\text{Se}$  investigated by the  $(\alpha, n)$  reaction**  
(siehe Referenz [Sei90-2])
- **Band structures in  $^{73}\text{Se}$**   
(siehe Referenz [Sei91-1])
- **High spin states in  $^{127}\text{Ba}$**   
(siehe Referenz [Sei90-1])