

^{54}Co und ^{58}Cu :
Die doppelt ungeraden $N = Z$
Nachbarkerne von ^{56}Ni

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

vorgelegt von
Ingo Schneider
aus Köln

Köln 2000

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano
Prof. Dr. A. Eckart

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 13.12.2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Die Experimente	7
2.1	Übersicht über die durchgeführten Experimente	7
2.2	Das ^{54}Co Experiment	8
2.3	Das ^{58}Cu Experiment	11
2.4	Das ^{46}V Experiment	12
3	Analyse der Messdaten	15
3.1	Vorbereitung der Auswertung	15
3.1.1	Herstellung einer einheitlichen Energie- Kanalbeziehung . .	15
3.1.2	Ausnutzung der Zeitinformation	17
3.2	Konstruktion der Niveauschemata	18
3.2.1	Ergebnisse für ^{54}Co	22
3.2.2	Ergebnisse für ^{58}Cu	22
3.3	Bestimmung von Spin- und Paritätswerten	25
3.3.1	Die γ -Winkelverteilung	25
3.3.2	Die $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation	28
3.3.3	Winkelkorrelationen am OSIRIS-Würfel	31
3.3.4	Auswertung der Winkelkorrelation	34
3.3.5	Ergebnisse der Winkelkorrelation für ^{54}Co	38
3.3.6	Ergebnisse der Winkelkorrelation für ^{58}Cu	46

3.3.7	Die γ -Linearpolarisation	51
3.3.8	Messung der γ -Linearpolarisation mit dem CLUSTER	56
3.3.9	Ergebnisse der γ -Linearpolarisation für ^{54}Co	61
3.4	Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen	62
3.5	Lebensdauerbestimmung mit der DSAM	63
3.5.1	Das Prinzip der DSAM	64
3.5.2	Auswertung der Spektren und Bestimmung der Lebensdauern	65
3.6	Auswertung der RDDS-Lebensdauerermessung	72
3.6.1	Prinzip der RDDS-Methode	72
3.6.2	Auswertung der Spektren und Bestimmung der Lebensdauern	75
3.7	Berechnung reduzierter Übergangswahrscheinlichkeiten	81
3.8	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	85
3.8.1	Die Ergebnisse für ^{54}Co	85
3.8.2	Die Ergebnisse für ^{58}Cu	87
3.8.3	Die Ergebnisse für ^{46}V	91
4	Zuweisung von Isospinquantenzahlen	93
4.1	Isospinformalismus	93
4.2	Isospinzusweisungen in ^{54}Co und ^{58}Cu	98
5	Vergleich mit Schalenmodellrechnungen	105
5.1	Schalenmodellrechnungen für ^{54}Co	105
5.2	Schalenmodellrechnungen für ^{46}V	112
6	Zusammenfassung	115
7	Abstract	119
	Veröffentlichungen	121
	Literaturverzeichnis	124

Kapitel 1

Einleitung

Das Studium von Atomkernen mit gleicher Anzahl Protonen (Z) und Neutronen (N), sogenannter $N = Z$ Kerne, ist in den vergangenen Jahren durch Fortschritte in den experimentellen und theoretischen Techniken wieder mehr und mehr in das Interesse der Kernstrukturphysik gerückt. Aufgrund ihrer gleichen Protonen- und Neutronenzahl sind $N = Z$ Kerne die Systeme mit dem größten möglichen Isospinfreiheitsgrad und erlauben sensitive Tests bezüglich der Isospinsymmetrie der Kernkräfte [Hei32]. In der letzten Zeit wurden viele experimentelle (z.B. [Sve98, Sko98, dA98, Rud96, Rud98, Ter98, Vin98, Len99, O'L99, Fri99, Sch00b]) und theoretische (z.B. [Wol71, Pet99, Lan97, Isa97, Sat97, Sat98, Ots98, Cho91, Ron98, Fuj97, Pov98, Lis99]) Arbeiten zur Untersuchung der Kernstruktur von $N = Z$ Kernen veröffentlicht.

Von besonderem Interesse für die γ -spektroskopische Untersuchung sind die ungerade-ungerade $N = Z$ Kerne. Sie besitzen die einzigartige Eigenschaft, dass Zustände mit unterschiedlicher Isospinquantenzahl T , nämlich Zustände mit $T = 0$ und $T = 1$, energetisch beinahe entartet sind. Damit ist es möglich sowohl $T = 0$, als auch $T = 1$ Zustände, beispielsweise mit einer Kernreaktion, in ausreichendem Maße zu bevölkern, so dass elektromagnetische Übergänge zwischen diesen Zuständen mit Methoden der γ -Spektroskopie untersucht werden können. Bei allen anderen Kernen, einschließlich der gerade-gerade $N = Z$ Kerne, sind die Zustände mit der niedrigst möglichen Isospinquantenzahl von angeregten Zuständen mit einer höheren Isospinquantenzahl durch eine relativ große Energielücke getrennt. Abbildung 1.1, die der Referenz [Bre00] entnommen ist, verdeutlicht diesen Sachverhalt, indem die Energiedifferenz des niedrigsten $T = 0$ Zustandes und des niedrigsten $T = 1$ Zustandes in $N = Z$ Kernen gegen die Protonenzahl aufgetragen ist. In manchen Kernen, wie z.B. ^{46}V , ^{50}Mn oder auch ^{54}Co ist diese Differenz sogar negativ. Das bedeutet, dass der Grundzustand die Isospinquantenzahl $T = 1$ hat. Entfernt man sich weiter von der $N = Z$ Linie, so wird die Energiedifferenz zwischen den Zuständen mit der niedrigsten Isospin-

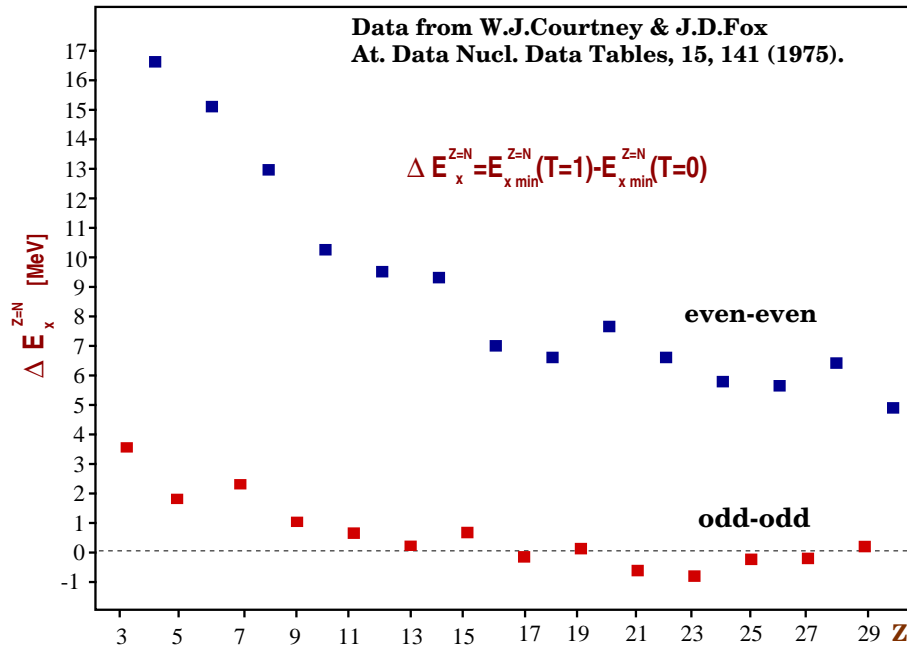


Abbildung 1.1: Aus [Bre00]. Energiedifferenz zwischen dem tiefsten $T = 1$ Zustand und dem $T = 0$, 0_1^+ -Grundzustand in gerade-gerade $N = Z$ Kernen (obere Punkte) und zwischen dem $T = 1$, 0_1^+ -Zustand und dem tiefsten $T = 0$ Zustand in ungerade-ungerade $N = Z$ Kernen.

quantenzahl und denen mit einer höheren Isospinquantenzahl immer größer.

Eine interessante Eigenschaft der Kernstruktur von ungerade-ungerade $N = Z$ Kernen ist das bei einigen von ihnen beobachtete Auftreten sehr starker magnetischer Dipolübergänge ($M1$ -Übergänge) zwischen Zuständen mit unterschiedlicher Isospinquantenzahl ($\Delta T = 1$) [deS74, Lis99]. Diese gehören zu den stärksten $M1$ -Übergängen, die in der experimentellen Kernstrukturphysik beobachtet wurden [Lis99]. In der Referenz [Lis99] wurde diese große $M1$ -Übergangsstärke durch die konstruktive Interferenz von Orbital- und Spinanteilen in den $\Delta T = 1$, $M1$ -Übergangs-Matrixelementen zwischen Zuständen, bei denen das ungerade Proton und das ungerade Neutron beide die $j = l + 1/2$ Schale besetzen, erklärt. In den Fällen, in denen das ungerade Proton und das ungerade Neutron beide die $j = l - 1/2$ Schale besetzen, kommt es zu einer destruktiven Interferenz von Orbital- und Spinanteilen, wodurch die $M1$ -Übergangsstärke beinahe verschwindet. Solche Konfigurationen, bei denen das ungerade Proton und das ungerade Neutron beide die $j = l + 1/2$ Schale besetzen ($(\pi j \times \nu j)_{JT}$ mit $j = l + 1/2$), werden in der Referenz [Lis99], in Anlehnung an das Deuteron, als Quasideuteron-Konfiguration bezeichnet und das Auftreten starker $M1$ -Übergänge als Signatur für diese Konfiguration angegeben.

Weiterhin führt die Isospinsymmetrie der Kernkräfte in $N = Z$ Kernen zu Aus-

wahlregeln für $\Delta T = 0$, $M1$ - und $E1$ -Übergänge [deS74, War69]. Beispielsweise sind bei strenger Isospinsymmetrie $E1$ -Übergänge zwischen Zuständen mit derselben Isospinquantenzahl in $N = Z$ Kernen verboten (sogenannte isospinverbotene $E1$ -Übergänge). Wegen der Coulombwechselwirkung gilt die Isospinsymmetrie jedoch nicht exakt, so dass Isospinmischungen auftreten. Die experimentelle Beobachtung von isospinverbotenen $E1$ -Übergängen ist ein Hinweis auf das Auftreten von Isospinmischungen.

Mit der vorliegenden Arbeit und vier weiteren Doktorarbeiten der Herren A. Lisetskiy [Lis00], C. Frißner [Fri00], A. Schmidt [Sch00a] und K. Jessen [Jes00] wurde auch am Institut für Kernphysik der Universität Köln eine Arbeitsgruppe mit dem Schwerpunkt leichte $N = Z$ Kerne in der f -Schale ins Leben gerufen. Mit einer zweiten Arbeitsgruppe auf dem Gebiet schwerer $N = Z$ Kerne wurde freundschaftlich zusammengearbeitet. Insgesamt wurden von der neuen Arbeitsgruppe bisher die ungerade-ungerade $N = Z$ Kerne ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co und ^{58}Cu , sowie der gerade-gerade $N = Z$ Kern ^{48}Cr untersucht.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mit dem Kölner FN-Tandem Beschleuniger mehrere Experimente zur Untersuchung der Kernstruktur der beiden ungerade-ungerade $N = Z$ Kerne ^{54}Co und ^{58}Cu durchgeführt. Über diese beiden Kerne, insbesondere über ^{54}Co , war aus früheren Experimenten [Jun93, Rud98, Sin99] nur recht wenig bekannt. Es lagen vor allem häufig keine eindeutigen Zuweisungen von Spin- und Paritätsquantenzahlen für die niedrig liegenden Zustände vor, wodurch ein sinnvoller Vergleich der experimentellen Daten mit den Aussagen von Kernmodellen nur begrenzt möglich war. Betrachtet man in erster Näherung den doppelt magischen Kern ^{56}Ni als inerten Rumpf, so haben ^{58}Cu und ^{54}Co , die beiden $N = Z$ Nachbarkerne von ^{56}Ni , jeweils ein Proton bzw. ein Protonloch und ein Neutron bzw. ein Neutronloch in der $p_{3/2}$ bzw. in der $f_{7/2}$ Schale. Dies sind beides Schalen für die $j = l + 1/2$ gilt. Aus diesem Grund war die Frage nach dem Auftreten von starken $M1$ -Übergängen zwischen den tief liegenden Zuständen in ^{54}Co und ^{58}Cu ebenfalls eine interessante Motivation für die durchgeführten Experimente. Weiterhin wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit am Kölner FN-Tandem Beschleuniger ein RDDS-Lebensdauerexperiment an dem ungerade-ungerade $N = Z$ Kern ^{46}V durchgeführt. Besonders interessant war dabei die Lebensdauer des 2_1^- -Zustandes, da in einer früheren Kölner Arbeit [Fri99] nachgewiesen wurde, dass dieser einen isospinverbotenen $E1$ -Übergang zum 1_1^+ -Zustand und einen seltenen $M2$ -Übergang zum 0^+ -Grundzustand aufweist.

Im Folgenden werden zunächst die durchgeführten Experimente im Detail vorgestellt und anschließend die umfangreiche Analyse der Messdaten, bei der ein großer Teil der in Köln gebräuchlichen Auswertemethoden zum Einsatz kam, beschrieben. Zum Schluss folgt ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Aussagen des Schalenmodells, die für ^{54}Co von A. Lisetskiy im Rahmen seiner

Doktorarbeit [Lis00] und für ^{46}V von Prof. Otsuka und Dr. Utsuno von der Universität Tokio [Fri99] ermittelt wurden.

Kapitel 2

Die Experimente

2.1 Übersicht über die durchgeführten Experimente

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mehrere Experimente zur Untersuchung von Niedrigspinzuständen in den ungerade-ungerade $N=Z$ Kernen ^{46}V , ^{54}Co und ^{58}Cu durchgeführt. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht über die Experimente.

Tabelle 2.1: Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit am Kölner FN-Tandem Beschleuniger durchgeführten Experimente an den Kernen ^{54}Co , ^{58}Cu und ^{46}V .

Datum	Reaktion	Spektrometer	Art der Auswertung
Februar 1998	$^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$	OSIRIS-Würfel-Spektrometer mit EUROBALL-Cluster-Detektor	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen γ -Linearpolarisation Lebensdauern mittels DSA-Methode
November 1998	$^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$	OSIRIS-Würfel-Spektrometer	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen
Dezember 1999	$^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$	OSIRIS-Würfel-Spektrometer mit EUROBALL-Cluster-Detektor	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen γ -Linearpolarisation
Februar 2000	$^{32}\text{S}(^{16}\text{O,pn})^{46}\text{V}$	Lebensdauermissplatz am Strahlrohr R15	Lebensdauer mit der RDDS-PLUNGER Methode

Während die ersten drei in der Tabelle aufgeführten Experimente mit dem Ziel durchgeführt wurden, das Termschema der beiden Kerne ^{54}Co und ^{58}Cu im Niedrigspinbereich zu erweitern, ist dies für den Kern ^{46}V bereits im Rahmen der Doktorarbeit von C. Frißner [Fri00] geschehen. Das im Rahmen dieser Arbeit an ^{46}V durchgeführte Experiment sollte Aufschluss über Lebensdauern, insbesondere

der des 2_1^+ - und des 2_1^- Zustandes, geben. Das im Dezember 1999 durchgeführte zweite Experiment an ^{58}Cu wurde im Rahmen der Doktorarbeit von A. Schmidt [Sch00a] ausgewertet. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die Details der verschiedenen Experimente im Einzelnen besprochen. Dies sind z.B. das verwendete Spektrometer, die verwendeten Detektoren, die Art des Targets und so weiter.

2.2 Das ^{54}Co Experiment

Das ^{54}Co Experiment wurde am OSIRIS-Würfel-Spektrometer, welches am Strahlrohr R45 des Kölner FN-Tandem Beschleunigers aufgebaut ist, durchgeführt. Die angeregten Zustände in ^{54}Co wurden über die Fusionsverdampfungsreaktion $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$ bevölkert. Das verwendete Target bestand aus zu 99.8% angereichertem ^{54}Fe , welches zu einer $\approx 1\text{mg}/\text{cm}^2$ dicken, selbsttragenden Folie gewalzt wurde. Die Energie des Protonenstrahls wurde so eingestellt, dass der Wirkungsquerschnitt der $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$ Reaktion möglichst groß war, bei einem gleichzeitig möglichst guten Verhältnis dieses Wirkungsquerschnittes zu dem konkurrierender Reaktionskanäle (dies sind im Wesentlichen die Reaktionskanäle $^{54}\text{Fe}(p,p')^{54}\text{Fe}$ und $^{54}\text{Fe}(p,2p)^{53}\text{Mn}$). Die fragliche Strahlenergie wurde zunächst durch eine Simulationsrechnung mit dem Programm CASCADE[Sei93], dessen Ausgabe in Tabelle 2.2 zu sehen ist, zu 15 MeV vorgeschlagen. Ausgehend von diesem Wert, wurde die Strahlenergie zu Beginn des Experiments in Schritten von 1 MeV nach oben und nach unten variiert und jeweils für eine bestimmte Zeit ein Spektrum der entstehenden γ -Strahlung aufgezeichnet. In diesem Spektrum wurden anschließend die Intensitäten der stärksten γ -Übergänge der Kerne ^{54}Co , ^{54}Fe und ^{53}Mn bestimmt und als Maß für den Wirkungsquerschnitt der $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$ Reaktion und das Verhältnis dieses Wirkungsquerschnittes zu dem der anderen Reaktionskanäle genommen. Es ergab sich, dass die optimale Strahlenergie in der Tat bei 15 MeV liegt. Bei dieser Strahlenergie wurden dann in einer Messzeit von fünf Tagen etwa $2 \cdot 10^9$ $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse auf Magnetband gespeichert. Zur Energieeichung und zur Eichung des relativen Ansprechvermögens der Detektoren wurde zu Beginn und am Ende der Messung jeweils für ca. eine halbe Stunde die γ -Strahlung aus dem Zerfall des Isotops ^{226}Ra spektroskopiert. Die beim Zerfall von ^{226}Ra emittierte γ -Strahlung deckt einen Energiebereich von etwa 180 keV bis 2450 keV ab. Das entspricht dem interessierenden Energiebereich für das ^{54}Co Experiment.

Tabelle 2.2: Ausgabe des Programms CASCADE[Sei93]. Angegeben sind die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionskanäle in Abhängigkeit der Projektilenergie.

CASCADE Calculation \LaTeX Output © F. Seiffert code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267								Target: 54Fe Projectile: 1H			
Date of calc: 17-Mar-00				Compound Nucleus: 55Co				Vcoul.= 4.74 MeV		Lcrit.= 4 \hbar	
E	[MeV]	13.00	14.00	15.00	16.00	17.00	18.00	19.00			
Cl0	\hbar	3.65	3.68	3.50	3.50	3.50	3.51	3.51			
Nuc.	chan.	σ / mb									
54Co	n	38.73	77.51	95.86	75.99	45.70	25.72	14.24			
54Fe	p	754.78	596.01	414.69	259.11	151.38	85.44	47.57			
53Fe	np				25.80	58.79	88.95	117.79			
53Mn	2p	15.44	76.50	167.27	244.61	289.44	298.44	282.63			
51Mn	α	14.17	21.24	44.86	72.50	89.11	89.07	76.70			
50Cr	p α				0.71	4.79	16.33	33.31			
σ_{fusion}		823.13	771.26	722.73	678.74	639.30	603.99	572.28			

Experimenteller Aufbau

Das in diesem Experiment verwendete OSIRIS-Würfel-Spektrometer wurde in Zusammenarbeit mit der OSIRIS Kolaboration (Berlin, Bonn, Göttingen, FZ Jülich und Köln) am Institut für Kernphysik der Universität Köln entwickelt und gebaut. Es wird im Folgenden nur kurz beschrieben. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf die Referenzen [Wir93, Wir95, Esc92] verwiesen.

Das Kernstück des OSIRIS-Würfel-Spektrometers ist der aus einer Wolframlegierung bestehende Würfel, der gleichzeitig als Targetkammer und als Kollimator für bis zu 14 Detektoren dient. Die Strahlachse verläuft durch die Mitte zweier gegenüberliegender Kanten des Würfels. Das Target ist dabei im Zentrum des Würfels positioniert. Die sechs Flächen des Würfels werden üblicherweise mit Germanium-Detektoren, welche von Anti-Compton-Shields (ACS) umgeben sind, bestückt. In diesem Fall decken die sechs Detektoren bei einem Target-Detektor-Abstand von 11.7 cm einen Raumwinkel von 4.5% von 4π ab. Auf den acht Ecken des Würfels können zusätzliche Germanium-Detektoren oder auch Teilchendetektoren angebracht werden.

Bei dem ⁵⁴Co-Experiment war das OSIRIS-Würfel-Spektrometer mit fünf gewöhnlichen Germanium-Detektoren mit ACS und einem EUROBALL-CLUSTER-Detektor mit ACS, welcher unter einem Winkel von 90° zur Strahlachse montiert war, bestückt. Abbildung 2.1 zeigt die Anordnung der Detektoren um den Würfel und den Verlauf des Strahlrohres (die ACS wurden zur besseren Übersicht weggelassen). Bei einem Abstand von 25.7 cm zwischen Target und dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor, deckt dieser einen Raumwinkel von 1.6% von 4π ab.

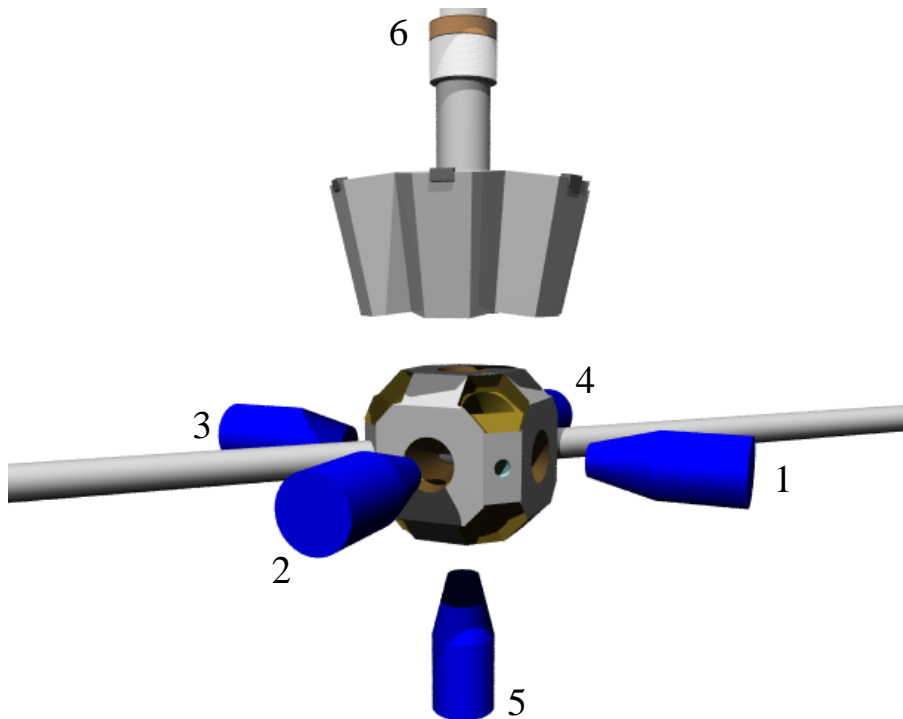


Abbildung 2.1: Anordnung der sechs Detektoren am OSIRIS-Würfel-Spektrometer. Im ^{54}Co -Experiment wurde an Detektorposition Nr. 6, wie hier gezeigt, der EUROBALL-CLUSTER-Detektor eingesetzt. Im ^{58}Cu -Experiment wurde an dieser Position ein normaler Ge-Detektor eingebaut.

Der EUROBALL-CLUSTER-Detektor, der in Köln, Jülich und Straßburg von Dr. J. Eberth und anderen entwickelt wurde, ist ausführlich in den Referenzen [Ger91, Ebe92, Ebe94, Tho95, Ebe96] beschrieben. Er besteht aus sieben einzeln eingekapselten Germanium-Detektoren, die über einen gemeinsamen Kryostaten mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Kapseln haben eine hexagonale Form und lassen sich somit zu einem „Cluster“ zusammenfügen. Dies ist schematisch in Abbildung 2.2 gezeigt, in der auch das ACS des EUROBALL-CLUSTER-Detektors und der OSIRIS-Würfel angedeutet sind.

Dieser spezielle Aufbau eines großen Detektors aus mehreren Segmenten bietet die Möglichkeit, die Energie eines γ -Quants, welches in einem der Segmente über Compton Streuung wechselwirkt und dann in einem weiteren Segment absorbiert wird, durch Addition der in den beteiligten Segmenten deponierten Teilenergien zurückzurechnen (sogenanntes Addback-Verfahren). Durch dieses Verfahren wird die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors bei einer Energie der einfallenden γ -Strahlung von 1.3 MeV um 44% erhöht [Ebe94]. Durch diese höhere Nachweiswahrscheinlichkeit einerseits und den größeren abgedeckten Raumwinkel andererseits, erhöht der Austausch eines gewöhnlichen Germanium-Detektors gegen

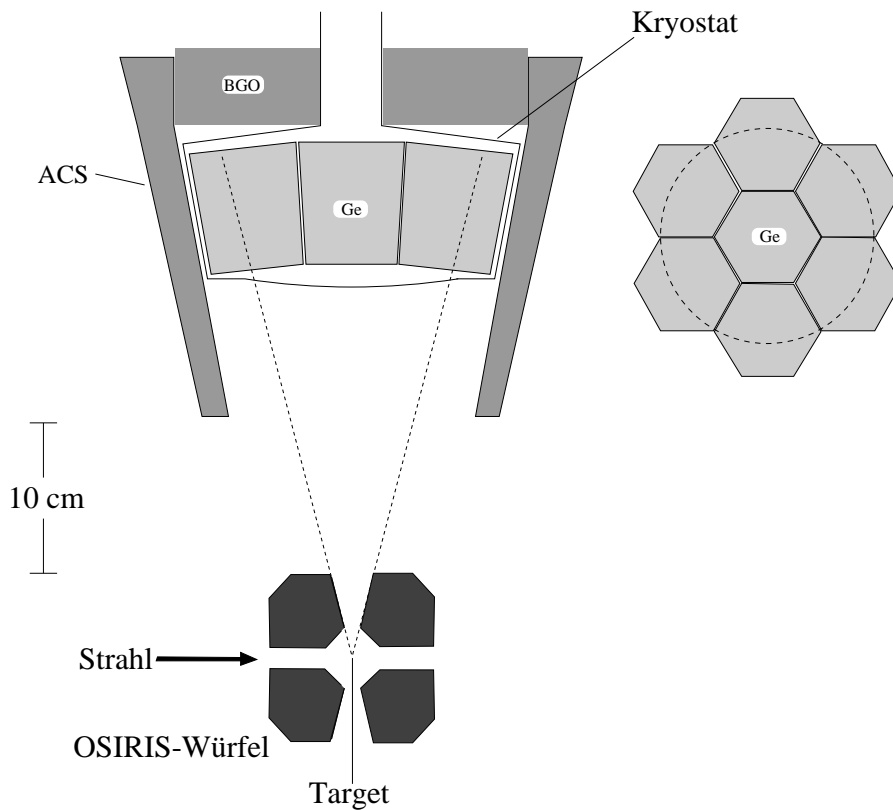


Abbildung 2.2: Links ist eine schematische Skizze des EUROBALL-CLUSTER-Detektors am Kölner OSIRIS-Würfel-Spektrometer gezeigt. Die rechte Abbildung zeigt die Anordnung der sieben Germanium-Kristalle im EUROBALL-CLUSTER-Detektor. Der gestrichelte Kreis stellt die vom OSIRIS-Würfel ausgeleuchtete Fläche dar.

den EUROBALL-CLUSTER-Detektor die totale Photopeakeffizienz des OSIRIS-Würfel-Spektrometers insgesamt um einen Faktor 2 bei 1.3 MeV [Rad96]. Ein weiterer Grund für den Einsatz des EUROBALL-CLUSTER-Detektors war die Tatsache, dass man aus der Streuung von γ -Quanten zwischen benachbarten Segmenten Rückschlüsse auf die Linearpolarisation der γ -Strahlung und damit auf die Paritätsquantenzahl der beteiligten Kernniveaus ziehen kann (siehe Abschnitt 3.3.8).

2.3 Das ^{58}Cu Experiment

Das ^{58}Cu Experiment wurde, ebenso wie das ^{54}Co Experiment, am OSIRIS-Würfel-Spektrometer am Strahlrohr R45 des Kölner Tandem Beschleunigers durchgeführt. Zur Bevölkerung der angeregten Zustände in ^{58}Cu wurde die Fusionsverdampfungsreaktion $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ gewählt. Das verwendete Target war zu 99.98% mit

dem Isotop ^{58}Ni angereichert und zu einer selbsttragenden Folie mit einer Dicke von $\approx 1\text{mg}/\text{cm}^2$ gewalzt. Die Strahlenergie des Protonenstrahls wurde, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, bestimmt und ergab sich zu 14 MeV. In einer Messzeit von fünf Tagen wurden etwa $9 \cdot 10^8$ $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse registriert.

Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau des ^{58}Cu Experiments entspricht dem im Abschnitt 2.2 beschriebenen Aufbau des ^{54}Co Experiments mit dem Unterschied, dass bei dieser Messung der EUROBALL-CLUSTER-Detektor nicht zur Verfügung stand und das OSIRIS-Würfel-Spektrometer deshalb mit sechs herkömmlichen Germanium-Detektoren mit ACS ausgestattet war. In einem später, im Rahmen der vorliegenden Arbeit, durchgeführten Experiment wurde die Messung an ^{58}Cu nochmals unter Einsatz des EUROBALL-CLUSTER-Detektors wiederholt, um auch die γ -Linearpolarisation bestimmen zu können. Die Auswertung dieses Experiments erfolgte im Rahmen der Doktorarbeit von A. Schmidt [Sch00a].

2.4 Das ^{46}V Experiment

Die Lebensdauermessung an ^{46}V wurde am Lebensdauermessplatz, welcher sich am Strahlrohr R15 des Kölner FN-Tandem Beschleunigers befindet, durchgeführt. Die angeregten ^{46}V Kerne wurden mit der Fusionsverdampfungsreaktion $^{32}\text{S}(^{16}\text{O},\text{pn})^{46}\text{V}$ erzeugt. Das Target bestand aus einer $0.64\text{mg}/\text{cm}^2$ dicken Schicht aus ZnS, welche auf eine $7.3\text{mg}/\text{cm}^2$ dicke Goldfolie aufgedampft war. Die rückgestoßenen ^{46}V Kerne, die aus der ZnS-Schicht austraten, wurden in einer Folie aus Nb gestoppt. Target und Stopper waren beide in dem von der Gruppe um Dr. Dewald entwickelten KÖLNER KUGELPLUNGER eingebaut, wobei zusätzlich noch ein Strahlstopper verwendet wurde. Die Energie der ^{16}O Kerne sollte für die $^{32}\text{S}(^{16}\text{O},\text{pn})^{46}\text{V}$ Reaktion 32 MeV betragen. Da der Energieverlust der ^{16}O Ionen in der $7.3\text{mg}/\text{cm}^2$ dicken Goldfolie 15.5 MeV beträgt, musste die Strahlenergie des ^{16}O Strahls auf 47.5 MeV eingestellt werden. Bei dieser Einstellung der Strahlenergie verließen die ^{46}V Kerne das Target mit einer Rückstoßgeschwindigkeit von etwa 1.81% der Lichtgeschwindigkeit. Insgesamt wurden in einer Messzeit von zwei Tagen etwa $9.3 \cdot 10^8$ $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse bei 16 verschiedenen Abständen zwischen Target und Stopper aufgezeichnet.

Experimenteller Aufbau

Für die RDDS-Koinzidenz-Lebensdauermessung an ^{46}V wurde der KÖLNER KUGELPLUNGER zusammen mit dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor unter Vorwärts-

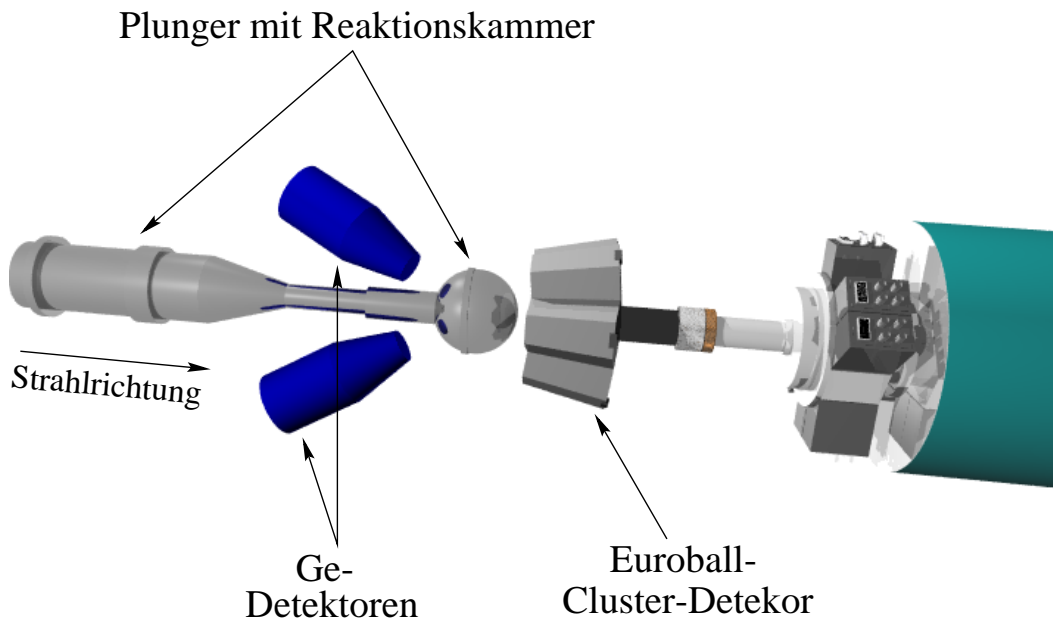


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus der RDDS-Lebensdauerermessung.

winkel¹ und zwei Germanium-Detektoren unter Rückwärtswinkel benutzt. Die Anordnung des PLUNGERs und der Detektoren ist schematisch in Abbildung 2.3 gezeigt. Bei dem in Köln entwickelten PLUNGER [Dew92] handelt es sich um eine spezielle Reaktionskammer, in der die Target- und die Stopperfolie montiert sind, sowie ein Stück Strahlrohr, in dem die Mechanik zur präzisen Einstellung des Abstands zwischen Target und Stopper untergebracht ist. Zur Änderung dieses Abstands wird das Target durch eine spezielle Anordnung von Piezoelementen, dem sogenannten INCHWORM, bewegt. Dieser INCHWORM ist mit einem optischen Abstandsmesssystem kombiniert und erlaubt eine Variation des Target-Stopper-Abstands von 0 bis ca. 6 mm. Zusätzlich zu dem optischen Abstandsmesssystem des INCHWORM erfolgt die Abstandsmessung bei Abständen bis 1000 μm über ein unabhängiges induktives Messsystem, die sogenannte TESATRONIC. Die Auflösung dieses Systems beträgt 0.1 μm , bei kleinen Abständen bis 40 μm sogar 0.01 μm . Während des Experiments kommt es durch die Energie-deposition des Strahls sowohl im Target, als auch im Stopper zu einer Erwärmung und somit zu einer thermischen Ausdehnung. Um dennoch den Abstand zwischen Target- und Stopperfolie konstant zu halten, ist eine Regelung unerlässlich. Diese Regelung geschieht beim Kölner PLUNGER mit Hilfe eines Steuerrechners. Das Prinzip der Regelung besteht darin, während der Messung ständig die Kapazität des aus Target- und Stopperfolie gebildeten Plattenkondensators zu messen. Tritt

¹Vorwärtswinkel bedeutet hier und im Folgenden immer in Strahlrichtung und Rückwärtswinkel entsprechend entgegen der Strahlrichtung.

eine Änderung dieser Kapazität auf, so bedeutet dies, dass sich der Abstand zwischen Target und Stopper geändert hat. Daraufhin regelt der Steuerrechner den Abstand so lange nach, bis die Kapazität wieder mit der Ausgangskapazität übereinstimmt. Eine detaillierte Beschreibung der Abstandsregelung findet man z.B. in der Referenz [Bö91].

Kapitel 3

Analyse der Messdaten

3.1 Vorbereitung der Auswertung

Die in den folgenden beiden Abschnitten beschriebenen Schritte zur Vorbereitung der Auswertung sind für alle im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Auswertemethoden identisch und werden deshalb vorab beschrieben. Vorbereitungen, die für eine Auswertemethode speziell notwendig sind, werden zusammen mit der Methode in den späteren Abschnitten beschrieben.

3.1.1 Herstellung einer einheitlichen Energie- Kanalbeziehung

Zur späteren Auswertung, beispielsweise zur Konstruktion eines Niveauschemas, werden die aufgezeichneten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse in eine sogenannte Koinzidenzmatrix einsortiert. Unter dem „Einsortieren“ eines $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisses in eine Koinzidenzmatrix versteht man das Inkrementieren des Matrixeintrags M_{ij} , dessen Zeilenindex i und Spaltenindex j den an dem Koinzidenzereignis beteiligten γ -Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} entsprechen. Dabei werden die Energieinformationen der verschiedenen Detektoren und der gesamten Messzeit zusammengefasst. Um dies, und ganz Allgemein, den Vergleich von Spektren verschiedener Detektoren sinnvoll zu machen, muss sichergestellt sein, dass alle Detektoren über die gesamte Messzeit eine einheitliche Skalierung der Energie besitzen. Dies kann im Experiment jedoch nur ungefähr erfüllt werden, da zum einen die Verstärkung der verschiedenen Hauptverstärker während der Messzeit schwanken kann (z.B. wegen Temperaturänderungen) und zum anderen durch individuelle Nichtlinearitäten der Hauptverstärker ein exakt gleiches Einstellen der Verstärkung aller Detektorzweige nicht möglich ist. Somit müssen die digitalisierten Energiesignale

während des Sortiervorgangs angeglichen werden. Dazu werden zunächst für jeden Detektor die Spektren der verschiedenen Messabschnitte (jeweils ca. eine Stunde Messzeit) mittels einer linearen Abbildung auf ein Referenzspektrum abgebildet. Damit hat man die zeitliche Änderung der Verstärkung jedes individuellen Verstärkers ausgeglichen. Als Referenzspektrum wird das Spektrum eines Messabschnittes gewählt, der zeitlich unmittelbar vor oder nach dem Messabschnitt liegt, in dem die Eichquelle spektroskopiert wurde. Als Eichquelle diente, wie schon in Abschnitt 2.2 erwähnt, bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten das Nuklid ^{226}Ra . Unter der Annahme, dass sich die Energie-Kanal-Beziehung in der kurzen Zeit zwischen der Aufnahme des Eichspektrums und des Referenzspektrums nicht ändert, kann man aus den Linienpositionen der Eichlinien die für die gesamte Messzeit gültige Energie-Kanal-Beziehung eines jeden Detektors bestimmen. Diese wird normalerweise als ein Polynom vierten oder fünften Grades angenähert. Im nächsten Schritt werden alle Detektoren auf eine einheitliche Energie-Kanal-Beziehung umgeiecht, wobei vermieden werden sollte, die Spektren zu stark zu dehnen oder zu stauchen, um die bei der Rundung auf ganze Kanäle auftretenden Auflösungsverluste gering zu halten [Wol90]. Für die Experimente dieser Arbeit wurde als die, für alle Detektoren gültige, Energie-Kanal-Beziehung eine lineare Funktion gewählt, deren Steigung in etwa mit der ursprünglichen Energie-Kanal-Beziehung übereinstimmt. Bei der Sortierung von Koinzidenzmatrizen ist es aus Speicherplatzgründen oft notwendig, die beim Experiment eingestellte Auflösung der Spektren zu reduzieren. So wurde z.B. bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten die Auflösung von zunächst 16384 Kanälen auf 4096 Kanäle für die Koinzidenzmatrizen reduziert. Dies bedeutet, dass die Kanalinhalte von jeweils vier Kanälen in einem Kanal zusammengefasst werden. Dabei ist darauf zu achten, dass dem Kanal mit der Kanalnummer Null nicht mehr die Energie Null zugeordnet wird, sondern der Mittelwert der Energien der ersten vier Kanäle. Dies bedeutet, dass die Energie-Kanal-Beziehung einen konstanten Term erhält. Tabelle 3.1 zeigt den Zusammenhang der Energie-Kanal-

Tabelle 3.1: Zusammenhang der Energie-Kanal-Beziehungen bei Reduktion der Auflösung von $16k$ auf $4k$. Der Parameter a gibt die Steigung für die Energie-Kanal-Beziehung bei der ursprünglichen Auflösung von $16k$ an, $E(i)$ ist die Energie in Abhängigkeit der Kanalnummer i .

Auflösung	Energie-Kanal-Beziehung
$16k$	$E(i) = a \cdot i$
$8k$	$E(i) = 2 \cdot a \cdot i + \frac{1}{2} \cdot a$
$4k$	$E(i) = 4 \cdot a \cdot i + \frac{3}{2} \cdot a$

Beziehungen für die verschiedenen Auflösungen.

3.1.2 Ausnutzung der Zeitinformation

Ein $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignis enthält für jeden der beiden beteiligten Detektoren neben der γ -Energie auch noch die Zeitdifferenz zwischen dem individuellen, verzögerten Zeitsignal und dem Master Signal, welches immer dann erzeugt wird, wenn innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters zwei individuelle Zeitsignale auftreten. Die physikalisch interessante Zeitinformation ist aber die Differenzzeit zwischen den individuellen Zeitsignalen der beiden an der Koinzidenz beteiligten Detektoren. Diese lässt sich direkt als Differenz der im Koinzidenzereignis enthaltenen Zeiten berechnen. Für jedes Paar von Detektoren kann man ein Spektrum dieser Differenzzeiten anlegen. In Abbildung 3.1 ist ein solches Spektrum für ein Detektorpaar aus dem ^{54}Co Experiment zu sehen.

Man erkennt einen Peak um $T = 0$ mit einer Breite von etwa 30 ns, der auf einem relativ konstanten Untergrund aufsitzt. Die Koinzidenzereignisse, die aus einer Zerfallskaskade eines Kernes stammen (prompte Koinzidenzen) treten zeitlich korreliert auf. Sie führen zu der Ausbildung des Peaks. Zufällige Koinzidenzen, z.B. aus dem Zerfall zweier verschiedener Kerne, treten unkorreliert und damit mit beliebigen Differenzzeiten auf. Sie führen zur Ausbildung des Untergrundes. Da bei der Auswertung von Koinzidenzbeziehungen nur die prompten Koinzidenzen die sinnvolle Information enthalten, setzt man beim Einsortieren der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen in eine Koinzidenzmatrix ein Koinzidenzzeitfenster entsprechend der Breite der Peakstruktur (siehe Abbildung 3.1), d.h. man sortiert nur solche Koinzidenzen in die Matrix ein, deren Differenzzeit innerhalb dieses prompten Zeitfensters liegen. Dadurch, dass auch das prompte Zeitfenster Untergrund enthält, sind in dieser Matrix immer noch zufällige Koinzidenzen enthalten. Diese unerwünschten Koinzidenzen lassen sich aus der Matrix entfernen, indem man die Kanalinhalt einer weiteren Matrix subtrahiert, in die nur solche Ereignisse einsortiert wurden, deren Differenzzeit innerhalb eines der beiden Untergrund-Zeitfenster liegt. Dabei ist darauf zu achten, dass die beiden Untergrund-Zeitfenster in der Summe genauso breit sind wie das prompte Zeitfenster. Bei genauerer Betrachtung des in Abbildung 3.1 gezeigten Zeitspektrums stellt man fest, dass der Peak nicht einfach nur auf einem konstanten Untergrund aufsitzt, sondern zusätzlich noch eine breitere Struktur neben dem Peak vorhanden ist. Zur Ausbildung dieser Struktur kommt es durch die schlechte Energieauflösung der Germanium-Detektoren bei niedrigen γ -Energien. Da nicht immer klar zu erkennen ist wo die Peakstruktur aufhört, muss bei der Bestimmung von Koinzidenzintensitäten kontrolliert werden, ob das bei der Sortierung gewählte prompte Zeitfenster auch die Koinzidenzen mit niedrigen γ -Energien umfasst. In der Tat stellte sich heraus, dass die Wahl der Zeitfenster für die beiden niedrig-

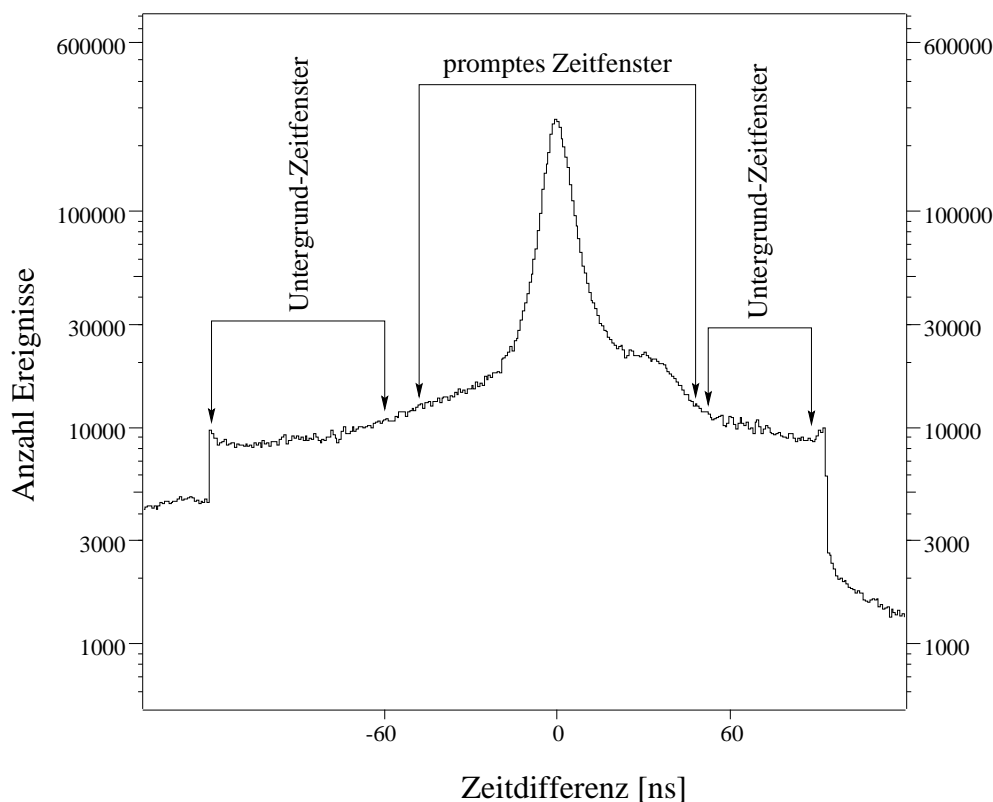


Abbildung 3.1: Differenzzeitspektrum des Mittelsegments des EUROBALL-CLUSTER-Detektors und eines normalen Germanium-Detektors aus der ^{54}Co -Messung. Markiert sind die bei der Sortierung für dieses Detektorpaar gewählten Zeitfenster.

sten interessierenden γ -Energien in ^{54}Co und ^{58}Cu (195.8 keV bzw. 203.3 keV) problematisch war und die zunächst für die Auswertung der Koinzidenzbeziehungen gewählten Zeitfenster für die Bestimmung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzintensitäten geändert werden mussten. Auf diesen Punkt wird nocheinmal am Ende von Abschnitt 3.3.4 eingegangen.

3.2 Konstruktion der Niveauschemata

Aus den in der ^{54}Co - und ^{58}Cu -Messung aufgezeichneten Koinzidenzdaten wurde, unter Ausnutzung der Zeitinformation (wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben), jeweils eine $4k \otimes 4k$ $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix erzeugt. Die dafür erstellten Sortierprogramme benutzten die Routinen der im Institut für Kernphysik entwickelten FERA Bibliothek [Wir93]. In Abbildung 3.2 a) bzw. 3.3 a) ist für jede der beiden so entstandenen Matrizen die sogenannte Projektion gezeigt. Dabei handelt es sich um ein Spektrum, welches durch die Projektion der Koinzidenzmatrix auf

eine der beiden Energieachsen entsteht. Für den Kanalinhalt P_i des i -ten Kanals der Projektion gilt: $P_i = \sum_{j=1}^N M_{ij}$, wobei M_{ij} der Kanalinhalt der Matrix beim Zeilenindex i und Spaltenindex j und N die Anzahl der Spalten der Matrix ist. Um aus der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix Rückschlüsse über die Niveauschemata der bei der Kernreaktion angeregten Kerne zu erhalten, ist es wichtig den Zusammenhang zwischen der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix und dem Niveauschema zu kennen. Dieser ist bereits in mehreren Arbeiten beschrieben worden (z.B. die Referenzen [Stu93, The94]) und soll hier nur kurz umrissen werden:

Jeder Peak in der Koinzidenzmatrix bedeutet, dass die der Position des Peaks entsprechenden beiden Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} koinzident, also in einer Zerfallskaskade eines Kerns auftreten. Dabei gibt das Volumen des Peaks Auskunft über die Stärke der Koinzidenz, d.h. darüber wie häufig der Zerfall des Kerns über den zu den beiden Energien gehörenden Zerfallsweg stattfindet. Hat man in einer Koinzidenzmatrix die Positionen und die Volumina aller Peaks bestimmt, so ist das Niveauschema so zu konstruieren, dass die aus ihm folgenden Koinzidenzbeziehungen mit diesen aus dem Experiment gewonnenen Informationen konsistent sind.

Konkret geht man bei der Auswertung der Koinzidenzmatrizen so vor, dass man für jede im Spektrum der Totalprojektion vorkommende Linie das zugehörige Spektrum der dazu koinzidenten Linien, das sogenannte Schnitt-Spektrum¹, auswertet. Für den Kanalinhalt C_j des j -ten Kanals des Schnitt-Spektrums auf einen Energiebereich, der dem Kanalintervall von Kanal l bis Kanal k entspricht, gilt: $C_j^{lk} = \sum_{i=k}^l M_{ij}$. In Abbildung 3.2 b) und 3.3 b) sind solche Schnitt-Spektren gezeigt. Das Schnitt-Spektrum in Abbildung 3.2 b) ist das auf die Linie zum stärksten Übergang in ^{54}Co (937 keV) und das Schnitt-Spektrum in Abbildung 3.3 b) ist das auf die Linie zum stärksten Übergang in ^{58}Cu (444 keV). Zur Erzeugung der Schnitt-Spektren wurde in dieser Arbeit das interaktive Spektrenauswerteprogramm Tv [The94, Fit97] benutzt.

¹Im folgenden auch als Koinzidenzspektrum oder $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum bezeichnet.

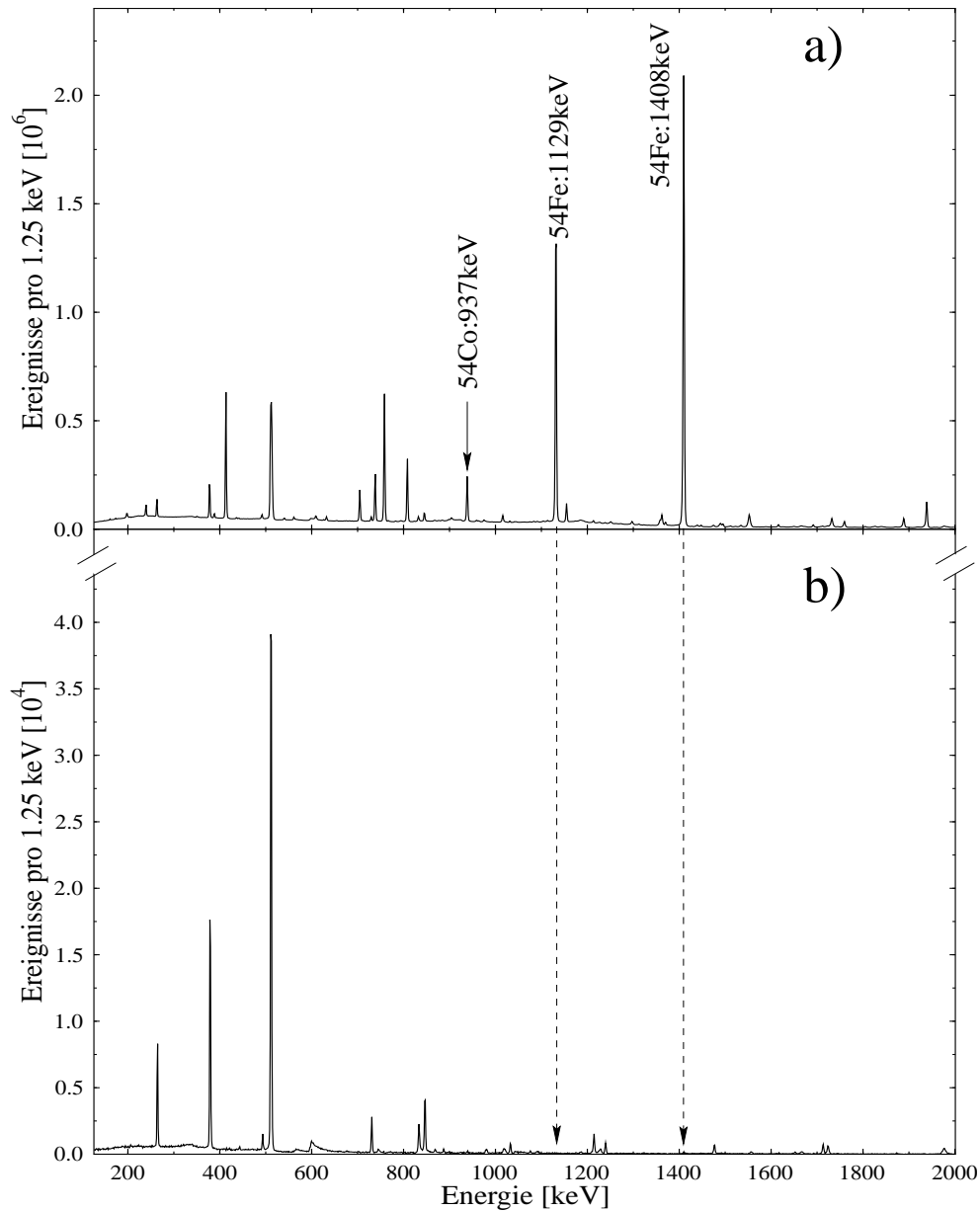


Abbildung 3.2: a) Projektionsspektrum der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix des ^{54}Co -Experiments. Markiert sind die beiden stärksten Übergänge aus dem Kern ^{54}Fe und der stärkste Übergang aus ^{54}Co (937 keV), dessen Schnitt-Spektrum in b) zu sehen ist. Man erkennt deutlich, dass die beiden Linien aus ^{54}Fe , welche im Projektionsspektrum die stärksten sind, im Schnitt-Spektrum völlig verschwinden, da sie nicht in einer Zerfallskaskade mit dem 937 keV Übergang liegen.

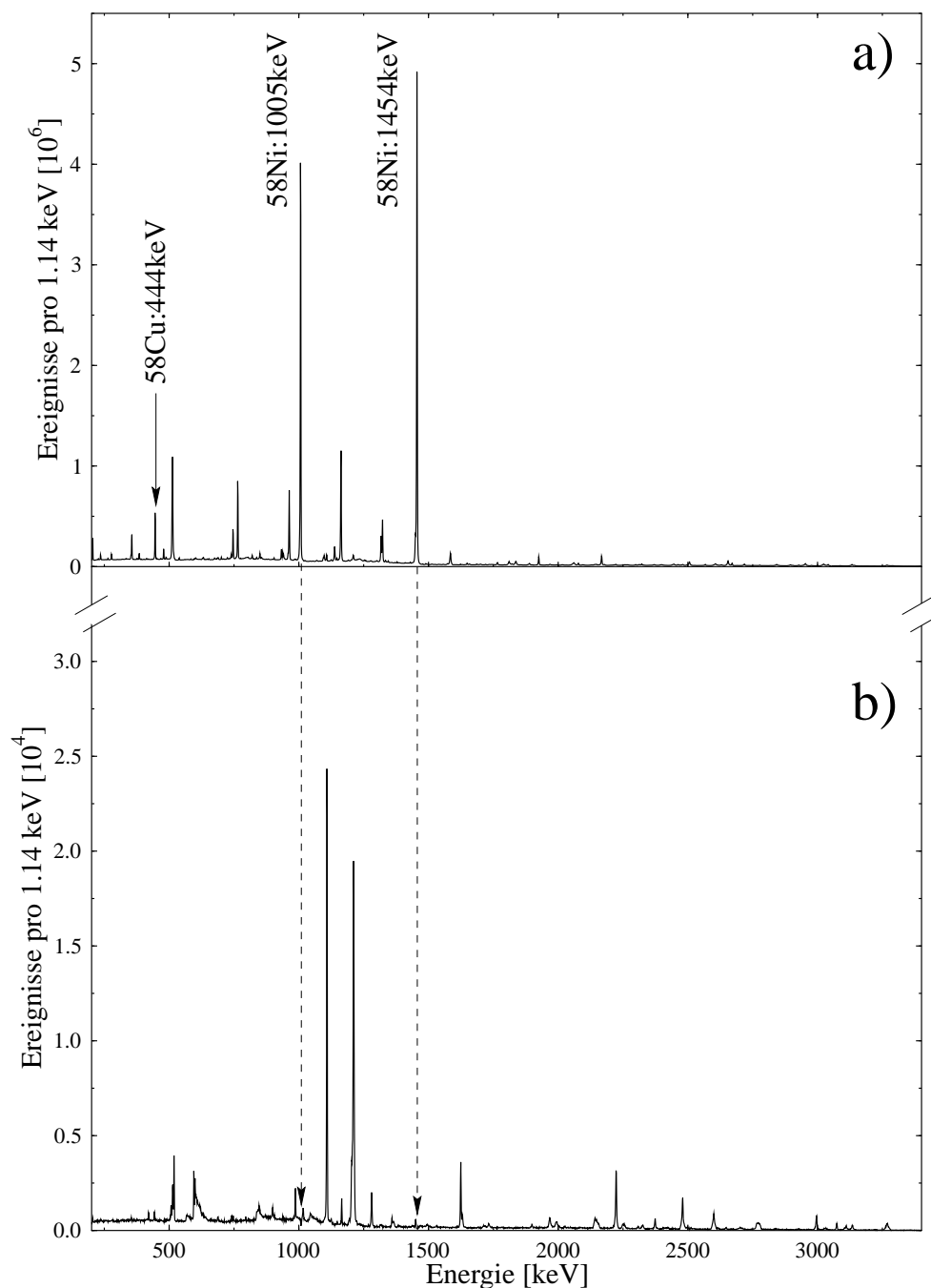


Abbildung 3.3: a) Projektionsspektrum der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix des ^{58}Cu -Experiments. Markiert sind die beiden stärksten Übergänge aus dem Kern ^{58}Ni und der stärkste Übergang aus ^{58}Cu (444 keV), dessen Schnitt-Spektrum in b) zu sehen ist. Man erkennt deutlich, dass die beiden Linien aus ^{58}Ni , welche im Projektionsspektrum die stärksten sind, im Schnitt-Spektrum völlig verschwinden, da sie nicht in einer Zerfallskaskade mit dem 444 keV Übergang liegen.

3.2.1 Ergebnisse für ^{54}Co

Abbildung 3.4 zeigt das Niveauschema von ^{54}Co , welches sich nach der Auswertung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix des ^{54}Co -Experiments ergibt. Das Niveauschema konnte im Niedrigspinbereich gegenüber dem aus früheren Messungen bekannten (siehe die Referenz [Jun93] und Referenzen darin und die Referenz [Rud98, Rud99]) um 19 Zustände erweitert werden, und es umfasst in diesem Energiebereich nun insgesamt 28 Zustände. Das Niveauschema ergab sich aus den Koinzidenzbeziehungen von insgesamt 43 γ -Übergängen, von denen 34 in dieser Arbeit erstmals zugeordnet werden konnten. Die in dieser Arbeit neu gefundenen Zustände liegen alle über der in Abbildung 3.4 gezeigten gestrichelten Linie. Die angegebenen Spin- und Paritätswerte der Niveaus sind aus früheren Messungen bekannt. Die in dieser Arbeit gemachten Spin- und Paritätszuweisungen werden in den folgenden Kapiteln erläutert.

3.2.2 Ergebnisse für ^{58}Cu

Gegenüber dem aus früheren Messungen (siehe die Referenz [Sin99] und Referenzen darin) bekannten Niveauschema konnte das Niveauschema von ^{58}Cu im Niedrigspinbereich nach Auswertung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix um fünf neue Zustände erweitert werden. Es ist in Abbildung 3.5 gezeigt und umfasst in diesem Energiebereich nun insgesamt 17 Zustände. Wieder liegen die in dieser Arbeit neu gefundenen Zustände oberhalb der gestrichelten Linie. Das Niveauschema ergab sich aus den Koinzidenzbeziehungen von insgesamt 31 γ -Übergängen, wovon 17 in dieser Arbeit erstmals zugeordnet werden konnten. Weitere vier γ -Übergänge konnten in früheren Arbeiten nicht sicher im Niveauschema platziert werden. Die angegebenen Spin- und Paritätswerte sind wieder die aus früheren Messungen bestimmten. Die in dieser Arbeit getroffenen Spin- und Paritätszuweisungen werden, wie auch für ^{54}Co , in den folgenden Kapiteln besprochen.

54Co

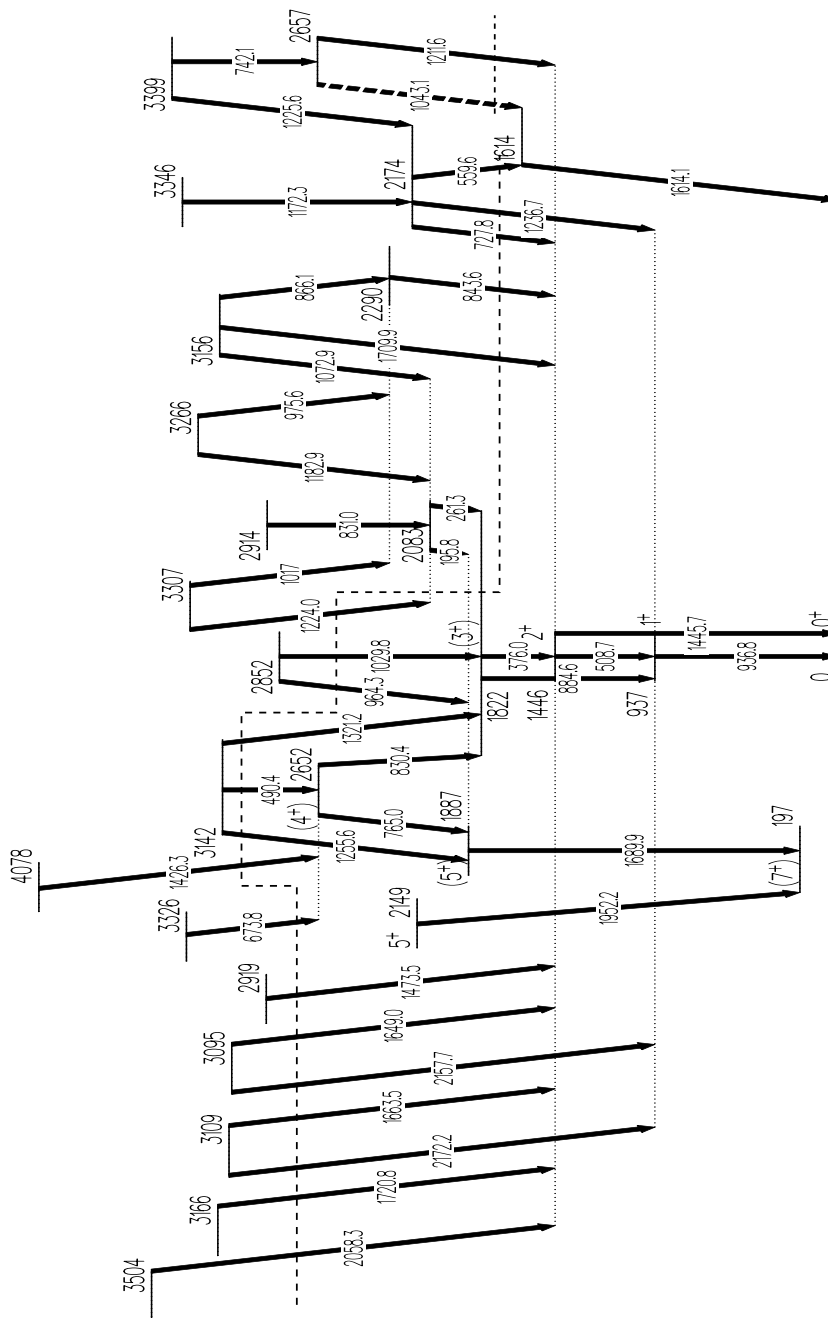


Abbildung 3.4: Niveauschema von ^{54}Co nach Auswertung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzbeziehungen. Die angegebenen Spin- und Paritätswerte sind aus früheren Messungen bekannt. Alle Niveaus oberhalb der gestrichelten Linie wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals beobachtet.

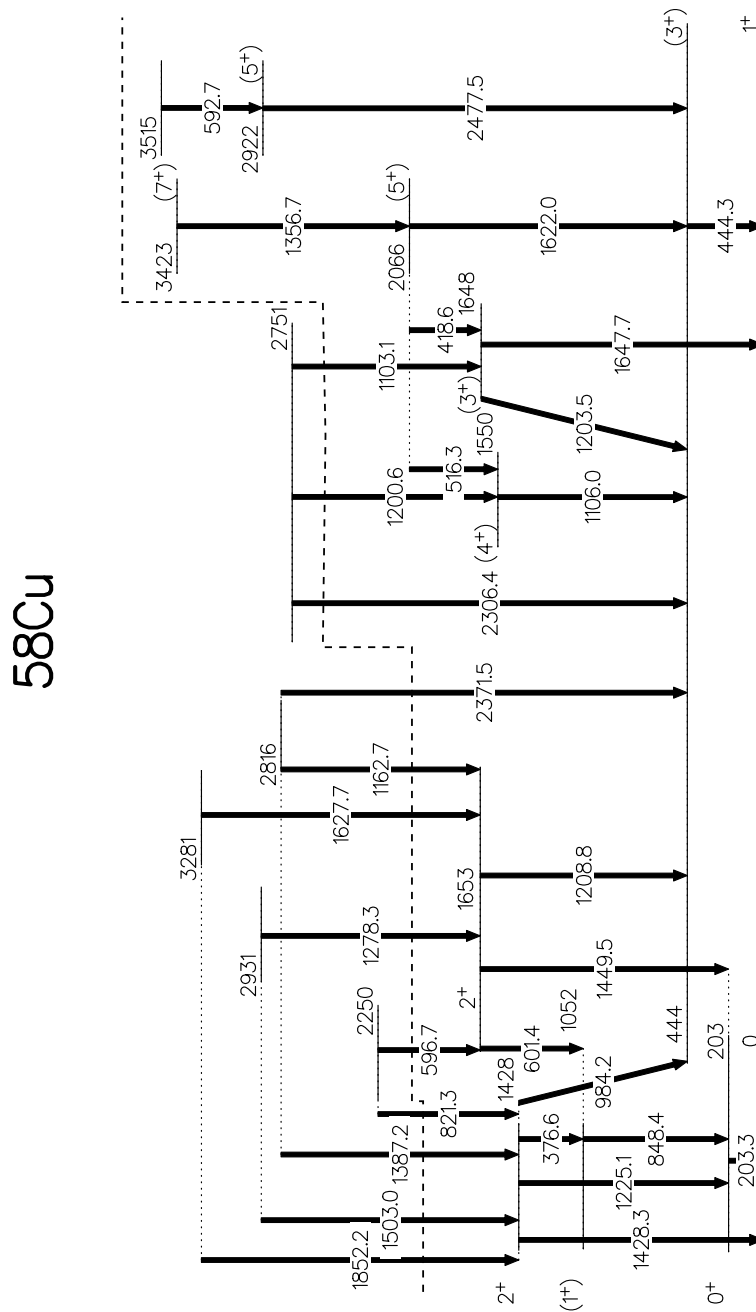


Abbildung 3.5: Niveauschema von ^{58}Cu nach Auswertung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzbeziehungen. Die angegebenen Spin- und Paritätswerte sind aus früheren Messungen bekannt. Die Niveaus oberhalb der gestrichelten Linie wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals beobachtet.

3.3 Bestimmung von Spin- und Paritätswerten

Für die bisherige Auswertung, nämlich die Konstruktion der Niveauschemata, wurde die Kenntnis über die Koinzidenzbeziehungen der bei der Abregung eines angeregten Kerns emittierten γ -Quanten ausgenutzt. Dies ist aber bei weitem nicht die gesamte Information, die man aus den Messdaten gewinnen kann. So kann man beispielsweise aus der Abhängigkeit der Intensität der γ -Strahlung vom Winkel relativ zur Strahlachse unter dem die γ -Quanten emittiert werden Rückschlüsse auf die Multipolarität der Strahlung und damit auf die Spinwerte der beteiligten Niveaus ziehen. Dieses Verfahren ist als γ -Winkelverteilung bekannt. Geht man einen Schritt weiter und betrachtet die Abhängigkeit der Koinzidenzintensität zweier γ -Quanten von den Raumrichtungen, in die sie emittiert werden, so gelangt man zur $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation, aus der man ebenfalls Rückschlüsse auf die Multipolarität der Strahlung und die Spinwerte der beteiligten Niveaus ziehen kann. Es ist allerdings weder mit der γ -Winkelverteilung, noch mit der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation möglich, den Strahlungscharakter der elektromagnetischen Strahlung zu bestimmen und somit eine Aussage über die Parität der beteiligten Niveaus zu machen. Dies gelingt nur durch die Messung der γ -Linearpolarisation. Da die γ -Winkelverteilung die Grundlage sowohl für die γ -Linearpolarisation, als auch für die $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation darstellt, wird sie im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt. Im Anschluss daran wird die Methode der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen erläutert und die Auswertung und die Ergebnisse der durchgeführten Experimente hinsichtlich dieser Methode aufgezeigt. Zum Schluss dieses Abschnitts wird die Messung der γ -Linearpolarisation beschrieben und auch hierfür werden die ermittelten Ergebnisse vorgestellt.

3.3.1 Die γ -Winkelverteilung

Ein Kernzustand kann zu einem anderen Zustand mit niedrigerer Anregungsenergie durch Emission eines Photons zerfallen. Ist die Anregungsenergie des Anfangszustandes E_i und die des Endzustandes E_f , so folgt aus der Energieerhaltung für die Energie des Photons: $\hbar\omega = E_i - E_f$. Da jeder Kernzustand einen definierten Drehimpuls I und eine definierte Parität π hat, ergeben sich aus den Erhaltungssätzen für Drehimpuls und Parität die folgenden Auswahlregeln für den Drehimpuls λ mit den Unterzuständen μ und die Parität π_{ph} des Photons:

$$|I_i - I_f| \leq \lambda \leq I_i + I_f \quad (3.1)$$

$$m_i + \mu = m_f \quad (3.2)$$

$$\pi_i \cdot \pi_{ph} = \pi_f \quad (3.3)$$

Die beiden Variablen m_i und m_f bezeichnen dabei die m -Unterstufen des Anfangs- bzw. Endniveaus. Den Drehimpuls λ des Photons nennt man die Multipolordnung der Strahlung. Für die Parität des Photons π_{ph} gilt:

$$\pi_{ph} = (-1)^\lambda \quad \text{für elektrische Strahlung} \quad (3.4)$$

$$\pi_{ph} = (-1)^{\lambda+1} \quad \text{für magnetische Strahlung} \quad (3.5)$$

Aus der Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung folgt damit, dass bei einem γ -Übergang niemals elektrische und magnetische Strahlung der gleichen Multipolordnung auftreten kann. Falls eines der beteiligten Niveaus den Spin Null hat, folgt aus der Drehimpulserhaltung, dass nur die minimale Multipolordnung, nämlich $\lambda = |I_i - I_f|$, möglich ist.

Die Intensität der elektromagnetischen Strahlung, die durch den Betrag des POYNTING-Vektors $|\vec{P}|$ gegeben ist, zeigt bezüglich einer festen, ausgezeichneten Raumrichtung eine für die jeweilige Multipolordnung λ und ihre $2\lambda + 1$ Komponenten charakteristische räumliche Verteilung, die sich als Summe von LEGENDRE Polynomen schreiben lässt [Mor76]:

$$Z_{\lambda\mu}(\theta) = \frac{(-1)^{\mu-1}}{4\pi} \sum_{k=0,2,\dots,2\lambda} \langle \lambda 1 \lambda - 1 | k 0 \rangle \langle \lambda \mu \lambda - \mu | k 0 \rangle P_k(\cos \theta) \quad (3.6)$$

Dabei ist $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | j m \rangle$ die übliche Schreibweise für einen CLEBSCH-GORDON-Koeffizienten und θ beschreibt den Winkel relativ zur Quantisierungsachse.

$Z_{\lambda\mu}(\theta)$ beschreibt die Winkelverteilung eines Photons mit Drehimpuls λ und z -Komponente μ , wie es z.B. bei einem Kernübergang $|I_i m_i \pi_i\rangle \rightarrow |I_f m_f \pi_f\rangle$ mit $m_i - m_f = \mu$ emittiert wird. Eine experimentelle Winkelverteilung entsteht jedoch nicht nur aus diesem einen Übergang zwischen festen m -Unterstufen, sondern sie setzt sich vielmehr aus den Beiträgen aller erlaubten Multipolordnungen und aller möglichen Übergänge zwischen den m -Unterstufen von Anfangs- und Endzustand in vielen verschiedenen Kernen zusammen, und zwar gewichtet mit der Übergangswahrscheinlichkeit für die jeweilige Multipolordnung und der Besetzungswahrscheinlichkeit des m -Unterstufes des Anfangsniveaus. Da die Übergangswahrscheinlichkeit mit steigender Multipolordnung stark abnimmt, liefern meist nur die beiden niedrigsten, nach den Auswahlregeln möglichen, Multipolordnungen ($\lambda = |I_i - I_f|$ und $\lambda' = \lambda + 1$) einen nennenswerten Beitrag. Die Besetzung der m -Unterstufen des Anfangsniveaus wird durch eine Funktion $P(m_i)$, die die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung des Unterstufes $|I_i m_i\rangle$ angibt, beschrieben. Ist $P(m_i) = \frac{1}{2I_i+1}$ für alle m_i , so spricht man von einem nicht orientierten Ensemble von Kernzuständen. Ist $P(m_i)$ nicht für alle m_i gleich und gilt $P(m_i) = P(-m_i)$, so spricht man von einem ausgerichteten Ensemble von Kernzuständen. Solche ausgerichteten Ensemble kann man z.B. mit der in dieser Arbeit verwendeten Fusionsverdampfungsreaktion erzeugen. Nach der Fusion

von Projektil- und Targetkern liegt der Drehimpuls des Compoundkerns in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, da der Impuls des Projektilkerns in Strahlrichtung liegt. Die Ausrichtung des Compoundkerns nimmt im Folgenden durch das Abdampfen von Neutronen und die Emission von γ -Quanten ab, bis schließlich ein spektroskopierbarer Zustand des Endkerns erreicht ist. Die Besetzung der m -Unterzustände dieses Zustandes kann als Gaußverteilung um $m = 0$, mit dem Breitenparameter σ und der Strahlachse als Quantisierungsachse, beschrieben werden [Mor76]:

$$P(m) = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_{m'=-I}^I e^{-m'^2/2\sigma^2}} \quad (3.7)$$

Dabei ist I der Spin des Niveaus. Die Winkelverteilung, die sich unter Berücksichtigung aller möglichen Übergänge zwischen den m -Unterzuständen von Anfangs- und Endzustand mit der Besetzungswahrscheinlichkeit $P(m_i)$ der m -Unterzustände des Anfangsniveaus und unter Einbeziehung der beiden niedrigsten Multipolordnungen λ und λ' ergibt, kann wieder als Summe über Legendre-Polynome geschrieben werden [Mor76].

$$W(\theta) = \sum_{k=0,2,\dots,\min(2\lambda,2I_i)} \rho_k(I_i) A_k(I_i \lambda \lambda' I_f) P_k(\cos \theta) \quad (3.8)$$

Mit den Dichtefunktionen ρ_k , in die die Besetzungswahrscheinlichkeit $P(m_i)$ eingeht und den Winkelverteilungs-Koeffizienten A_k , in die die sogenannten F -Koeffizienten eingehen:

$$\rho_k(I_i) = \sqrt{2I_i + 1} \sum_{m=-I_i}^{I_i} (-1)^{I_i-m} \langle I_i m I_i - m | k 0 \rangle P(m) \quad (3.9)$$

$$A_k(I_i \lambda \lambda' I_f) = \frac{1}{1 + \delta^2} \left[F_k(I_f \lambda \lambda I_i) + 2\delta F_k(I_f \lambda \lambda' I_i) + \delta^2 F_k(I_f \lambda' \lambda' I_i) \right] \quad (3.10)$$

Dabei beschreibt δ die Mischung der beiden Multipolordnungen und ist folgendermaßen definiert:

$$\delta^2 = \frac{\text{Übergangswahrscheinlichkeit für Multipolordnung } \lambda'}{\text{Übergangswahrscheinlichkeit für Multipolordnung } \lambda} \quad (3.11)$$

Für $\delta = 0$, trägt also nur die niedrigere Multipolordnung zur Winkelverteilung bei, für $\delta = \infty$ nur die höhere und für $\delta = 1$ beide zu gleichen Anteilen. Die Koeffizienten F_k sind folgendermaßen definiert:

$$F_k(I_f \lambda \lambda' I_i) = (-1)^{I_i+I_f-1} ((2k+1)(2\lambda+1)(2\lambda'+1)(2I_i+1))^{1/2} \quad (3.12)$$

$$\begin{pmatrix} \lambda & \lambda' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \lambda & \lambda' & k \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix}$$

Dabei ist $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$ ein $3j$ -Symbol und $\left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{matrix} \right\}$ ein $6j$ -Symbol. Diese sind z.B. in der Referenz [Edm57] definiert.

Bei der Spinbestimmung mit Hilfe der Winkelverteilung geht man so vor, dass man die Intensität einer γ -Linie unter verschiedenen Winkeln zur Strahlachse misst. Damit erhält man, nach geeigneter Normierung, die experimentelle Winkelverteilung. Diese wird anschließend mit einer berechneten Winkelverteilung für einen angenommenen Spinwert I_i (I_f sollte bekannt sein) und angenommene Parameter σ und δ verglichen. Die Beurteilung, wie gut die experimentelle und die berechnete Winkelverteilung übereinstimmen erfolgt dabei mittels des χ^2 -Wertes:

$$\chi^2(\sigma, \delta, A_0) = \sum_{i=1}^n \frac{(W_{exp,i} - A_0 W_{theo,i}(\delta, \sigma))^2}{(n-3)(\Delta W_{exp,i})^2} \quad (3.13)$$

Dabei ist n die Anzahl der Winkel, unter denen die experimentellen Winkelverteilungswerte $W_{exp,i}$ gemessen wurden, und $\Delta W_{exp,i}$ sind die Fehler dieser Messwerte. $W_{theo,i}$ sind die berechneten Winkelverteilungswerte zu den entsprechenden Winkeln und A_0 ist die Gesamtintensität des Übergangs mit der die berechneten Winkelverteilungswerte noch multipliziert werden müssen, da die berechnete Winkelverteilung auf eins normiert ist. Bei eindeutiger Bevorzugung eines Parametersatzes (I_i, σ, δ) können dem Übergang diese Parameter zugeordnet werden.

Das größte Problem bei der Auswertung einer Winkelverteilungsmessung liegt in der Bestimmung der Intensitäten der γ -Linien aus den Einzelspektren. Dies liegt daran, dass die Liniendichte in den Einzelspektren oft sehr hoch ist und dadurch viele γ -Linien durch Linien anderer Übergänge kontaminiert sind. Dies gilt insbesondere bei Experimenten mit nicht selektiven Anregungsmechanismen, wie der Fusionsverdampfungsreaktion. Dieses Problem besteht bei den $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen nicht, da bei deren Auswertung nicht γ -Einzelspektren, sondern $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren ausgewertet werden.

3.3.2 Die $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation

Zur Erläuterung des Prinzips der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation betrachte man den Zerfall des oberen Niveaus aus Abbildung 3.6 über die beiden Übergänge mit der Energie E_{γ_1} und E_{γ_2} . Wieder sei das obere Niveau, wie im vorigen Abschnitt, gemäß dem Parameter σ ausgerichtet. Folglich zeigt der obere Übergang eine dementsprechende Winkelverteilung. Da durch die Übergänge $|I_i m_i\rangle \rightarrow |I m\rangle$, vom oberen zum mittleren Niveau, die Besetzungswahrscheinlichkeit der m -Unterzustände des mittleren Niveaus festgelegt wird, zeigt der untere Übergang eine Winkelverteilung, welche mit der des oberen Übergangs korreliert ist. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission der beiden γ -Quanten in die beiden Raumrichtungen, die den Polarkoordinaten (θ_1, ϕ_1) und (θ_2, ϕ_2) entsprechen, lässt sich berechnen (zur

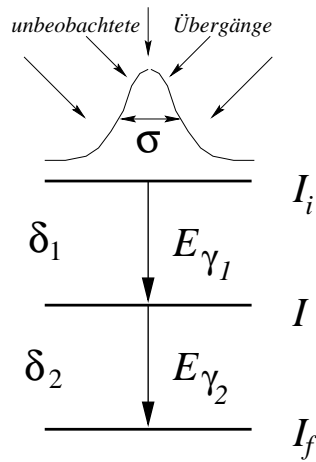


Abbildung 3.6: Parameter, die die Winkelkorrelation zwischen zwei γ -Quanten bestimmen. Die unbeobachteten, statistischen Übergänge bewirken eine Abschwächung der Ausrichtung des Kernspins senkrecht zur Strahlachse.

Definition der Winkel siehe Abbildung 3.7). Sie wird in der Literatur häufig als $W(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)$ geschrieben und als Directional-Correlation from Oriented states (DCO) bezeichnet. Dieser Begriff wird allerdings auch häufig für ein bestimmtes Verhältnis zweier Korrelationswerte $R_{DCO} = W(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)/W(\theta_2, \phi_2, \theta_1, \phi_1)$ verwendet. Wegen der Invarianz des Problems unter Rotation um die Quantisierungsachse (Strahlachse) hängt die Funktion W in Wirklichkeit nicht von beiden Azimutalwinkeln ϕ_1 und ϕ_2 sondern nur von deren Differenz $\phi = \phi_1 - \phi_2$ ab. Weiterhin hängt die Funktion $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ von den drei Spinwerten der beteiligten Niveaus, den beiden Multipolmischungsverhältnissen der Übergänge (die im folgenden mit δ_1 bzw. δ_2 bezeichnet werden) und der Breite σ der Verteilung der m -Unterzustände des Kernspins als Parameter ab. Die explizite Abhängigkeit von $W_{I_i, I, I_f, \delta_1, \delta_2, \sigma}(\theta_1, \theta_2, \phi)$ von den Größen $I_i, I, I_f, \delta_1, \delta_2, \sigma, \theta_1, \theta_2$ und ϕ ist recht kompliziert, und wird an dieser Stelle nicht explizit angegeben. Man findet sie z.B., zusammen mit einer detaillierten Herleitung, in der Referenz [Ste75] (Kapitel 12, Gleichung 12.204). Eine anschauliche Herleitung der Formeln für die Winkelkorrelation, jedoch nur von nicht ausgerichteten Zuständen, findet man in der Referenz [Mor76] (Kapitel 2, Abschnitt 2).

Eine wichtige Eigenschaft der Funktion W ist die Invarianz unter den folgenden diskreten Transformationen [Eks92]:

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \begin{cases} W(180^\circ - \theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi) & \text{(a)} \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi + 180^\circ) & \text{(b)} \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, \phi - 180^\circ) & \text{(c)} \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, 180^\circ - \phi) & \text{(d)} \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, 180^\circ - \phi) & \text{(e)} \end{cases} \quad (3.14)$$

Folglich hat die Funktion W für alle Winkeltriplets, die sich durch eine dieser

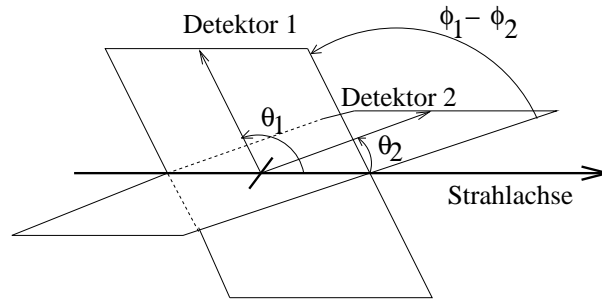


Abbildung 3.7: Legt man die z -Achse des Koordinatensystems in Richtung der Strahlachse, so sind (θ_1, ϕ_1) und (θ_2, ϕ_2) die Polarkoordinaten der Detektorrichtungen. Da das Problem rotationssymmetrisch um die Strahlachse ist, hängt die Verteilung nur von $\phi = \phi_1 - \phi_2$ ab.

Transformationen ineinander überführen lassen den selben Wert.

Da, wie schon oben gesagt, $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ die Wahrscheinlichkeit für die Emission zweier aufeinander folgender γ -Quanten in die den Winkeln $(\theta_1, \theta_2, \phi)$ entsprechenden Raumrichtungen angibt, ist die Anzahl der Koinzidenzen zweier solcher γ -Quanten, die in einem bestimmten Detektorpaar, was einem bestimmten Satz von $(\theta_1, \theta_2, \phi)$ entspricht, nachgewiesen werden, proportional zu $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$. Bei der Auswertung der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen zur Bestimmung von Spinwerten und Multipolordnungen geht man so vor, dass man alle möglichen Detektorpaare, die sich aus den im Experiment benutzten Detektoren ergeben, betrachtet und jeweils diejenigen, deren zugehörige Winkel $(\theta_1, \theta_2, \phi)$ sich durch eine der in Gleichung 3.14 gegebenen Transformationen ineinander überführen lassen zu sogenannten Korrelationsgruppen zusammenfasst. Dann sortiert man alle $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse nochmal, getrennt nach ihrer Zugehörigkeit zu diesen Gruppen, in verschiedene Korrelationsmatrizen ein. Für die interessierende Kaskade wird nun das Volumen des zugehörigen Peaks in jeder Korrelationsmatrix bestimmt und man erhält damit, nach Korrektur der Ansprechwahrscheinlichkeit, die experimentellen Werte von $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ für die zu den Gruppen gehörenden Winkel $(\theta_1, \theta_2, \phi)$. Legt man für die interessierende Kaskade alle in Abbildung 3.6 gezeigten Parameter fest, so kann man $W_{I_i, I, I_f, \delta_1, \delta_2, \sigma}(\theta_1, \theta_2, \phi)$ für die Winkel der verschiedenen Korrelationsgruppen berechnen und mit den experimentellen Werten vergleichen. Die Beurteilung der Übereinstimmung von experimentellen und berechneten Werten erfolgt, wie bei der Winkelverteilung, mit dem χ^2 -Test. Ist für eine Hypothese der χ^2 -Wert in der Größenordnung von eins und können alle anderen Hypothesen aufgrund zu hoher χ^2 -Werte verworfen werden, so können der Kaskade die Parameter $I_i, I, I_f, \delta_1, \delta_2$ und σ zugeordnet werden.

3.3.3 Winkelkorrelationen am OSIRIS-Würfel

Wie schon in Abschnitt 2.2 erwähnt, entspricht die Geometrie des OSIRIS-Spektrometers der eines Würfels, bei dem die sechs Detektoren auf den sechs Flächen des Würfels angebracht sind. Aus dieser Anordnung ergeben sich die in Tabelle 3.2 angegebenen Polarwinkel für die Detektoren (siehe dazu auch Abbildung 2.1). Bei sechs Detektoren ergeben sich $6 \cdot 5 = 30$ verschiedene Detektorpaare (i, j) für die Winkelkorrelation, wobei $i, j \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$ und $i \neq j$ gilt. Die 30 verschiedenen Detektorpaare lassen sich mit den in Gleichung 3.14 gegebenen Symmetrien, zu fünf unabhängigen Korrelationsgruppen zusammenfassen (siehe Tabelle 3.3). Drei dieser Gruppen (Nr.3, Nr.4 und Nr.5) enthalten zu jedem dazugehörigen Paar (i, j) auch das Paar mit der vertauschten Reihenfolge (j, i) . Dies trifft für die Gruppen Nr.1 und Nr.2 nicht zu. Dabei werden die Paare (i, j) und (j, i) dadurch unterschieden, dass von einer Kaskade zweier aufeinanderfolgender γ -Quanten γ_1 und γ_2 einmal γ_1 in Detektor i und γ_2 in Detektor j und beim anderen Mal γ_1 in Detektor j und γ_2 in Detektor i nachgewiesen wird.

Tabelle 3.2: Polarwinkel der sechs Detektoren des OSIRIS-Würfel-Spektrometers. Vergleiche dazu auch die Abbildungen 2.1 und 3.7.

Detektor- nummer	Polarwinkel (θ, ϕ)
1	$(45^\circ, 0^\circ)$
2	$(135^\circ, 0^\circ)$
3	$(135^\circ, 180^\circ)$
4	$(45^\circ, 180^\circ)$
5	$(90^\circ, 90^\circ)$
6	$(90^\circ, 270^\circ)$

Mit den fünf unabhängigen Korrelationsgruppen stehen für die Auswertung der Winkelkorrelation am OSIRIS-Würfel-Spektrometer also fünf unabhängige Messwerte der Funktion $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ zur Verfügung. Der Vergleich dieser Messwerte mit einer berechneten Korrelationsfunktion ist nur für solche Kaskaden sinnvoll, von denen wenigstens ein Übergang ein bekanntes Multipolmischungsverhältnis und bekannte Anfangs- und Endspinwerte hat. Die Anpassung der berechneten Korrelationsfunktion an die Messwerte einer solchen Kaskade erfolgt dann durch Variation der verbleibenden unbekannt Parameter, also des verbleibenden Spinwertes, Multipolmischungsverhältnisses und Breitenparameters σ . Für eine Kaskade mit mehr als drei unbekannt Parameter macht die Anpassung an die Messwerte meist wenig Sinn, weil sich bei der Variation aller unbekannt Parameter viele

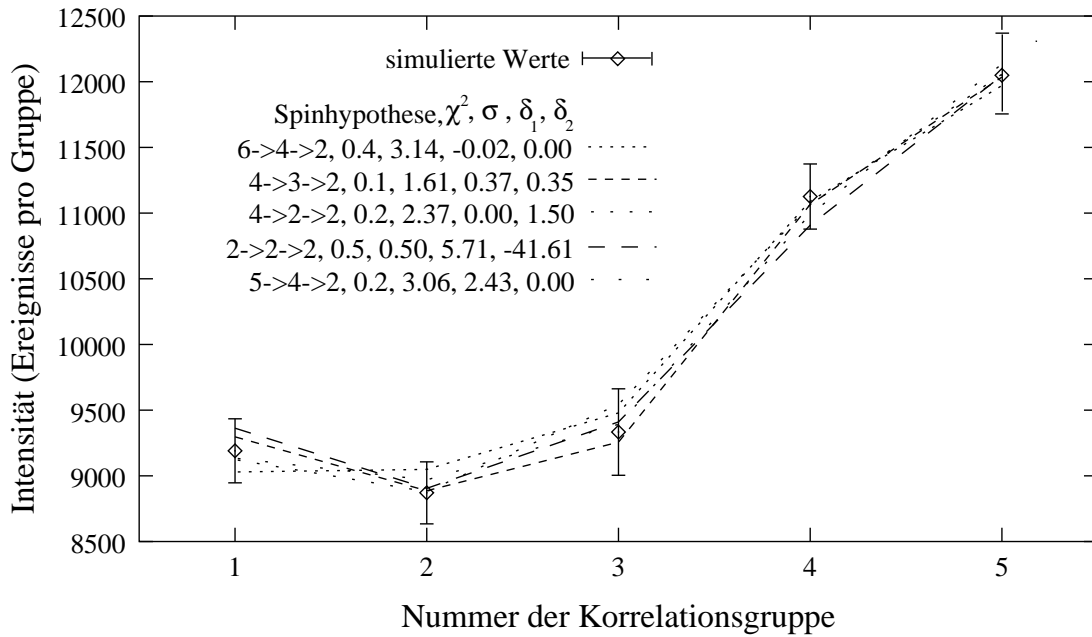


Abbildung 3.8: Simulierte Korrelationswerte zusammen mit den für verschiedene Spinhypothesen berechneten Werten. Eine eindeutige Bevorzugung einer Hypothese ist ohne weitere Information nicht möglich.

Parametersätze ergeben, die alle eine vergleichbar gute Übereinstimmung mit den zugehörigen Messwerten liefern und damit keine Unterscheidung mehr zwischen diesen Parametersätzen möglich ist. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 3.8 verdeutlicht. Gezeigt sind zum einen fünf simulierte Messwerte für eine Kaskade mit vorgegeben Parametern ($I_i = 6, I = 4, I_f = 2, \delta_1 = \delta_2 = 0, \sigma = 3$), und verschiedene Werte, die sich aus einer Anpassung unter Variation sämtlicher Parameter ergeben. Man erkennt, dass alle gezeigten Parametersätze eine befriedigende Übereinstimmung mit den Messwerten liefern, darunter natürlich auch der mit den „richtigen“ Parametern. Die Kenntnis der Spinwerte des Anfangs- und Endniveaus des unteren Übergangs würde die Anzahl der möglichen Parametersätze auf zwei einschränken. Diese verbleibende Zweideutigkeit kann nur noch beseitigt werden, wenn es mehrere entvölkernde Kaskaden des oberen Niveaus gibt, deren Winkelkorrelation sich analysieren lässt. Es bleiben dann nur der Spinwert und der Breitenparameter σ für das obere Niveau übrig, mit denen eine konsistente Beschreibung der Winkelkorrelation beider Kaskaden möglich ist. In der in Abschnitt 3.3.5 und 3.3.6 beschriebenen Auswertung der Winkelkorrelationen des ^{54}Co - und ^{58}Cu -Experiments werden mehrere solcher Fälle beschrieben.

Tabelle 3.3: Die 30 möglichen Detektorpaare des OSIRIS-Würfel-Spektrometers, zusammengefasst nach ihrer Zugehörigkeit zu den fünf unabhängigen Winkelgruppen. In der letzten Spalte ist die Transformation aus Gleichung 3.14 angegeben mit der sich die betreffende Winkelkombination in die jeweils erste der Gruppe transformieren lässt. Die Angabe zweier Buchstaben bedeutet, dass beide Transformationen hintereinander ausgeführt werden.

Gruppen- nummer	Detektor- paarung	Winkelkombination (θ_1, θ_2, ϕ)	Transformation
1	(5, 1)	($90^\circ, 45^\circ, 90^\circ$)	
1	(5, 2)	($90^\circ, 135^\circ, 90^\circ$)	(<i>d</i>)
1	(5, 3)	($90^\circ, 135^\circ, -90^\circ$)	(<i>b</i>)
1	(5, 4)	($90^\circ, 45^\circ, -90^\circ$)	(<i>b</i>), (<i>d</i>)
1	(6, 1)	($90^\circ, 45^\circ, 270^\circ$)	(<i>c</i>)
1	(6, 2)	($90^\circ, 135^\circ, 270^\circ$)	(<i>c</i>), (<i>d</i>)
1	(6, 3)	($90^\circ, 135^\circ, 90^\circ$)	(<i>d</i>)
1	(6, 4)	($90^\circ, 45^\circ, 90^\circ$)	
2	(1, 5)	($45^\circ, 90^\circ, -90^\circ$)	
2	(2, 5)	($135^\circ, 90^\circ, -90^\circ$)	(<i>a</i>)
2	(3, 5)	($135^\circ, 90^\circ, 90^\circ$)	(<i>c</i>)
2	(4, 5)	($45^\circ, 90^\circ, 90^\circ$)	(<i>c</i>), (<i>a</i>)
2	(1, 6)	($45^\circ, 90^\circ, -270^\circ$)	(<i>b</i>)
2	(2, 6)	($135^\circ, 90^\circ, -270^\circ$)	(<i>b</i>), (<i>a</i>)
2	(3, 6)	($135^\circ, 90^\circ, -90^\circ$)	(<i>a</i>)
2	(4, 6)	($45^\circ, 90^\circ, -90^\circ$)	
3	(5, 6)	($90^\circ, 90^\circ, -180^\circ$)	
3	(6, 5)	($90^\circ, 90^\circ, 180^\circ$)	(<i>c</i>), (<i>c</i>)
4	(1, 2)	($45^\circ, 135^\circ, 0^\circ$)	
4	(2, 3)	($135^\circ, 135^\circ, -180^\circ$)	(<i>e</i>)
4	(3, 4)	($135^\circ, 45^\circ, 0^\circ$)	(<i>a</i>)
4	(4, 1)	($45^\circ, 45^\circ, 180^\circ$)	(<i>d</i>)
4	(2, 1)	($135^\circ, 45^\circ, 0^\circ$)	(<i>a</i>)
4	(3, 2)	($135^\circ, 135^\circ, 180^\circ$)	(<i>e</i>)
4	(4, 3)	($45^\circ, 135^\circ, 0^\circ$)	
4	(1, 4)	($45^\circ, 45^\circ, -180^\circ$)	(<i>b</i>)
5	(1, 3)	($45^\circ, 135^\circ, -180^\circ$)	
5	(2, 4)	($135^\circ, 45^\circ, -180^\circ$)	(<i>a</i>)
5	(3, 1)	($135^\circ, 45^\circ, 180^\circ$)	(<i>d</i>), (<i>c</i>)
5	(4, 2)	($45^\circ, 135^\circ, 180^\circ$)	(<i>c</i>), (<i>c</i>)

3.3.4 Auswertung der Winkelkorrelation

Um aus den aufgezeichneten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignissen die fünf experimentellen Korrelationswerte zu erhalten und diese dann mit berechneten Werten zu vergleichen, sind zunächst mehrere Schritte der Datenaufbereitung notwendig.

- Im ersten Schritt werden alle Koinzidenzereignisse getrennt nach ihrer Zugehörigkeit zu den verschiedenen Korrelationsgruppen in verschiedene, sogenannte Korrelationsmatrizen, einsortiert. Dabei wird grundsätzlich folgendermaßen vorgegangen: Angenommen es liegt ein Koinzidenzereignis vor, an dem Detektor i und Detektor j beteiligt sind. In Detektor i sei die Energie E_i und in Detektor j die Energie E_j nachgewiesen worden. Aus der Zugehörigkeit der Detektorkombination (i, j) zu den Korrelationsgruppen (siehe Tabelle 3.3) erhält man die Matrix, in die das Ereignis einzusortieren ist. Dabei unterscheidet man zunächst nicht zwischen der Reihenfolge (i, j) und (j, i) , so dass Ereignisse der Korrelationsgruppen Nr.1 und Nr.2 in dieselbe Matrix einsortiert werden. Es ergeben sich also vier verschiedene Korrelationsmatrizen für die fünf Korrelationsgruppen. Die Position, an der das Ereignis in die zugehörige Korrelationsmatrix einsortiert wird, folgt aus den Energien E_i und E_j , und zwar entspricht die Energie, die in dem Detektor mit der niedrigeren Detektornummer nachgewiesen wurde (z.B. E_i für $j > i$) dem Spaltenindex und die Energie die in dem Detektor mit der höheren Detektornummer nachgewiesen wurde dem Zeilenindex (z.B. E_j für $j > i$). Dieses Vorgehen ist in Abbildung 3.9 verdeutlicht. Das oben beschriebene Ereignis wird folglich an der mit a gekennzeichneten Position in die Matrix einsortiert. In dem umgekehrten Fall, in dem die Energie E_j im Detektor i und die Energie E_i im Detektor j nachgewiesen wird, wird das Ereignis an der mit b gekennzeichneten Position einsortiert. Geht man in dieser Weise für die Koinzidenzereignisse aller sechs Detektoren vor, so erhält man, wie gesagt, vier Korrelationsmatrizen. Die Korrelationswerte der Gruppen Nr.1 und Nr.2 ergeben sich folglich aus einer Matrix, nämlich aus der Peakfläche oberhalb der Hauptdiagonalen bzw. aus der Peakfläche gespiegelt dazu unterhalb der Hauptdiagonalen. Die Werte für die anderen Gruppen folgen jeweils aus einer der übrigen drei Matrizen als Summe der Peakflächen oberhalb und unterhalb der Hauptdiagonalen.
- Im nächsten Schritt der Datenaufbereitung müssen für jede Kaskade, deren Winkelkorrelation ausgewertet werden soll, die Koinzidenzintensitäten in den verschiedenen Korrelationsmatrizen bestimmt werden. Dies wurde mit dem Spektrenauswerteprogramm TV [The94, Fit97] durchgeführt, welches erlaubt, in allen Korrelationsmatrizen gleichzeitig ein Schnitt-Spektrum auf einen der beiden Übergänge der zu untersuchenden Kaskade zu erzeugen. Dadurch ist gewährleistet, dass die Position und die Breite des Schnitt-

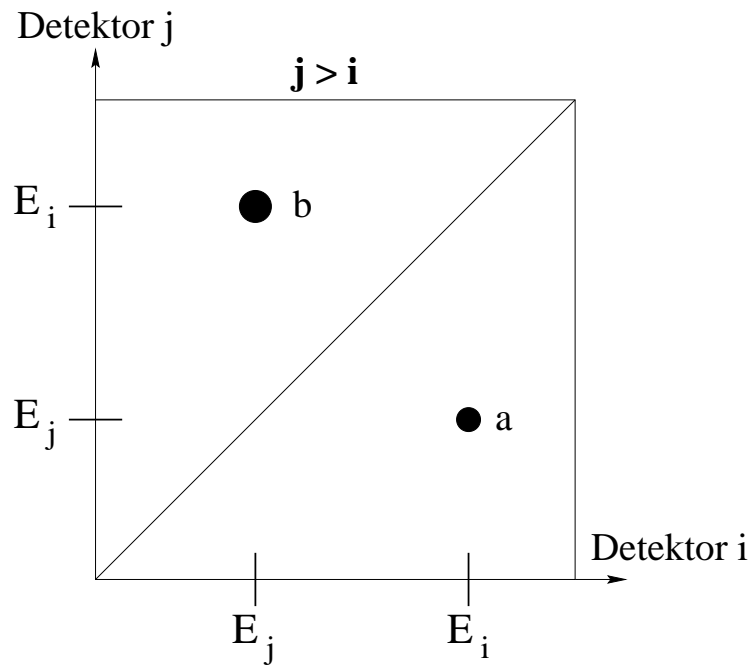


Abbildung 3.9: In a werden Ereignisse einsortiert, bei denen das γ -Quant mit der Energie E_i im Detektor i und das mit der Energie E_j im Detektor j nachgewiesen wurde. In b werden Ereignisse einsortiert, bei denen es umgekehrt ist. Gehören die Paare (i, j) und (j, i) beide zur selben Korrelationsgruppe, so wie für die Gruppen Nr.3, Nr.4 und Nr.5, so ergibt sich der Winkelkorrelationswert der Gruppe jeweils als Summe der Ereignisse in a und b . Gehören die beiden Paare zu unterschiedlichen Korrelationsgruppen, so wie für die Gruppe Nr.1 und Nr.2, so ergibt sich der Winkelkorrelationswert der einen Gruppe aus der Anzahl der Ereignisse in a und der der anderen Gruppe aus der Anzahl der Ereignisse in b .

Fensters in allen Matrizen exakt gleich ist. In den so entstanden Schnitt-Spektren werden anschließend die Peakflächen der Linie, die zu dem zweiten Übergang der Kaskade gehört, bestimmt. Dies kann entweder durch anfiten der Linienform oder durch Integration der Kanalinhalt geschehen. Die so erhaltenen Peakflächen und ihre Fehler werden zur Weiterverarbeitung in ein File eingetragen. Das typische Aussehen des Bildschirms bei diesem Schritt der Auswertung ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Im rechten oberen Fenster sieht man gleichzeitig die Projektionsspektren aller Korrelationsmatrizen. In diesen wird der Schnitt-Bereich für die Schnitt-Spektren festgelegt. Im linken oberen Fenster erhält man die zugehörigen Schnitt-Spektren. Unten links sieht man das Eingabefenster von TV und unten rechts ist der Editor zu sehen, mit dem die Ergebnisse in ein File eingetragen werden. Mit dieser Vorgehensweise ist eine sehr komfortable, kontrollierbare und dennoch verhältnismäßig schnelle Bestimmung der Koinzidenzintensitäten in den verschiedenen Korrelationsmatrizen möglich.

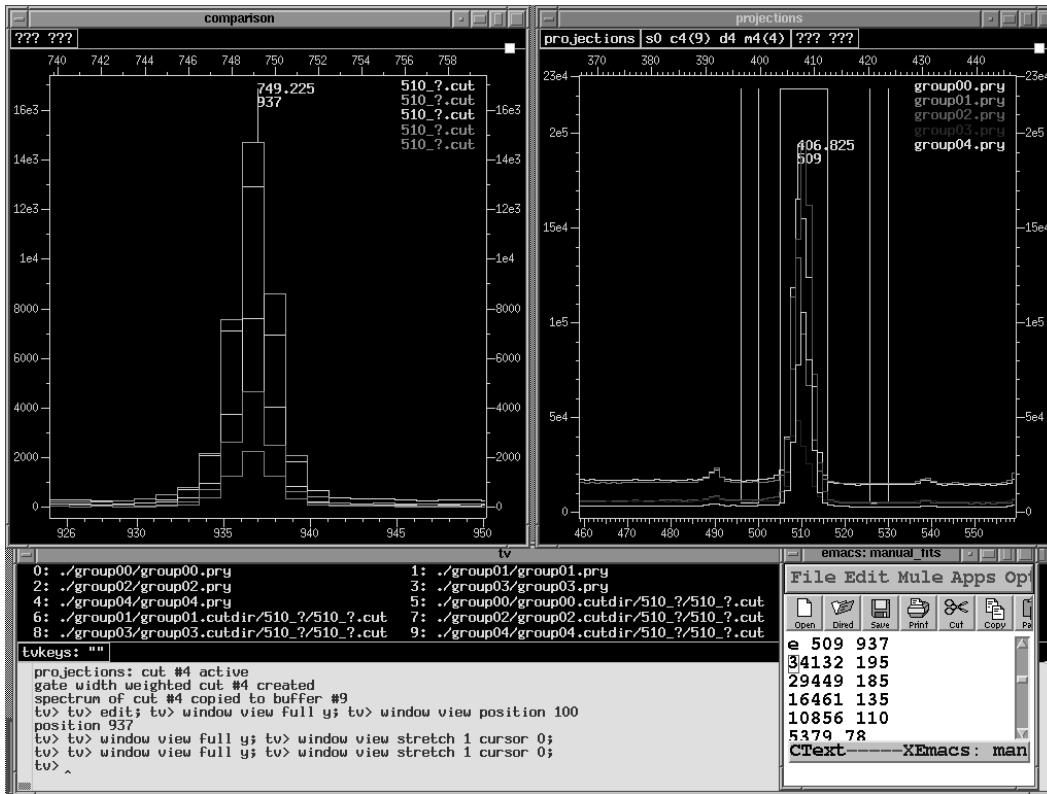


Abbildung 3.10: Typisches Aussehen des Computerbildschirms bei der Bestimmung der Peakflächen in den Korrelationsmatrizen.

- Bevor man die aus den Korrelationsmatrizen ermittelten Korrelationsintensitäten mit einer berechneten Winkelkorrelation vergleichen kann, müssen noch die apparativen Unterschiede zwischen den verschiedenen Korrelationsgruppen ausgeglichen werden. Diese kommen zum einen daher, dass die verschiedenen Gruppen eine unterschiedliche Anzahl an Detektorpaaren enthalten und zum anderen daher, dass die verschiedenen Detektoren eine unterschiedliche, energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit für die γ -Quanten besitzen.

Zur Korrektur der apparativen Unterschiede wird zunächst die relative Nachweiswahrscheinlichkeit eines jeden Detektors in Abhängigkeit von der Energie der γ -Strahlung bestimmt. Zu diesem Zweck werden die bei der Spektroskopie der ^{226}Ra -Quelle aufgezeichneten γ -Einzelspektren jedes einzelnen Detektors verwendet. In diesen Spektren werden die Flächen der verschiedenen ^{226}Ra -Linien bestimmt und mit den bekannten relativen Intensitäten korrigiert. An die so ermittelten Intensitätswerte wird eine Funktion der Form $\epsilon(E_\gamma) = \frac{a}{(x-b)^c}$ angefitet. In Abb. 3.11 sind die Intensitätswerte zusammen mit der angefiteten Funktion für den Detektor Nr.1 aus dem ^{54}Co -Experiment gezeigt. Nachdem für jeden im Experiment benutz-

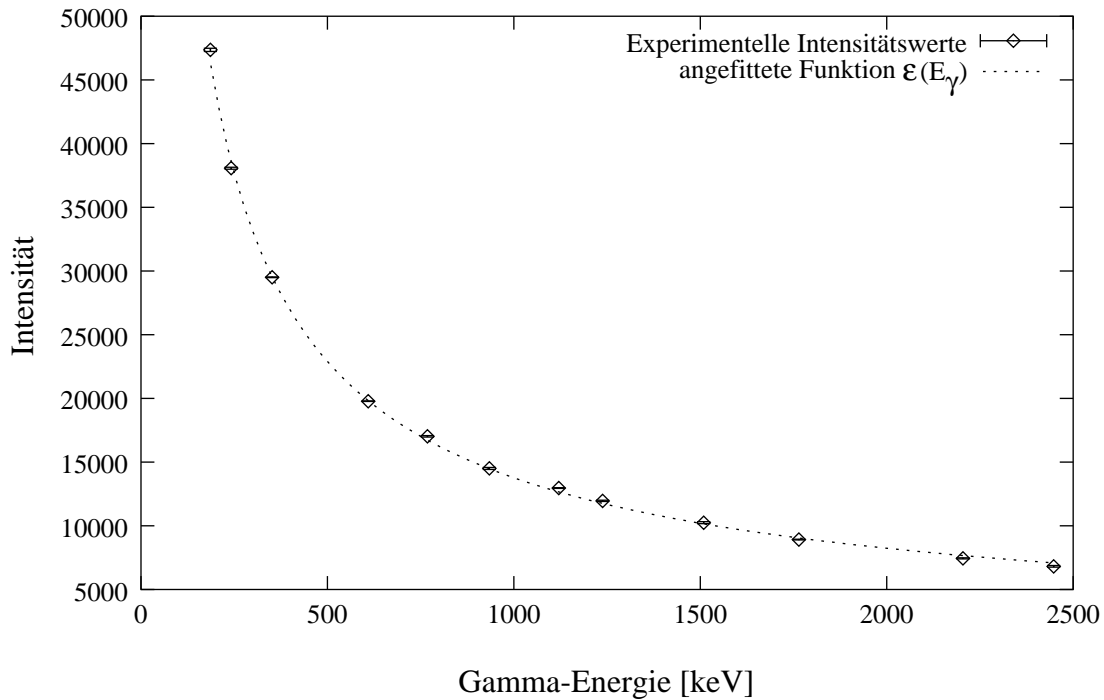


Abbildung 3.11: Intensitätswerte aus der ^{226}Ra -Eichung für den Detektor Nr.1 aus dem ^{54}Co -Experiment zusammen mit der angefitzten Funktion $\epsilon(E_\gamma)$.

ten Detektor eine solche Funktion $\epsilon(E_\gamma)$ bestimmt worden ist, können die apparativen Unterschiede der Linienintensitäten aus den γ -Einzelspektren verschiedener Detektoren korrigiert werden. Bezeichnet man die aus dem γ -Einzelspektrum bestimmte Intensität einer Linie mit \tilde{I}_{E_γ} , so gilt für die korrigierte Intensität:

$$I_{E_\gamma} = \frac{\tilde{I}_{E_\gamma}}{\epsilon(E_\gamma)} \quad (3.15)$$

Damit die aus der Quelleneichung ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten auch auf die Messung im Strahl übertragbar sind, ist es sehr wichtig, dass sich die Quelle exakt an der gleichen Position wie das Target befindet. Diese Voraussetzung ist mit den speziell für das OSIRIS-Würfel-Spektrometer entwickelten Quellen- und Targethaltern in der Regel gut erfüllt. Eine Möglichkeit dies zu überprüfen besteht darin, ein Spektrum des aktivierten Targets ohne Strahl aufzunehmen und für jeden Detektor die Intensitäten einiger Linien in diesen Spektren zu bestimmen. Da die Strahlung aus dem aktivierten Target isotrop ist, müssen diese Intensitäten nach Korrektur der Ansprechwahrscheinlichkeit (siehe Gleichung 3.15) für alle Detektoren innerhalb der Fehler übereinstimmen.

Um nicht nur die aus γ -Einzelspektren ermittelten Intensitäten, sondern auch Koinzidenzintensitäten aus $\gamma\gamma$ -Matrizen (z.B. aus Korrelationsmatri-

zen) korrigieren zu können, muss die Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{i,j}(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})$ für den koinzidenten Nachweis eines γ -Quants mit der Energie E_{γ_1} in Detektor i und eines weiteren γ -Quants mit der Energie E_{γ_2} in Detektor j ermittelt werden. Sie ergibt sich als das Produkt der oben ermittelten Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten:

$$\epsilon_{i,j}(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}) = \epsilon_i(E_{\gamma_1})\epsilon_j(E_{\gamma_2}) \quad (3.16)$$

Analog zu Gleichung 3.15 können nun die apparativen Unterschiede von Koinzidenzintensitäten $\tilde{I}_{E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}}$, die aus $\gamma\gamma$ -Matrizen ermittelt wurden, korrigiert werden. Für die korrigierten Intensitäten gilt:

$$I_{E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}} = \frac{\tilde{I}_{E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}}}{\sum_{(i,j) \in \mathcal{M}} \epsilon_i(E_{\gamma_1})\epsilon_j(E_{\gamma_2})} \quad (3.17)$$

Dabei ist \mathcal{M} die Menge aller Detektorpaare (i, j) , deren Koinzidenzereignisse in die $\gamma\gamma$ -Matrix einsortiert wurden. Für die Korrelationsmatrizen sind dies genau die in der zweiten Spalte von Tabelle 3.3 angegebenen Paare.

Eine wesentliche Voraussetzung für die Richtigkeit des in Gleichung 3.16 gemachten Ansatzes für die Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit ist, dass die Zuordnung zweier registrierter γ -Quanten zu einem Koinzidenzereignis unabhängig von der γ -Energie ist. Da die Zeitaufösung der Ge-Detektoren bei niedrigen Energien schlecht ist, muss insbesondere für den Bereich niedriger Energien darauf geachtet werden, dass die Zeitfenster bei der Sortierung ausreichend groß gewählt werden, um diese Voraussetzung zu erfüllen (siehe dazu auch Abschnitt 3.1.2).

Nachdem alle notwendigen Schritte der Datenverarbeitung gemacht sind, können die experimentellen Winkelkorrelationswerte mit berechneten Werten verglichen werden. Dies wurde mit dem Programm CORLEONE [Wie95] durchgeführt. Es liest die unkorrigierten Intensitäten und die Koeffizienten der Funktionen $\epsilon(E_{\gamma})$ aus verschiedenen Files ein, führt damit die Korrektur der apparativen Unterschiede durch und erlaubt für vorgegebene Spinhypthesen die Anpassung berechneter Korrelationswerte an die experimentellen Werte unter Variation der Parameter σ , δ_1 und δ_2 . Die Ergebnisse werden in den beiden nächsten Abschnitten vorgestellt.

3.3.5 Ergebnisse der Winkelkorrelation für ^{54}Co

Bis zu dieser Arbeit waren aus früheren Messungen die Spin- und Paritätswerte von drei angeregten Niveaus in ^{54}Co eindeutig bestimmt. Es sind dies die Niveaus bei 937 keV ($J^\pi = 1^+$), 1446 keV ($J^\pi = 2^+$) und 2149 keV ($J^\pi = 5^+$). Weiterhin

gab es vier vermutliche Spin- und Paritätszuweisungen² für die Niveaus bei 1822 keV, 2652 keV, 1887 keV und 197 keV (vergleiche dazu auch die Abbildung 3.4). Diese Werte sind den Referenzen [Jun93] (dies ist eine Zusammenfassung der Ergebnisse von Arbeiten bis 1995) und [Rud98, Rud99] (einzige Messung an ^{54}Co zwischen 1995 und der vorliegenden Arbeit) entnommen. Die Analyse der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen führte zu sieben neuen, eindeutigen Spinzuweisungen und unter Einbezug der Ergebnisse aus dem Abschnitt 3.3.7 und dem Kapitel 3.5 (γ -Linearpolarisation bzw. Lebensdauerbestimmung mit der DSAM) zu einer weiteren neuen, eindeutigen Spinzuweisung. Insgesamt konnten in dieser Arbeit acht Spinwerte erstmals eindeutig zugewiesen werden. Weiterhin konnten zehn Multipolmischungsverhältnisse erstmals bestimmt werden. Unter der plausiblen Annahme, dass die vermutliche Spinzuweisung $J = 7$ für das Niveau bei 197 keV aus der Referenz [Jun93] richtig ist, lässt sich weiterhin der Spinwert des Niveaus bei 1887 keV eindeutig bestimmen. Insbesondere lassen sich unter dieser Annahme konsistente Beschreibungen der Zerfälle vom 2083 keV Niveau und vom 2652 keV Niveau über das 1887 keV Niveau zum 197 keV Niveau finden. Dies spricht sehr für die Richtigkeit der Annahme.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Winkelkorrelationsauswertung für jedes Niveau, von dem mindestens eine entvölkernde Kaskade ausgewertet werden konnte, diskutiert. Dies sind insgesamt acht Niveaus. In den Fällen, wo die Winkelkorrelation alleine keine eindeutige Aussage liefert, wird auf Ergebnisse des Abschnitts über die γ -Linearpolarisation (Abschnitt 3.3.7) und die Dopplerverschiebung (Kapitel 3.5) vorgegriffen. Bei der Diskussion wird stets auf die in Tabelle 3.4 gezeigten Ergebnisse der Anpassung der berechneten Hypothesen an die experimentellen Korrelationswerte Bezug genommen, ohne dies jedesmal explizit zu erwähnen. Es sind in dieser Tabelle alle Hypothesen aufgeführt, deren χ^2 -Wert maximal zwei über dem des Minimums lag.

Das Niveau bei 1446 keV

Das Niveau hat eine entvölkernde Kaskade (508.7 keV, 936.8 keV), die ausgewertet wurde und für die alle beteiligten Spinwerte bekannt waren. Da der Spinwert des unteren Niveaus Null ist, kann $\delta_{936.8} = 0$ festgesetzt werden³. Folglich wurde eine Anpassung der experimentellen Korrelationswerte unter Variation von σ_{1446} und $\delta_{508.7}$ durchgeführt. Damit konnte $\delta_{508.7} = 0.02_{-0.03}^{+0.03}$ und $\sigma_{1446} = 2.03_{-0.39}^{+0.39}$ bestimmt werden.

²Als vermutliche Spinwerte werden hier solche Werte bezeichnet, die bisher nicht zweifelsfrei bestimmt wurden, in den Nuclear Data Sheets aber in Klammern angegeben werden.

³Dies gilt generell für Übergänge zwischen Niveaus, von denen eines den Spinwert Null hat.

Das Niveau bei 1822 keV

Das Niveau hat zwei entvölkernde Kaskaden (376.0 keV, 508.7 keV) und (376.0 keV, 1445.7 keV), die beide ausgewertet wurden. Bei beiden Kaskaden ist der Spinwert des mittleren und des unteren Niveaus bekannt, und das Multipolmischungsverhältnis des unteren Übergangs wurde bereits durch die Auswertung des 1446 keV Niveaus bestimmt. Folglich wurden für verschiedene Spinthesen des oberen Niveaus die Parameter σ_{1822} und $\delta_{376.0}$ variiert. Es ergeben sich für zwei verschiedene Spinwerte ($1\hbar$ und $3\hbar$) des 1822 keV Niveaus akzeptable χ^2 -Werte. Es kann jedoch trotzdem die Spinzuweisung $3\hbar$ getroffen werden, da nur für diesen Spinwert eine konsistente Beschreibung der Korrelationen beider entvölkernder Kaskaden mit demselben Wert für $\delta_{376.0}$ und σ_{1822} möglich ist (Fit Nr.1 und Fit Nr.3). Zwar stimmen auch für die Spinhypothese $1\hbar$ die Werte für $\delta_{376.0}$ und σ_{1822} innerhalb der Fehler jedes einzelnen Fits überein (Fit Nr.2 und Fit Nr.5), jedoch für $\delta_{376.0}$ nur an den äußersten Fehlergrenzen und für σ_{1822} nur, weil der Wert aus Fit Nr.5 einen unrealistisch großen Fehler hat. Im Gegensatz zur Spinhypothese $3\hbar$ lassen sich für die Spinhypothese $1\hbar$ keine Werte für $\delta_{376.0}$ und σ_{1822} finden, die gleichzeitig die Korrelationen beider Kaskaden gut reproduzieren. Weiterhin ist es für die Spinhypothese $1\hbar$ und dem daraus resultierenden $\delta_{376.0} = -0.18$ nicht möglich, die Korrelation des 376.0 keV Übergangs mit dem bevölkernden 830.4 keV Übergang zu beschreiben. Die Werte für σ_{1822} und $\delta_{376.0}$ wurden als Mittelwerte der Werte aus Fit Nr.1 und Fit Nr.3 bestimmt: $\delta_{376.0} = 0.00 \pm 0.04$ und $\sigma_{1822} = 2.8^{+0.52}_{-0.52}$.

Das Niveau bei 2083 keV

Es konnten die Winkelkorrelationen von zwei entvölkernden Kaskaden ausgewertet werden. Dies sind die (261.3 keV, 376.0 keV) und die (195.8 keV, 1689.9 keV) Kaskade. Letztere konnte jedoch nicht zur Spinbestimmung des 2083 keV Niveaus benutzt werden, da weder Spinwerte der beteiligten Niveaus noch Multipolmischungsverhältnisse der Übergänge bekannt waren. Für die (261.3 keV, 376.0 keV) Kaskade war der Spinwert des unteren Niveaus bekannt. Der Spinwert des mittleren Niveaus und das Mutlipolmischungsverhältnis $\delta_{376.0}$ des unteren Übergangs konnte durch die Auswertung des 1822 keV Niveaus bestimmt werden. Dementsprechend wurde für verschiedene Spinthesen des oberen Niveaus eine Anpassung an die experimentellen Korrelationswerte der (261.3 keV, 376.0 keV) Kaskade unter Variation von σ_{2083} und $\delta_{261.3}$ durchgeführt. Betrachtet man zunächst nur die resultierenden χ^2 -Werte, so sind zwei Spinwerte ($3\hbar$ und $5\hbar$) für das Niveau möglich. Die Spinhypothese $5\hbar$ kann jedoch aus folgendem Grund verworfen werden: Für die Spinhypothese $3\hbar$ bedeuten die $\delta_{261.2}$ -Werte, die sich aus Fit Nr.1 und Nr.2 ergeben, $E2/M1$ - oder $M2/E1$ -Strahlung mit dominantem $E2$ - bzw. $M2$ -Anteil (mindestens 84%). Für die Spinhypothese $5\hbar$ bedeuten die aus Fit Nr.3

und Nr.4 resultierenden $\delta_{261.2}$ -Werte $E3/M2$ - oder $M3/E2$ -Strahlung mit dominantem $E3$ - bzw. $M3$ -Anteil (mindestens 98%). Aus der Weisskopfabschätzung für elektromagnetische Übergangsstärken [Wei51] folgt für $E3$ -Strahlung bei einer Übergangsenergie von 261.3 keV und einer Kernladungszahl $Z = 27$, eine Niveaulbensdauer von etwa 10^{-1} s und für $M3$ -Strahlung eine Niveaulbensdauer von etwa 10 s [Wap59]. Bei einer Breite des Koinzidenzzeitfensters von weniger als 10^{-7} s wäre in diesem Fall der 261.3 keV Übergang sicherlich nicht in Koinzidenz mit anderen Übergängen beobachtbar. Für $E2$ - und $M2$ -Strahlung hingegen, folgt eine Niveaulbensdauer von etwa $10^{-8} - 10^{-6}$ s [Wap59], die durch die Beimischung des $M1$ bzw. $E1$ -Anteils noch kleiner wird und damit in den Bereich des Koinzidenzzeitfensters fällt. Für die demzufolge getroffene Spinzuweisung von $3\hbar$ gibt es zwei Minima (Fit Nr.1 und Nr.2), die beide im Rahmen der χ^2 -Werte akzeptiert werden müssen. Für $\delta_{261.3}$ und σ_{2083} gibt es damit jeweils zwei mögliche Werte, die sich aber nicht stark unterscheiden und deren Fehlerbereiche fast überlappen. Tatsächlich ergeben sich für Werte von $\delta_{261.3}$ und σ_{2083} zwischen denen der beiden Minima auch noch akzeptable χ^2 -Werte, so dass für $\delta_{261.3}$ und σ_{2083} jeweils nur ein Bereich möglicher Werte angegeben werden kann: $2.3 \leq \delta_{261.3} \leq 7.2$ und $1.05 \leq \sigma_{2083} \leq 1.9$.

Die Auswertung der (195.8 keV, 1689.9 keV) Kaskade unter der Annahme, dass der Spinwert des unteren Niveaus $7\hbar$ beträgt, unterstützt die getroffene Spinzuweisung, da eine Beschreibung der Korrelationen beider Kaskaden mit verträglichen Werten für σ_{2083} möglich ist. Als Spinwert für das Niveau bei 1887 keV ergibt sich dabei $5\hbar$. Über die Werte von $\delta_{195.8}$ und $\delta_{1689.9}$ lässt sich mit der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation alleine keine eindeutige Aussage treffen, da sich für alle aus Fit Nr.5,6,7 und Nr.8 resultierenden Werte eine befriedigende Beschreibung der experimentellen Korrelationswerte mit einem Wert für σ_{2083} ergibt, der konsistent mit dem oben bestimmten Wert ist. Mit der zusätzlichen Information über die γ -Linearpolarisation des 1689.9 keV Übergangs folgt allerdings, dass nur der Wert aus Fit Nr.6 und Nr.7 ($\delta_{1689.9} = 0.07 \pm 0.09$) möglich ist. Am Ende von Abschnitt 3.3.7 wird an einem Beispiel erläutert, wie es möglich ist, mit Hilfe der γ -Linearpolarisation Aussagen über das Multipolmischungsverhältnis zu machen und damit eventuell verbleibende Zweideutigkeiten aus der Winkelkorrelation zu beseitigen.

Das Niveau bei 2174 keV

Das Niveau hat drei entvölkernde Kaskaden, deren Korrelationen alle auswertbar waren. Für zwei Kaskaden (727.8 keV, 508.7 keV) und (1236.7 keV, 936.8 keV) war der Spinwert des mittleren und des unteren Niveaus und das Multipolmischungsverhältnis des unteren Übergangs bekannt ($\delta_{508.7}$ durch die Auswertung des 1446 keV Niveaus). Für verschiedene Spinthesen des 2174 keV Niveaus

wurden σ_{2174} und $\delta_{727.8}$ bzw. $\delta_{1236.7}$ variiert. Es ergab sich eine eindeutige Zuweisung des Spinwertes $3\hbar$ mit konsistentem σ_{2174} für beide Kaskaden (Fit Nr.1 und Nr.2). Weiterhin konnte ausgehend von diesem Spinwert mit der dritten Kaskade (559.6 keV, 1614.1 keV) der Spinwert des Niveaus bei 1614 keV eindeutig zu $1\hbar$ bestimmt werden (Fit Nr.3). Für diese Spinzuweisung sind in Abbildung 3.12 einmal beispielhaft die experimentellen Korrelationswerte und die angepassten Werte für die beiden möglichen Spinwerte des 1614 keV Niveaus gezeigt. Man erkennt deutlich, dass die Spinhypothese $2\hbar$ keine befriedigende Beschreibung der experimentellen Werte liefert. Für die Spinhypothese $1\hbar$ ist die Übereinstimmung von experimentellen und angepassten Werten hingegen sehr gut. Die Werte der Multipolmischungsverhältnisse, die sich durch die Auswertung der entvölkernden Kaskaden dieses Niveaus ergaben, sind: $\delta_{727.8} = 0.01 \pm 0.05$, $\delta_{1236.7} = -0.03 \pm 0.11$ und $\delta_{559.6} = 0.03 \pm 0.06$. Der Parameter σ wurde als Mittelwert der mit den drei verschiedenen Kaskaden ermittelten Werte bestimmt: $\sigma = 1.58 \pm 0.15$.

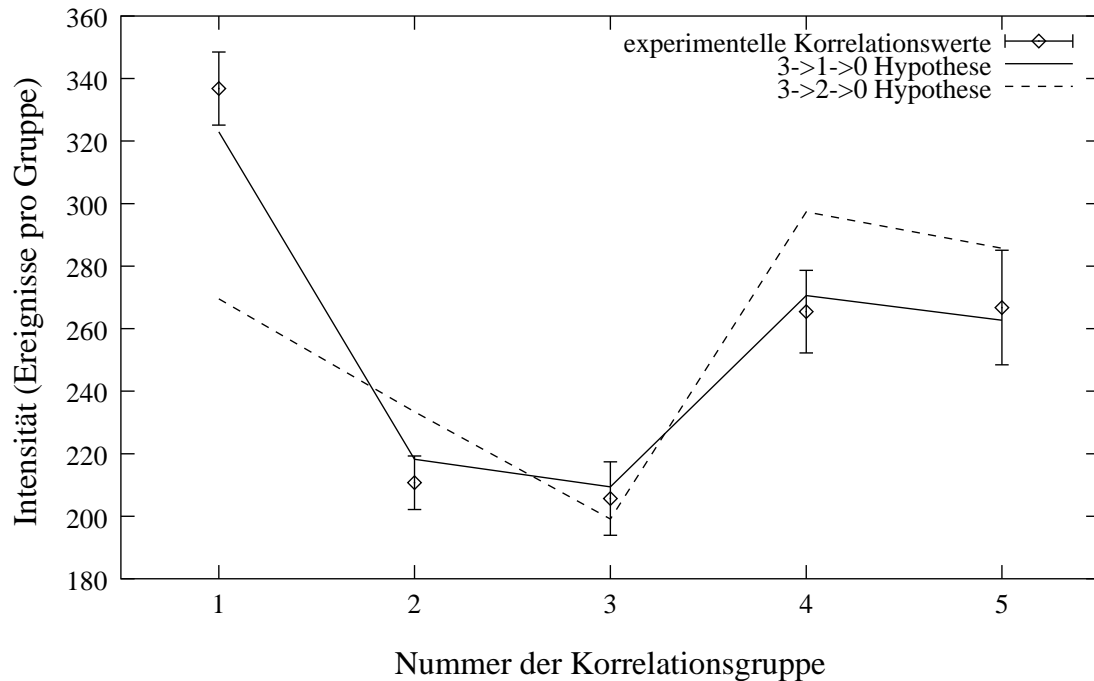


Abbildung 3.12: Experimentelle Korrelationswerte der (559.6 keV, 1614.1 keV) Kaskade, zusammen mit den für zwei verschiedene Spinypothesen des 1614 keV Niveaus berechneten Werten. Nur für die Spinypothese $1\hbar$ ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung.

Das Niveau bei 2290 keV

Das Niveau hat eine entvölkernde Kaskade (843.6 keV, 508.7 keV), die ausgewertet wurde. Die Spinwerte des mittleren und des unteren Übergangs waren bekannt, das Multipolmischungsverhältnis des unteren Übergangs wurde durch die Auswertung des 1822 keV Niveaus bestimmt. Folglich wurden für verschiedene Spinthesen des oberen Niveaus die Werte von σ_{2290} und $\delta_{843.6}$ variiert und es resultierte eine eindeutige Zuweisung des Spinwertes $3\hbar$. Dabei ergibt sich für das Multipolmischungsverhältnis des oberen Übergangs $\delta_{843.6} = -0.02(4)$ und für den Breitenparameter $\sigma = 1.63 \pm 0.24$.

Das Niveau bei 2652 keV

Es existieren zwei entvölkernde Kaskaden dieses Niveaus, deren Winkelkorrelationen ausgewertet wurden. Die eine der beiden Kaskaden (765.0 keV, 1689.9 keV) konnte jedoch nicht zur Spinbestimmung herangezogen werden, da, wie auch bei der (195.8 keV, 1689.9 keV) Kaskade des 2083 keV Niveaus, weder Spinwerte der beteiligten Niveaus, noch Multipolmischungsverhältnisse der Übergänge bekannt waren. Für die zweite Kaskade (830.4 keV, 376.0 keV) war der Spinwert des unteren Niveaus bekannt. Der Spinwert des mittleren Niveaus und das Multipolmischungsverhältnis des unteren Übergangs konnten durch die Auswertung des 1822 keV Niveaus bestimmt werden. Folglich wurden für verschiedene Spinthesen des oberen Niveaus σ_{2652} und $\delta_{830.4}$ variiert. Für zwei verschiedene Spinwerte des oberen Niveaus ($2\hbar$ und $4\hbar$) ergibt sich eine akzeptable Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Korrelationswerten (Fit Nr.1 und Nr.2). Für den Spinwert $4\hbar$ ergibt sich $\delta_{830.4} = 0_{-0.03}^{+0.03}$ und für den Spinwert $2\hbar$ $\delta_{830.4} = 10.69_{-3.46}^{+9.74}$. Im ersten Fall bedeutet dies reine $M1$ - oder $E1$ -Strahlung und im zweiten Fall gemischte $E2/M1$ - oder $M2/E1$ -Strahlung, jedoch mit einem $E2$ - bzw. $M2$ -Anteil von mindestens 98%. Die Auswertung der γ -Linearpolarisation (Abschnitt 3.3.7) ergab, dass es sich in jedem Falle um magnetische Strahlung handelt, im Falle des Spinwertes $4\hbar$ also um $M1$ -Strahlung und im Falle des Spinwertes $2\hbar$ um $M2$ -Strahlung. Zieht man die im Kapitel 3.5 ermittelte starke Doppler-Verschiebung der 830.4 keV Linie in betracht, aus der eine Niveaulbensdauer des 2652 keV Niveaus von weniger als 83 fs folgt, so ist $M2$ -Strahlung aufgrund der damit verbundenen geringen Übergangswahrscheinlichkeit ausgeschlossen. Damit ist ebenfalls der Spinwert $2\hbar$ ausgeschlossen und dem Niveau kann eindeutig der Spinwert $4\hbar$ zugeordnet werden, wobei sich $\sigma_{2652} = 1.18_{-0.44}^{+0.44}$ und $\delta_{830.4} = 0_{-0.03}^{+0.03}$ ergibt.

Wie auch bei dem 2083 keV Niveau ist die Auswertung der (765.0 keV, 1689.9 keV) Kaskade, die über das 1887 keV Niveau zum 197 keV Niveau zerfällt, unter der Annahme, dass dieses den Spinwert $7\hbar$ hat konsistent mit der getroffe-

nen Spinzuweisung. Der resultierende Spinwert für das Niveau bei 1887 keV ist natürlich wieder $5\hbar$. Für $\delta_{765.0}$ sind die beiden aus Fit Nr.3 und Nr.7 resultierenden Werte möglich, da sich für diese beiden Fits sowohl ein Wert für σ_{2652} ergibt, der konsistent mit dem oben bestimmten Wert ist, als auch ein Wert für $\delta_{1689.9}$ ergibt, der konsistent mit dem bei der Auswertung des 2083 keV Niveaus bestimmten Wert ist.

Das Niveau bei 2852 keV

Das Niveau hat eine entvölkernde Kaskade (1029.8 keV, 376.0 keV), deren Winkelkorrelation ausgewertet wurde. Der Spinwert des unteren Niveaus war bekannt, der Spinwert des mittleren Niveaus und das Multipolmischungsverhältnis des unteren Übergangs konnten mit der Auswertung des 1822 keV Niveaus bestimmt werden. Aus der Variation von σ_{2852} und $\delta_{1029.8}$ folgte eine eindeutige Spinzuweisung von $3\hbar$ und damit $\sigma_{2852} = 0.43_{-0.71}^{+0.71}$ und $\delta_{1029.8} = 0.12_{-0.04}^{+0.04}$.

Das Niveau bei 2919 keV

Es wurde eine entvölkernde Kaskade des Niveaus beobachtet (1473.5 keV, 508.7 keV) und deren Korrelation ausgewertet. Der Spinwert des unteren und des mittleren Niveaus waren bereits bekannt, das Multipolmischungsverhältnis des unteren Übergangs konnte mit der Auswertung des 1446 keV Niveaus bestimmt werden. Dementsprechend wurden die experimentellen Korrelationswerte durch Variation von σ_{2919} und $\delta_{1473.5}$ für verschiedene Spinthesen des oberen Niveaus angepasst. Es ergab sich eine eindeutige Spinzuordnung von $3\hbar$ mit $\sigma_{2919} = 1.13_{-0.42}^{+0.42}$ und $\delta_{1473.5} = 0.06_{-0.06}^{+0.06}$.

Tabelle 3.4: Ergebnisse der Anpassung von berechneten Korrelationswerten an die experimentell bestimmten Korrelationswerte für ^{54}Co . Die Anpassung wurde mit dem Programm CORLEONE [Wie95] durchgeführt. In der ersten Spalte ist die Energie des Niveaus, dessen entvölkernde Kaskaden analysiert wurden gegeben. In den folgenden beiden Spalten stehen die γ -Energien der zur Kaskade gehörenden Übergänge. Darauf folgt die zu dem jeweiligen Fit gehörende Spinhypothese für die beteiligten Niveaus. In den folgenden vier Spalten sind die beiden Multipolmischungsverhältnisse, der Breitenparameter σ und der χ^2 -Wert im Minimum gegeben. In der letzten Spalte werden die verschiedenen Minima durchnummeriert. Die schließlich getroffenen Zuweisungen sind dem Text in Abschnitt 3.3.5 oder der Tabelle in Abschnitt 3.8.1 zu entnehmen.

E_i [keV]	$E_{\gamma 1}$ [keV]	$E_{\gamma 2}$ [keV]	$I_i \rightarrow I \rightarrow I_f$ [\hbar] \rightarrow [\hbar] \rightarrow [\hbar]	δ_1	δ_2	σ	χ^2	Fit Nr.
1446	508.7	936.8	$2 \rightarrow 1 \rightarrow 0$	$0.02^{+0.03}_{-0.03}$	0	$2.03^{+0.39}_{-0.39}$	1.2	1
1822	376.0	508.7	$3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$0.02^{+0.03}_{-0.03}$	$2.96^{+0.85}_{-0.85}$	0.1	1
	376.0	508.7	$1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$	$-0.14^{+0.03}_{-0.03}$	$0.02^{+0.03}_{-0.03}$	$1.24^{+0.17}_{-0.17}$	1.5	2
	376.0	1445.7	$3 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	$0^{+0.06}_{-0.07}$	0	$2.65^{+0.61}_{-0.61}$	0.2	3
	376.0	1445.7	$3 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	$3.64^{+1.18}_{-0.74}$	0	$12.18^{+12.67}_{-12.67}$	1.9	4
	376.0	1445.7	$1 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	$-0.21^{+0.05}_{-0.05}$	0	$12.35^{+62.73}_{-62.73}$	1.8	5
	376.0	1445.7	$1 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	$-8.59^{+1.67}_{-2.71}$	0	$2.66^{+2.83}_{-2.83}$	1.9	6
2083	261.3	376.0	$3 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$2.86^{+0.77}_{-0.52}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$1.63^{+0.21}_{-0.21}$	0.9	1
	261.3	376.0	$3 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$5.31^{+1.88}_{-1.12}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$1.20^{+0.11}_{-0.11}$	1.3	2
	261.3	376.0	$5 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$-13.31^{+6.21}_{-87.04}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$3.46^{+0.79}_{-0.79}$	1.8	3
	261.3	376.0	$5 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$-20.66^{+11.24}_{-130.78}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$3.84^{+0.98}_{-0.98}$	1.9	4
	195.8	1689.9	$3 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$-0.57^{+0.46}_{-0.75}$	$-2.99^{+0.28}_{-0.34}$	$2.23^{+0.32}_{-0.32}$	0.3	5
	195.8	1689.9	$3 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$-0.83^{+0.75}_{-2.86}$	$0.07^{+0.09}_{-0.09}$	$2.18^{+0.35}_{-0.35}$	0.4	6
	195.8	1689.9	$3 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$-0.53^{+0.85}_{-2.85}$	$0.07^{+0.09}_{-0.09}$	$2.22^{+0.38}_{-0.38}$	0.4	7
	195.8	1689.9	$3 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$-1.47^{+0.30}_{-0.42}$	$-3.15^{+0.31}_{-0.31}$	$1.58^{+0.44}_{-0.44}$	0.5	8
2174	727.8	508.7	$3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$	$0.01^{+0.05}_{-0.05}$	$0.02^{+0.03}_{-0.03}$	$1.50^{+0.34}_{-0.34}$	0.3	1
	1236.7	936.8	$3 \rightarrow 1 \rightarrow 0$	$-0.03^{+0.11}_{-0.11}$	0	$1.73^{+0.21}_{-0.21}$	1.4	2
	559.6	1614.1	$3 \rightarrow 1 \rightarrow 0$	$0.03^{+0.06}_{-0.06}$	0	$1.50^{+0.14}_{-0.14}$	0.8	3
2290	843.6	508.7	$3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$0.02^{+0.03}_{-0.03}$	$1.63^{+0.24}_{-0.24}$	1.5	1
2652	830.4	376.0	$4 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$0^{+0.03}_{-0.03}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$1.18^{+0.44}_{-0.44}$	1.4	1
	830.4	376.0	$2 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$10.69^{+9.74}_{-3.46}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$1.03^{+0.18}_{-0.18}$	1.7	2
	765.0	1689.9	$4 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$0.05^{+0.07}_{-0.07}$	$-0.13^{+0.15}_{-0.15}$	$1.40^{+0.46}_{-0.46}$	0.1	3
	765.0	1689.9	$4 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$0.01^{+0.05}_{-0.05}$	$-1.51^{+0.25}_{-0.33}$	$0.94^{+0.84}_{-0.84}$	0.1	4
	765.0	1689.9	$4 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$6.30^{+2.73}_{-1.48}$	$-0.60^{+0.34}_{-0.48}$	$2.39^{+0.42}_{-0.42}$	0.5	5
	765.0	1689.9	$4 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$5.68^{+2.54}_{-1.36}$	$-0.93^{+0.40}_{-0.65}$	$2.51^{+0.38}_{-0.38}$	0.7	6
	765.0	1689.9	$4 \rightarrow 5 \rightarrow 7$	$5.54^{+2.81}_{-1.42}$	$-0.28^{+0.21}_{-0.21}$	$1.91^{+0.35}_{-0.35}$	1.5	7
2852	1029.8	376.0	$4 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$0.12^{+0.04}_{-0.04}$	$0^{+0.04}_{-0.04}$	$0.43^{+0.71}_{-0.71}$	0.4	1
2919	1473.5	508.7	$3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$	$0.06^{+0.06}_{-0.06}$	$0.02^{+0.03}_{-0.03}$	$1.13^{+0.42}_{-0.42}$	1.3	1

3.3.6 Ergebnisse der Winkelkorrelation für ^{58}Cu

Für den Kern ^{58}Cu waren bis zu dieser Arbeit die Spinwerte von fünf angeregten Niveaus eindeutig bestimmt, und es gab zusätzlich sechs vermutliche Spinzuweisungen im Energiebereich bis 4 MeV. Die Ergebnisse aller Experimente an ^{58}Cu , die bis zum 15. Juni 1999 in der Literatur zu finden waren, sind in der Referenz [Sin99] zusammengefasst. Durch die Auswertung der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation zusammen mit der von A. Schmidt im Rahmen seiner Dissertation [Sch00a] durchgeführten Auswertung der γ -Linearpolarisation an ^{58}Cu , konnte dem Niveau bei 444 keV eindeutig der Spinwert $3\hbar$ zugewiesen werden, was der bisherigen vermutlichen Spinzuweisung entspricht. Ausgehend von diesem Spinwert und dem ebenfalls eindeutig bestimmten Multipolmischungsverhältnis des 444.3 keV Übergangs, wurde weiteren drei Niveaus eindeutig ein Spinwert zugeordnet, darunter dem im Rahmen dieser Arbeit erstmals beobachteten Niveau bei 2751 keV. Weiterhin konnte dem Niveau bei 1052 keV eindeutig der Spinwert $1\hbar$ und dem Niveau bei 1653 keV der Spinwert $2\hbar$ zugeordnet werden. Letzterer war bisher nur durch die Annahme zugewiesen worden, dass es sich bei dem Niveau um den isobaren Analogzustand des 2_1^+ -Zustandes in ^{58}Ni handelt. Insgesamt konnten in dieser Arbeit die Spinwerte fünf angeregter Niveaus des Kerns ^{58}Cu erstmals eindeutig bestimmt werden.

Wie im vorigen Abschnitt für ^{54}Co , werden auch hier die Ergebnisse der Korrelationsauswertung für jedes Niveau, von dem mindestens eine entvölkernde Kaskade ausgewertet werden konnte, diskutiert. Die Ergebnisse der Anpassung der berechneten an die experimentellen Korrelationswerte stehen in der Tabelle 3.5, auf die im Folgenden stets Bezug genommen wird. Es sind dort wieder alle Fit-Ergebnisse aufgeführt, deren χ^2 -Wert bis zu 2 über dem des Maximums liegt. Alle Werte für die γ -Linearpolarisation sind der Auswertung von A. Schmidt [Sch00a] entnommen.

Das Niveau bei 1052 keV

Das Niveau wird über eine Kaskade (848.4 keV, 203.3 keV) entvölkert, deren Winkelkorrelation ausgewertet wurde. Der Spinwert des mittleren und des unteren Niveaus war bekannt. Da der Spinwert des mittleren Niveaus $0\hbar$ ist, sind beide Multipolmischungsverhältnisse gleich Null. Einzig für den Spinwert $1\hbar$ ergibt sich eine Übereinstimmung von berechneten und experimentellen Werten mit $\sigma_{1052} = 1.63_{-0.25}^{+0.25}$.

Das Niveau bei 1653 keV

Der Spinwert des Niveaus war bereits bekannt und beträgt $2\hbar$. Es wurden drei verschiedene entvölkernde Kaskaden beobachtet. Es konnten die Winkelkorrelationen von zwei dieser Kaskaden ((601.4 keV, 848.4 keV) und (1208.8 keV, 444.3 keV)) ausgewertet werden. Mit der Auswertung der ersten Kaskade, deren mittleres Niveau das 1052 keV Niveau ist, konnte der Spinwert von $2\hbar$ bestätigt werden und es konnten die Werte für $\delta_{601.4}$ und σ_{1653} bestimmt werden. Für die zweite Kaskade, deren mittleres Niveau das 444 keV Niveau ist, waren nur die Spinwerte des Anfangs- und des Endniveaus bekannt und folglich wurde für verschiedene Spinhypothesen des 444 keV Niveaus eine Anpassung an die experimentellen Korrelationswerte unter Variation von $\delta_{1208.8}$, $\delta_{444.3}$ und σ_{1653} durchgeführt. Die Werte für σ_{1653} mussten dabei natürlich mit dem durch die Auswertung der (601.4 keV, 848.4 keV) Kaskade bestimmten Wert konsistent sein. Für zwei verschiedene Spinwerte ($2\hbar$ und $3\hbar$) ergibt sich eine akzeptable Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Korrelationswerten. Die Spinhypothese $2\hbar$ kann jedoch verworfen werden, da der resultierende Wert für $\delta_{444.3}$ (Fit Nr.6) nicht mit der von A. Schmidt [Sch00a] ermittelten starken Polarisation des 444.3 keV Übergangs ($P = 0.33 \pm 0.02$) verträglich ist. Für die Spinhypothese $3\hbar$ hingegen ergeben sich zwei mögliche Werte für $\delta_{444.3}$ (Fit Nr.2 und Nr.5), die beide mit der starken Polarisation verträglich sind: $\delta_{444.3} = -0.02 \pm 0.04$ oder $\delta_{444.3} = 0.17 \pm 0.07$. Für den Zusammenhang zwischen der Polarisation und dem Multipolmischungsverhältnis sei auf den Abschnitt 3.3.7 verwiesen.

Das Niveau bei 1428 keV

Es wurden drei verschiedene entvölkernde Kaskaden des Niveaus beobachtet. Nur eine dieser drei Kaskaden (984.2 keV, 444.3 keV) hatte eine ausreichend hohe Intensität, um die Winkelkorrelationen auszuwerten. Mit dem zuvor bestimmten Spinwert des 444 keV Niveaus waren die Spinwerte aller an der Kaskade beteiligten Niveaus bekannt und es konnte damit $\delta_{984.2} = -0.84_{-1.48}^{+0.21}$ und $\sigma_{1428} = 2.4_{-1.5}^{+1.5}$ bestimmt werden.

Das Niveau bei 1550 keV

Es wurde eine entvölkernde Kaskade des Niveaus beobachtet: (1106.0 keV, 444.3 keV). Der Spinwert des mittleren Niveaus ergab sich bereits durch die Auswertung des 1653 keV Niveaus und der Spinwert des unteren Niveaus (Grundzustand) war bekannt. Folglich wurde für verschiedene Spinwerte des oberen Niveaus eine Anpassung an die experimentellen Korrelationswerte unter Variation von $\delta_{1106.0}$ und σ_{1550} durchgeführt. Damit konnte der Spinwert des Niveaus eindeutig zu

$4\hbar$ bestimmt werden. Die resultierenden Werte für $\delta_{1106.0}$ und σ_{1550} betragen: $\delta_{1106.0} = -0.77_{-0.05}^{+0.05}$ bzw. $\sigma_{1550} = 1.73_{-0.09}^{+0.13}$.

Das Niveau bei 1648 keV

Ganz analog zur Auswertung des Niveaus bei 1648 keV ergab sich mit der (1203.5 keV, 444.3 keV) Kaskade eindeutig ein Spinwert von $3\hbar$ für das Niveau. Die resultierenden Werte für $\delta_{1203.5}$ und σ_{1648} sind: $\delta_{1203.5} = 0.53 \pm 0.13$ und $\sigma_{1648} = 1.62 \pm 0.17$.

Das Niveau bei 2066 keV

Die Auswertung der (1622.0 keV, 444.3 keV) Kaskade ergab keine eindeutige Spinzuweisung für das Niveau. Sowohl für den Spinwert $3\hbar$, als auch für den Spinwert $5\hbar$ ergibt sich eine akzeptable Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Korrelationswerten. Auch die Auswertung der γ -Linearpolarisation gestattet keine Unterscheidung der beiden Spinthesen, denn sowohl die aus Fit Nr.1 resultierenden Werte für $\delta_{1622.0}$ und σ_{2066} , als auch die aus Fit Nr.3 resultierenden Werte sind konsistent mit der experimentellen Polarisation.

Das Niveau bei 2751 keV

Von den drei Kaskaden, die das Niveau entvölkern konnten zwei, nämlich die (1200.6 keV, 1106.0 keV) und die (1103.1 keV, 1647.7 keV) Kaskade ausgewertet werden. Für die (1200.6 keV, 1106.0 keV) Kaskade waren der Spinwert des unteren und des mittleren Niveaus, sowie das Multipolmischungsverhältnis des 1106.0 keV Übergangs durch die vorangegangene Auswertung bestimmt worden. Für die (1103.1 keV, 1647.7 keV) Kaskade war der Spinwert des unteren Niveaus bekannt, der Spinwert des mittleren Niveaus ergab sich durch die Auswertung des 1648 keV Niveaus. Es wurde zunächst für verschiedene Spinthesen des oberen Niveaus eine Anpassung an die experimentellen Korrelationswerte der (1200.6 keV, 1106.0 keV) Kaskade durch Variation von $\delta_{1200.6}$ und σ_{2751} durchgeführt. Als Ergebnis bleiben zwei mögliche Spinwerte ($4\hbar$ und $5\hbar$) für das 2751 keV Niveau übrig. Der Spinwert $5\hbar$ ist jedoch nicht möglich, da für diesen keine akzeptable Beschreibung der (1103.1 keV, 1647.7 keV) Kaskade möglich ist (siehe Abbildung 3.13). Mit dem Spinwert $4\hbar$ hingegen lassen sich beide Kaskaden mit konsistentem Wert für σ_{2751} beschreiben. Für $\delta_{1200.6}$ ergibt sich damit aus Fit Nr.1 $\delta_{1200.6} = 0_{-0.05}^{+0.05}$. Über den Wert von $\delta_{1647.7}$ lässt sich mit der Auswertung der Winkelkorrelation alleine keine eindeutige Aussage machen, da Fit Nr.4, Nr.6

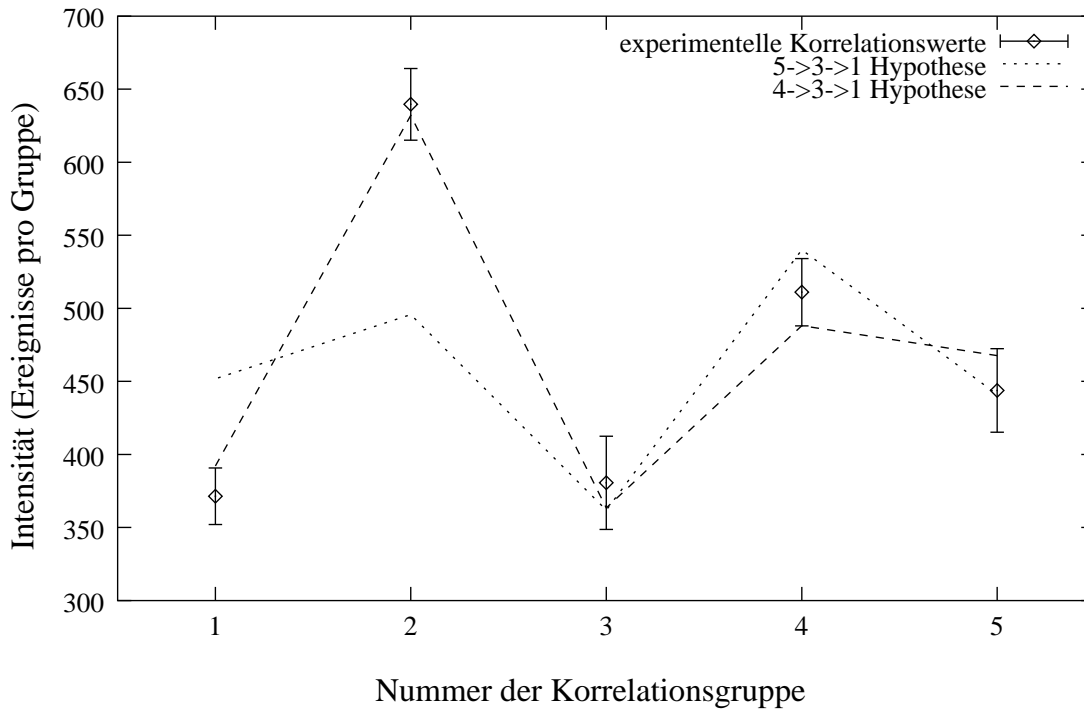


Abbildung 3.13: Experimentelle und berechnete Korrelationswerte der (1103.1 keV, 1647.7 keV) Kaskade, die das Niveau bei 2751 keV entvölkert. Im Gegensatz zu dem Spinwert $4\hbar$ ist für den Spinwert $5\hbar$ des 2751 keV Niveaus keine befriedigende Beschreibung der experimentellen Werte möglich. Zusammen mit der Auswertung der (1200.6 keV, 1106.0 keV) Kaskade kann dem Niveau damit eindeutig der Spinwert $4\hbar$ zugeordnet werden.

und Nr.7 alle drei eine korrekte Beschreibung der Winkelkorrelation der (1103.1 keV, 1647.7 keV) Kaskade mit konsistentem σ_{2751} liefern. Mit der zusätzlichen Information über die γ -Linearpolarisation des 1647.7 keV Übergangs folgt allerdings, dass nur der Wert von Fit Nr.4 möglich ist. Somit ergeben sich für die Multipolmischungsverhältnisse der beiden Übergänge die folgenden Werte: $\delta_{1647.7} = -0.06_{-0.27}^{+0.16}$ und $\delta_{1103.1} = -0.07_{-0.12}^{+0.05}$. Für eine Erklärung des Zusammenhangs zwischen der γ -Linearpolarisation und dem Multipolmischungsverhältnis sei wieder auf das Ende von Abschnitt 3.3.7 verwiesen, in dem genau der 1647.7 keV Übergang als Beispiel behandelt wird.

Tabelle 3.5: Ergebnisse der Anpassung von berechneten Korrelationswerten an die experimentell bestimmten Korrelationswerte für ^{58}Cu . Die Anpassung wurde mit dem Programm CORLEONE [Wie95] durchgeführt. In der ersten Spalte ist die Energie des Niveaus, dessen entvölkernde Kaskaden analysiert wurden, gegeben. In den folgenden beiden Spalten stehen die γ -Energien der zur Kaskade gehörenden Übergänge. Darauf folgt die zu dem jeweiligen Fit gehörende Spinhypothese für die beteiligten Niveaus. In den folgenden vier Spalten sind die beiden Multipolmischungsverhältnisse, der Breitenparameter σ und der χ^2 -Wert im Minimum gegeben. In der letzten Spalte werden die verschiedenen Minima durchnummeriert. Die schließlich getroffenen Zuweisungen sind dem Text in Abschnitt 3.3.6 oder der Tabelle in Abschnitt 3.8.2 zu entnehmen.

E_i [keV]	$E_{\gamma 1}$ [keV]	$E_{\gamma 2}$ [keV]	$I_i \rightarrow I \rightarrow I_f$ [\hbar] \rightarrow [\hbar] \rightarrow [\hbar]	δ_1	δ_2	σ	χ^2	Fit Nr.
1052	848.4	203.3	1 \rightarrow 0 \rightarrow 1	0	0	$1.63^{+0.25}_{-0.25}$	0.9	1
1653	601.4	848.4	2 \rightarrow 1 \rightarrow 0	$0.02^{+0.05}_{-0.05}$	0	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$	0.7	1
	1208.8	444.3	2 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.02^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$	0.8	2
	1208.8	444.3	2 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$0^{+0.02}_{-0.02}$	$-5.64^{+1.19}_{-2.02}$	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$	0.8	3
	1208.8	444.3	2 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$46.54^{+73.35}_{-36.48}$	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$	0.6	4
	1208.8	444.3	2 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$0.17^{+0.07}_{-0.07}$	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$	0.7	5
	1208.8	444.3	2 \rightarrow 2 \rightarrow 1	$-5.24^{+0.43}_{-0.51}$	$-1.90^{+0.30}_{-0.40}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	0.1	6
1428	984.2	444.3	2 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.84^{+0.21}_{-1.48}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$2.4^{+1.5}_{-1.5}$	0.9	1
1550	1106.0	444.3	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.77^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.73^{+0.13}_{-0.09}$	0.8	1
1648	1203.5	444.3	3 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$0.53^{+0.13}_{-0.13}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.60^{+0.30}_{-0.40}$	1.3	1
2066	1622.0	444.3	5 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.12^{+0.04}_{-0.04}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.49^{+0.15}_{-0.15}$	1.1	1
	1622.0	444.3	5 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$2.13^{+0.25}_{-0.25}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$2.10^{+0.15}_{-0.15}$	2.4	2
	1622.0	444.3	3 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$0.29^{+0.04}_{-0.04}$	$-0.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.20^{+0.11}_{-0.1}$	1.5	3
2751	1200.6	1106.7	4 \rightarrow 4 \rightarrow 3	$0^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.77^{+0.05}_{-0.05}$	$1.47^{+0.13}_{-0.13}$	0.8	1
	1200.6	1106.7	5 \rightarrow 4 \rightarrow 3	$1.43^{+0.18}_{-0.18}$	$-0.77^{+0.05}_{-0.05}$	$2.13^{+0.12}_{-0.12}$	0.9	2
	1200.6	1106.7	5 \rightarrow 4 \rightarrow 3	$0.62^{+0.07}_{-0.07}$	$-0.77^{+0.05}_{-0.05}$	$2.03^{+0.14}_{-0.14}$	1.5	3
	1103.1	1647.7	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.07^{+0.05}_{-0.12}$	$-0.06^{+0.16}_{-0.27}$	$1.56^{+0.18}_{-0.20}$	1.1	4
	1103.1	1647.7	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$14.17^{+14.60}_{-4.70}$	$-3.70^{+0.49}_{-0.65}$	$0.22^{+0.26}_{-0.26}$	1.2	5
	1103.1	1647.7	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.01^{+0.04}_{-0.04}$	$-63.51^{+59.41}_{-68.68}$	$1.61^{+0.20}_{-0.20}$	1.3	6
	1103.1	1647.7	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$-0.12^{+0.12}_{-0.07}$	$-2.57^{+0.79}_{-10.29}$	$1.51^{+0.25}_{-0.18}$	1.3	7
	1103.1	1647.7	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$0.01^{+0.03}_{-0.03}$	$-0.63^{+0.70}_{-0.43}$	$1.91^{+0.25}_{-0.25}$	1.5	8
	1103.1	1647.7	4 \rightarrow 3 \rightarrow 1	$25.19^{+483.19}_{-12.95}$	$-4.85^{+0.99}_{-1.62}$	$0.96^{+0.19}_{-0.19}$	2.9	9

3.3.7 Die γ -Linearpolarisation

Da für das ^{54}Co -Experiment der EUROBALL-CLUSTER-Detektor zur Verfügung stand, war es möglich die COMPTON-Streuung zwischen den einzelnen Segmenten gezielt auszuwerten und damit Aussagen über die γ -Linearpolarisation der Strahlung zu machen. Zusammen mit den Ergebnissen der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation kennt man damit sowohl die Multipolarität, als auch den Strahlungscharakter der Strahlung und kann daher Aussagen über die Parität der beteiligten Niveaus machen. Die Verwendung des EUROBALL-CLUSTER-Detektors als Polarimeter und der Nachweis der γ -Linearpolarisation allgemein, sind in der Diplomarbeit von D. Weisshaar [Wei96] beschrieben und werden im Folgenden nur insoweit erläutert, wie es zum Verständnis der Auswertung nötig ist. Zunächst folgt eine kurze theoretische Einführung der γ -Linearpolarisation und eine Beschreibung, wie man sie zur Bestimmung von anderen Größen, wie Multipolmischungsverhältnissen und Paritäten, benutzen kann.

Elektrische und magnetische Multipolstrahlung gleicher Multipolordnung unterscheiden sich nicht bezüglich der Richtungsabhängigkeit der Strahlungsintensität. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 3.14 für Dipolstrahlung verdeutlicht. Aus diesem Grund ist es weder mit der γ -Winkelverteilung, noch mit der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation möglich zwischen den beiden Strahlungsarten zu unterscheiden. Da man zur Bestimmung der Parität der emittierten γ -Quanten sowohl die Multipolordnung, als auch den Strahlungscharakter der Strahlung kennen muss (siehe Gleichung 3.4 und Gleichung 3.5), ist es wichtig, experimentell zwischen elektrischer und magnetischer Strahlung unterscheiden zu können. Betrachtet man nochmals die Abbildung 3.14, so stellt man fest, dass diese Unterscheidung mit der Stellung des elektrischen (und auch magnetischen) Feldvektors relativ zu der aus dem POYNTING-Vektor und dem Dipolvektor aufgespannten Ebene möglich ist. Diese Stellung des elektrischen Feldvektors nennt man die γ -Linearpolarisation.

Nimmt man die Richtung des Dipolvektors als z -Achse eines Koordinatensystems und betrachtet ein Photon mit Multipolarität λ und z -Komponente μ , welches sich senkrecht zu dieser Achse entlang der x -Achse des Koordinatensystems fortbewegt, so ist die Linearpolarisation parallel zur z -Achse gegeben durch:

$$P_{\lambda\mu}^{\parallel} = \frac{|\vec{e}_z \cdot \vec{E}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2}{|\vec{E}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2} = \frac{|\vec{e}_y \cdot \vec{B}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2}{|\vec{B}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2} \quad (3.18)$$

Und die Linearpolarisation senkrecht zur z -Achse ist gegeben durch:

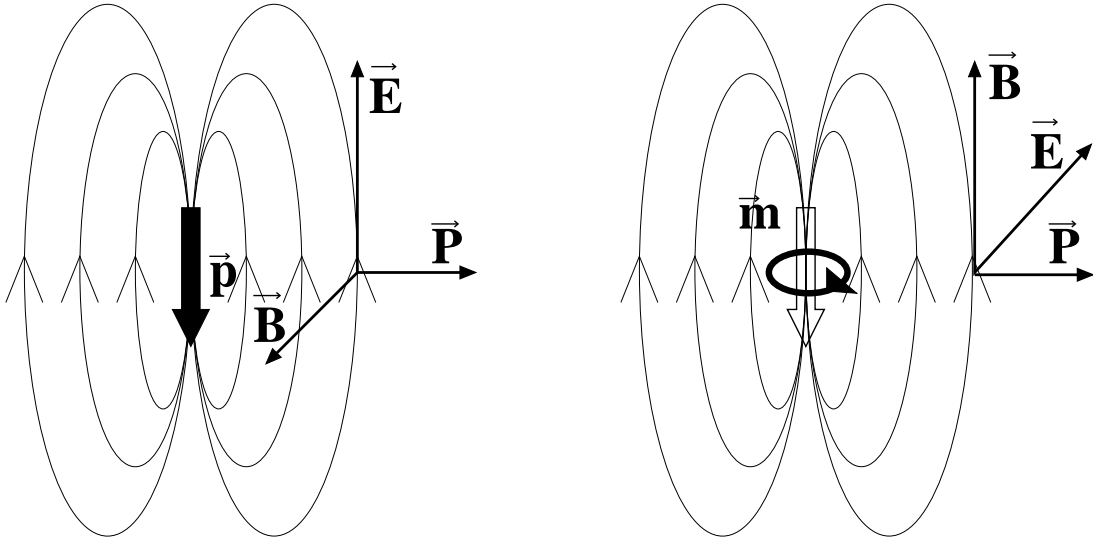


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung elektrischer und magnetischer Dipolstrahlung. Für ein γ -Quant, das senkrecht zur Dipolachse emittiert wurde, liegt der elektrische Feldvektor bei elektrischer Strahlung in der von Dipolvektor und POYNTING-Vektor aufgespannten Ebene. Bei magnetischer Strahlung steht er senkrecht dazu. Die Richtung des POYNTING-Vektors ist in beiden Fällen identisch. Die Abbildung wurde der Referenz [Wei96] entnommen.

$$P_{\lambda\mu}^{\perp} = \frac{|\vec{e}_y \cdot \vec{E}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2}{|\vec{E}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2} = \frac{|\vec{e}_z \cdot \vec{B}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2}{|\vec{B}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)|^2} \quad (3.19)$$

Dabei sind $\vec{E}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)$ und $\vec{B}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)$ der elektrische bzw. magnetische Feldvektor des Photons mit Multipolarität λ , z-Komponente μ und Strahlungscharakter ξ ($\xi = E$ für elektr. Multipolstrahlung und $\xi = M$ für magn. Multipolstrahlung)⁴. Setzt man die Ausdrücke für $\vec{E}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)$ und $\vec{B}_{\lambda\mu}(\xi\lambda)$ ein, so ergibt sich explizit für Dipolstrahlung [Mor76]:

$$P_{10}^{\parallel}(M1) = P_{11}^{\parallel}(E1) = 0 \quad (3.20)$$

$$P_{10}^{\parallel}(E1) = P_{11}^{\parallel}(M1) = 1 \quad (3.21)$$

und für Quadrupolstrahlung [Mor76]:

$$P_{21}^{\parallel}(M2) = P_{22}^{\parallel}(E2) = 0 \quad (3.22)$$

$$P_{21}^{\parallel}(E2) = P_{22}^{\parallel}(M2) = 1 \quad (3.23)$$

⁴In der Literatur wird für den Strahlungscharakter meist das Symbol σ verwendet. Dieses wird in dieser Arbeit bereits für den Breitenparameter σ benutzt (siehe Gleichung 3.7).

dabei gilt stets $P_{\lambda\mu}^\perp = 1 - P_{\lambda\mu}^\parallel$ und $P_{\lambda-\mu}^\parallel = P_{\lambda\mu}^\parallel$.

Zur Berechnung der experimentellen γ -Linearpolarisation P^\parallel und P^\perp eines Übergangs muss, wie auch schon bei der γ -Winkelverteilung (vgl. Abschnitt 3.3.1), über alle möglichen Multipolordnungen und alle möglichen Übergänge zwischen den m -Unterzuständen von Anfangs- und Endzustand mit den entsprechenden Wichtungen summiert werden. Diese Summation wird beispielsweise in der Referenz [Bie60] durchgeführt. Für das Verhältnis P^\parallel/P^\perp eines Übergangs vom Anfangsniveau mit dem Spin I_i , dessen Ausrichtung durch den Parameter σ beschrieben wird (siehe Gleichung 3.7), zum Endniveau mit dem Spin I_f ergibt sich [Mor76]:

$$\frac{P^\parallel(\xi\lambda, \xi'\lambda')}{P^\perp(\xi\lambda, \xi'\lambda')} = \frac{1 - A_2/2 + 3A_4/8 - 3\rho_2 E_2 + 15\rho_4 E_4/2}{1 - A_2/2 + 3A_4/8 + 3\rho_2 E_2 - 15\rho_4 E_4/2} \quad (3.24)$$

mit

$$\begin{aligned} E_k(I_i\lambda\lambda'I_f) = & \left\{ \beta(\xi) F_k(I_i\lambda\lambda'I_f) \frac{2k(k+1)\lambda(\lambda+1)}{k(k+1) - 2\lambda(\lambda+1)} \right. \\ & + \beta(\xi') \frac{2\delta}{1+\delta^2} F_k(I_i\lambda\lambda'I_f) (\lambda' - \lambda)(\lambda' + \lambda + 1) \\ & \left. + \beta(\xi') \frac{\delta^2}{1+\delta^2} F_k(I_i\lambda'\lambda'I_f) \frac{2k(k+1)\lambda'(\lambda'+1)}{k(k+1) - 2\lambda'(\lambda'+1)} \right\} \\ & \cdot \frac{(k-2)!}{(k+2)!} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Dabei sind die Koeffizienten A_k , ρ_k und F_k in den Gleichungen 3.9, 3.10 und 3.12 definiert und für $\beta(\xi)$ gilt:

$$\beta(\xi) = \begin{cases} +1 & \text{für } \xi = E \\ -1 & \text{für } \xi = M \end{cases} \quad (3.26)$$

Der Multipolmischungsparameter δ beschreibt die Mischung der beiden Multipolordnungen λ und $\lambda' = \lambda + 1$ (siehe Gleichung 3.11). Da $\lambda' = \lambda + 1$ gilt, sind, wegen Gleichung 3.4 und Gleichung 3.5, ξ und ξ' immer verschieden. Die experimentelle Vorgehensweise zur Messung der γ -Linearpolarisation wird in dem folgenden Abschnitt 3.3.8 erläutert. Das Ergebnis einer solchen Messung ist nicht das Verhältnis P^\parallel/P^\perp , sondern der Polarisationsgrad P . Dieser ist folgendermaßen definiert:

$$P = \frac{P^\parallel - P^\perp}{P^\parallel + P^\perp} = \frac{\frac{P^\parallel}{P^\perp} - 1}{\frac{P^\parallel}{P^\perp} + 1} \quad (3.27)$$

Bei festgelegten Werten für den Multipolmischungsparameter δ und den Breitenparameter σ wechselt der Polarisationsgrad P beim Übergang von $\xi = E$ und $\xi' = M$ zu $\xi = M$ und $\xi' = E$ sein Vorzeichen. Hat man für einen Übergang sowohl den Polarisationsgrad P , als auch den Multipolmischungsparameter δ , den Breitenparameter σ , den Spin I_i des Anfangszustandes und den Spin I_f des Endzustandes experimentell bestimmt, so kann man aus δ, σ, I_i und I_f , mit den Gleichungen 3.24, 3.25 und 3.27 einen Polarisationsgrad berechnen und diesen mit dem experimentell bestimmten Wert P vergleichen. Diese beiden Werte müssen konsistent sein. Insbesondere ist durch diese Bedingung die Wahl von ξ und ξ' in Gleichung 3.25 eindeutig festgelegt⁵ und damit der Strahlungscharakter der Strahlung und, wegen der Kenntnis der Multipolarität, auch die Parität eindeutig bestimmt. Desweiteren ist es neben der Bestimmung des Strahlungscharakters mit dem experimentellen Wert des Polarisationsgrads oft möglich, eventuell auftretende Mehrdeutigkeiten bei Spinwerten oder Multipolmischungsverhältnissen zu beseitigen, nämlich dadurch, dass nur einer der möglichen Werte zu einer Übereinstimmung zwischen dem damit berechneten Polarisationsgrad und dem experimentell bestimmten Polarisationsgrad führt.

Ein Beispiel dafür ist der 1647.7 keV Grundzustandsübergang in ^{58}Cu . Der Spinwert des Anfangsniveaus wurde mit der Winkelkorrelation zu $3\hbar$ und der Breitenparameter σ zu $\sigma = 1.6_{-0.4}^{+0.3}$ bestimmt. Die Auswertung der Winkelkorrelation der (1103.1 keV, 1647.7 keV) Kaskade, die das Niveau bei 2751 keV entvölkert, ergab mehrere Möglichkeiten für den Multipolmischungsparameter δ des 1647.7 keV Übergangs (siehe Tabelle 3.5, $E_i = 2751$ keV, Fit Nr.4,6 und Nr.7). Der Polarisationsgrad des Übergangs wurde in der Arbeit von A. Schmidt [Sch00a] zu $P = 0.27 \pm 0.11$ bestimmt. In Abbildung 3.15 ist der berechnete Polarisationsgrad des 1647.7 keV Übergangs gegen den Multipolmischungsparameter δ aufgetragen und zwar für den ermittelten Wert $\sigma = 1.6$ des Breitenparameters (durchgezogene Kurve) und für den innerhalb der Fehlergrenzen maximalen und minimalen Wert $\sigma = 1.9$ bzw. $\sigma = 1.2$ (gestrichelte Kurven). Weiterhin ist der experimentell ermittelte Wert des Polarisationsgrads $P = 0.27$ als durchgezogene, horizontale Linie und die innerhalb der Fehlergrenzen maximalen und minimalen Werte $P = 0.38$ und $P = 0.16$ als gestrichelte, horizontale Linien dargestellt. Damit der berechnete und der experimentell ermittelte Wert des Polarisationsgrads innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen, muss zum einen $\xi = E$ und $\xi' = M$ gewählt werden und zum anderen muss der Multipolmischungsparameter δ innerhalb des grau markierten Bereiches liegen. Damit können zum einen die aus Fit Nr.6 und Nr.7 in Tabelle 3.5 resultierenden Werte für $\delta_{1647.7}$ verworfen werden und zum anderen kann dem Niveau bei 1648 keV dieselbe Parität wie dem Grundzustand, also positive, zugeordnet werden.

⁵Bei gegebenen Werten für σ und δ sind ξ und ξ' bereits durch das Vorzeichen der experimentellen Polarisation eindeutig festgelegt.

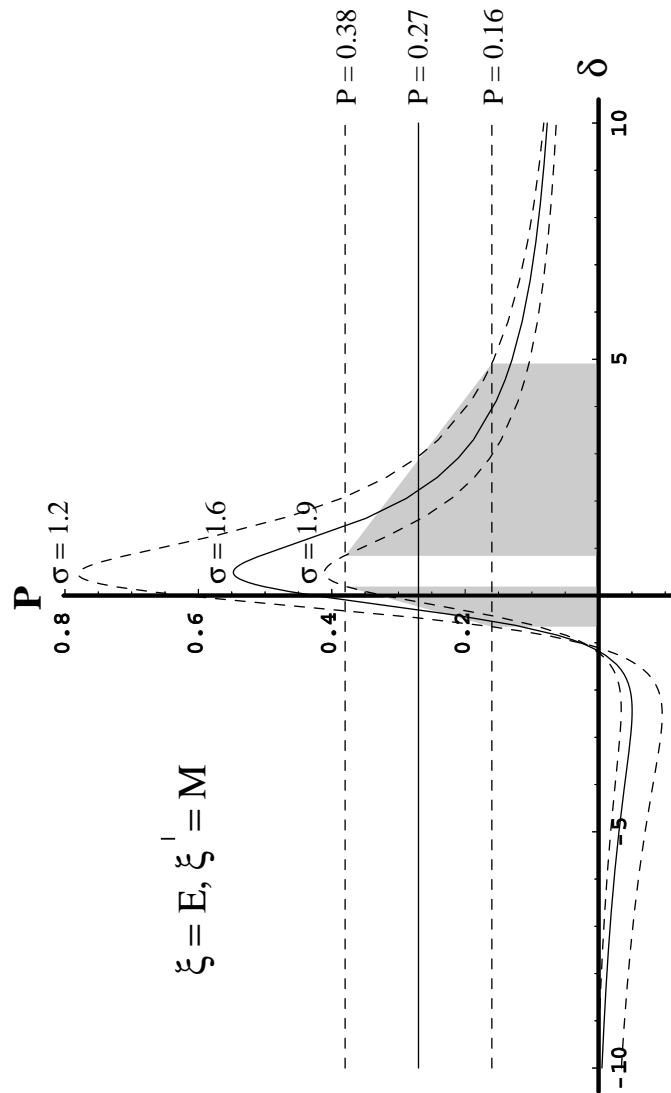


Abbildung 3.15: Gezeigt ist zum einen der berechnete Polarisationsgrad P in Abhängigkeit des Multipolmischungsparameters δ für die innerhalb der Fehlergrenzen möglichen Werte des Breitenparameters σ (durchgezogene und gestrichelte Kurven). Weiterhin ist der experimentell bestimmte Wert für den Polarisationsgrad zusammen mit den innerhalb der Fehlergrenzen maximalen und minimalen Werten gezeigt (durchgezogene und gestrichelte, horizontale Linien). Für δ sind nur solche Werte möglich, für die der berechnete Polarisationsgrad mit dem experimentell bestimmten verträglich ist (grau unterlegter Bereich).

3.3.8 Experimentelle Bestimmung der γ -Linearpolarisation mit dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor

Die Messung der Linearpolarisation von γ -Strahlung beruht auf der Polarisationsempfindlichkeit der COMPTON-Streuung, bei der es sich um die elastische Streuung eines hochenergetischen Photons an einem quasifreien Elektron handelt. Dabei wird ein linearpolarisiertes Photon bevorzugt in der Ebene senkrecht zu der aus seiner Fortbewegungsrichtung und seinem elektrischen Feldvektor aufgespannten Ebene, der sogenannten Polarisationsebene, gestreut. Der Streuprozess ist also sensitiv auf den Polarisationszustand des Photons. Die Bevorzugung bestimmter Streuebene und dementsprechend den Polarisationsgrad, kann man experimentell erfassen, indem man einen Detektor, den sogenannten Streuer, im Strahlengang der Photonen und mindestens zwei weitere Detektoren, die Analysatoren, in der Ebene senkrecht dazu platziert (siehe Abbildung 3.16). Die einfallenden Photonen können im Streuer über COMPTON-Streuung wechselwirken, und die gestreuten Photonen können koinzident dazu in einem der beiden Analysatoren nachgewiesen werden. Eine solche Anordnung von Detektoren nennt man ein Polarimeter. Das einfallende Photon wird dabei durch seine Energie, die sich als Summe der in Streuer und Analysator deponierten Teilenergien ergibt, identifiziert. Die Messgröße, die die Bevorzugung einer bestimmten Streuebene beschreibt ist dabei die Asymmetrie A in der Anzahl der Ereignisse, die koinzident in dem Streuer und in dem ersten Analysator nachgewiesen wurden (N_ϕ) und denen, die koinzident in dem Streuer und dem zweiten Analysator nachgewiesen wurden ($N_{\phi'}$):

$$A = \frac{N_{\phi'} - aN_\phi}{N_{\phi'} + aN_\phi} \quad (3.28)$$

Dabei ist a ein Korrekturfaktor, der die apparative Asymmetrie, die durch eventuell unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten der beiden Analysatoren zustandekommt, ausgleicht. Er wird mit einer Eichquelle, deren γ -Strahlung nicht polarisiert ist bestimmt. Im Idealfall zweier exakt gleicher Analysatoren gilt $a = 1$.

Wählt man das den Photonenstrahl parametrisierende Koordinatensystem so, dass die x-z-Ebene mit der Polarisationsebene zusammenfällt, so ist der Zusammenhang zwischen der Asymmetrie A und dem Polarisationsgrad P durch folgende Gleichung gegeben [Wei96]:

$$P = \frac{A}{Q_0(\alpha - \beta A)} \quad (3.29)$$

Dabei ist Q_0 eine für das Polarimeter charakteristische Größe, die sogenannte Polarisationsempfindlichkeit. Sie muss durch eine Eichmessung an Linien mit bekanntem Polarisationsgrad bestimmt werden. Die Größen α und β sind Geometriefaktoren, in die die Winkel ϕ und ϕ' eingehen (siehe Abb. 3.16):

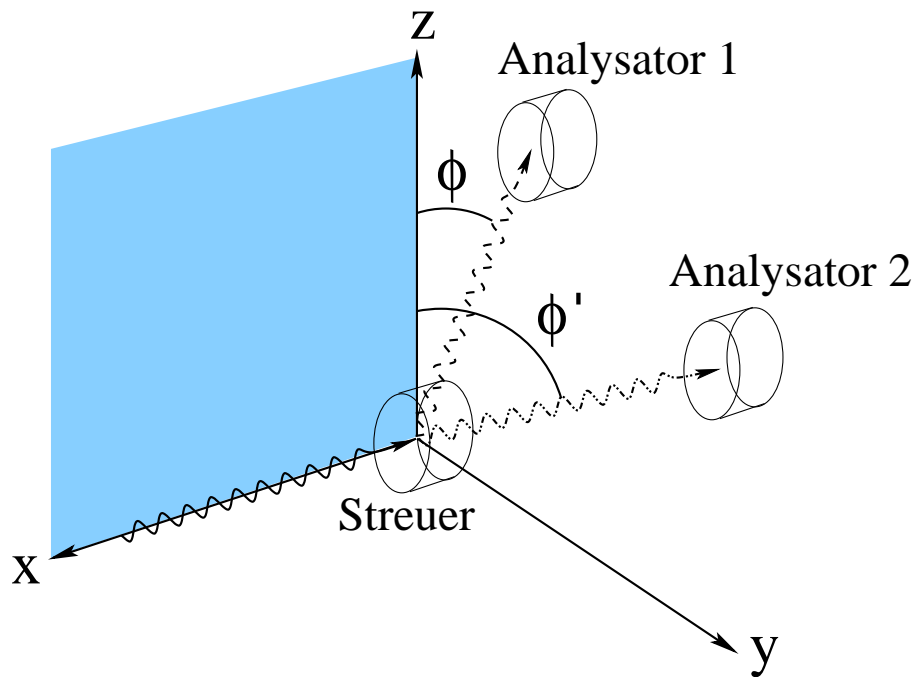


Abbildung 3.16: Grundsätzlicher Aufbau eines COMPTON-Polarimeters. Die Messgröße, die die Information über die der γ -Strahlung liefert, ist die Asymmetrie zwischen den Koinzidenzereignissen von Streuer-Analysator 1 und Streuer-Analysator 2.

$$\alpha = \cos^2 \phi - \cos^2 \phi' \quad (3.30)$$

und

$$\beta = \sin^2 \phi' - \cos^2 \phi \quad (3.31)$$

Wegen seines Aufbaus aus sieben einzelnen Segmenten ist der EUROBALL-CLUSTER-Detektor in der oben beschriebenen Weise als COMPTON-Polarimeter einsetzbar. Dabei dient jedes Segment sowohl als Streuer, als auch als Analysator. Bei dem ^{54}Co -Experiment war der EUROBALL-CLUSTER-Detektor senkrecht zur Strahlachse in der in Abbildung 3.17 gezeigten Weise eingebaut. Aus dieser Experimentgeometrie resultieren drei verschiedene Streuebenen unter den Winkeln 15° , 75° und 135° relativ zur x-z-Ebene. In Tabelle 3.6 sind die zwölf möglichen Paarungen von direkt benachbarten Segmenten getrennt nach ihrer Zugehörigkeit zu den verschiedenen Streuebenen aufgeführt. Da in jeder Streuebene jedes Segment genau einmal vertreten ist, erwartet man eine geringe apparative Asymmetrie. Dieses wurde durch die Bestimmung des Korrekturfaktors $a = 1.01(1)$ mit einer ^{226}Ra -Eichquelle bestätigt.

Bei der oben beschriebenen Experimentgeometrie mit $\phi = 15^\circ$ und $\phi' = 75^\circ$ wird zum einen der Geometriefaktor α (siehe Gleichung 3.30) maximal, was bei

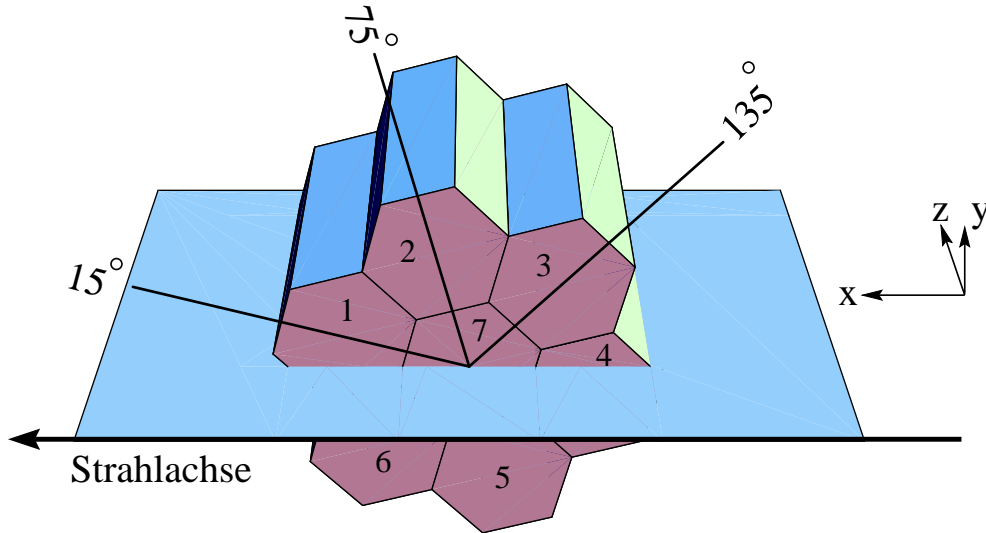


Abbildung 3.17: Einbauweise des EUROBALL-CLUSTER-Detektors im ^{54}Co -Experiment. Es ergeben sich drei verschiedene Streuebenen mit einem Winkel von 15° , 75° und 135° relativ zu der aus Strahlachse und der Einbaurichtung des EUROBALL-CLUSTER-Detektors aufgespannten Ebene (x-z-Ebene).

gegebenem Polarisationsgrad maximale Asymmetrie bedeutet, und zum anderen verschwindet der Geometriefaktor β (siehe Gleichung 3.31), wodurch sich der Zusammenhang zwischen der Asymmetrie und dem Polarisationsgrad (siehe Gleichung 3.29) folgendermaßen vereinfacht:

$$P = \frac{A}{0.866 \cdot Q_0} \quad (3.32)$$

Die Polarisationsempfindlichkeit Q_0 als Funktion der γ -Energie wurde von D. Weishaar [Wei96] in einer Eichmessung bestimmt und wird durch folgende Funktion beschrieben:

$$Q_0(E_\gamma) = 0.43 \cdot \frac{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right)}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right) + \left(\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right)^2} \quad (3.33)$$

Dabei ist $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$ die Ruheenergie des Elektrons.

Zur Auswertung der γ -Linearpolarisation werden alle Koinzidenzereignisse, an denen genau zwei benachbarte Segmente des EUROBALL-CLUSTER-Detektor beteiligt sind, getrennt nach ihrer Zugehörigkeit zu den verschiedenen Streuebenen,

15°	: (2,3),(1,7),(4,7),(5,6)
75°	: (1,6),(2,7),(5,7),(3,4)
135°	: (1,2),(3,7),(6,7),(4,5)

Tabelle 3.6: Zugehörigkeit der zwölf verschiedenen Pärchen von benachbarten Segmenten zu den drei verschiedenen Streuebenen, die aus dem in Abbildung 3.17 gezeigten Aufbau resultieren.

in drei verschiedene Spektren sortiert. Genauer gesagt wird für jedes Ereignis dieser Art in dem zugehörigen Spektrum der Kanal inkrementiert, der der Summenenergie der in den beiden beteiligten Segmenten deponierten Teilenergien entspricht. In Abbildung 3.18 ist ein Ausschnitt aus dem zur 15°-Gruppe und dem zur 75°-Gruppe gehörenden Spektrum zu sehen. Man erkennt deutlich den Unterschied in der Peakfläche der Linie bei 830.4 keV. Die zugehörige Asymmetrie beträgt $A = -0.037 \pm 0.013$, woraus mit Gleichung 3.32 und 3.33 ein Polarisationsgrad von $P = -0.20 \pm 0.07$ resultiert. Mit dieser Information war es möglich den 830.4 keV Übergang als magnetischen Dipolübergang zu identifizieren und damit dem Niveau bei 2652 keV positive Parität zuzuordnen.

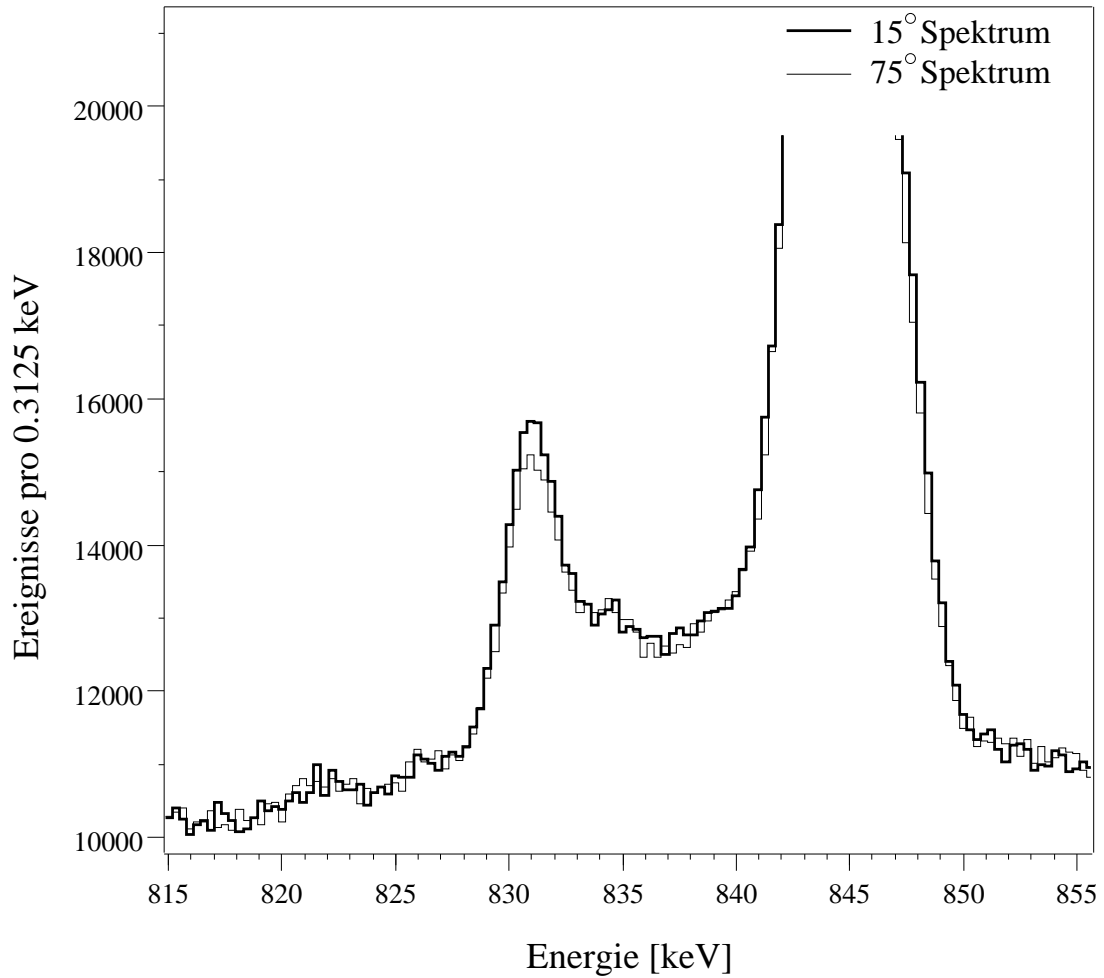


Abbildung 3.18: Ausschnitt aus den Spektren der 15°- und 75°-Streuebene. Man erkennt deutlich den Unterschied in der Peakfläche der 831 keV Linie. Die resultierende Asymmetrie beträgt $A = -0.037 \pm 0.013$.

3.3.9 Ergebnisse der γ -Linearpolarisation für ^{54}Co

In dieser Arbeit wurde die γ -Linearpolarisation von 13 Übergängen in dem Kern ^{54}Co erstmals bestimmt. Mit diesen Werten und den Ergebnissen der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation war es möglich, acht angeregten Zuständen eindeutig eine Parität zuzuweisen, davon sechs Zuständen zum ersten Mal. Es sind dies die Zustände bei 1614 keV, 1822 keV, 2174 keV, 2290 keV, 2652 keV und 2852 keV. Die in früheren Arbeiten getroffenen Paritätszuweisungen (vergleiche die Referenzen [Jun93]) konnten dabei bestätigt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst. Angegeben ist dort die Energie des γ -Übergangs und des Anfangsniveaus, der Spinwert des Anfangs- und Endniveaus, die gemessene Asymmetrie A und der daraus ermittelte Polarisationsgrad P , sowie der Strahlungscharakter des Übergangs und die Parität des Anfangs- und Endniveaus. Dabei ist jeweils der Paritätswert, der durch die Auswertung des betreffenden Übergangs zugewiesen werden konnte, mit einem Stern (*) markiert. Dabei wurde von der positiven Parität des Grundzustands. Wie auch schon bei der Spinzuweisung für das Niveau bei 1887 keV (Abschnitt 3.3.5) beruhen die Paritätszuweisungen für das Niveau bei 197 keV und 1887 keV auf der Annahme, dass das Niveau bei 197 keV den Spinwert $7\hbar$ hat. Aus diesem Grund sind die Angaben zu diesen Niveaus in der Tabelle 3.7 in Klammern gesetzt.

Tabelle 3.7: Ergebnisse der Auswertung der γ -Linearpolarisation. Die Tabelle ist ausführlich im Text beschrieben.

E_γ [keV]	E_i [keV]	$I_i \rightarrow I_f$ $\hbar \rightarrow \hbar$	π_f	A	P	$\xi'\lambda'/\xi\lambda$	π_i
376.0	1822	$3 \rightarrow 2$	+	-0.049 ± 0.003	-0.173 ± 0.010	$E2/M1$	+
490.4	3142	$\rightarrow 4$	+	-0.136 ± 0.021	-0.537 ± 0.083		
559.6	2174	$3 \rightarrow 1$	+	0.091 ± 0.020	0.385 ± 0.085	$M3/E2$	+
727.8	2174	$3 \rightarrow 2$	+	-0.058 ± 0.007	-0.286 ± 0.035	$E2/M1$	+
765.0	2652	$4 \rightarrow (5)$	(+)*	-0.061 ± 0.023	-0.312 ± 0.127	$(E2/M1)$	+
830.4	2652	$4 \rightarrow 3$	+	-0.037 ± 0.013	-0.20 ± 0.07	$E2/M1$	+
843.6	2290	$3 \rightarrow 2$	+	-0.025 ± 0.003	-0.136 ± 0.016	$E2/M1$	+
936.8	937	$1 \rightarrow 0$	+	-0.034 ± 0.001	-0.20 ± 0.01	$E2/M1$	+
1029.8	2852	$4 \rightarrow 3$	+	-0.107 ± 0.031	-0.675 ± 0.195	$E2/M1$	+
1211.6	2657	$\rightarrow 2$	+	-0.05 ± 0.01	-0.35 ± 0.07		
1445.7	1446	$2 \rightarrow 0$	+	0.036 ± 0.008	0.30 ± 0.06	$M3/E2$	+
1614.1	1614	$1 \rightarrow 0$	+	-0.005 ± 0.003	-0.046 ± 0.028	$E2/M1$	+
1689.9	1887	$(5) \rightarrow (7)$	(+)*	0.027 ± 0.004	0.258 ± 0.038	$(M3/E2)$	(+)

3.4 Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Wird ein Niveau über mehr als einen γ -Übergang envolkert, so ist der Anteil jedes Übergangs an der gesamten envölkernden Intensität, das sogenannte Verzweigungsverhältnis, ebenfalls eine interessante Messgröße, die mit den Aussagen eines Kernmodells verglichen werden kann. Insbesondere zur Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten elektromagnetischer Übergänge wird das Verzweigungsverhältnis neben der Niveauslebensdauer und dem Multipolmischungsverhältnis benötigt (siehe auch Abschnitt 3.7). Die Verzweigungsverhältnisse wurden in dieser Arbeit auf folgende Art und Weise bestimmt:

Wurde, wie in Abbildung 3.19 dargestellt, ein bevölkernder Übergang des Niveaus i beobachtet, so wurden in der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix, die die Koinzidenzen aller Detektoren enthält, die Koinzidenzintensitäten $\tilde{I}_{E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}}$ und $\tilde{I}_{E_{\gamma_1}, E_{\gamma_3}}$ des bevölkernden Übergangs mit den envölkernden Übergängen bestimmt. Anschließend wurden diese Intensitäten mit den Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})$ bzw. $\epsilon(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_3})$ korrigiert (siehe Abschnitt 3.3.4). Das Verzweigungsverhältnis eines jeden envölkernden Übergangs ergibt sich dann als das Verhältnis seiner korrigierten Intensität zur Summe der korrigierten Intensitäten aller envölkernden Übergänge. Bei mehr als einem bevölkernden Übergang wurde jeweils die Koinzidenzintensität des envölkernden Übergangs mit jedem bevölkernden Übergang bestimmt und dann aufaddiert.

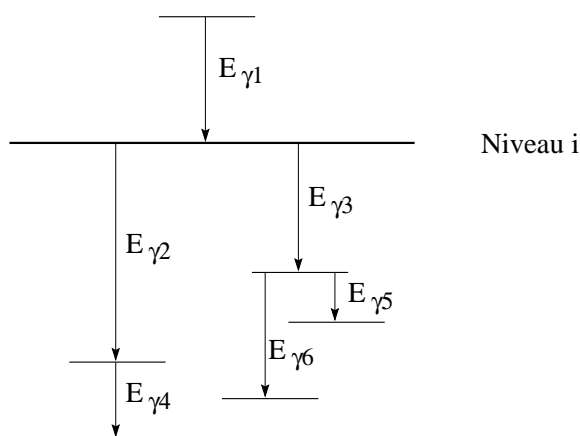


Abbildung 3.19: Schematisches Termschema zur Erläuterung der Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen.

Falls kein bevölkernder Übergang des Niveaus i beobachtet wurde, wurden für jeden der envölkernden Übergänge die Koinzidenzintensitäten mit allen direkt darunter liegenden Übergängen bestimmt. Diese Werte wurden, wie oben beschrieben, mit der Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeiten korrigiert und jeweils aufaddiert. Mit den so ermittelten Intensitäten wurden dann die Verzweigungs-

verhältnisse gebildet. In dem Beispiel aus Abbildung 3.19 ist das für den entvölkernden Übergang mit der Energie $E_{\gamma 2}$ nur die Intensität $I_{E_{\gamma 2}, E_{\gamma 4}}$ und für den zweiten entvölkernden Übergang mit der Energie $E_{\gamma 3}$ die Summe $I_{E_{\gamma 3}, E_{\gamma 5}} + I_{E_{\gamma 3}, E_{\gamma 6}}$. Die einschränkende Voraussetzung für diese Art der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses ist, dass für jeden entvölkernden Übergang mindestens noch ein darunterliegender Übergang in der Zerfallskaskade vorhanden sein muss.

In den Fällen, wo beide Arten der Bestimmung möglich waren, wurden die Ergebnisse miteinander verglichen. Es stellte sich heraus, dass die Abweichungen nicht größer als etwa 10% waren. Eine systematische Fehlerquelle für beide oben beschriebenen Arten der Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen ist der Einfluss der Winkelkorrelation, der in Abschnitt 3.3.2 gezielt zur Bestimmung von Multipolordnungen ausgenutzt wurde. Für das OSIRIS-Würfel-Spektrometer beträgt dieser Einfluss maximal 20% [Wie95]. Aus diesem Grund wurde zu dem statistischen Fehler der Intensitäten ein systematischer Fehler von 20% hinzuaddiert. Mit dem daraus folgenden Fehler der Intensitäten wurde schließlich über Fehlerfortpflanzung der Fehler der Verzweigungsverhältnisse ermittelt.

Insgesamt konnte in dieser Arbeit das Verzweigungsverhältnis von 31 Übergängen in dem Kern ^{54}Co und von 22 Übergängen in dem Kern ^{58}Cu bestimmt werden. Die Werte der Verzweigungsverhältnisse sind in den Tabellen in Abschnitt 3.8.1 und Abschnitt 3.8.2, in denen alle experimentellen Ergebnisse zusammengefasst werden, aufgeführt.

3.5 Lebensdauerbestimmung mit der Doppler-Shift Attenuation Methode

Mit der Doppler-Shift Attenuation Methode (DSAM) und den in der Arbeitsgruppe von Dr. Dewald entwickelten Methoden konnte die Lebensdauer des 1_1^+ -Zustandes bei 937 keV und die effektive Lebensdauer des 2_1^+ - und des 4_1^+ -Zustandes bei 1446 keV bzw. 2652 keV in ^{54}Co ermittelt werden. Die effektive Lebensdauer stellt eine obere Schranke für die wirkliche Lebensdauer dar. Die DSAM ist ein Verfahren zur Bestimmung von Lebensdauern angeregter Kernzustände in der Größenordnung von etwa 10 fs bis etwa 1 ps. Eine ausführliche Beschreibung der DSAM findet man z.B. in den Referenzen [Ale78, Fos74, All75, Gab96, Pet98]. Die Methode im Folgenden kurz vorgestellt und anschließend wird die Bestimmung der oben genannten Lebensdauern beschrieben. Dabei werden die in der Arbeitsgruppe von Dr. Dewald entwickelten Methoden, wie sie z.B. in der Referenz [Pet98] beschrieben sind, verwendet.

3.5.1 Das Prinzip der DSAM

Neben dem Drehimpuls überträgt der Projektilkern auch einen Linearimpuls auf den Compoundkern und damit ebenfalls auf den Endkern. Dieser wird im Folgenden durch Stöße mit den Elektronen und den Atomkernen des Targetmaterials abgebremst. Zerfällt ein angeregter Zustand noch während des Abbremsvorgangs, so ist die Energie des dabei emittierten γ -Quants doppler-verschoben:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{v_\theta}{c}\right) \quad (3.34)$$

Dabei ist $E_{\gamma 0}$ die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand und v_θ die Geschwindigkeitskomponente in Beobachtungsrichtung.

Die Lebensdauerbestimmung mittels der DSAM beruht auf der zeitlichen Korrelation des Abbremsvorgangs des rückgestoßenen Endkerns und dem Zerfall des interessierenden angeregten Zustandes [Pet98]. Bezeichnet man die zeitabhängige Anzahl der Kerne im angeregten Zustand i mit $n_i(t)$, die Zerfallskonstante (inverse Lebensdauer) des Niveaus i mit λ_i , das Verzweigungsverhältnis des Übergangs $i \rightarrow j$ mit b_{ij} und die Wahrscheinlichkeit, dass der Rückstoßkern zum Zeitpunkt t die Geschwindigkeitsprojektion v_θ hat mit $P_\theta(t, v_\theta)$, so ist das Energie-Spektrum des Übergangs $i \rightarrow j$ gegeben durch:

$$S_{ij}(E_\gamma) = b_{ij} \lambda_i \int_0^\infty dt P_\theta(t, v_\theta(E_\gamma)) n_i(t) \quad (3.35)$$

Dabei ist $v_\theta(E_\gamma)$ durch die Gleichung 3.34 gegeben. Das experimentell ermittelte Energie-Spektrum $S_{ij}^\gamma(E_\gamma)$ des Übergangs $i \rightarrow j$, die sogenannte Line-Shape, ergibt sich durch die Faltung von S_{ij} mit der Antwortfunktion des benutzten Detektors:

$$S_{ij}^\gamma(E_\gamma) = b_{ij} \lambda_i \int_{-\infty}^\infty dE'_\gamma \phi(E'_\gamma, E_\gamma) \int_0^\infty dt P_\theta(t, v_\theta(E_\gamma)) n_i(t) \quad (3.36)$$

Dabei ist $\phi(E'_\gamma, E_\gamma)$ die Antwortfunktion des Detektors. Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein γ -Quant mit der Energie E'_γ vom Detektor als γ -Quant mit der Energie E_γ nachgewiesen wird. In der Regel lässt sich $\phi(E'_\gamma, E_\gamma)$ für die hier benutzten Detektoren als Gauß-Funktion beschreiben, wobei die Breite durch eine Eichung bestimmt werden muss.

Der Weg von der experimentell ermittelten Line-Shape eines Übergangs zu der Lebensdauer des Niveaus, welches er entvölkert, umfasst drei Schritte [Pet98]:

1. Die Berechnung des Abbremsvorgangs zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung $P_{\theta}(t, v_{\theta})$.
2. Die Reproduzierung der Line-Shape durch Anpassung der Funktion $b_{ij} \lambda_i n_i(t)$ in Gleichung 3.36.
3. Die Extraktion der Lebensdauer des interessierenden Niveaus, wobei der Einfluss der Fütterung aus höher liegenden Niveaus mit berücksichtigt werden muss.

In dieser Arbeit wurde die Line-Shape von drei Übergängen in ^{54}Co analysiert. Die dabei durchgeführte Auswertung entsprechend der oben geschilderten drei Schritte wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Für die dabei erwähnten Niveaus und Übergänge in ^{54}Co sei auf das Niveauschema von ^{54}Co , welches in Abbildung 3.27 gezeigt ist, verwiesen.

3.5.2 Auswertung der Spektren und Bestimmung der Lebensdauern

Entsprechend der Geometrie des OSIRIS-Würfel-Spektrometers wurden die Summenspektren der beiden Detektoren unter dem Vorwärtswinkel von 45° zur Strahlachse (Detektor Nr.1 und Nr.4 in Abb. 2.1) und der beiden Detektoren unter dem Rückwärtswinkel von 135° zur Strahlachse (Detektor Nr.2 und Nr.3 in Abb. 2.1) ausgewertet. Die Auswertung wurde mit $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren und nicht mit γ -Einzelspektren durchgeführt. Dies hat zum einen den Vorteil, dass die Liniendichte in den Koinzidenzspektren deutlich geringer ist und zum anderen selektiert man bei einer Koinzidenzbedingung mit einem bevölkernden Übergang einen speziellen Weg, über den das Niveau bevölkert wurde (auf diesen Punkt wird später bei der Bestimmung der Lebensdauer genauer eingegangen). Zur Erzeugung der Koinzidenzspektren wurden zwei verschiedene $\gamma\gamma$ -Matrizen sortiert. In die erste Matrix wurden nur Koinzidenzen zwischen einem der beiden Detektoren unter 45° und irgendeinem anderen Detektor einsortiert. In die zweite Matrix wurden nur Koinzidenzen zwischen einem der Detektoren unter 135° und irgendeinem der anderen Detektoren einsortiert. Die auszuwertenden Koinzidenzspektren ergeben sich dann als Schnitt-Spektren in diesen Matrizen. In Abbildung 3.20 ist ein Ausschnitt aus zwei solchen Schnitt-Spektren im Vergleich mit dem entsprechenden Ausschnitt aus dem Spektrum der Detektoren unter 90° gezeigt. Dabei wurde eine Koinzidenz mit dem 376.0 keV Übergang, der das Niveau bei 1822 keV entvölkert, gefordert. Man erkennt deutlich den Unterschied in der Line-Shape des 830.4 keV Übergangs, der das darüberliegende Niveau bei 2652 keV entvölkert.

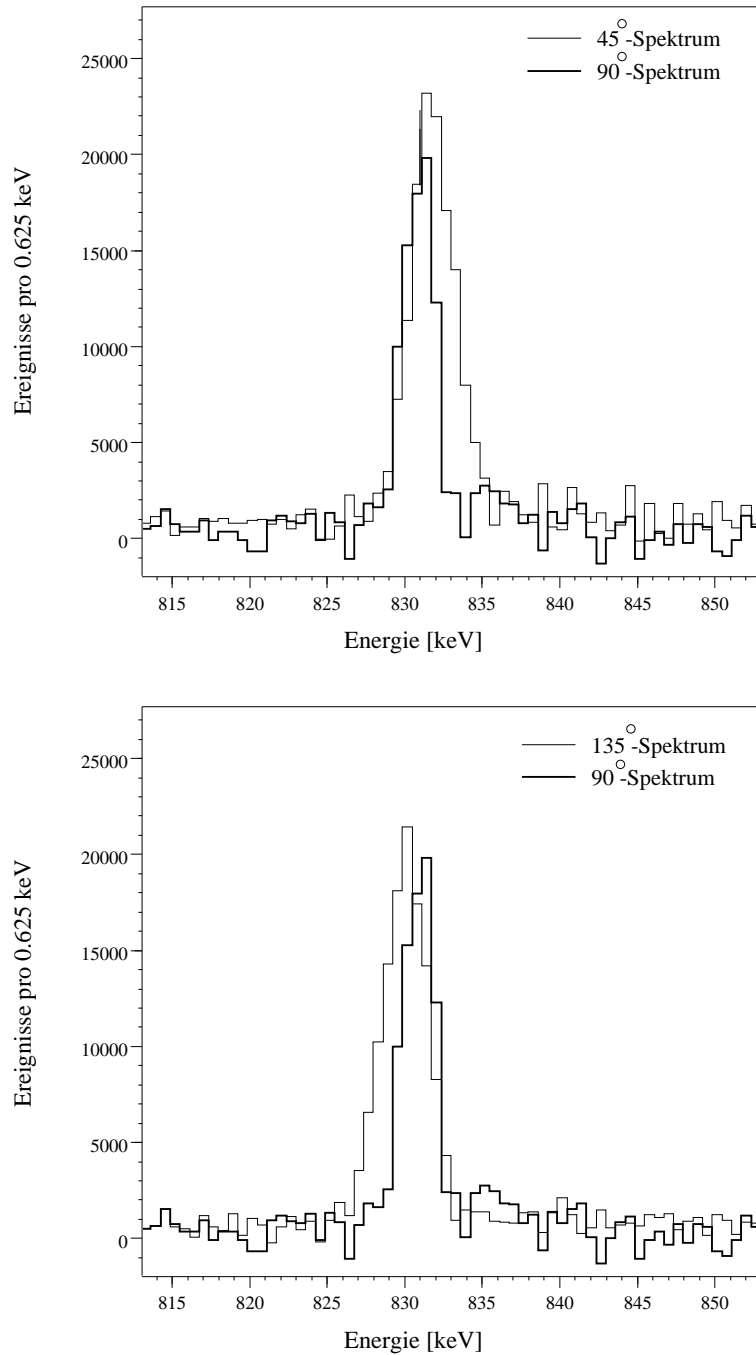


Abbildung 3.20: Spektrum der 830.4 keV Linie in Koinkidenz mit der 376.0 keV Linie. Gezeigt ist einmal das Spektrum der Detektoren unter Vorwärtswinkel zusammen mit dem der Detektoren unter 90° (oben) und zum anderen das der Detektoren unter Rückwärtswinkel mit dem der Detektoren unter 90° (unten).

Im nächsten Schritt wurde mit dem Programm DSTOP96 [Pet96] die Geschwindigkeitsverteilung $P_\theta(t, v_\theta)$ für die beiden Winkel $\theta = 45^\circ$ und $\theta = 135^\circ$ berechnet [Gab99]. In diese Berechnung gehen als wesentliche Parameter die Art und die Energie des Projektils, der Q -Wert der Reaktion, die Strahlenergie sowie die Abbremsstärke des Targetmaterials für das betreffende Projektil ein. Die Abbremsstärke setzt sich im wesentlichen aus zwei Komponenten, nämlich der nuklearen und der elektronischen Abbremsstärke zusammen (siehe z.B. die Referenz [Zie85] und Referenzen darin). Mit den dimensionslosen Variablen der Lindhard, Scharff und Schiøtt Theorie (LSS Theorie) [Lin63] ist die Abbremsstärke dementsprechend als Summe von zwei Beiträgen definiert:

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e + f_n \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n \quad (3.37)$$

Dabei ist ϵ proportional zur Energie des Ions und ρ ist proportional zur Wegstrecke. Die nukleare Abbremsstärke wurde entsprechend der LSS Theorie berücksichtigt. Für die elektronische Abbremsstärke wurde eine Verallgemeinerung der Formel aus der LSS Theorie verwendet [Cur69]:

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e = f_e k_{LSS} \epsilon^a \quad (3.38)$$

Dabei ist k_{LSS} eine theoretische Konstante, während f_e und a Fit Parameter sind. Die Parameter f_n , f_e und a wurden auf die in der Referenz [Pet98] beschriebene Weise zu $f_n = 0.7$, $f_e = 0.91$ und $a = 0.552$ bestimmt.

Mit Hilfe der berechneten Geschwindigkeitsverteilung $P_\theta(t, v_\theta)$ wurde nun die Zerfallsfunktion $b_{ij} \lambda_i n_i(t)$ durch einen Fit der jeweiligen Line-Shape bestimmt. Dazu wurde das Programm DSA20_SF benutzt [Pet97a]. In diesem Programm wird die Gleichung 3.36 als Integralgleichung für die Zerfallsfunktion $b_{ij} \lambda_i n_i(t)$ betrachtet. Dabei wird $b_{ij} \lambda_i n_i(t)$ durch abschnittsweise definierte Polynome zweiten Grades mit Stetigkeitsbedingung an den Grenzen t_k der Abschnitte dargestellt (siehe dazu auch die Referenz [Pet98]). Die Anzahl und die Position der Grenzen t_k wird schließlich so lange variiert, bis der beste Fit der Line-Shape erreicht ist.

Hat man auf diese Weise die Zerfallsfunktion des interessierenden Niveaus und aller Niveaus, die dieses direkt bevölkern ermittelt, so kann man die Lebensdauer τ entsprechend der Differential Decay-Curve Methode (DDCM), die in den Referenzen [Dew89, Bö93] beschrieben ist, berechnen:

$$\tau(t) = \frac{-\lambda_i \int_0^t dt' n_i(t') + \sum_h b_{hi} \lambda_h \int_0^t dt' n_h(t')}{\lambda_i n_i(t)} \quad (3.39)$$

Dabei schließt die Summation über h alle Niveaus ein, die das zu untersuchende Niveau direkt bevölkern. Gleichung 3.39 folgt aus der Differentialgleichung für

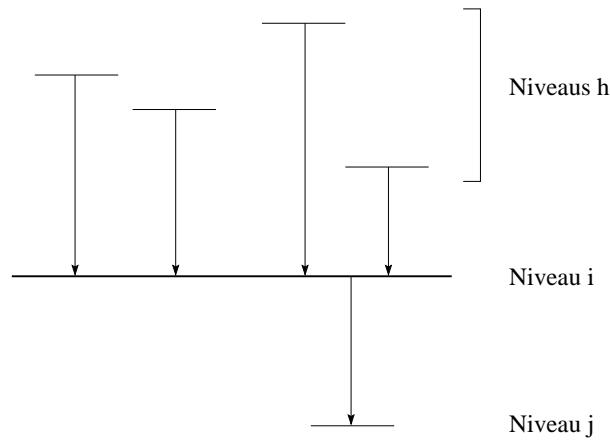


Abbildung 3.21: Schematisches Termschema. Zur Bestimmung der Lebensdauer des Niveaus i mit Gleichung 3.39 muss das Zeitverhalten aller Übergänge $h \rightarrow i$, die das Niveau direkt bevölkern, berücksichtigt werden.

$n_i(t)$, die sich aus der Bevölkerungsbilanz für das Niveau i ergibt (siehe dazu auch Abbildung 3.21):

$$\frac{d}{dt}n_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_h b_{hi} \lambda_h n_h(t) \quad (3.40)$$

Mit Gleichung 3.39 erhält man für jeden Zeitpunkt t einen Wert für die Lebensdauer. Diese Werte ergeben die sogenannte τ -Kurve. Da die Lebensdauer τ eine Konstante ist, muss die τ -Kurve, eine konstante Funktion der Zeit sein. In der Praxis gilt dies allerdings nur für den sogenannten sensitiven Bereich. Als solcher wird der Bereich verstanden, in dem der Zähler und der Nenner aus Gleichung 3.39 die größten Werte annehmen. Außerhalb dieses Bereichs sind der Zähler und der Nenner in Gleichung 3.39 klein, und ihr Verhältnis ist nicht stabil gegenüber kleinen Fluktuationen. Weicht die τ -Kurve innerhalb des sensitiven Bereichs von einer Konstanten ab, so ist dies ein Hinweis auf systematische Fehler in der Bestimmung der Zerfallsfunktion. Eine notwendige Voraussetzung für die Anwendbarkeit von Gleichung 3.39 ist, dass die Intensität der entvölkernenden Übergänge und die Intensität der bekannten bevölkernden Übergänge gleich ist und, dass das Zeitverhalten dieser bevölkernden Übergänge bekannt ist. Bei γ -Einzelspektren oder $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren mit der Koinzidenzbedingung auf einen unterhalb des untersuchten Niveaus liegenden Übergang ist diese Voraussetzung nur selten erfüllt, da man meist nur einen geringen Anteil der direkt bevölkernden Übergänge kennt. Bei einem $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum mit der Koinzidenzbedingung auf einen direkt bevölkernden Übergang des untersuchten Niveaus hingegen geht in die Bestimmung der Zerfallsfunktion nur die Intensität ein, die das Niveau über eben diesen Übergang bevölkert. In diesem Fall enthält die Summation über h in Gleichung 3.39 nur dieses eine Niveau.

Ein Beispiel, bei dem auf diese Weise vorgegangen wurde, ist die Bestimmung der Lebensdauer des 1_1^+ -Zustandes in ^{54}Co : Es wurde zunächst ein Koinzidenzspektrum mit der Koinzidenzbedingung auf den gesamten Peak des 936.8 keV Übergangs erzeugt und mit diesem das Zeitverhalten des 508.7 keV Übergangs, der den 1_1^+ -Zustand direkt bevölkert, bestimmt. Anschließend wurde ein Koinzidenzspektrum mit der Koinzidenzbedingung auf eben diesen 508.7 keV Übergang erzeugt und damit das Zeitverhalten des 936.8 keV Übergangs bestimmt. Damit waren alle für die Anwendung von Gleichung 3.39 notwendigen Größen bekannt und die Lebensdauer konnte bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.22 dargestellt. Für den Vorwärtswinkel ergibt sich $\tau_{45^\circ} = (80 \pm 4)$ fs und für den Rückwärtswinkel $\tau_{135^\circ} = (34 \pm 4)$ fs. Diese Werte sind der gewichtete Mittelwert über die verschiedenen $\tau(t)$ -Werte innerhalb des sensitiven Bereichs. Der angegebene Fehler folgt dabei aus den Fehlern $\Delta\tau(t)$ der einzelnen $\tau(t)$ -Werte, wobei sich $\Delta\tau(t)$ mittels Fehlerfortpflanzung aus Gleichung 3.39 ergibt. Es fällt sofort auf, dass die beiden Werte für die Lebensdauern unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel nicht im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen. Obwohl verschiedene Möglichkeiten überprüft wurden, die zu einer solchen Diskrepanz führen können (Neutronenschaden der Detektoren, Kontamination der Linien, ...), war es nicht möglich eine Erklärung dafür zu finden oder einer der beiden Lebensdauern den Vorzug zu geben. Aus diesem Grund scheint es am realistischsten zu sein, die Lebensdauer als den Mittelwert der beiden Werte für Vorwärts- und Rückwärtswinkel und ihren Fehler als die Wurzel aus der Varianz dieser beiden Werte anzugeben. Damit ergibt sich:

$$1_1^+ : \tau = (57 \pm 32) \text{ fs}$$

In den Fällen, wo weder die Auswertung mit der Koinzidenzbedingung auf einen bevölkernden Übergang möglich, noch das Zeitverhalten aller bevölkernden Übergänge bekannt ist, kann man dennoch eine obere Grenze für die Niveaulbensdauer angeben, indem die effektive Lebensdauer des Niveaus bestimmt wird. Diese ergibt sich als der Schwerpunkt der Zerfallsfunktion des Niveaus.

Ein Beispiel ist der 4_1^+ -Zustand in ^{54}Co . Für diesen Zustand konnte über die Line-Shape des 830.4 keV Übergangs die Zerfallsfunktion bestimmt werden (siehe Abb. 3.23). Dies war allerdings nur mit der Koinzidenzbedingung auf den unterhalb des Niveaus liegenden 376.0 keV Übergang möglich. Das Koinzidenzspektrum, welches sich mit der Koinzidenzbedingung auf den bevölkernden 490.4 keV Übergang ergibt, hat zwar auch ausreichende Statistik, jedoch zeigt die Line-Shape des 830.4 keV Übergangs in diesem Spektrum keine Dopplereffekte. Offensichtlich ist der Kern schon gestoppt, wenn der 4_1^+ -Zustand über den 490.4 keV Übergang bevölkert wird. Weiterhin war über das Zeitverhalten der anderen bevölkernden Übergänge nichts bekannt, so dass nur die effektive Lebensdauer angegeben werden kann:

$$4_1^+ : \tau_{eff} = (65 \pm 17) \text{ fs}$$

Ebenso konnte die effektive Lebensdauer für den 2_1^+ bei 1446 keV ermittelt werden:

$$2_1^+ : \tau_{eff} = (105 \pm 20) \text{ fs}$$

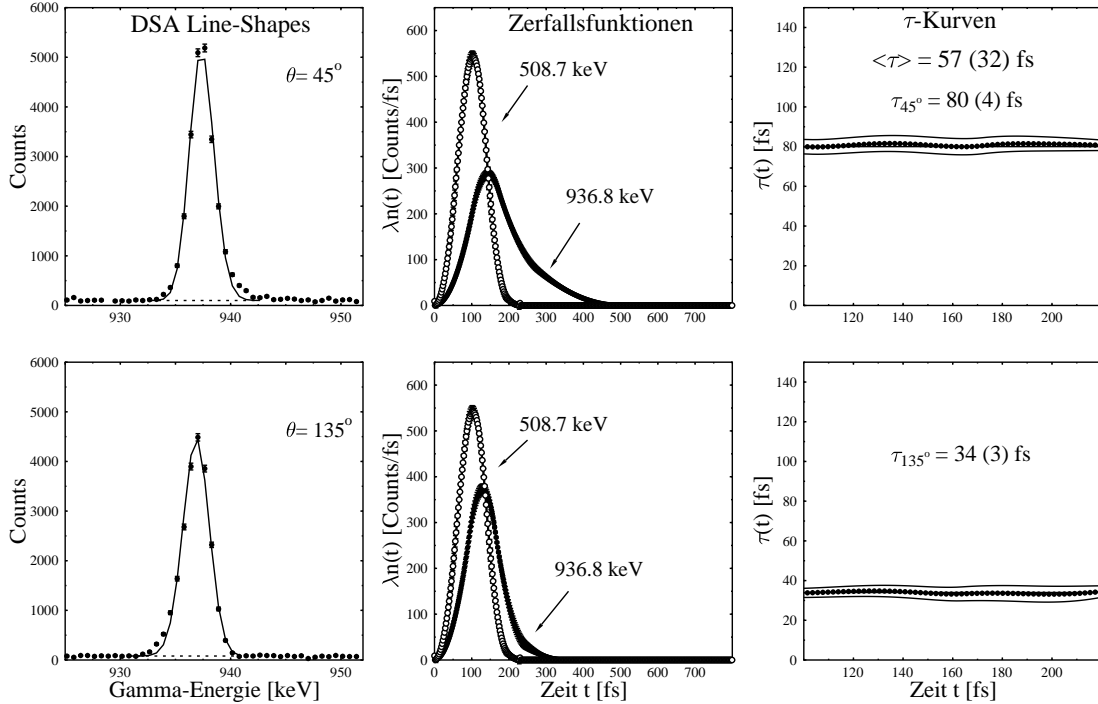


Abbildung 3.22: Line-Shape Analyse des 936.8 keV Übergangs in ^{54}Co zur Bestimmung der Lebensdauer des 1_1^+ -Zustandes. Links: Experimentell bestimmte Line-Shape und zugehörige Fits für die beiden Winkel $\theta = 45^\circ$ und $\theta = 135^\circ$ relativ zur Strahlachse. Der Untergrund ist als gestrichelte Linie dargestellt. Mitte: Zerfallsfunktionen, die zu den im linken Teil der Abbildung gezeigten Fits führen. Die Zerfallsfunktion zu dem bevölkernden 508.7 keV Übergang, die zur Berechnung der τ -Werte benötigt wird (siehe Gleichung 3.39) ist ebenfalls gezeigt. Rechts: τ -Werte und ihre statistischen Fehler, die von dem Programm DSA20_SF mit Fehlerfortpflanzung berechnet werden. Angegeben sind weiterhin die Lebensdauern für die beiden verschiedenen Winkel als der gewichtete Mittelwert der τ -Werte innerhalb des sensitiven Bereichs und die endgültige Lebensdauer als Mittelwert der Werte für die zwei verschiedenen Winkel.

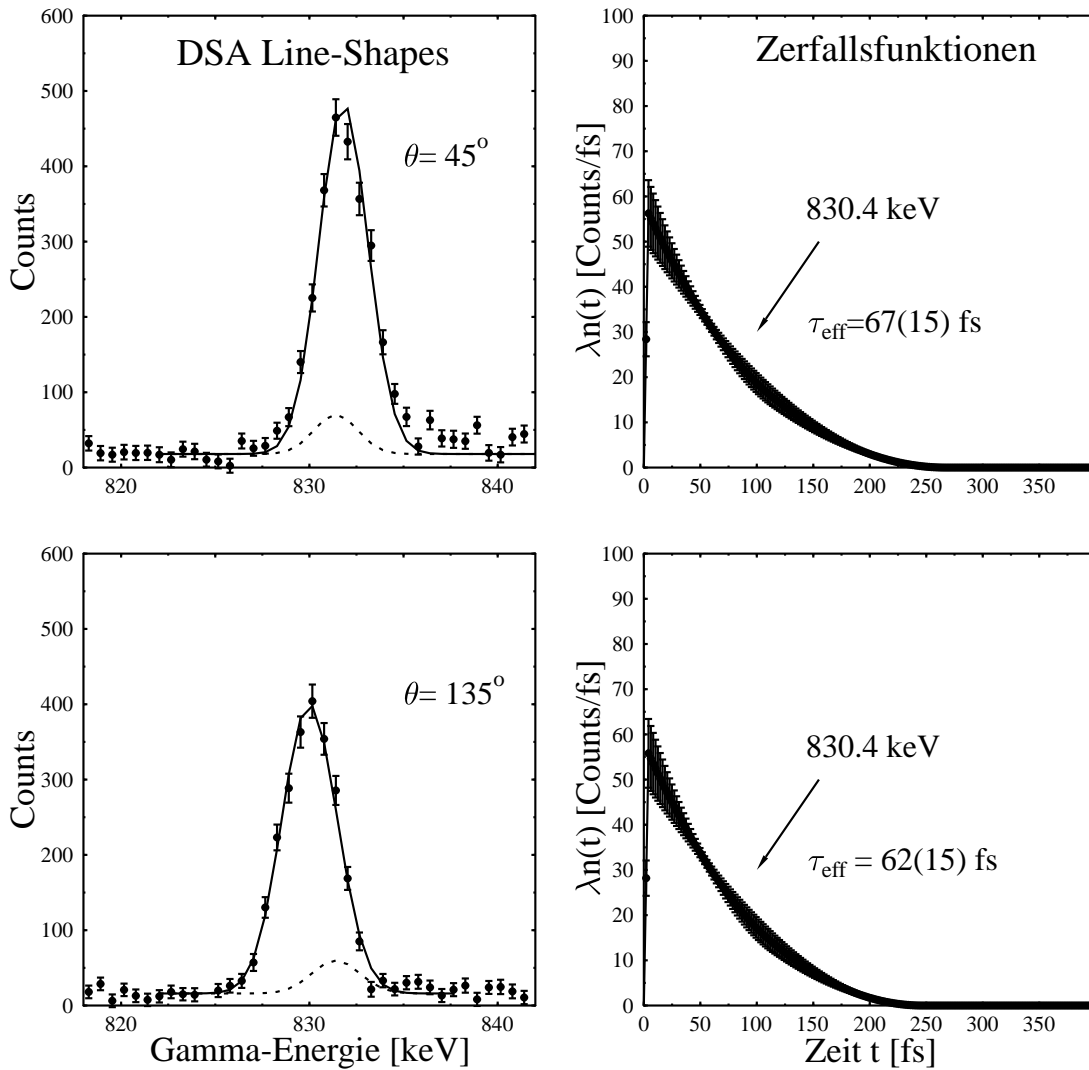


Abbildung 3.23: Line-Shape Analyse des 830.4 keV Übergangs in ^{54}Co . Links: Experimentell bestimmte Line-Shape und zugehörige Fits für die beiden Winkel $\theta = 45^\circ$ und $\theta = 135^\circ$ relativ zur Strahlachse. Der Untergrund und die schwache Kontamination durch den 831.0 keV Übergang sind als gestrichelte Linie dargestellt. Rechts: Zerfallsfunktionen, die zu den im linken Teil der Abbildung gezeigten Fits führen. Da über das Zeitverhalten der direkt bevölkernden Übergänge nichts bekannt ist, kann aus den Zerfallsfunktionen nur eine effektive Lebensdauer bestimmt werden.

3.6 Auswertung der RDDS-Lebensdauerermessung

Mit dem Recoil Distance Doppler-Shift Experiment (RDDS-Experiment) konnte die Lebensdauer von vier angeregten Kernzuständen in ^{46}V bestimmt werden. Es sind dies die Lebensdauer des 2_1^+ -, 2_1^- -, 4_1^+ - und des 5_1^+ -Zustandes. Bis auf die Lebensdauer des 5_1^+ -Zustandes sind alle diese Lebensdauern im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmalig bestimmt worden. Mit der RDDS-Methode lassen sich Lebensdauern von angeregten Kernzuständen in der Größenordnung von etwa 1 ps bis etwa 1 ns bestimmen, damit setzt sie den mit der DSAM (vergleiche Abschnitt 3.5) zugänglichen Bereich fort. Das Verfahren der RDDS ist in vielen Referenzen beschrieben (siehe z.B. die Referenz [Mor76] Kapitel 8) und wird im Folgenden insoweit vorgestellt, wie es zum Verständnis der Auswertung nötig ist. Anschließend wird die Auswertung, die zur Bestimmung der oben genannten Lebensdauern führte, beschrieben.

3.6.1 Prinzip der RDDS-Methode

In der bereits in Abschnitt 2.4 vorgestellten speziellen Reaktionskammer, dem PLUNGER, treffen die Projektilkerne des vom Beschleuniger kommenden Ionenstrahls auf das Targetmaterial und übertragen dabei einen Linearimpuls auf den zu untersuchenden Endkern. Da das Target sehr dünn ist (typischerweise weniger als 1 mg/cm^2) werden die rückgestoßenen Endkerne im Target nur wenig abgebremst und verlassen es deshalb in Strahlrichtung. Dabei unterliegt die Geschwindigkeit \vec{v} der einzelnen Kerne einer statistischen Verteilung, deren Form und Breite entscheidend vom Material und der Dicke des Targets abhängt. Die mittlere Geschwindigkeit $v = |\langle \vec{v} \rangle|$ liegt dabei je nach Reaktion im Bereich von 0.5% bis 5% der Lichtgeschwindigkeit. Nach einer Flugstrecke d von einigen Mikrometern bis einigen Millimetern werden die rückgestoßenen Endkerne in der sogenannten Stopperfolie, die meist aus Gold besteht, vollständig gestoppt. Die entsprechenden experimentellen Details zu dem im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten RDDS-Experiment an ^{46}V sind bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben worden. Der Zerfall eines angeregten Zustandes des Endkerns kann sowohl im Flug zwischen Target und Stopper, als auch im gestoppten Zustand im Stopper erfolgen. Im ersten Fall hat das emittierte γ -Quant, je nach dem Winkel θ zur Strahlachse unter dem es emittiert wurde, die doppler-verschobene Energie $E_0(1 + \frac{v}{c} \cos \theta)$. Im zweiten Fall hingegen hat das γ -Quant immer die unverschobene Energie E_0 , die der Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand entspricht. Im Energiespektrum eines Detektors, der unter dem Winkel θ zur Strahlachse montiert ist, findet sich folglich zu jedem γ -Übergang ein sogenannter Stoppeak bei der Energie E_0 und ein zugehöriger Flugpeak bei der Energie $E_0(1 + \frac{v}{c} \cos \theta)$. In Abbildung 3.24 ist die Methode schematisch dargestellt. Das Spektrum zeigt Flug- und Stoppeak

des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs in ^{46}Ti , welches durch den dominierenden Reaktionskanal $^{32}\text{S}(^{16}\text{O}, 2\text{p})^{46}\text{Ti}$ angeregt wurde. Aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne ist der Flugpeak deutlich breiter als der Stoppeak.

Die Flugzeit $t = \frac{d}{v}$ kann durch Variation des Abstands d zwischen Target und Stopper verändert werden. Aus der dabei auftretenden Änderung der Intensität von Flug- und Stoppeak kann man die Lebensdauer τ_i des interessierenden Niveaus i , welches durch den untersuchten Übergang entvölkert wird, bestimmen. Dies geschieht, wie auch bei der DSAM, mit der Differential Decay-Curve Methode (DDCM) [Dew89, Bö93]:

$$\tau_i = \frac{-N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t)}{\frac{d}{dt} N_i(t)} \quad (3.41)$$

mit

$$N_{i/h}(t) := \int_t^\infty \lambda_{i/h} n_{i/h}(t') dt' \quad (3.42)$$

Dabei beschreibt, wie auch in Abschnitt 3.5, $n_i(t)$ die zeitabhängige Bevölkerung des Niveaus i , $n_h(t)$ die des direkt bevölkernden Niveaus h , λ_i und λ_h die zugehörigen Zerfallskonstanten und b_{hi} das Verzweigungsverhältnis des Übergangs $h \rightarrow i$. Die Summation über h schließt wiederum alle direkt bevölkernden Niveaus ein. Gleichung 3.41 folgt, wie auch die bei der DSAM benutzte Gleichung 3.39, aus der Differentialgleichung für $n_i(t)$ (Gleichung 3.40). Für die Bezeichnung der Niveaus sei auch auf das schematische Termschema in Abbildung 3.21 verwiesen.

Die zur Anwendung der Gleichung 3.41 benötigten Größen $N_i(t)$ und $N_h(t)$ sind bei einem RDDDS-Experiment direkt proportional zu Observablen der Messung, nämlich zu den Stoppeakintensitäten. Setzt man t_k gleich der Flugzeit der Rückstoßkerne $t_k = d_k/v$ für den jeweiligen Target-Stopper Abstand d_k , so gilt folgende Beziehung zwischen den Größen $N_i(t)$ bzw. $N_h(t)$ und den Stoppeakintensitäten $R_{ij}(t_k)$ bzw. $R_{hi}(t_k)$ der Übergänge $i \rightarrow j$ bzw. $h \rightarrow i$, die aus dem zugehörigen γ -Einzelspektrum bestimmt werden:

$$R_{ij}(t_k) = \epsilon(E_{ij}^\gamma) w_{ij}(\theta, t_k) p(t_k) b_{ij} N_i(t_k) \quad (3.43)$$

und ganz analog für $R_{hi}(t_k)$. Die dabei auftretenden Proportionalitätsfaktoren, die ebenfalls experimentell bestimmt werden müssen, haben folgende Bedeutung:

- $\epsilon(E_{ij}^\gamma)$: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, dessen Spektrum analysiert wird, für γ -Quanten der Energie E_{ij}^γ .
- $w_{ij}(\theta, t_k)$: Wert der Winkelverteilungsfunktion des Übergangs $i \rightarrow j$ bei dem Winkel θ zur Strahlachse unter dem der Detektor, dessen Spektrum analysiert wird, montiert ist. Dieser Wert kann auch zeitabhängig sein. Dies

ist im Allgemeinen aber erst bei Flugzeiten von ca. 50 ps der Fall. Es kommt dann durch die Hyperfeinwechselwirkung des Kernspins mit dem Spin der Elektronenhülle zu einer Abschwächung der Ausrichtung und damit zu einer Änderung der Winkelverteilung [Pet94]. Man nennt dies auch den Deorientierungseffekt. Es ist im Allgemeinen schwierig über den Deorientierungseffekt experimentell Aussagen zu machen.

- $p(t_k)$: Normierungskoeffizient, der die bei verschiedenen Target-Stopper Abständen aufgenommen Spektren auf eine gleiche Anzahl produzierter Rückstoßkerne normiert.
- b_{ij} : Verzweigungsverhältnis des Übergangs $i \rightarrow j$.

Setzt man Gleichung 3.43 in Gleichung 3.41 ein, so erhält man aus den Stopppeakintensitäten für jeden Wert t_k einen Wert für die Lebensdauer τ_i . Trägt man den Verlauf dieser Werte gegen den Abstand d_k auf, so erwartet man von dieser sogenannten τ -Kurve einen konstanten Verlauf. Abweichungen davon sind ein guter Indikator für systematische Fehler bei der Auswertung. Typische systematische Fehler bei dieser Art der Bestimmung der Lebensdauer sind unvollständige Kenntnis über die Fütterung des untersuchten Niveaus, der Deorientierungseffekt und Kontamination der Stoppeaks und damit falsche Stopppeakintensitäten R_{ij} .

Die oben beschriebenen systematischen Fehlerquellen lassen sich weitgehend beseitigen, indem die Intensitätsbestimmung nicht anhand von γ -Einzelspektren, sondern anhand von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren durchgeführt wird. Dies ist im Detail z.B. in der Referenz [dM93] beschrieben. Bezeichnet man den Flugpeak eines Übergangs, der das Niveau i direkt bevölkert, mit B_S , den Flugpeak eines Übergangs, der das Niveau i entvölkert, mit A_S und den dazugehörigen Stoppeak mit A_U , so kann man die Lebensdauer des Niveaus i aus dem $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum mit der Koinzidenzbedingung auf B_S folgendermaßen bestimmen [Dew89, Bö93]:

$$\tau_i(t_k) = \frac{\frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{p(t_k)}}{\frac{d}{dt}|_{t_k} \left(\frac{\{B_S, A_S\}(t)}{p(t)} \right)} \quad (3.44)$$

Dabei bezeichnen $\{B_S, A_U\}$ und $\{B_S, A_S\}$ die Koinzidenzintensitäten von B_S mit A_U bzw. B_S mit A_S , welche aus dem $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum bestimmt werden. Außer diesen Koinzidenzintensitäten sind die Normierungsfaktoren $p(t_k)$ und die mittlere Geschwindigkeit der Rückstoßkerne v , die zur Umrechnung der Abstände d_k in die Zeiten t_k benötigt wird, die einzigen Größen, die zur Anwendung von Gleichung 3.44 bestimmt werden müssen.

Da für das RDDS-Experiment nur die geringe Messzeit von zwei Tagen zur Verfügung stand und somit bei jedem Abstand nur etwa zwei bis drei Stunden gemessen werden konnte, wurde zunächst davon ausgegangen, dass die zur Bestimmung der Lebensdauern benötigten Intensitäten aus γ -Einzel-Spektren bestimmt

werden müssen. Nachdem dennoch versuchsweise $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren erzeugt wurden, stellte sich heraus, dass darin die Intensitäten der interessierenden Peaks groß genug waren, um eine sinnvolle Auswertung durchzuführen. Somit war es möglich die Lebensdauern in Koinzidenz auszuwerten und damit die Anzahl der systematischen Fehlerquellen gegenüber einer Auswertung mit γ -Einzelspektren deutlich zu reduzieren.

In dem folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie die zur Anwendung von Gleichung 3.44 benötigten Größen aus den Messdaten bestimmt wurden.

3.6.2 Auswertung der Spektren und Bestimmung der Lebensdauern

Da für die folgende Beschreibung der Auswertung die Anordnung der Detektoren wichtig ist, sei auf die Abbildung 2.3 und die Abbildung 3.17, in der die Nummerierung der Segmente des EUROBALL-CLUSTER-Detektors festgelegt ist, hingewiesen. Weiterhin sei für die im Text erwähnten Niveaus und Übergänge in ^{46}V auf die Abbildung 3.29, die einen Ausschnitt des Niveauschemas von ^{46}V zeigt, verwiesen.

Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit wurde das γ -Einzelspektrum des Segments Nr.7 des EUROBALL-CLUSTER-Detektors, welches unter einem Winkel von 0° zur Strahlachse montiert war, benutzt. In diesem Spektrum wurden die Peakpositionen E_{Flug} und E_{Stop} der Flug- bzw. Stoppeaks der stärksten γ -Linien bestimmt und daraus mit der Relation $\frac{v}{c} = \frac{E_{Flug} - E_{Stop}}{E_{Stop}}$ die Rückstoßgeschwindigkeit bestimmt. Als Mittelwert der mit den verschiedenen γ -Linien ermittelten Werte ergab sich:

$$\frac{v}{c} = 0.0181 \pm 0.0002$$

Bestimmung der Normierungsfaktoren $p(t_k)$

Die Zeitableitung im Nenner von Gleichung 3.44 bedeutet, dass Intensitäten von verschiedenen Target-Stopper Abständen miteinander in Beziehung gesetzt werden. Hierfür müssen die bei den verschiedenen Target-Stopper Abständen bestimmten Flug- und Stoppeakintensitäten auf eine gleichgroße Anzahl produzierter Rückstoßkerne normiert werden. Dazu dienen die bereits oben angesprochenen Normierungsfaktoren $p(t_k)$. In der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführ-

ten RDDS-Messung wurden die Normierungsfaktoren mit der Koinzidenzintensität der (278.8 keV, 268.8 keV) Kaskade aus dem Kern ^{197}Au , der durch Coulombanregung angeregt wurde, bestimmt. Das Isotop ^{197}Au war zum einen in der Goldfolie, auf die das ZnS-Target aufgedampft war und zum anderen in der Stopper-Goldfolie vorhanden. Die Richtigkeit der Normierung wurde mit der Bedingung überprüft, dass die Summe aus Flug- und Stoppeak einer Linie nach Division durch die Normierungsfaktoren für die verschiedenen Abstände konstant sein muss.

Bestimmung der Flug- und Stoppeakintensitäten

Zur Erzeugung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren wurde zunächst für jeden Abstand d_k eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix erzeugt. In diese Matrizen wurden die Koinzidenzen zwischen einem der Segmente des „Clusterrings“ (Segmente Nr.1 bis Nr.6) und einem der beiden unter Rückwärtswinkel montierten Ge-Detektoren einsortiert. Dabei bestimmt die in dem CLUSTER-Segment nachgewiesene γ -Energie den Zeilenindex und die in dem Ge-Detektor nachgewiesene γ -Energie den Spaltenindex der Position in die das zugehörige $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignis einsortiert wird. Die zur Bestimmung der Flug- und Stoppeakintensitäten $\{B_S, A_S\}$ bzw. $\{B_S, A_U\}$ benötigten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren ergeben sich als Schnitt-Spektren in diesen Matrizen und zwar mit der Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak B_S eines Übergangs, der das untersuchte Niveau direkt bevölkert.

Als Beispiel ist in Abbildung 3.25 für vier verschiedene Abstände zwischen Target und Stopper ein Ausschnitt aus dem Koinzidenzspektrum zum Flugpeak der 461.3 keV Linie, die den 2_1^+ -Zustand in ^{46}V bevölkert, gezeigt. Man kann deutlich erkennen, wie sich die Flug- und Stoppeakintensität der entvölkernden 915.0 keV Linie mit dem Abstand ändert.

Bestimmung der Lebensdauern

Hat man aus solchen Schnitt-Spektren, wie sie beispielhaft in Abbildung 3.25 gezeigt sind, die Intensitäten der Flug- und Stoppeaks ermittelt, so kann die Lebensdauer mittels Gleichung 3.44 bestimmt werden. Der Wert des Zählers in Gleichung 3.44 ergibt sich einfach als die Stoppeakintensität dividiert durch den zugehörigen Normierungsfaktor. Um den Wert des Nenners zu berechnen, müssen die normierten Flugpeakintensitäten des entvölkernden Übergangs nach der Flugzeit differenziert werden. Dazu können näherungsweise Differenzenquotienten verwendet werden. Genauer ist es allerdings, den gesamten Kurvenverlauf in die Bestimmung der Ableitung mit einzubeziehen. Dazu wurde mit dem Programm APATAU [Pet97b] eine aus stetig differenzierbaren Polynomen zweiten Grades zusammengefügte Kurve, die genau einen Wendepunkt besitzt, durch

die experimentellen Daten gelegt und daraus die Ableitung bestimmt. Das Programm APALBEN [Bö91] bildet nun den Quotienten aus Zähler und Nenner und errechnet so für jeden Abstand einen Lebensdauerwert. Die Werte innerhalb des sensitiven Bereichs werden zur Mittelwertbildung herangezogen, aus der dann das endgültige Ergebnis für die Lebensdauer resultiert. In der Abbildung 3.26 sind die Ergebnisse für die vier Niveaus in ^{46}V , deren Lebensdauer im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelt wurde, dargestellt. Für jedes untersuchte Niveau sind jeweils drei Diagramme zu sehen. Das untere Diagramm enthält die Ableitungen der normierten Flugpeakintensitäten, also den Nenner aus Gleichung 3.44, mit den zugehörigen Fehlern. Im mittleren Diagramm sind die normierten Stoppeakintensitäten, also der Zähler von Gleichung 3.44 und im oberen Teil der Quotient, also die daraus folgenden Lebensdauern, dargestellt. Die Größen sind alle gegen den Target-Stopper Abstand aufgetragen. Im oberen Diagramm ist jeweils noch der Mittelwert der Lebensdauern für die verschiedenen Abstände mit dem zugehörigen Fehler angegeben.

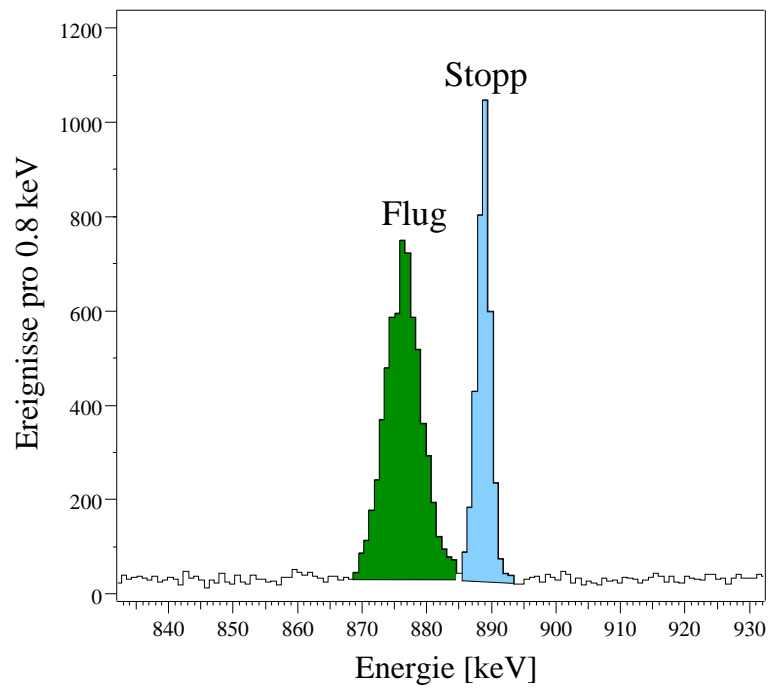
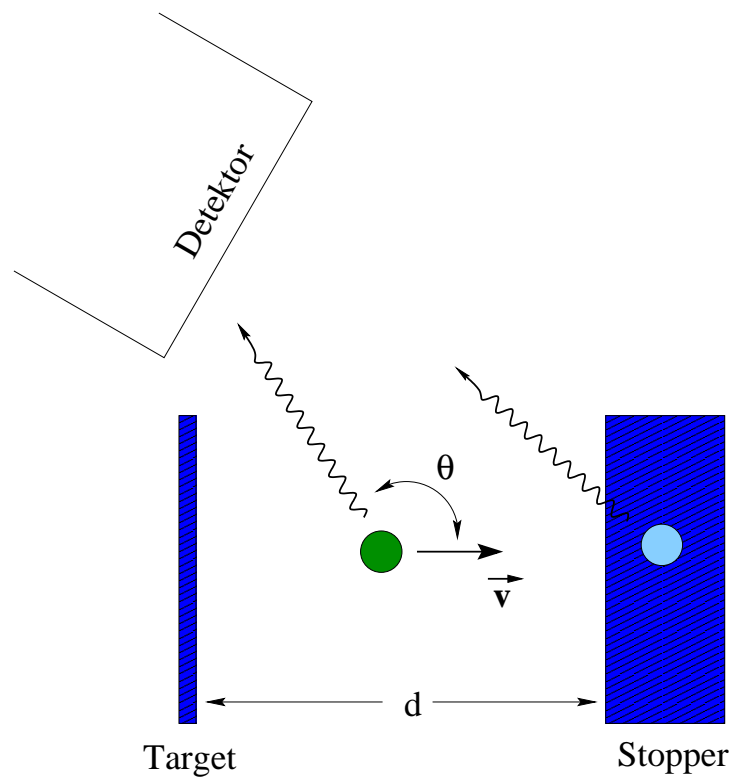


Abbildung 3.24: Zur Erläuterung des Prinzips der RDDS. Die Abbildung ist ausführlich im Text beschrieben.

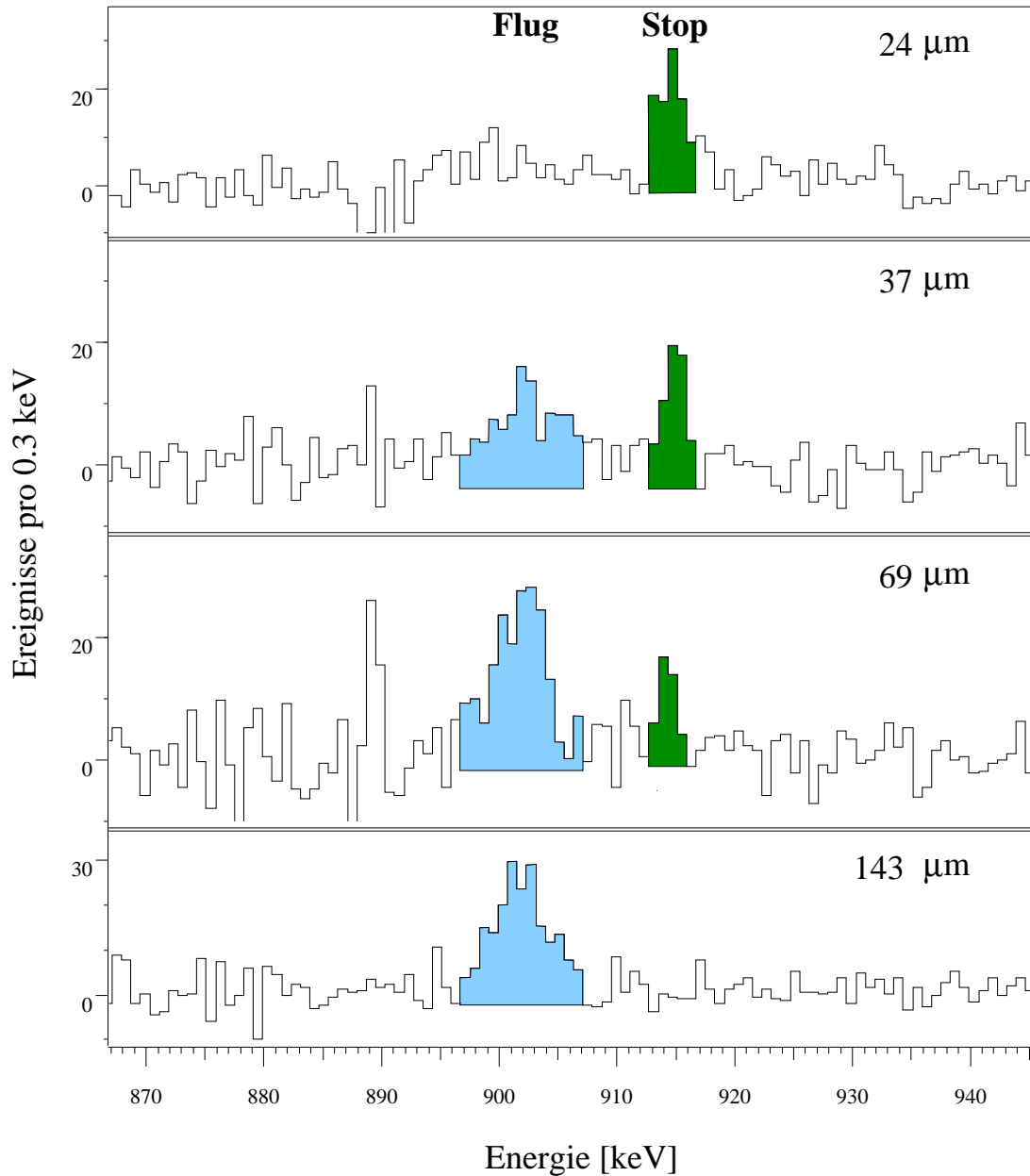


Abbildung 3.25: Flug- und Stoppeak des 915.0 keV Übergangs, der den 2_1^+ -Zustand in ^{46}V entvölkert, für verschiedene Abstände zwischen Target und Stopper. Als Koinzidenzbedingung wurde dabei der Flugpeak des 461.3 keV Übergangs gefordert, der das Niveau direkt bevölkert. Man erkennt deutlich, wie sich die Intensität von Flug- und Stoppeak mit dem Abstand ändert. Bei der RDDS-Methode wird diese Änderung zur Bestimmung der Niveaulbensdauer genutzt.

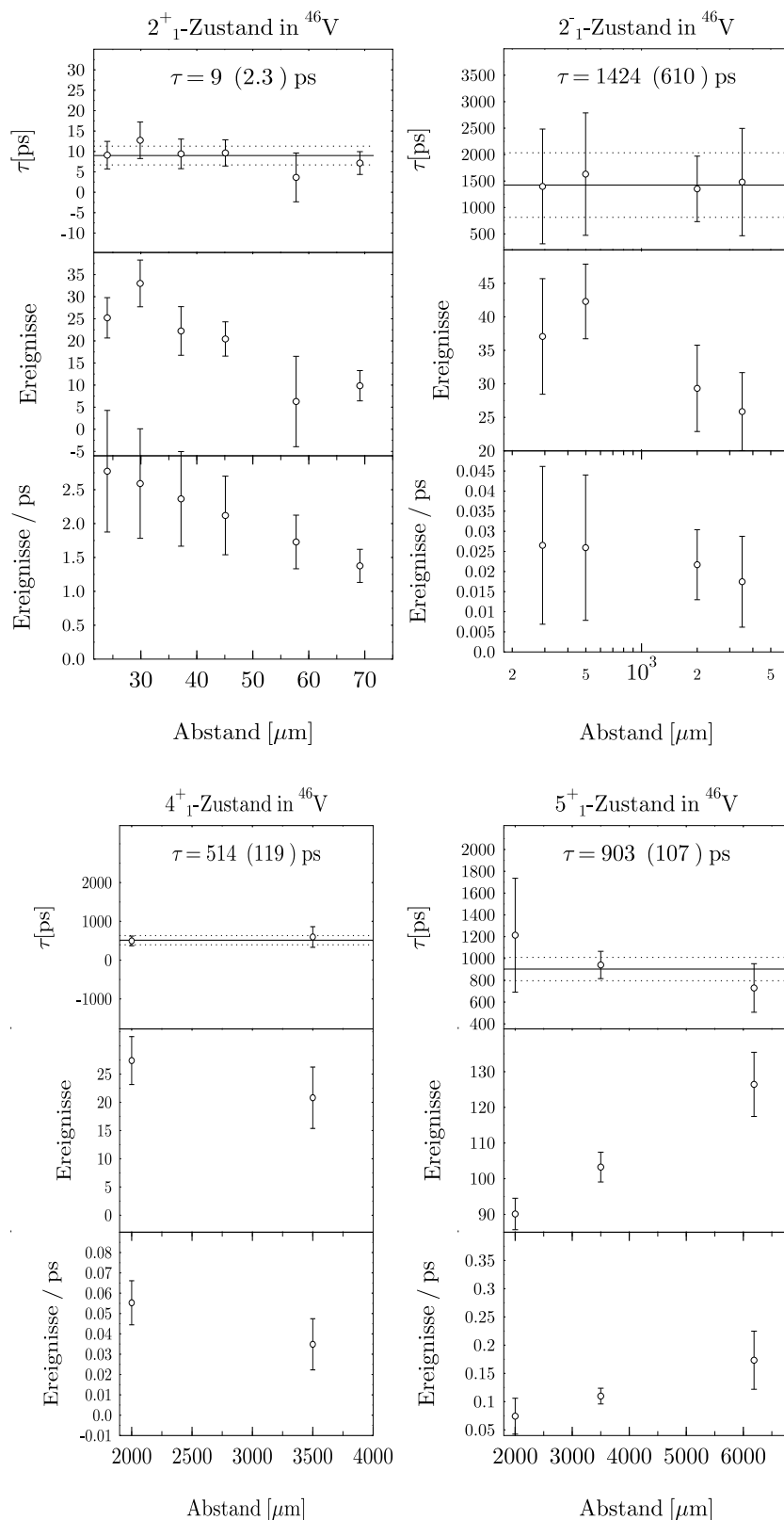


Abbildung 3.26: Grafische Darstellung der Daten, die zur Bestimmung der Lebensdauern benötigt werden. Die Bilder sind ausführlich im Text erklärt.

3.7 Berechnung reduzierter Übergangswahrscheinlichkeiten

Der Vergleich von Übergangswahrscheinlichkeiten, die im Rahmen eines Kernmodells berechnet werden mit experimentell bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten ist ein empfindlicher Test für die Aussagekraft des Kernmodells. Dies liegt daran, dass schon geringe Änderungen der Wellenfunktionen zu großen Effekten bei den Übergangswahrscheinlichkeiten führen können, während die Übergangsennergien hiervon häufig wenig beeinflusst werden.

Der Zusammenhang zwischen der Übergangswahrscheinlichkeit $T(\xi\lambda, \mu)$ für einen Übergang $I_i, m_i \rightarrow I_f, m_f$ mit $\mu = m_i - m_f$ und den Wellenfunktionen $|I_i m_i\rangle$ und $|I_f m_f\rangle$ ist durch folgende Gleichung gegeben (siehe z.B. in der Referenz [Mor76], Abschnitt 2.3.1):

$$T(\xi\lambda, \mu; I_i m_i \rightarrow I_f m_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} |\langle I_f m_f | \mathcal{M}(\xi\lambda, \mu) | I_i m_i \rangle|^2 \quad (3.45)$$

Dabei ist E die Übergangsenergie, $\mathcal{M}(\xi\lambda, \mu)$ der elektrische bzw. magnetische Multipol-Operator (siehe z.b. in der Referenz [Mor76], Abschnitt 2.3.1) und $\langle I_f m_f | \mathcal{M}(\xi\lambda, \mu) | I_i m_i \rangle$ das Übergangs-Matrixelement. Um die totale Übergangswahrscheinlichkeit zu erhalten muss über alle möglichen Übergänge zwischen den m -Unterzuständen des Anfangs- und Endniveaus summiert werden (z.B. [Mor76], Abschnitt 2.3.2):

$$T(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \sum_{m_f, m_i, \mu} T(\xi\lambda, \mu; I_i m_i \rightarrow I_f m_f) \quad (3.46)$$

$$= \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad (3.47)$$

Dabei ist die Größe

$$B(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f) := \sum_{m_f, m_i, \mu} |\langle I_f m_f | \mathcal{M}(\xi\lambda, \mu) | I_i m_i \rangle|^2 \quad (3.48)$$

die sogenannte reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit. Im Gegensatz zur Übergangswahrscheinlichkeit $T(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ hängt sie nicht von der Übergangsenergie, sondern nur vom Quadrat der Übergangs-Matrixelemente ab und enthält somit die Information über die Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes.

Experimentell ergibt sich die Übergangswahrscheinlichkeit $T(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ eines Übergangs aus der Lebensdauer τ des Anfangsniveaus, dem Verzweigungsverhältnis b des Übergangs und seinem Multipolmischungsverhältnis δ . Und zwar für die niedrigere Multipolordnung $\lambda = |I_i - I_f|$ folgendermaßen:

$$T(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{b}{\tau(1 + \delta^2)} \quad (3.49)$$

und für die höhere Multipolordnung $\lambda' = \lambda + 1$ folgendermaßen:

$$T(\xi'\lambda'; I_i \rightarrow I_f) = \frac{b \cdot \delta^2}{\tau(1 + \delta^2)} \quad (3.50)$$

Aus diesem experimentellen Wert für $T(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ und der Übergangsenergie E kann man dann mittels Gleichung 3.46 die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ berechnen und diesen experimentell ermittelten Wert mit dem im Rahmen eines Kernmodells berechneten Wert vergleichen.

In der Literatur werden reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten häufig in sogenannten Weisskopfeinheiten [Wei51] angegeben. Dabei entspricht eine Weisskopfeinheit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit, die sich aus dem reduzierten Matrixelement des Übergangsoperators zwischen zwei Einteilchen-Wellenfunktionen ergibt, wobei diese auf bestimmte Weise vereinfacht werden (für eine genaue Beschreibung siehe die Referenz [Wei51]). Für elektrische Multipolstrahlung der Multipolordnung λ hat eine Weisskopfeinheit den folgenden Wert:

$$W_E(\lambda) = \frac{(1.2)^{2\lambda}}{4\pi} \cdot \left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 \cdot A^{2\lambda/3} [e^2 \text{fm}^{2\lambda}] \quad (3.51)$$

Und für magnetische Multipolstrahlung der Multipolordnung λ hat eine Weisskopfeinheit den folgenden Wert:

$$W_M(\lambda) = \frac{10}{\pi} \cdot (1.2)^{2\lambda-2} \cdot \left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 \cdot A^{(2\lambda-2)/3} [\mu_n^2 \text{fm}^{2\lambda-2}] \quad (3.52)$$

Dabei ist A die Nukleonenzahl. Eine Weisskopfeinheit wird häufig auch als Einteilchen-Einheit bezeichnet.

Mit den in dieser Arbeit ermittelten experimentellen Daten konnten Angaben zu insgesamt 16 reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in den Kernen ^{46}V , ^{54}Co und ^{58}Cu gemacht werden. Die Ergebnisse werden im Folgenden für die einzelnen Kerne getrennt in Form einer Tabelle aufgeführt. Dabei enthält die erste Spalte die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit zusammen mit ihrem Wert, und die folgenden Spalten enthalten die experimentell ermittelten Größen, die in die Berechnung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit eingehen. Es sind

dies die γ -Energie des Übergangs E_γ , die Niveaulbensdauer τ , das Multipolmischungsverhältnis δ und das Verzweigungsverhältnis b . Die Größen, die im Rahmen dieser Arbeit erstmals bestimmt wurden und somit erstmals die Berechnung der zugehörigen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit ermöglichten, sind mit einem Stern (*) markiert.

Ergebnisse für ^{54}Co

Es konnte für einen Übergang die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit und für vier weitere Übergänge eine untere Grenze für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit angegeben werden. Alle diese Angaben erfolgten in Rahmen der vorliegenden Arbeit zum ersten Mal.

Tabelle 3.8: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten für ^{54}Co .

$B(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ $\xi = E : [e^2(\text{fm})^{2\lambda}] ; \xi = M : [\mu_n^2(\text{fm})^{2\lambda-2}]$	E_γ [keV]	τ [fs]	δ	b
$B(M1; 1_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 1.2_{-0.4}^{+1.5}$	936.8	57 ± 32 *	0	1
$B(M1; 2_1^+ \rightarrow 1_1^+) > 2.9$	508.7	< 135 *	0.02 ± 0.03 *	0.907 ± 0.026 *
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) > 90$	1445.7	< 135 *	0	0.093 ± 0.026 *
$B(M1; 4_1^+ \rightarrow 3_1^+) > 0.78$	830.4	< 83 *	0.00 ± 0.03 *	0.655 ± 0.076 *
$B(M1; 4_1^+ \rightarrow (5_1^+)) > 0.55$	765.0	< 83 *	0.05 ± 0.07 *	0.345 ± 0.076 *

Ergebnisse für ^{58}Cu

Es konnte für vier Übergänge in ^{58}Cu die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit angegeben werden. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Lebensdauern für den Kern ^{58}Cu bestimmt wurden, wurden diese der Referenz [Sin99] entnommen. Für drei der angegebenen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten wurden einige zur Berechnung notwendige Größen im Rahmen dieser Arbeit erstmals bestimmt (siehe Tabelle 3.9). Der 1449.5 keV Übergang wurde in dieser Arbeit zum ersten Mal beobachtet.

Tabelle 3.9: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten für ^{58}Cu .

$B(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ $\xi = E : [e^2(\text{fm})^{2\lambda}] ; \xi = M : [\mu_n^2(\text{fm})^{2\lambda-2}]$	E_γ [keV]	τ [fs]	δ	b
$B(M1; 1_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.82 \pm 0.25$	848.8	114 ± 29	0	1
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 1_2^+) = 0.27 \pm 0.08$	601.4	50.5 ± 10	$0.02 \pm 0.05^*$	$0.053 \pm 0.010^*$
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 3_1^+) = 0.57 \pm 0.17$	1208.8	50.5 ± 10	$-0.02 \pm 0.02^*$	$0.900 \pm 0.154^*$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 122 \pm 40$	1449.5^*	50.5 ± 10	0	$0.048 \pm 0.010^*$

Ergebnisse für ^{46}V

Für den Kern ^{46}V konnten insgesamt sieben reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten angegeben werden. Da bis auf eine Lebensdauer alle anderen in dieser Arbeit zum ersten Mal bestimmt wurden, konnten sechs dieser sieben reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten zum ersten Mal angegeben werden. Die Werte der γ -Energien, Multipolmischungs- und Verzweigungsverhältnisse sind der Doktorarbeit von C. Friebner [Fri00] entnommen.

Tabelle 3.10: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten für ^{46}V .

$B(\xi\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ $\xi = E : [e^2(\text{fm})^{2\lambda}] ; \xi = M : [\mu_n^2(\text{fm})^{2\lambda-2}]$	E_γ [keV]	τ [ps]	δ	b
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 141_{-35}^{+52}$	915.0	$9.0 \pm 2.3^*$	0	0.980 ± 0.008
$B(E1; 2_1^- \rightarrow 1_1^+) = (5_{-2}^{+3})10^{-6}$	372.9	$1424 \pm 600^*$	0.00 ± 0.04	0.588 ± 0.105
$B(E1; 2_1^- \rightarrow 2_1^+) = (9_{-4}^{+7})10^{-7}$	451.0	$1424 \pm 600^*$	0.07 ± 0.08	0.188 ± 0.068
$B(M2; 2_1^- \rightarrow 0_1^+) = 2.5_{-1.1}^{+2.5}$	1366.1	$1424 \pm 600^*$	0	0.224 ± 0.079
$B(M1; 4_1^+ \rightarrow 3_1^+) = (2.5_{-1.3}^{+3.6})10^{-5}$	378.1	$514 \pm 119^*$	9 ± 3	1
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 3_1^+) = 204_{-47}^{+63}$	378.1	$514 \pm 119^*$	9 ± 3	1
$B(E2; 5_1^+ \rightarrow 3_1^+) = 67 \pm 11$	423.1	903 ± 107	0.00 ± 0.05	1

3.8 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Kapitel werden alle experimentellen Ergebnisse zusammengefasst. Dies geschieht zum einen in Form eines Termschemas, welches gegenüber dem in Abschnitt 3.2.1 bzw. 3.2.2 gezeigten Termschema um die neuen Spin- und Paritätswerte und um die relative Intensität der γ -Übergänge, dargestellt durch die Pfeildicke, erweitert ist. Zum anderen geschieht dies in Form einer Tabelle, in der alle experimentellen Ergebnisse zusammengefasst werden.

Der in Abbildung 3.29 gezeigte Ausschnitt aus dem Termschema von ^{46}V ist der Referenz [Fri00] entnommen und umfasst die Niveaus und Übergänge, die für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Lebensdauerbestimmung von Bedeutung sind.

3.8.1 Die Ergebnisse für ^{54}Co

In der folgenden Tabelle sind alle experimentellen Ergebnisse für ^{54}Co zusammengefasst. Die verschiedenen Spalten der Tabelle enthalten von links nach rechts: Die Niveauenergie E_i in keV (wird das Niveau von mehreren Übergängen entvölkert, so wird die Niveauenergie nur einmal angegeben), den Spin- und Paritätswert des Niveaus I_i^π , die Niveaulbensdauer τ_i in fs, den Breitenparameter σ (dieser ist abhängig von der Reaktion), die γ -Energie des Übergangs in keV, den Spin- und Paritätswert des Endniveaus I_f^π , den Multipolmischungsparameter δ , den Strahlungscharakter $\xi\lambda/\xi'\lambda'$ und das Verzweigungsverhältnis b . Der Wert 1 für das Verzweigungsverhältnis bedeutet, dass kein weiterer entvölkernder Übergang des Niveaus beobachtet wurde. Ein fehlender Eintrag bedeutet, dass die entsprechende Größe bisher noch nicht experimentell bestimmt wurde. Das zugehörige Termschema ist in Abbildung 3.27 gezeigt. Für die experimentell bestimmte γ -Linearpolarisation sei auf die Tabelle 3.7 in Abschnitt 3.3.8 verwiesen.

E_i [keV]	I_i^π \hbar	τ_i fs	σ	E_γ [keV]	I_f^π \hbar	δ	$\xi\lambda/\xi'\lambda'$	b
0	0^+							
197	$(7)^+$							
937	1^+	57 ± 32		936.8	0^+	0	$E2/M1$	1
1446	2^+	< 135	2.03 ± 0.39	508.7	1^+	0.02 ± 0.03	$E2/M1$	0.907 ± 0.026
				1445.7	0^+	0	$M3/E2$	0.093 ± 0.026

Fortsetzung auf der nächsten Seite

E_i [keV]	I_i^π \hbar	τ_i fs	σ	E_γ [keV]	I_f^π \hbar	δ	$\xi\lambda/\xi'\lambda'$	b
1614	1 ⁺			1614.1	0 ⁺	0	$E2/M1$	1
1822	3 ⁺		2.80 ± 0.52	376.0	2 ⁺	0.00 ± 0.04	$E2/M1$	0.972 ± 0.011
				884.6	1 ⁺		$M3/E2$	0.028 ± 0.011
1887	(5 ⁺)			1689.9	(7 ⁺)	(-0.13 ± 0.15)	$M3/E2$	1
2083	3 ⁽⁺⁾		$1.05 \leq \sigma \leq 1.9$	261.3	3 ⁺	$2.3 \leq \delta \leq 1.9$	$E2/M1$	0.644 ± 0.076
				195.8	(5 ⁺)		$E2/M3$	0.356 ± 0.076
2149	5 ⁺			1952.2	(7 ⁺)		($M3/E2$)	1
2174	3 ⁺		1.58 ± 0.15	559.6	1 ⁺	0.03 ± 0.06	$M3/E2$	0.384 ± 0.092
				727.8	2 ⁺	0.01 ± 0.05	$E2/M1$	0.397 ± 0.093
				1236.7	1 ⁺	-0.03 ± 0.11	$M3/E2$	0.219 ± 0.076
2290	3 ⁺		1.63 ± 0.24	843.6	2 ⁺	-0.02 ± 0.04	$E2/M1$	1
2652	4 ⁺	< 83	1.18 ± 0.44	830.4	3 ⁺	0.00 ± 0.03	$E2/M1$	0.655 ± 0.076
				765.0	(5 ⁺)	(0.05 ± 0.07)	$E2/M1$	0.345 ± 0.076
2657				1043.1	1 ⁺			0.130 ± 0.040
				1211.6	2 ⁺			0.870 ± 0.040
2852	4 ⁺		≤ 1.14	964.3	(5 ⁺)		($E2/M1$)	0.342 ± 0.079
				1029.8	3 ⁺	0.12 ± 0.04	$E2/M1$	0.658 ± 0.079
2914				831.0	3 ⁺			1
2919	3		1.13 ± 0.42	1473.5	2 ⁺	0.06 ± 0.06		1
3095				1649.0	2 ⁺			0.438 ± 0.104
				2157.7	1 ⁺			0.562 ± 0.104
3109				1663.5	2 ⁺			0.460 ± 0.101
				2172.2	1 ⁺			0.541 ± 0.101
3142				490.4	4 ⁺			0.790 ± 0.057
				1255.6	(5 ⁺)			0.091 ± 0.036
				1321.2	3 ⁺			0.119 ± 0.042
3156				866.1	3 ⁺			0.140 ± 0.042
				1072.9	3 ⁺			0.112 ± 0.036
				1709.9	2 ⁺			0.748 ± 0.057
3166				1720.8	2 ⁺			1
3266				976.3	3 ⁺			0.574 ± 0.094
				1182.9	3 ⁺			0.426 ± 0.094
3307				1016.9	3 ⁺			0.361 ± 0.109
				1224.0	3 ⁺			0.639 ± 0.109

Fortsetzung auf der nächsten Seite

E_i [keV]	I_i^π \hbar	τ_i fs	σ	E_γ [keV]	I_f^π \hbar	δ	$\xi\lambda/\xi'\lambda'$	b
3326				673.8	4 ⁺			1
3346				1172.3	3 ⁺			1
3399				742.1				0.231 ± 0.075
				1225.6	3 ⁺			0.769 ± 0.075
3504				2058.3	2 ⁺			1
4078				1426.3	4 ⁺			1

3.8.2 Die Ergebnisse für ⁵⁸Cu

In der folgenden Tabelle sind alle experimentellen Ergebnisse für ⁵⁸Cu zusammengefasst. Die verschiedenen Spalten der Tabelle enthalten von links nach rechts: Die Niveauenergie E_i in keV (wird das Niveau von mehreren Übergängen entvölkert, so wird die Niveauenergie nur einmal angegeben), den Spin- und Paritätswert des Niveaus I_i^π , die Niveaulbensdauer τ_i in fs, den Breitenparameter σ (dieser ist abhängig von der Reaktion), die γ -Energie des Übergangs in keV, den Spin- und Paritätswert des Endniveaus I_f^π , den Multipolmischungsparameter δ , den Strahlungscharakter $\xi\lambda/\xi'\lambda'$ und das Verzweigungsverhältnis b . Der Wert 1 für das Verzweigungsverhältnis bedeutet, dass kein weiterer entvölkernder Übergang des Niveaus beobachtet wurde. Ein fehlender Eintrag bedeutet, dass die entsprechende Größe bisher noch nicht experimentell bestimmt wurde. Das zugehörige Termschema ist in Abbildung 3.28 gezeigt. Für die γ -Linearpolarisation sei auf die Referenz [Sch00a] verwiesen.

E_i [keV]	I_i^π \hbar	τ_i fs	σ	E_γ [keV]	I_f^π \hbar	δ	$\xi\lambda/\xi'\lambda'$	b
0	1 ⁺							
203	0 ⁺			203.3	1 ⁺	0	$E2/M1$	1
444	3 ⁺			444.3	1 ⁺	-0.02 ± 0.04	$M3/E2$	1
1052	1 ⁺	79 ± 20	1.63 ± 0.25	848.8	0 ⁺	-0.02 ± 0.04	$E2/M1$	1
1428	2 ⁺		2.4 ± 1.5	376.6	1 ⁺		$E2/M1$	0.030 ± 0.017
				984.2	3 ⁺		$E2/M1$	0.075 ± 0.036
				1225.1	0 ⁺	0	$M3/E2$	0.015 ± 0.004
				1428.3	1 ⁺		$E2/M1$	0.879 ± 0.042

Fortsetzung auf der nächsten Seite

E_i [keV]	I_i^π \hbar	τ_i fs	σ	E_γ [keV]	I_f^π \hbar	δ	$\xi\lambda/\xi'\lambda'$	b
1550	4(+)		$1.73^{+0.13}_{-0.09}$	1106.0	3+	-0.77 ± 0.05	(E2/M1)	1
1648	3+		$1.60^{+0.30}_{-0.40}$	1203.5	3+	0.53 ± 0.13	E2/M1	0.209 ± 0.062
				1647.7	1+	$-0.06^{+0.16}_{-0.27}$	M3/E2	0.791 ± 0.062
1653	2+	35	1.2 ± 0.3	601.4	1+	0.02 ± 0.05	E2/M1	0.053 ± 0.016
				1208.8	3+	-0.02 ± 0.02	E2/M1	0.900 ± 0.027
				1449.5	0+	0	M3/E2	0.048 ± 0.016
2066	(5+)			418.6	3+		(M3/E2)	0.073 ± 0.036
				516.3	4(+)		(E2/M1)	0.167 ± 0.063
				1622.0	3+		(M3/E2)	0.760 ± 0.073
2250				596.7	2+			0.894 ± 0.048
				821.3	2+			0.106 ± 0.048
2751	4		1.5 ± 0.2	1103.1	3+	$-0.07^{+0.05}_{-0.12}$	(E2/M1)	0.397 ± 0.081
				1200.6	4(+)	0.00 ± 0.05	(E2/M1)	0.554 ± 0.084
				2306.4	3+		(E2/M1)	0.049 ± 0.018
2816				1162.7	2+			0.419 ± 0.082
				1387.2	2+			0.241 ± 0.057
				2371.5	3+			0.340 ± 0.076
2922	(5+)			2477.5	3+			1
2931				1278.3	2+			0.765 ± 0.062
				1503.0	2+			0.235 ± 0.062
3281				1627.7	2+			0.843 ± 0.053
				1852.2	2+			0.157 ± 0.053
3423	(7+)			1356.7	(5+)		(M3/E2)	1
3515				592.7	(5+)			1

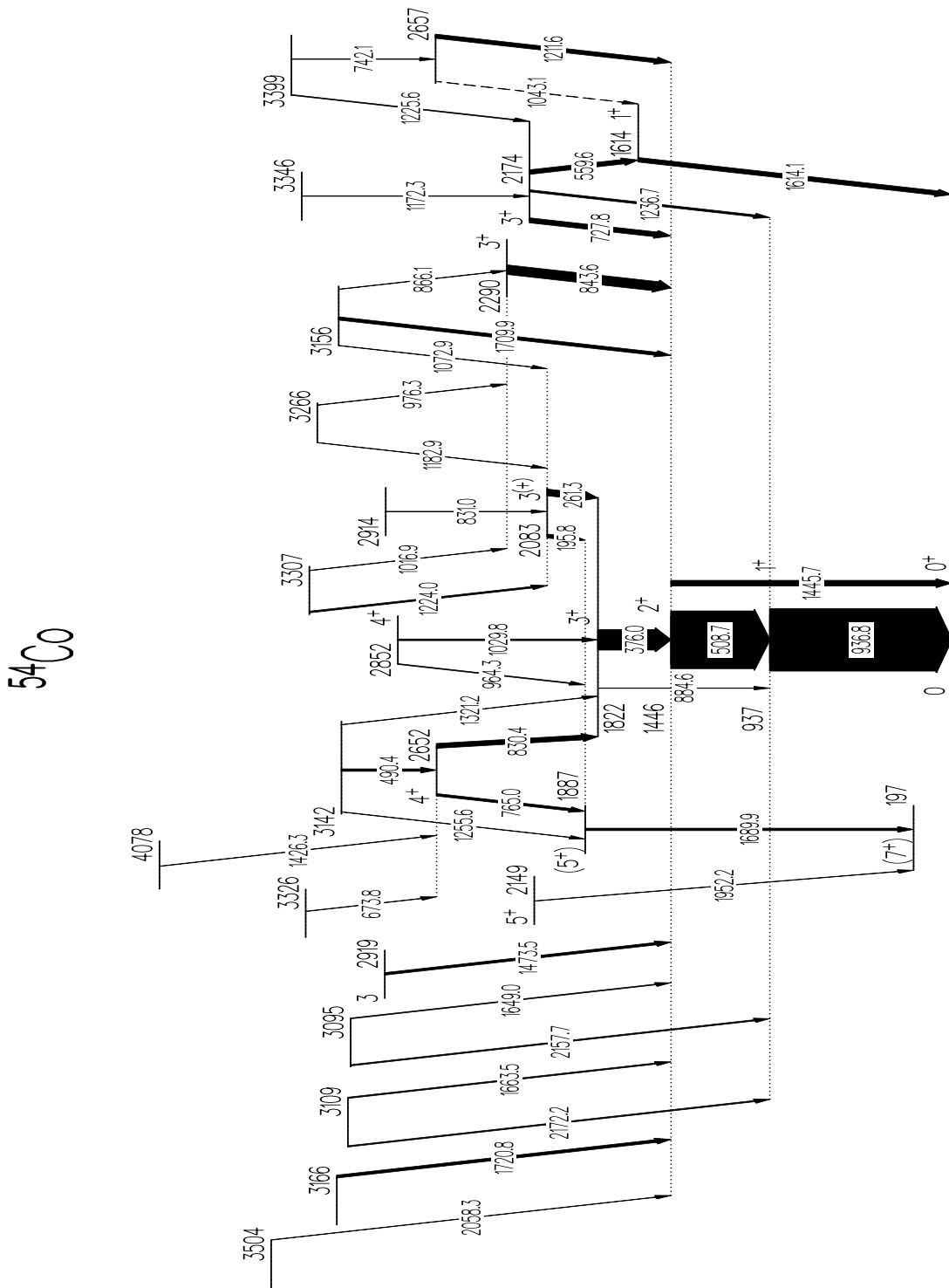


Abbildung 3.27: Niveauschema von ^{54}Co , welches alle in dieser Arbeit spektroskopierten γ -Übergänge und die dazu gehörigen Niveaus mit ihren Spin- und Paritätswerten enthält.

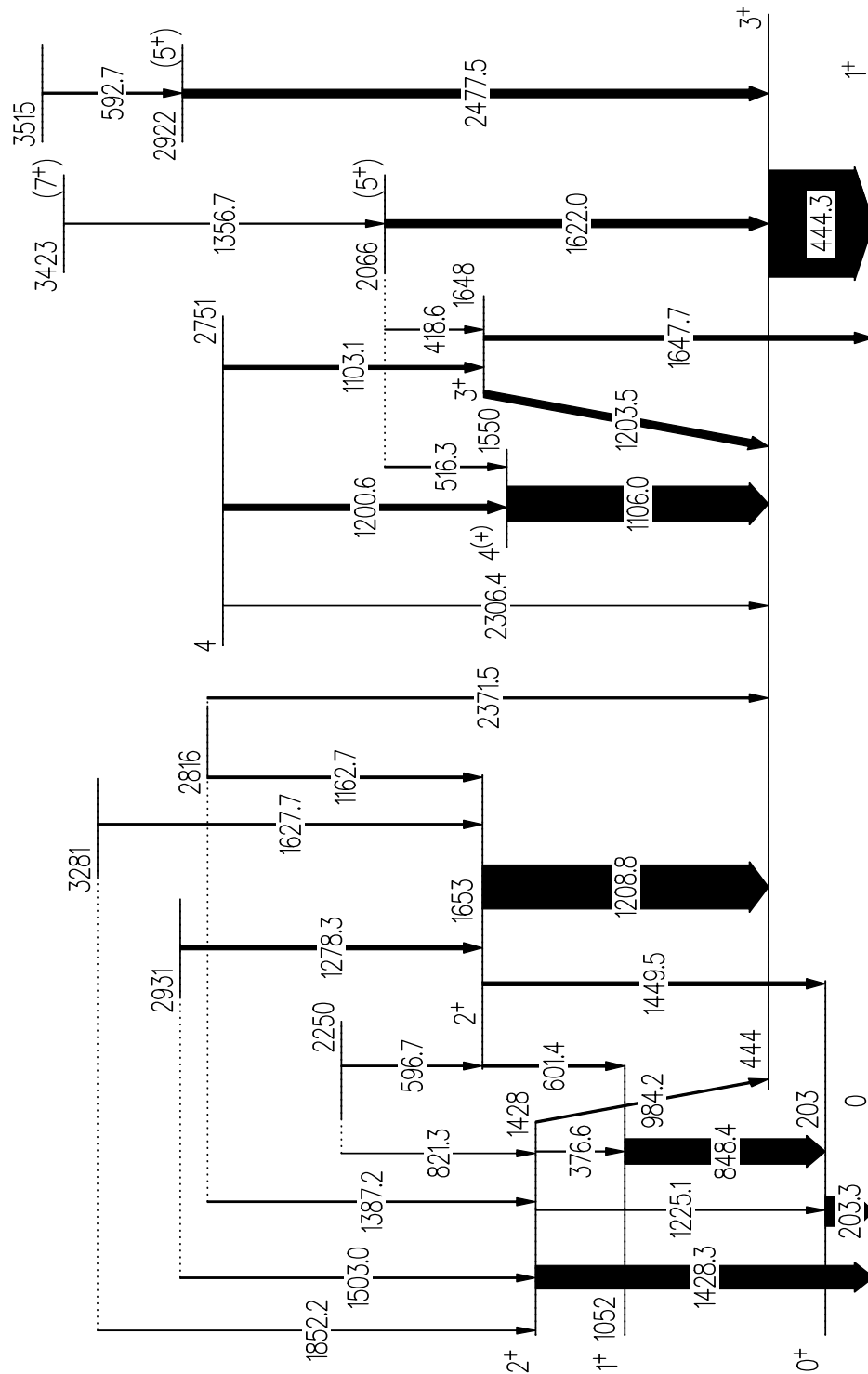
^{58}Cu 

Abbildung 3.28: Niveauschema von ^{58}Cu , welches alle in dieser Arbeit spektroskopierten γ -Übergänge und die dazu gehörigen Niveaus mit ihren Spin- und Paritätswerten enthält.

3.8.3 Die Ergebnisse für ^{46}V

Tabelle 3.13: Die folgende Tabelle enthält die von C. Frießner im Rahmen seiner Doktorarbeit [Fri00] ermittelten experimentellen Ergebnisse für die Niveaus, deren Lebensdauer im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmt wurde.

E_i [keV]	I_i^π \hbar	τ_i ps	E_γ [keV]	I_f^π \hbar	δ	$\xi\lambda/\xi'\lambda'$	b
915	2_1^+	9.0 ± 2.3	113.7	3_1^+		$E2/M1$	< 0.02
			915.0	0_1^+	0	$M3/E2$	0.98 ± 0.02
1179	4_1^+	514 ± 119	378.1	3_1^+	9 ± 3	$E2/M1$	1
1124	5_1^+	903 ± 107	423.1	3_1^+	0.00 ± 0.05	$E2/M1$	1
1366	2_1^-	1424 ± 600	372.9	1_1^+	0.00 ± 0.04	$M2/E1$	0.588 ± 0.070
			451.0	2_1^+	0.07 ± 0.08	$M2/E1$	0.188 ± 0.024
			1366.1	0_1^+	0	$E3/M2$	0.224 ± 0.028

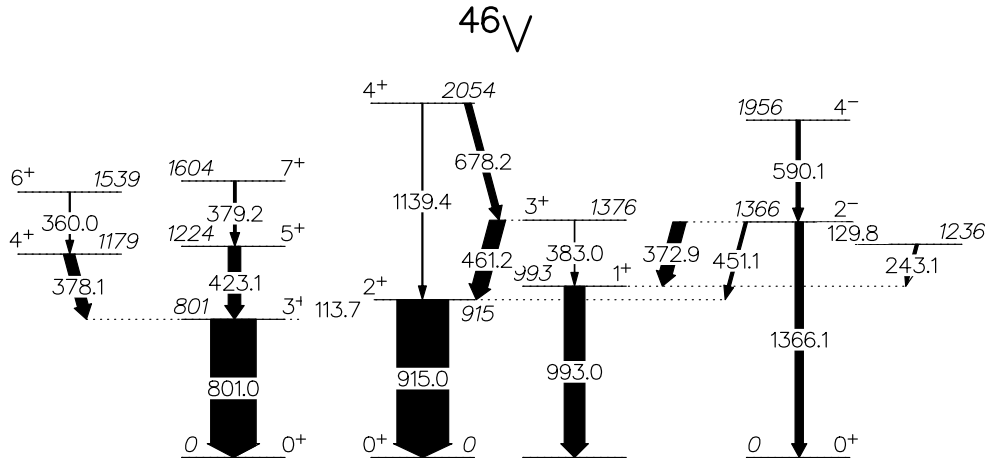


Abbildung 3.29: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{46}V , welcher die zur Auswertung der RDDS-Messung verwendeten Niveaus und Übergänge enthält.

Kapitel 4

Zuweisung von Isospinquantenzahlen

Protonen und Neutronen haben eine beinahe identische Masse ($\frac{m_p}{m_n} = 0.9986$) und zeigen bezüglich ihrer starken Wechselwirkung ein beinahe identisches Verhalten [Hey90]. In der Referenz [Hey90] sind einige experimentelle Evidenzen für diese Aussage aufgeführt. Im Jahre 1932 schlug W. Heisenberg vor, Proton und Neutron als zwei verschiedene Zustände eines Teilchens, des Nukleons, zu betrachten [Hei32]. Formal geschieht dies in völliger Analogie zu dem intrinsischen Spin durch eine Variable, die zwei verschiedene Werte annehmen kann, dem sogenannten Isospin. Im folgenden wird der Isospinformalismus kurz vorgestellt und anschließend werden die Isospinzuweisungen für die experimentell beobachteten Zustände in ^{54}Co und ^{58}Cu besprochen.

4.1 Isospinformalismus

Wie auch bei der Beschreibung des intrinsischen Spins durch den Spinor $\xi_{m_s}^{1/2}$, beschreibt man das Proton und das Neutron durch eine Größe $\zeta_{t_z}^{1/2}$, die zwei verschiedene Werte annehmen kann:

$$\zeta_{+1/2}^{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

steht für das Neutron, und

$$\zeta_{-1/2}^{1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

steht für das Proton. Zusammen bilden $\zeta_{+1/2}^{1/2}$ und $\zeta_{-1/2}^{1/2}$ die Basis eines zweidimensionalen Raums, des sogenannten Isospinraums. Mit den Pauli-Matrizen σ_i

führt man nun den Isospinoperator \mathbf{t} ein:

$$\mathbf{t} = (t_x, t_y, t_z) = \frac{1}{2}(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) \quad (4.3)$$

Damit folgen alle Eigenschaften und Resultate der bekannten Spin 1/2 Algebra. Insbesondere sind $\zeta_{+1/2}^{1/2}$ und $\zeta_{-1/2}^{1/2}$ Eigenzustände von \mathbf{t}^2 und t_z mit:

$$t_z \zeta_{+1/2}^{1/2} = +\frac{1}{2} \zeta_{+1/2}^{1/2} \quad (4.4)$$

und

$$t_z \zeta_{-1/2}^{1/2} = -\frac{1}{2} \zeta_{-1/2}^{1/2} \quad (4.5)$$

Die Isospinoperatoren für ein Vielnuclonen System ergeben sich als Summe der Operatoren für jedes einzelne Nukleon:

$$\mathbf{T} = \sum_{i=1}^A \mathbf{t}_i \quad (4.6)$$

$$T_z = \sum_{i=1}^A t_{z,i} \quad (4.7)$$

Die Eigenzustände von \mathbf{T}^2 und T_z ergeben sich aus den Einteilchen Isospinwellenfunktionen $\zeta_{t_{z,i}}^{1/2}$ mit den Regeln der Drehimpulskopplung. Die Anwendung von \mathbf{T}^2 auf einen solchen Zustand liefert dabei den Eigenwert $T(T+1)$ mit $-T \leq T_z \leq +T$. Je nachdem ob A gerade oder ungerade ist, ist der Gesamtisospin T ganzzahlig oder halbzahlig. Für jeden Wert von T existiert ein Isospin Multiplett aus $2T+1$ Zuständen, die sich im Eigenwert von T_z unterscheiden. Bezeichnet man die Anzahl der Neutronen in dem Vielnuclonen System mit N und die der Protonen mit Z , so ergibt sich dieser Eigenwert entsprechend der Definition 4.7 zu $T_z = \frac{1}{2}(N-Z)$. In einem Kern aus Z Protonen und N Neutronen ist die z-Komponente T_z des Isospins also fest und für die möglichen Werte T des Gesamtisospins der Zustände in diesem Kern gilt dementsprechend:

$$T \in \{|T_z|, |T_z| + 1, \dots, \frac{A}{2}\} \quad (4.8)$$

Insbesondere sind also $N=Z$ Kerne die einzigen Kerne, in denen es Zustände mit $T=0$ geben kann.

Die Isospin Multiplettstruktur ist in Abbildung 4.1, die der Referenz [Hey90] entnommen ist, veranschaulicht. Die verschiedenen Mitglieder $|T, T_z\rangle$ eines Multipletts sind durch die Auf- und Absteigeoperatoren miteinander verbunden:

$$T_{\pm} |T, T_z\rangle = [T(T+1) - T_z(T_z \pm 1)]^{\frac{1}{2}} |T, T_z \pm 1\rangle \quad (4.9)$$

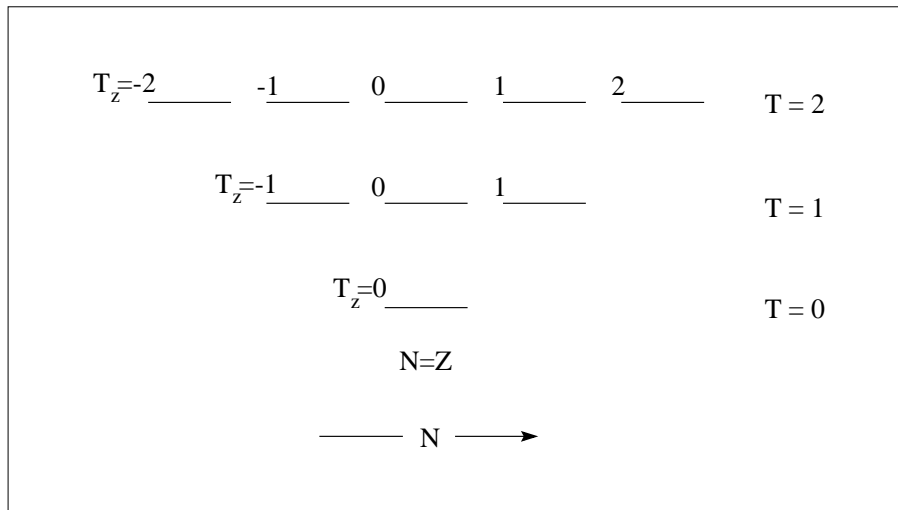


Abbildung 4.1: Aus [Hey90]. Veranschaulichung der Multipllettstruktur anhand der Multipletts mit $T = 0, 1, 2$. Bei exakter Isospinsymmetrie sind die Zustände aus verschiedenen Kernen (unterschiedlicher Wert von T_z), die zu einem Multipllett gehören, entartet.

Exakte Ladungsunabhängigkeit des Hamiltonoperators bedeutet nun, dass alle Mitglieder eines Multipletts dieselbe Energie haben: $E = E(T)$, unabhängig von T_z . Mathematisch bedeutet dies, dass der Hamiltonoperator ein Skalaroperator im Isospinraum ist und mit dem Auf- und dem Absteigeoperator kommutiert:

$$[H, T_{\pm}] = 0 \quad (4.10)$$

Insbesondere haben im Falle exakter Ladungsunabhängigkeit alle Zustände, deren Orts- und Spinanteil $|nlj, m\rangle$ identisch ist und deren Isospinanteil $|T, T_z\rangle$ sich nur in der z-Komponente T_z unterscheidet, die also in isobaren Kernen liegen, dieselbe Energie. Solche Zustände nennt man isobare Analogzustände.

In der Realität ist der Hamiltonoperator eines Kerns mit N Neutronen und Z Protonen allerdings nicht exakt ladungsunabhängig. Man sagt auch die Isospinsymmetrie ist gebrochen. Der größte Beitrag zur Brechung der Isospinsymmetrie kommt dabei von der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den Protonen und der unterschiedlichen Ruheenergie von Protonen und Neutronen, obwohl noch weitere ladungsabhängige Wechselwirkungen existieren [Jä69]. Der Beitrag der Coulombenergie lässt sich in erster Ordnung Störungstheorie berechnen und damit die Abhängigkeit der Massen (und damit auch der Energien) der $2T + 1$ Mitglieder eines Multipletts von T_z näherungsweise angeben [Wig58]:

$$M(A, T, T_z) = a(A, T) + b(A, T)T_z + c(A, T)T_z^2 \quad (4.11)$$

Daraus ergibt sich für die Differenz der Massen zweier Kerne mit Isospin z -

Komponente T_z und $T_z - 1$:

$$M(A, T, T_z) - M(A, T, T_z - 1) = b(A, T) + c(A, T)(2T_z - 1) \quad (4.12)$$

In der einfachen Näherung, bei der man den Kern als eine homogen geladene Kugel mit der Ladung $Ze = (\frac{A}{2} - T_z)e$ und dem Radius $R = r_0 A^{1/3}$ betrachtet, lassen sich die Koeffizienten $b(A, T)$ und $c(A, T)$ berechnen, und es ergibt sich [Jä69]:

$$c^2 (M(A, T, T_z) - M(A, T, T_z - 1)) = c^2 (m_n - m_p) + \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} (A^{-\frac{1}{3}}(2T_z - 1) - A^{\frac{2}{3}}) \quad (4.13)$$

Dies entspricht genau der Ruheenergiedifferenz von Proton und Neutron plus der Differenz der Coulombenergie einer homogen geladenen Kugel mit Ladung Z und einer identischen Kugel mit Ladung $Z + 1$. Nach dieser Korrektur sollten die Energien von isobaren Analogzuständen näherungsweise übereinstimmen.

Um den Isospinformalismus anhand eines Beispiels zu erläutern sei ein System aus zwei Nukleonen mit den Isospin Spinoren $\zeta_{t_z}^{1/2}(1)$ und $\zeta_{t_z}^{1/2}(2)$ betrachtet. Ganz analog zum intrinsischen Spin $1/2$, kann man diese zwei Spinoren zu einem Isospintriplett mit $T = 1$ und $T_z = -1, 0, 1$ und zu einem Isospinsingulett mit $T = 0$ und $T_z = 0$ koppeln. Die dazu gehörigen Isospinwellenfunktionen sehen folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} \left[\zeta_{t_z}^{1/2}(1), \zeta_{t_z}^{1/2}(2) \right]_{T=1, T_z=+1} &= \zeta_{+1/2}^{1/2}(1) \zeta_{+1/2}^{1/2}(2) \\ \left[\zeta_{t_z}^{1/2}(1), \zeta_{t_z}^{1/2}(2) \right]_{T=1, T_z=-1} &= \zeta_{-1/2}^{1/2}(1) \zeta_{-1/2}^{1/2}(2) \\ \left[\zeta_{t_z}^{1/2}(1), \zeta_{t_z}^{1/2}(2) \right]_{T=1, T_z=0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\zeta_{+1/2}^{1/2}(1) \zeta_{-1/2}^{1/2}(2) + \zeta_{-1/2}^{1/2}(1) \zeta_{+1/2}^{1/2}(2) \right) \\ \left[\zeta_{t_z}^{1/2}(1), \zeta_{t_z}^{1/2}(2) \right]_{T=0, T_z=0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\zeta_{+1/2}^{1/2}(1) \zeta_{-1/2}^{1/2}(2) - \zeta_{-1/2}^{1/2}(1) \zeta_{+1/2}^{1/2}(2) \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

Wie man sieht, sind die Wellenfunktionen mit $T = 1$ symmetrisch unter der Vertauschung der beiden Nukleonen und die Wellenfunktion mit $T = 0$ ist antisymmetrisch. Die Gesamtwellenfunktion $\Psi_{J,M;T,T_z}(1, 2)$ des Systems ergibt sich als Produkt der Isospinwellenfunktion und der Orts- und Spinwellenfunktion $\phi_{J,M}(1, 2) = [\varphi_{njl,m}(1) \varphi_{n'l'm}(2)]_{J,M}$ mit dem Gesamtdrehimpuls J und zugehöriger Projektion M . Dabei bezeichnet $\varphi_{njl,m}$ die Einteilchen Orts- und Spinwellenfunktion.

Betrachtet man als konkretes Beispiel zwei Nukleonen in der $1f_{7/2}$ Schale, so ergeben sich als mögliche Werte für den Gesamtdrehimpuls J und die Parität π der Zweiteilchen Orts- und Spinwellenfunktion $\phi_{J,M}(1, 2)$ die Werte $J^\pi = 0^+, 1^+, \dots, 7^+$. Da $\phi_{J,M}(2, 1) = (-1)^{2j-J} \phi_{J,M}(1, 2)$ gilt, folgt für $j = 7/2$, dass $\phi_{J,M}(1, 2)$ für gerade Werte von J antisymmetrisch und für ungerade Werte von J symmetrisch unter der Vertauschung der Koordinaten 1 und 2 ist. Da es sich bei den Nukleonen um Fermionen handelt, muss die Gesamtwellenfunktion

$\Psi_{J,M;T,T_z}(1,2)$ wegen des Pauli-Verbots antisymmetrisch unter der Vertauschung der Koordinaten 1 und 2 sein. Daraus folgt nun mit dem oben Gesagten, dass für Zustände mit Gesamtisospin $T = 0$ der Gesamtdrehimpuls J ungerade und für Zustände mit $T = 1$ der Gesamtdrehimpuls J gerade sein muss. Insbesondere ist das $N = Z$ System aus einem Neutron und einem Proton das einzige, in dem alle Drehimpulse realisiert sein können, da für $T_z = 0$ sowohl Zustände mit $T = 1$, als auch Zustände mit $T = 0$ erlaubt sind.

In der einfachsten Modellbeschreibung, bei der man ^{56}Ni als inerten Core annimmt und nur die beiden Löcher in der $1f_{7/2}$ Schale betrachtet, ist der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte $N = Z$ Kern ^{54}Co mit seinen beiden isobaren Nachbarkernen ^{54}Fe und ^{54}Ni ein Beispiel für ein Zwei Nukleonen System der oben beschriebenen Art. Vergleicht man die jeweils niedrigsten Anregungen für einen gegebenen Spinwert in ^{54}Co mit den in dem entsprechenden Energiebereich liegenden Anregungen in ^{54}Fe (Abbildung 4.2), so stellt man fest, dass in der Tat in dem $N = Z$ Kern ^{54}Co sowohl die Zustände mit ungeradem, als auch die mit geradem Drehimpuls realisiert sind (der Zustand mit $J^\pi = 6^+$ konnte bisher nicht identifiziert werden). In dem $N = Z + 1$ Kern ^{54}Fe hingegen sind in dem betrachteten Energiebereich nur die Zustände mit geradem Drehimpuls realisiert. Ein Vergleich der Zustände mit denen in dem neutronenärmeren Nachbarkern ^{54}Ni ($Z = N + 1$) kann leider nicht durchgeführt werden, da über angeregte Zustände in diesem Kern bisher noch Nichts bekannt ist.

4.2 Isospinzuweisungen in ^{54}Co und ^{58}Cu

Die Zuweisung der Isospinquantenzahl T eines Kernzustandes erfolgt durch den Vergleich mit den isobaren Analogzuständen in den isobaren Nachbarkernen. Wie schon im vorigen Abschnitt erläutert, zeichnen sich isobare Analogzustände durch folgende Merkmale aus:

- Sie haben identische Spin- und Paritätsquantenzahlen, da sie sich nur im Isospinanteil der Wellenfunktion, genauer gesagt in der z -Komponente T_z des Isospins, unterscheiden.
- Korrigiert man die durch Gleichung 4.11 gegebene Abhängigkeit der Energie von T_z , so stimmen die Energien der isobaren Analogzustände näherungsweise überein.

Existiert zum Beispiel zu einem Zustand J^π mit Drehimpuls J und Parität π eines $N = Z$ Kernes in den isobaren Nachbarkernen kein Zustand, der die oben genannten Kriterien eines isobaren Analogzustandes erfüllt, so gehört dieser Zustand zum Isospin Singulett, und er hat damit die Isospinquantenzahl $T = 0$.

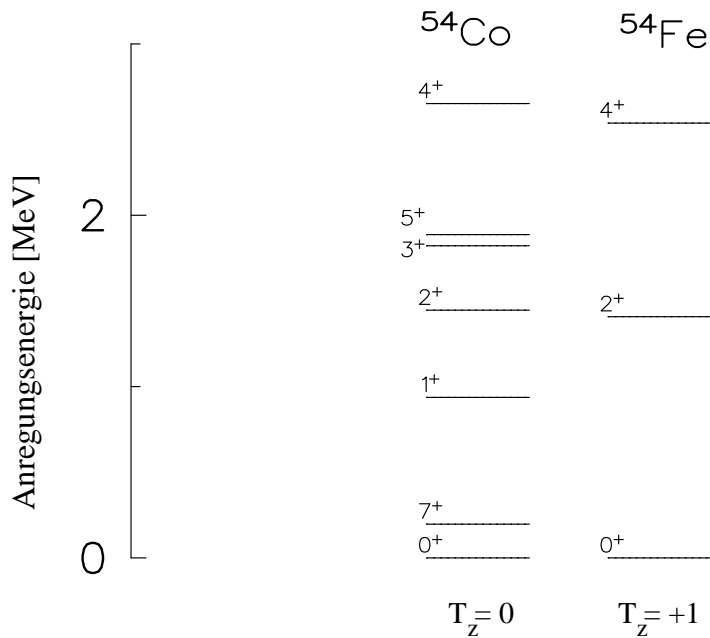


Abbildung 4.2: Vergleich der niedrigsten Anregungen bei gegebenem Spinwert in ^{54}Co mit denen in dem isobaren Nachbarkern ^{54}Fe . Wegen des Pauli-Verbots sind in dem Kern ^{54}Fe , mit $T_z = +1$, in diesem Energiebereich nur die Zustände mit geradem Drehimpuls realisiert.

Existieren jedoch in den beiden isobaren Nachbarkernen isobare Analogzustände zu dem betrachteten Zustand, so gehört er zum Isospin Triplett und hat die Isospinquantenzahl $T = 1$.

Ein zusätzliches Kriterium für die Zuweisung der Isospinquantenzahl bildet das Zerfallsverhalten der Zustände im Vergleich mit den sogenannten Isospin-Auswahlregeln. So besagt z.B. eine dieser Regeln, dass in $N = Z$ Kernen $\Delta T = 0$ $M1$ -Übergänge eine Übergangsstärke haben, die etwa 100 mal kleiner ist, als die durchschnittliche $M1$ -Übergangsstärke. Hat also ein entvölkernder Übergang eines Zustandes in einem $N = Z$ Kern eine große $M1$ -Übergangsstärke, so ist dies ein Indiz dafür, dass der Anfangszustand und der Endzustand dieses Übergangs nicht dieselbe Isospinquantenzahl T haben. Eine ausführliche Herleitung und Diskussion der Isospin-Auswahlregeln findet man z.B. in der Referenz [War69].

Da in den folgenden Abschnitten immer wieder auf die verschiedenen isobaren Nachbarkerne von ^{54}Co und ^{58}Cu Bezug genommen wird, ist in Abbildung 4.3, zur besseren Orientierung, ein Ausschnitt aus der Nuklidkarte gezeigt, in dem die betreffenden Nuklide eingetragen sind.

Isospinzuweisungen in ^{54}Co

Der Grundzustand von ^{54}Co hat die Spin- und Paritätsquantenzahl $J^\pi = 0^+$. Vergleicht man nun mit den isobaren Nachbarkernen, so stellt man fest, dass die Grundzustände von ^{54}Fe und ^{54}Ni ebenfalls Zustände mit $J^\pi = 0^+$ sind. Die Energie des Grundzustandes entspricht der Ruhemasse des Kerns multipliziert mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit. In der Literatur wird meist nicht die Ruhemasse, sondern der sogenannte Massenüberschuss Δ angegeben. Bezeichnet man die Ruhemasse eines Kerns mit Z Protonen und N Neutronen mit $M(Z, N)$, so ist der Massenüberschuss folgendermaßen definiert: $\Delta(Z, N) = M(Z, N) - A \cdot u$ mit der atomaren Masseneinheit $u = 931.48 \text{ MeV}/c^2$. Für den Vergleich der Grundzustandsenergien von Isobaren (gleiches A) spielt es somit keine Rolle, ob man die Ruhemasse oder den Massenüberschuss betrachtet. In Tabelle 4.1 ist der Massenüberschuss für die drei Isobaren ^{54}Fe , ^{54}Co und ^{54}Ni angegeben. Führt man die Korrektur der Coulombenergie und der unterschiedlichen Ruhemassen von Neutronen und Protonen mittels Gleichung 4.13 aus Abschnitt 4.1 durch, so erhält man die in Tabelle 4.1 unten stehenden Werte. Diese Werte stimmen sehr gut überein, die maximale Abweichung beträgt etwa 1%. Somit erfüllen die Grundzustände der drei isobaren Nachbarkerne ^{54}Fe , ^{54}Co und ^{54}Ni die oben genannten Kriterien für isobare Analogzustände und ihnen wird deshalb die Isospinquantenzahl $T = 1$ zugeordnet. Betrachtet man die ebenfalls in Tabelle 4.1 angegebene Energie des Grundzustandes von ^{54}Mn , dem nächsten Mitglied in der Reihe der Isobaren, so stellt man fest, dass diese etwa 10 MeV über der Energie der Grundzustände der anderen Kerne liegt. Dies bedeutet, dass Zustände mit einer Isospinquantenzahl $T \geq 2$ in den Kernen ^{54}Fe , ^{54}Co und ^{54}Ni erst ab einer Anregungsenergie von etwa 10 MeV auftreten können.

Tabelle 4.1: Die Tabelle zeigt für die vier isobaren Nachbarkerne ^{54}Mn , ^{54}Fe , ^{54}Co und ^{54}Ni den Massenüberschuss Δ , die Korrektur $\delta\Delta$, die sich mit Gleichung 4.13 aus Abschnitt 4.1 ergibt, und den damit folgenden korrigierten Wert für den Massenüberschuss $\Delta_{\text{korr.}}$.

Nuklid	^{54}Mn	^{54}Fe	^{54}Co	^{54}Ni
T_z	+2	+1	0	-1
$c^2 \cdot \Delta$ [MeV]	-55.55	-56.25	-48.01	-39.21
$c^2 \cdot \delta\Delta$ [MeV]	+17.20	+8.79	0	-9.17
$c^2 \cdot \Delta_{\text{korr.}}$ [MeV]	-38.35	-47.46	-48.01	-48.38

Zur Bestimmung der Isospinquantenzahl der angeregten Zustände in ^{54}Co kann nur der Nachbarkern ^{54}Fe herangezogen werden, da in ^{54}Ni bisher keine angeregten

		${}^{58}_{30}\text{Zn}_{28}$		${}^{60}_{30}\text{Zn}_{30}$	
			${}^{58}_{29}\text{Cu}_{29}$		
${}^{54}_{28}\text{Ni}_{26}$		${}^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$		${}^{58}_{28}\text{Ni}_{30}$	
	${}^{54}_{27}\text{Co}_{27}$				${}^{58}_{27}\text{Co}_{31}$
${}^{52}_{26}\text{Fe}_{26}$		${}^{54}_{26}\text{Fe}_{28}$			
			${}^{54}_{25}\text{Mn}_{29}$		

Abbildung 4.3: Ausschnitt aus der Nuklidkarte, in dem die im Text erwähnten isobaren Nachbarkerne und die benachbarten $N = Z$ Kerne von ${}^{54}\text{Co}$ und ${}^{58}\text{Cu}$ eingetragen sind. Die $N = Z$ Kerne sind fett gedruckt.

Zustände bekannt sind. In Abbildung 4.4 sind alle Niveaus in ^{54}Co , deren Spinwert bekannt ist, im Vergleich mit den Niveaus in ^{54}Fe in dem selben Energiebereich (entnommen aus der Referenz [Jun93]) gezeigt. Zunächst erkennt man, dass die einzigen Zustände mit gleichem Spin- und Paritätswert, die in beiden Kernen auftreten, die Zustände mit $J^\pi = 0^+$, $J^\pi = 2^+$ und $J^\pi = 4^+$ sind. Folglich können alle anderen gezeigten Zustände in ^{54}Co nicht die Isospinquantenzahl $T = 1$ haben. Da, nach dem oben Gesagten, angeregte Zustände mit $T = 2$ erst ab einer Anregungsenergie von etwa 10 MeV auftreten, kann allen in Abbildung 4.4 gezeigten Zuständen in ^{54}Co , außer dem 0^+ -Zustand, dem 2^+ -Zustand und den beiden 4^+ -Zuständen damit die Isospinquantenzahl $T = 0$ zugewiesen werden. Da die 2^+ -Zustände in ^{54}Co und ^{54}Fe die einzigen mit $J^\pi = 2^+$ in dem gezeigten Energiebereich sind und ihre Anregungsenergien auch sehr gut übereinstimmen (1446 keV bzw. 1408 keV), sind sie eindeutig isobare Analogzustände und haben damit die Isospinquantenzahl $T = 1$. Für die beiden 4^+ -Zustände bei 2652 keV bzw. 2852 keV in ^{54}Co kann zunächst nicht so einfach entschieden werden, welcher der isobare Analogzustand zu dem 4^+ -Zustand bei 2538 keV in ^{54}Fe ist. Für den tiefer liegenden Zustand bei 2625 keV spricht jedoch neben der besseren Übereinstimmung der Anregungsenergie (4.5 % Abweichung gegenüber 12.4 % Abweichung) auch noch der starke $M1$ -Übergang zu dem $T = 0$, 3^+ -Zustand bei 1822 keV ($B(M1) > 0.8 \mu_n^2$). Für den Zustand bei 2852 keV kann eine solch große $M1$ -Übergangsstärke aufgrund der fehlenden Doppler-Verbreiterung der 1029.8 keV Linie ausgeschlossen werden. Nach der am Anfang dieses Abschnittes erwähnten Isospinwahlregel ist die wesentlich größere $M1$ -Übergangsstärke des Übergangs von dem 4^+ -Niveau bei 2652 keV zu dem $T = 0$, 3^+ -Zustand bei 1822 keV eine Evidenz dafür, dass Anfangs- und Endniveau des Übergangs eine um eins verschiedene Isospinquantenzahl haben. Folglich wird dem 4^+ -Zustand bei 2652 keV die Isospinquantenzahl $T = 1$ und damit dem zweiten 4^+ -Zustand bei 2852 keV die Isospinquantenzahl $T = 0$ zugewiesen.

Isospinzuweisungen in ^{58}Cu

Anders als in dem Kern ^{54}Co hat der Grundzustand von ^{58}Cu ($J^\pi = 1^+$) nicht den selben Spinwert wie die Grundzustände der beiden isobaren Nachbarkerne ^{58}Ni und ^{58}Zn (beide $J^\pi = 0^+$). Folglich können die Grundzustände dieser drei Kerne keine isobaren Analogzustände sein. In ^{58}Cu existiert jedoch ein tief liegender 0^+ -Zustand bei der Anregungsenergie von 203 keV. Um die Energie dieses Zustandes mit den Energien der Grundzustände von ^{58}Ni und ^{58}Zn vergleichen zu können, wurde wiederum die Korrektur des Massenüberschusses mittels Gleichung 4.13 durchgeführt, wobei zu dem Wert von ^{58}Cu noch $0.2 \text{ MeV}/c^2$, entsprechend der Anregungsenergie des ersten 0^+ -Zustandes, hinzuaddiert wurden. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt. Wieder ist die Übereinstimmung der Werte sehr gut, mit einer maximalen Abweichung von etwa 1 %. Aus diesem Grund

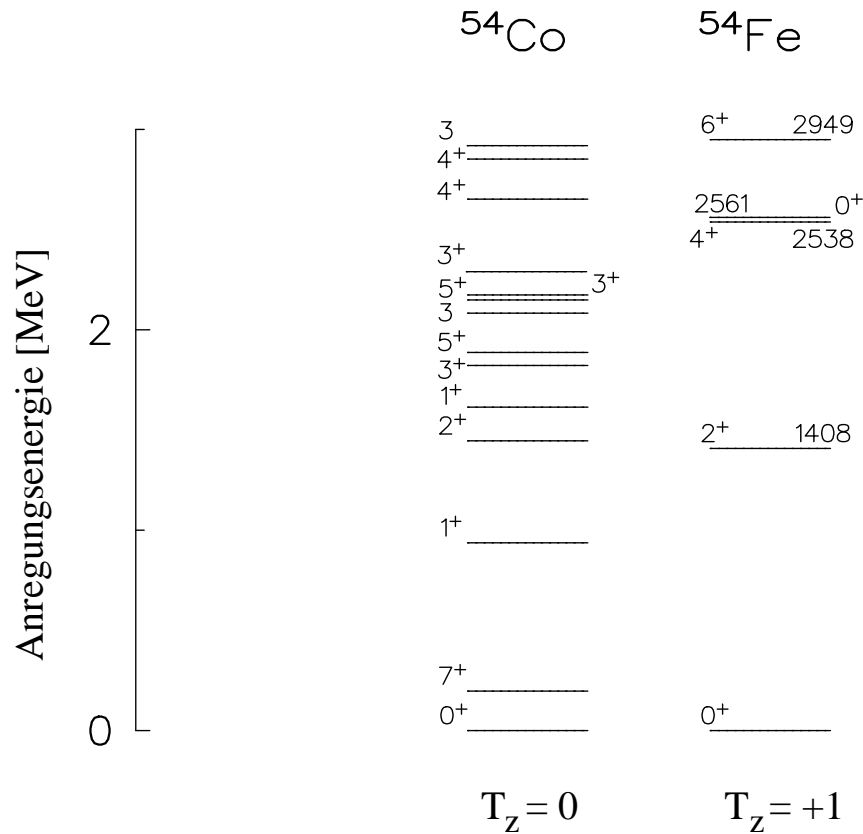


Abbildung 4.4: Vergleich der angeregten Zustände in ^{54}Co bis zu einer Anregungsenergie von etwa 3 MeV mit den angeregten Zuständen in dem isobaren Nachbarkern ^{54}Fe im selben Energiebereich (entnommen aus [Jun93]). Gezeigt sind nur die Zustände für die eine Information über den Spinwert vorliegt. Für die genauen Anregungsenergien der Zustände in ^{54}Co sei auf die Tabelle in Abschnitt 3.8.1 oder die Abbildung 3.27 verwiesen.

wird dem 0^+ -Zustand bei 203 keV in ^{58}Cu und den Grundzuständen von ^{58}Ni und ^{58}Zn die Isospinquantenzahl $T = 1$ zugeordnet. In Tabelle 4.13 ist weiterhin die Grundzustandsenergie des nächsten Kernes in der Reihe der Isobaren von ^{58}Cu , nämlich ^{58}Co , angegeben. Diese liegt etwa 10 MeV über der der anderen Kerne, was bedeutet, dass Zustände mit $T \geq 2$ in ^{58}Ni , ^{58}Cu und ^{58}Zn erst ab einer Anregungsenergie von etwa 10 MeV auftreten können. Zum Vergleich der angeregten Zustände kann, wie auch bei ^{54}Co , nur der neutronenreichere Nachbarkern ^{58}Ni herangezogen werden, da für den neutronenärmeren Nachbarkern ^{58}Zn keine angeregten Zustände bekannt sind. In Abbildung 4.5 sind alle Niveaus in ^{58}Cu , deren Spinwert bekannt ist, im Vergleich mit den Niveaus in ^{58}Ni in dem selben Energiebereich (entnommen aus der Referenz [Bha97]) gezeigt. Um die Energien der angeregten Zustände besser miteinander vergleichen zu können, wurden die Niveaus von ^{58}Ni um 203 keV nach oben verschoben, so dass die

beiden 0^+ -Zustände, die als isobare Analogzustände identifiziert wurden, bei der gleichen Energie liegen. Als isobarer Analogzustand zu dem 2^+ -Zustand bei 1657 keV in ^{58}Ni kommen zunächst die beiden 2^+ -Zustände bei 1428 keV und 1653 keV in ^{58}Cu in Frage. Da die Übereinstimmung der Energie für den 2^+ -Zustand bei 1653 keV wesentlich besser ist, als für den bei 1428 keV (0.2 % bzw. 13.8 % Abweichung), wird dem zweiten 2^+ -Zustand bei 1653 keV in ^{58}Cu die Isospinquantenzahl $T = 1$ zugeordnet. Als isobarer Analogzustand zu dem 4^+ -Zustand bei 2662 keV in ^{58}Ni kommt der im Rahmen dieser Arbeit erstmals beobachtete Zustand bei 2751 keV in Frage, da dies der einzige Zustand mit $J = 4$ in diesem Energiebereich ist. Da die Parität des Zustandes nicht bestimmt werden konnte, kann ihm allerdings nur unter der Annahme, dass diese positiv ist, die Isospinquantenzahl $T = 1$ zugewiesen werden. Da, nach dem oben Beschriebenen, Zustände mit $T \geq 2$ erst ab einer Energie von etwa 10 MeV auftreten können, wird folglich allen in Abbildung 4.5 gezeigten Zuständen in ^{58}Cu , außer dem 0^+ -Grundzustand, dem 2^+ -Zustand bei 1653 keV und dem 4-Zustand bei 2751 keV die Isospinquantenzahl $T = 0$ zugeordnet.

Tabelle 4.2: Die Tabelle zeigt für die vier isobaren Nachbarkerne ^{58}Co , ^{58}Ni , ^{58}Cu und ^{58}Zn den Massenüberschuss Δ , die Korrektur $\delta\Delta$, die sich mit Gleichung 4.13 aus Abschnitt 4.1 ergibt, und den damit folgenden korrigierten Wert für den Massenüberschuss $\Delta_{\text{kor.}}$. Zu dem Wert von ^{58}Cu wurden entsprechend der Anregungsenergie des 0_1^+ -Zustandes 0.2 MeV hinzuaddiert.

Nuklid	^{58}Co	^{58}Ni	^{58}Cu	^{58}Zn
T_z	+2	+1	0	-1
$c^2 \cdot \Delta$ [MeV/ c^2]	-59.84	-60.22	-51.66+0.20	-51.93
$c^2 \cdot \delta\Delta$ [MeV/ c^2]	+18.23	+9.30	0	-9.97
$c^2 \cdot \Delta_{\text{kor.}}$ [MeV/ c^2]	-41.61	-50.92	-51.46	-51.96

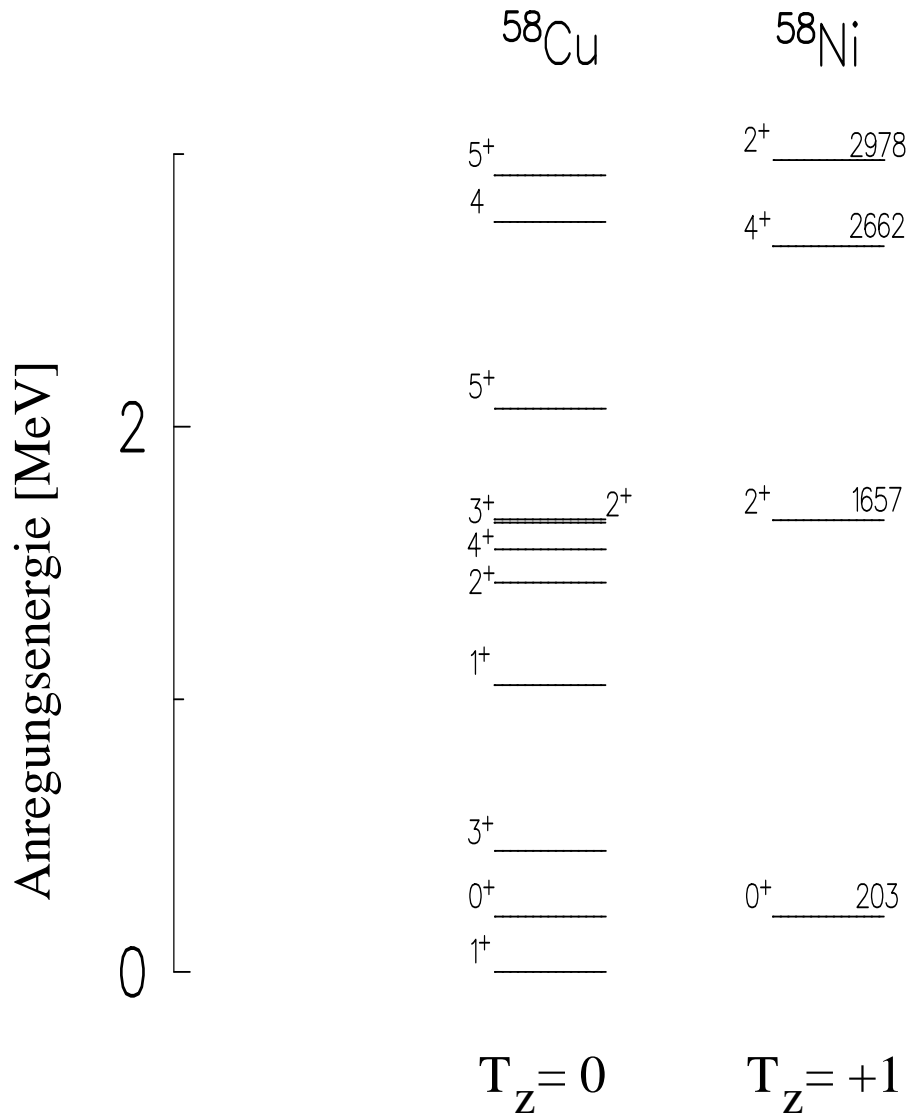


Abbildung 4.5: Vergleich der angeregten Zustände in ^{58}Cu bis zu einer Anregungsenergie von etwa 3 MeV mit den angeregten Zuständen in dem isobaren Nachbarkern ^{58}Ni im selben Energiebereich (entnommen aus [Bha97]). Da die Niveaus in ^{58}Ni um 203 keV nach oben verschoben wurden, liegen die angegebenen Anregungsenergien um 203 keV über den tatsächlichen Anregungsenergien. Gezeigt sind nur die Zustände für die eine Information über den Spinwert vorliegt. Für die genauen Anregungsenergien der Zustände in ^{58}Cu sei auf die Tabelle in Abschnitt 3.8.2 oder die Abbildung 3.28 verwiesen.

Kapitel 5

Vergleich mit Schalenmodellrechnungen

Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Schalenmodell wurden von A. Lisetskiy im Rahmen seiner Doktorarbeit [Lis00] Schalenmodellrechnungen für die Kerne ^{54}Co und ^{58}Cu durchgeführt, wobei die Rechnungen für ^{58}Cu zur Zeit noch nicht abgeschlossen sind. In Abschnitt 5.1 werden die Ergebnisse der Rechnungen für ^{54}Co präsentiert und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Der Vergleich der Rechnungen mit einem Teil der experimentellen Ergebnisse ist bereits in einer gemeinsamen Veröffentlichung publiziert worden [Sch00b].

Weiterhin wurden von Prof. Otsuka und Dr. Utsuno von der Universität Tokio Schalenmodellrechnungen für ^{46}V durchgeführt. Der Vergleich dieser Rechnungen mit den von C. Frißner im Rahmen seiner Doktorarbeit ermittelten experimentellen Daten wurde ebenfalls bereits in einer gemeinsamen Veröffentlichung publiziert [Fri99]. In Abschnitt 5.2 werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Lebensdauern, die damals noch nicht bekannt waren, mit den Ergebnissen dieser Rechnungen verglichen.

5.1 Schalenmodellrechnungen für ^{54}Co

Bei den Schalenmodellrechnungen für ^{54}Co wurde der Kern ^{56}Ni als inerte Core angenommen. Als Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen wurde die Surface Delta Interaction (SDI) [Pla66, Bru77] benutzt. Zunächst wurde als Konfigurationsraum nur das $1f_{7/2}$ Orbital betrachtet, welches für ^{54}Co mit einem Protonenloch und einem Neutronenloch besetzt ist ($\pi f_{7/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-1}$). Um eine Übersicht über die Anordnung der Orbitale zu geben, ist in Abbildung 5.1 das Einteilchen-

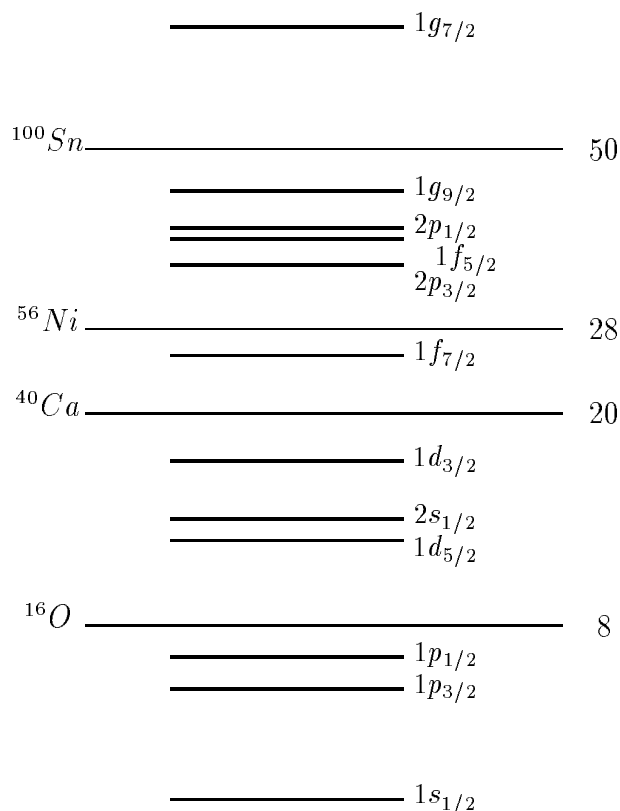


Abbildung 5.1: Einteilchen-Energieniveaus für ein harmonisches Oszillatorpotential mit Spin-Orbit- und l^2 -Term. Das Spektrum ist der Referenz [Hey90] entnommen. Gezeigt sind hier alle Niveaus bis einschließlich dem $1g_{7/2}$ -Niveau.

Spektrum für ein harmonisches Oszillatorpotential mit Spin-Orbit- und l^2 -Term gezeigt. Das $1f_{7/2}$ Orbital ist von der tiefer liegenden sd -Schale durch eine Energielücke von 5 MeV und von dem nächsten höher liegenden $2p_{3/2}$ Orbital durch eine Energielücke von 4 MeV getrennt [vH81]. In diesem begrenzten Konfigurationsraum können das Proton- und das Neutronloch zu Zuständen mit den geraden Spinwerten $J = 0, 2, 4, 6$ und dem Isospin $T = 1$ und zu Zuständen mit den ungeraden Spinwerten $J = 1, 3, 5, 7$ und dem Isospin $T = 0$ koppeln (siehe Abschnitt 4.1). Die in den Schalenmodellrechnungen benutzte SDI hat die folgende Form:

$$V_{SDI}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = - \sum_{T=0}^{T=1} \left[4\pi A'_T \delta(\Omega_{12}) \delta(r_1 - R) \delta(r_2 - R) + B \left(2T(T+1) - 3 \right) \right], \quad (5.1)$$

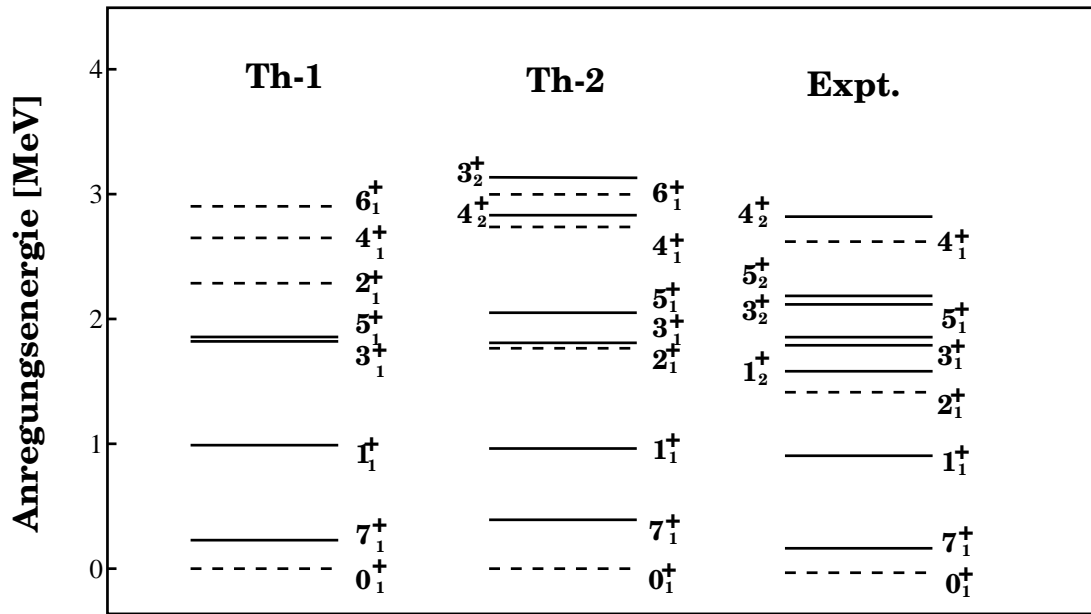


Abbildung 5.2: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten Anregungsenergien der tief liegenden Zustände in ^{54}Co . Die Rechnung, bei der nur das $1f_{7/2}$ -Orbital betrachtet wurde, ist mit Th-1 und die, bei der zusätzlich die Anregung eines Nukleons in das $2p_{3/2}$ -Orbital betrachtet wurde, ist mit Th-2 bezeichnet. Die Zustände mit Isospin $T = 1$ sind als gestrichelte Linie und die mit $T = 0$ als durchgezogene Linie dargestellt.

Dabei ist Ω_{12} der Winkel zwischen den wechselwirkenden Teilchen und $R = 1.2 \cdot A^{1/3}$ fm der Kernradius. Die beiden Parameter $A'_{T=0}$ und $A'_{T=1}$ bestimmen die Stärke der SDI für die zwei verschiedenen Isospinquantenzahlen und regulieren damit die Aufspaltung der Zustände mit ungeradem bzw. geradem Spinwert. Der Parameter B verschiebt den Energieschwerpunkt der Zustände mit $T = 0$ gegenüber dem der Zustände mit $T = 1$. Mit einer einfachen Restwechselwirkung wie der SDI und dem maximal eingeschränkten Konfigurationsraum (nur $1f_{7/2}$ Orbital) lassen sich nur die Anregungsenergien der Yrast-Zustände mit $J \leq 7$ in befriedigender Weise reproduzieren. Die Energie des 7_1^+ -Zustandes liegt mit mehr als 2 MeV viel zu hoch. Dieses Problem bleibt auch für den vergrößerten Konfigurationsraum, der neben dem $1f_{7/2}$ Orbital auch die Anregung eines Nukleons in das $2p_{3/2}$ Orbital zulässt, bestehen. Aus diesem Grund wurde das Matrixelement $\langle J^\pi = 7^+ | V_{SDI} | J^\pi = 7^+ \rangle_{B=0}$ durch $1.93 \cdot \langle J^\pi = 7^+ | V_{SDI} | J^\pi = 7^+ \rangle_{B=0}$ ersetzt, so dass die Anregungsenergie des 7_1^+ -Zustandes von 197 keV reproduziert wurde.

In Abbildung 5.2 sind die mit der SDI berechneten Anregungsenergien im Vergleich mit den experimentellen Werten dargestellt. Dabei sind die Werte aus der Rechnung, bei der nur das $1f_{7/2}$ Orbital betrachtet wurde, mit Th-1 und die Werte aus der Rechnung, bei der zusätzlich die Anregung eines Nukleons in das

$2p_{3/2}$ Orbital betrachtet wurde, mit Th-2 bezeichnet. Die Zustände von Th-2, die nicht der Konfiguration $\pi f_{7/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-1}$ entsprechen, liegen bis auf den 3_2^+ - und den 4_2^+ -Zustand bei einer wesentlich höheren Anregungsenergie und sind deshalb nicht in der Abbildung 5.2 dargestellt. Wie in der Referenz [vH81] gezeigt wird, lässt sich für einige der Kerne, deren Valenznukleonen das $1f_{7/2}$ Orbital besetzen, eine recht gute Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentell bestimmten Werten erreichen, wenn man anstatt der SDI-Matrixelemente empirische Matrixelemente benutzt. Mit diesen empirischen Matrixelementen lassen sich auch für ^{54}Co die Anregungsenergien besser als mit den Rechnungen Th-1 und Th-2 reproduzieren, wobei sich jedoch die Wellenfunktionen nicht stark von denen unterscheiden, die sich mit der SDI ergeben. Aus diesem Grund wurde für die folgende Berechnung der elektromagnetischen Übergangstärken zwischen den tief liegenden Zuständen weiter die einfache SDI benutzt. In dem Fall, in dem der Konfigurationsraum nur eine j -Schale umfasst, wie dies z.B. bei Th-1 der Fall ist, sind die elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten unabhängig von der Restwechselwirkung und damit besser zum Test der Wellenfunktion geeignet, als die Anregungsenergien.

Als Ergebnis aus dem Experiment liegt eine große Zahl an Informationen über elektromagnetische Übergänge zwischen den tief liegenden Zuständen in ^{54}Co vor (eine reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit, zwei untere Grenzen für reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten, mehrere Multipolmischungs- und Verzweigungsverhältnisse). Diese Informationen sollen im Folgenden mit den Ergebnissen aus den Schalenmodellrechnungen verglichen werden. Um elektromagnetische Übergänge im Rahmen des Schalenmodells zu berechnen, muss man die effektiven g -Faktoren für den $M1$ -Übergangsoperator und die effektiven Ladungen für den $E2$ -Übergangsoperator kennen. Wir beschränken uns hier auf $M1$ - und $E2$ -Übergänge, da nur solche zwischen den tief liegenden Zuständen in ^{54}Co beobachtet wurden. Als Quenching-Faktor α_q für den effektiven Proton und Neutron Spin- g -Faktor $g_s^{eff} = \alpha_q g_s^{free}$ wurde der Wert 0.7 aus der Referenz [vH81] übernommen, während der Orbital- g -Faktor für Proton und Neutron gleich dem Wert für freie Teilchen gewählt wurde ($g_p^l = 1.0$, $g_n^l = 0.0$). Die effektiven Proton- und Neutronladungen e_p und e_n wurden so gewählt, dass sich für beide Rechnungen eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den berechneten Verzweigungsverhältnissen ergab. Eine Zusammenfassung der in Rechnung Th-1 und Th-2 benutzten effektiven Ladungen, Einteilchenenergien und Wechselwirkungsparameter ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Mit diesen Parametern wurden $B(M1)$ -Werte, $B(E2)$ -Werte und Multipolmischungsverhältnisse berechnet, und aus den $B(M1)$ - und $B(E2)$ -Werten wurden dann mit den experimentellen γ -Energien die Verzweigungsverhältnisse bestimmt. In Tabelle 5.2 werden die Ergebnisse der Rechnung mit den experimentellen Daten verglichen.

Betrachtet man zunächst die Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnisse,

Tabelle 5.1: Die Tabelle zeigt die in den Rechnungen verwendeten Wechselwirkungsparameter der SDI, wie sie in der Referenz [Bru77] definiert sind, die Einteilchenenergien der betrachteten Orbitale und die effektiven Ladungen e_p und e_n .

Rechnung	Parameterwerte (MeV)									e_p	e_n
	$A_{T=1}^{pp}$	$A_{T=1}^{nn}$	$A_{T=1}^{pn}$	$A_{T=0}^{pn}$	B	$\varepsilon_{\pi f_{7/2}}$	$\varepsilon_{\pi p_{3/2}}$	$\varepsilon_{\nu f_{7/2}}$	$\varepsilon_{\nu p_{3/2}}$		
Th-1	0.75	0.75	0.75	0.75	0.11	0.0	-	0.0	-	2.79	2.00
Th-2	0.75	0.75	0.65	0.65	0.11	0.0	3.9	0.0	3.9	1.77	1.11

so stellt man fest, dass die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment für die Zustände mit dominantem $\pi f_{7/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-1}$ Anteil (dies sind die jeweils niedrigsten Zustände bei gegebenem Spin) recht gut ist. Identifiziert man den im Experiment beobachteten 3^+ -Zustand bei 2174 keV und den 4^+ -Zustand bei 2852 keV mit dem 3_2^+ - bzw. 4_2^+ -Zustand des Schalenmodells, der einen dominanten $(\pi f_{7/2}^{-2} \times \nu f_{7/2}^{-1}) \times \pi p_{3/2}^1$ bzw. $(\pi f_{7/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-2}) \times \nu p_{3/2}^1$ Anteil aufweist, so ergibt sich für die Multipolmischungsverhältnisse ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Das Verzweigungsverhältnis des $3_2^+ \rightarrow 1_2^+$ Übergangs und des $3_2^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs ist in der Rechnung jedoch wesentlich kleiner und das des $4_2^+ \rightarrow 5_1^+$ Übergangs wesentlich größer, als die Verzweigungsverhältnisse der korrespondierenden experimentell beobachteten Übergänge. Dies ist ein Hinweis darauf, dass für diese Zustände bereits höhere Orbitale, wie das $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ und das $1f_{5/2}$ Orbital, von Bedeutung sind. Betrachtet man als nächstes die berechneten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, so fällt auf, dass die berechneten $B(M1)$ -Werte mit etwa $4\mu_n^2$ sehr groß sind. Als Vergleich sei hier der $B(M1)$ -Wert des $1^+, T=1 \rightarrow 0^+, T=0$ Übergangs in ^6Li genannt, der mit $5.1(1)\mu_n^2$ [End93] zu den größten bekannten $B(M1)$ -Werten überhaupt gehört. Vergleicht man die berechneten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten mit den experimentellen Ergebnissen, so zeigt sich, dass die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten unteren Grenzen für $B(M1; 2_1^+ \rightarrow 1_1^+)$, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $B(M1; 4_1^+ \rightarrow 3_1^+)$ und $B(M1; 4_1^+ \rightarrow 5_1^+)$ konsistent mit den berechneten Werten sind. Der experimentell bestimmte $B(M1)$ -Wert des $1_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs liegt jedoch innerhalb seiner Fehlergrenzen um einen Faktor 5 bis 1.5 unter dem berechneten Wert, wobei darauf hingewiesen werden sollte, dass die Bestimmung der Lebensdauer des 1_1^+ -Zustandes mit der DSAM nicht unproblematisch war (siehe Abschnitt 3.5), woraus auch der große Fehler des experimentellen Wertes resultiert. Selbst wenn man davon ausgeht, dass der $B(M1)$ -Wert des $1_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs mit $0.8\mu_n^2$ an der unteren Fehlergrenze des experimentell bestimmten Wertes liegt, ist dieser Wert im Vergleich zu $M1$ -Übergangsstärken in anderen Kernen, wie man sie z.B. in der Referenz [End93] findet, sehr groß.

Tabelle 5.2: Berechnete und experimentelle Werte für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnisse in ^{54}Co . Zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse wurden die experimentellen Übergangsennergien benutzt. Die Ergebnisse der Rechnung, bei der der Konfigurationsraum nur das $f_{7/2}$ Orbital umfasst sind mit Th-1 bezeichnet und die Ergebnisse der Rechnung mit dem erweiterten Konfigurationsraum sind mit Th-2 bezeichnet. Die angegebenen experimentellen Verzweigungsverhältnisse ergeben sich aus den in Abschnitt 3.8.1 gezeigten Verzweigungsverhältnissen durch Normierung des jeweils größten Wertes auf den Wert 100.

$(J_i, T_i), (J_f, T_f)$	$B(E2)[e^2\text{fm}^4]$			$B(M1)[\mu_N^2]$			Verzweigungsverh.			δ		
	Exp.	Th-1	Th-2	Exp.	Th-1	Th-2	Expt.	Th-1	Th-2	Expt.	Th-1	Th-2
$(1_1^+, 0), (0_1^+, 1)$	0	0	0	$1.2_{-0.4}^{+1.5}$	4.05	3.81	100	100	100	0	0	0
$(2_1^+, 1), (1_1^+, 0)$	-	1.0	0.4	>2.9	4.63	4.17	100(3)	100	100	0.02(3)	0.002	0.001
$(2_1^+, 1), (0_1^+, 1)$	>90	126	129	-	0	0	10.3(2.8)	9.1	10.3	0	0	0
$(3_1^+, 0), (2_1^+, 1)$	-	2.6	1.1	-	4.55	4.22	100(1)	100	100	0.00(4)	0.002	0.002
$(3_1^+, 0), (1_1^+, 0)$	-	141	129	-	0	0	2.8(1.0)	2.2	2.0	-	-	-
$(3_2^+, 0), (2_1^+, 1)$	-	-	0.014	-	-	0.028	100(20)	-	100	0.01(5)	-	0.004
$(3_2^+, 0), (1_1^+, 0)$	-	-	3.5	-	-	0	55(17)	-	7	-0.03(11)	-	0
$(3_2^+, 0), (1_2^+, 0)$	-	-	13	-	-	0	97(20)	-	1	0.03(6)	-	0
$(4_1^+, 1), (3_1^+, 0)$	-	4.3	2.2	>0.8	4.12	3.58	100(10)	100	100	-0.02(3)	0.007	0.005
$(4_1^+, 1), (2_1^+, 1)$	-	125	94	-	0	0	<2	0.9	0.8	-	-	-
$(4_1^+, 1), (5_1^+, 0)$	-	7.3	2.6	>0.6	4.28	3.81	53(10)	82	78	0.05(7)	0.008	0.005
$(4_2^+, 0), (3_1^+, 0)$	-	-	1.4	-	-	0.004	100(10)	-	100	0.12(4)	-	0.11
$(4_2^+, 0), (5_1^+, 0)$	-	-	86.5	-	-	0.007	53(10)	-	252	-	-	0.89

Für den $B(M1)$ -Wert des $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs kann neben der mit der DSAM bestimmten unteren Grenze eine Abschätzung aus dem experimentell bestimmten Verzweigungsverhältnis des $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs und des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs angegeben werden. Diese Abschätzung beruht auf der Annahme, dass der $B(E2)$ -Wert des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs in ^{54}Co gleich dem $B(E2)$ -Wert des analogen Übergangs in dem isobaren Nachbarkern ^{54}Fe ist. Dieser Wert wird in der Referenz [Gon87] mit $B(E2; ^{54}\text{Fe}, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 129(5) e^2\text{fm}^4$ angegeben. Damit ist die Annahme konsistent mit der experimentell ermittelten unteren Grenze für den $B(E2)$ -Wert in ^{54}Co von $90 e^2\text{fm}^4$. Die Abschätzung für den $B(M1)$ -Wert des $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs in ^{54}Co wird nun folgendermaßen durchgeführt:

Das Verhältnis des $B(M1)$ -Wertes des $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs zum $B(E2)$ -Wert des

$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs ist nach Gleichung 3.46 aus Abschnitt 3.7 proportional zum Verhältnis der beiden Übergangswahrscheinlichkeiten $T(M1)$ und $T(E2)$:

$$\frac{B(M1; 2_1^+ \rightarrow 1_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 0.693 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{E_\gamma(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)^5}{E_\gamma(2_1^+ \rightarrow 1_1^+)^3} \cdot \frac{T(M1; 2_1^+ \rightarrow 1_1^+)}{T(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \quad (5.2)$$

Dabei sind die γ -Energien in MeV einzusetzen und das Verhältnis $B(M1)/B(E2)$ ergibt sich in Einheiten von $\mu_n^2/e^2\text{fm}^4$. Da der Quotient der Übergangswahrscheinlichkeiten $T(M1)$ und $T(E2)$ dem Quotient der Verzweigungsverhältnisse des $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs und des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs entspricht und diese experimentell bestimmt wurden, lässt sich das Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen:

$$\frac{B(M1; 2_1^+ \rightarrow 1_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 0.693 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1.446^5}{0.509^3} \cdot \frac{0.907}{0.093} \frac{\mu_n^2}{e^2\text{fm}^4} = 329.8 \frac{\mu_n^2}{e^2\text{fm}^4} \quad (5.3)$$

Setzt man nun für $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ den oben angegebenen Wert aus ^{54}Fe ein, so ergibt sich als Abschätzung für den $B(M1)$ -Wert:

$$B_{est.}(M1; 2_1^+ \rightarrow 1_1^+) = 329.8 \frac{\mu_n^2}{e^2\text{fm}^4} \cdot 129 e^2\text{fm}^4 = 4.3(2)\mu_n^2 \quad (5.4)$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem in Tabelle 5.2 gezeigten berechneten Wert überein. Geht man davon aus, dass das Schalenmodell, bei einer guten Beschreibung des $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$ Übergangs, den $1_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang ähnlich gut beschreibt, so sollte sich für den $B(M1)$ -Wert des $1_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs ebenfalls etwa $4\mu_n^2$ ergeben. Dies ist jedoch bei dem aus der DSAM ermittelten Wert nicht der Fall.

Um diese Inkonsistenz aufzuklären sind zum einen präzise Lebensdauermessungen und zum anderen Schalenmodellrechnungen in einem größeren Konfigurationsraum nötig, wie sie z.B. für ^{46}V und ^{50}Mn von Prof. Otsuka und Dr. Utsuno von der Universität Tokio durchgeführt wurden (siehe auch den folgenden Abschnitt).

5.2 Schalenmodellrechnungen für ^{46}V

Bei den Schalenmodellrechnungen für ^{46}V wurde der doppelt magische Kern ^{40}Ca als inaktiver Core angenommen und es wurden die möglichen Konfigurationen der sechs Valenznukleonen (drei Valenzprotonen und drei Valenzneutronen) in der gesamten pf -Schale betrachtet. Es wurde also das $1f_{7/2}$, das $2p_{3/2}$, das $1f_{5/2}$ und das $2p_{1/2}$ Orbital in den Rechnungen berücksichtigt, was eine wesentliche Erweiterung gegenüber dem Konfigurationsraum bei den Rechnungen für ^{54}Co bedeutet. Da alle oben erwähnten Orbitale negative Parität besitzen und die Anzahl der Valenznukleonen gerade ist, konnten in den Rechnungen nur Zustände mit positiver Parität berechnet werden. Zur Erzeugung von Zuständen mit negativer Parität sind Konfigurationen notwendig, an denen das hochliegende Intruder-Orbital $1g_{9/2}$ oder das tiefliegende $1d_{3/2}$ Orbital beteiligt ist. Um das experimentell beobachtete Auftreten von Zuständen mit negativer Parität in ^{46}V (z.B. der 2_1^- -Zustand bei 1388 keV) mit dem Schalenmodell zu beschreiben, sind also Rechnungen in einem noch größeren Konfigurationsraum nötig. Die bei solchen Rechnungen auftretenden Matrizen sind so groß, dass eine Diagonalisierung zur Zeit, aufgrund zu geringer Rechenleistung, noch nicht möglich ist. Als Restwechselwirkung wurde bei den für ^{46}V durchgeführten Schalenmodellrechnungen die von Kuo und Brown [Kuo68] eingeführte und in der Referenz [Pov81] modifizierte sogenannte KB3-Wechselwirkung verwendet. Mit dieser Wechselwirkung sind sehr erfolgreiche Schalenmodellrechnungen für Kerne mit der Massenzahl $A = 48$ und $A = 47, 49$ durchgeführt worden (siehe dazu die Referenzen [Cau93] bzw. [MP97]). So wurde z.B. in ^{47}V das Grundzustandsmultiplett, welches aus einem $3/2^-$ -, $5/2^-$ - und $7/2^-$ -Zustand besteht, erstmals richtig beschrieben. Als effektive Übergangsoperatoren wurden dieselben, wie in der Referenz [MP97] verwendet. Die effektive Proton- und Neutronladung betrug $e_p = 1.5 \cdot e$ bzw. $e_n = 0.5 \cdot e$. Als Orbital- und Spin-g-Faktor wurde sowohl für Protonen als auch für Neutronen der Wert für freie Teilchen genommen: $g_p^l = 1$, $g_p^s = 5.58$ und $g_n^l = 0$, $g_n^s = -3.82$. Die Hamiltonmatrix wurde ohne Einschränkung für die gesamte pf -Schale mit dem Programm OXBASH [Etc85] diagonalisiert.

In der Doktorarbeit von C. Frießner [Fri00] wurden die darin ermittelten experimentellen Ergebnisse bereits mit den Ergebnissen der Rechnungen verglichen. Dabei zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Bis zu einer Anregungsenergie von 2 MeV konnte jedem gerechneten Zustand ein korrespondierender experimenteller Zustand zugeordnet werden, wobei insbesondere die experimentellen Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnisse von der Rechnung sehr gut reproduziert wurden. Mit den aus der Referenz [Pek93] übernommenen Lebensdauern des 5_1^+ - und des 7_1^+ -Zustandes bei 1224 keV bzw. 1604 keV wurde ein Vergleich der experimentellen $B(E2)$ -Werte mit den aus der Rechnung folgenden Werten durchgeführt (siehe Tabelle 5.3). Dabei zeigte sich,

Tabelle 5.3: Vergleich der $B(E2)$ -Werte aus der Rechnung ($B(E2)_{Theo}$) mit den experimentellen $B(E2)$ -Werten. Mit $B(E2)_{Exp1}$ sind die experimentellen Werte bezeichnet, die sich mit den Lebensdauern aus der Referenz [Pek93] ergeben und mit $B(E2)_{Exp2}$ sind die Werte bezeichnet, die sich mit den in dieser Arbeit bestimmten Lebensdauern ergeben. Die letzte Spalte zeigt die experimentellen $B(E2)$ -Werte in dem isobaren Nachbarkern ^{46}Ti für die analogen Zerfälle. Die $B(E2)$ -Werte sind alle in Weisskopfeinheiten angegeben.

E_i	E_γ	$I_i^\pi; \rightarrow I_f^\pi$	$B(E2)_{Theo}$	$B(E2)_{Exp1}$	$B(E2)_{Exp2}$	$B(E2)^{46Ti}$
[keV]	[keV]	$[\hbar] \rightarrow [\hbar]$	[W.u.]	[W.u.]	[W.u.]	
1604	379.2	$7_1^+ \rightarrow 5_1^+$	6.3	9.7(7)	-	
1224	423.1	$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	6.6	10.4(7)	6.8(1.0)	
1179	378.1	$4_1^+ \rightarrow 3_1^+$	23.9	-	21(6)	20(2)
915	915.0	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	14.6	-	14(5)	20(2)

dass die theoretischen $B(E2)$ -Werte im Vergleich mit den experimentellen Werten zu klein sind.

Weiterhin sind in der Tabelle 5.3 die experimentellen $B(E2)$ -Werte gezeigt, die sich mit den im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Lebensdauern ergeben. Für diese Werte ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sehr gut. Insbesondere zeigt sich, dass der $B(E2)$ -Wert des $5_1^+ \rightarrow 3_1^+$ Übergangs, der sich aus der in dieser Arbeit ermittelten Lebensdauer ergibt, besser mit dem Wert aus der Rechnung übereinstimmt, als der Wert, der sich mit der Lebensdauer aus der Referenz [Pek93] ergibt. Die insgesamt sehr gute Übereinstimmung zwischen Schalenmodell und Experiment legt die Vermutung nahe, dass auch der experimentelle Wert des $7_1^+ \rightarrow 5_1^+$ Übergangs zu groß bzw. die zugehörige Lebensdauer aus der Referenz [Pek93] zu klein ist. Diese Lebensdauer konnte in der vorliegenden Arbeit, wegen zu geringer Intensität in den $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen, leider nicht ermittelt werden.

In der Zwischenzeit wurde von der Kölner Gruppe am EUROBALL-Spektrometer in Straßburg, welches eine sehr große Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Strahlung besitzt, ein weiteres RDDS-Experiment an ^{46}V durchgeführt. Die Auswertung dieses Experiments wird sicherlich viele Lebensdauern mit hoher Genauigkeit und damit eine noch bessere Überprüfung der Rechnungen liefern.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden am FN-Tandem Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln mehrere Experimente zur γ -spektroskopischen Untersuchung der Kernstruktur der beiden doppelt-ungeraden $N = Z$ Kerne ^{54}Co und ^{58}Cu durchgeführt. Das wichtigste Ziel dieser Experimente war die sichere Bestimmung der Quantenzahlen tief liegender Zustände, also der Energie, des Spinwertes und der Parität, sowie die Bestimmung des Zerfallsverhaltens dieser Zustände durch die Messung der Verzweungsverhältnisse, der Multipolmischungsverhältnisse und des Strahlungscharakters. Für beide untersuchten Kerne waren diese experimentellen Größen bisher garnicht oder nur ungenau bestimmt worden. Dadurch war ein sinnvoller Vergleich mit den Aussagen von Kernmodellen bisher nur begrenzt möglich.

Die angeregten Zustände in ^{54}Co und ^{58}Cu wurden mit der Fusionsverdampfungsreaktion $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$ bzw. $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ bevölkert. Als Messinstrument zur Untersuchung der bei der Abregung der Kerne emittierten γ -Strahlung wurde das OSIRIS-Würfel-Spektrometer zusammen mit dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor, unter einem Winkel von 90° zur Strahlachse, eingesetzt. Es wurden sowohl γ -Einzelspektren, als auch $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse aufgezeichnet. Aus der Analyse der Koinzidenzbeziehungen der γ -Quanten wurde für beide Kerne ein umfangreiches Niveauschema konstruiert. Für den Kern ^{54}Co umfasst dieses Niveauschema in dem untersuchten Energiebereich nun insgesamt 28 Niveaus und 43 γ -Übergänge. Gegenüber dem bisher bekannten Niveauschema wurde es um 19 Zustände und 34 γ -Übergänge erweitert. Für den Kern ^{58}Cu umfasst das Niveauschema in dem untersuchten Energiebereich nun insgesamt 17 Zustände und 31 γ -Übergänge, und wurde damit, im Vergleich zu früheren Arbeiten, um fünf Zustände und 17 γ -Übergänge erweitert. Für alle die Niveaus, bei denen mehr als ein entvölkernder Übergang beobachtet wurde, wurde das Verzweungsverhältnis dieser Übergänge bestimmt.

Zur Bestimmung der Spin- und Paritätswerte der angeregten Niveaus wurde eine Analyse der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation und der γ -Linearpolarisation durchgeführt. Der verwendete Messaufbau, bestehend aus OSIRIS-Würfel-Spektrometer mit EUROBALL-CLUSTER-Detektor, ermöglichte dabei die Aufzeichnung der zur Analyse der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation und der γ -Linearpolarisation benötigten Messdaten in einem einzigen Experiment. Dadurch wurde zum einen die benötigte Messzeit verkürzt und zum anderen die Auswertung der Messdaten erleichtert, da verschiedene Schritte der Auswertung nicht zweimal, sondern nur einmal durchgeführt werden mussten. Weiterhin erhöhte der Austausch eines gewöhnlichen Germanium-Detektors gegen den EUROBALL-CLUSTER-Detektor die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers für γ -Strahlung. Als Ergebnis der Analyse von $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation und γ -Linearpolarisation ergab sich für acht angeregte Niveaus in ^{54}Co und für fünf angeregte Niveaus in ^{58}Cu erstmals eine eindeutige Spinzuweisung. Mit den Werten der γ -Linearpolarisation (für ^{58}Cu wurden diese Werte der Referenz [Sch00a] entnommen) war es außerdem möglich den Paritätswert von sechs dieser Niveaus in ^{54}Co und von drei dieser Niveaus in ^{58}Cu erstmals eindeutig zu bestimmen. Weiterhin konnte für zehn Übergänge in ^{54}Co und für neun Übergänge in ^{58}Cu erstmals das Multipolmischungsverhältnis bestimmt werden. Insgesamt stellte sich bei der Bestimmung von Multipolmischungsverhältnissen, Spin- und Paritätswerten heraus, dass häufig erst durch die Ergebnisse der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation zusammen mit den Ergebnissen der γ -Linearpolarisation eine eindeutige Zuweisung möglich wurde, während mit den Ergebnissen der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation alleine Mehrdeutigkeiten nicht zu beseitigen waren. Meines Wissens erfolgte die quantitative Analyse von $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation und γ -Linearpolarisation mit den Messdaten des verwendeten Aufbaus im Rahmen der vorliegenden Arbeit zum ersten Mal.

Durch den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den isobaren Nachbarkernen ^{54}Fe bzw. ^{58}Ni , konnte den meisten Zuständen in ^{54}Co und ^{58}Cu , bis zu einer Anregungsenergie von etwa 3 MeV, eine Isospinquantenzahl zugewiesen werden. Insbesondere wurde in ^{58}Cu erstmals eindeutig ein Zustand mit $J = 4$ bei vergleichbarer Anregungsenergie wie der $T = 1, 4_1^+$ -Zustand in ^{58}Ni identifiziert. Da eine Paritätsbestimmung für diesen Zustand nicht möglich war, ist er jedoch lediglich ein Kandidat für den isobaren Analogzustand zu dem $T = 1, 4_1^+$ -Zustand in ^{58}Ni .

Mit der Doppler-Shift-Attenuation-Methode (DSAM) war es möglich eine Aussage über die Lebensdauer von drei angeregten Niveaus in ^{54}Co zu machen. Zusammen mit den Multipolmischungs- und Verzweigungsverhältnissen konnten damit erstmals sehr starke, magnetische Dipolübergänge in ^{54}Co identifiziert werden. Solche starken magnetischen Dipolübergänge werden in der Referenz [Lis99] als Übergänge zwischen Zuständen mit einer sogenannten Quasideuteron-Konfiguration interpretiert. Diese Interpretation wird für die Zustände in ^{54}Co

durch die von A. Lisetskiy im Rahmen seiner Doktorarbeit [Lis00] durchgeführten Schalenmodellrechnungen bestätigt.

Zusätzlich zu den Experimenten an ^{54}Co und ^{58}Cu , wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Recoil-Distance-Doppler-Shift-Experiment (RDDS-Experiment) zur Bestimmung der Lebensdauer angeregter Zustände in dem doppelt-ungeraden $N = Z$ Kern ^{46}V durchgeführt. Die Auswertung dieses Experiments lieferte die Lebensdauern von vier angeregten Zuständen in ^{46}V , wobei drei dieser Lebensdauern zum ersten Mal bestimmt wurden. Dies sind insbesondere die Lebensdauern des $T = 1$, 2_1^+ -Zustandes und des tief liegenden 2^- -Zustandes, der einen isospinverbotenen $E1$ -Übergang zum 1_1^+ -Zustand und einen seltenen $M2$ -Übergang zum Grundzustand aufweist. Aus den Lebensdauern wurden, zusammen mit den Multipolmischungs- und Verzweigungsverhältnissen aus der Referenz [Fri00], die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten der entvölkernden Übergänge dieser Niveaus berechnet. Für die Übergänge zwischen Zuständen mit positiver Parität wurde ein Vergleich mit den Schalenmodellrechnungen von Prof. Otsuka und Dr. Utsuno von der Universität Tokio durchgeführt. Dabei zeigte sich, wie auch schon für die in der Referenz [Fri00] ermittelten experimentellen Ergebnisse, eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Schalenmodellrechnungen für die Zustände mit negativer Parität sind, aufgrund des zu großen Konfigurationsraums, zur Zeit noch nicht verfügbar.

Kapitel 7

Abstract

Within the scope of the present work, several experiments have been performed with the FN-Tandem accelerator of the Institute for Nuclear Physics at the University of Cologne. The main aim of these experiments was the reliable determination of the quantum numbers of the low lying states in the odd-odd $N = Z$ nuclei ^{54}Co and ^{58}Cu by means of γ -ray-spectroscopy. Up to now for both of these nuclei there were only unprecise experimental values or no experimental values at all for these quantities. Because of this, only a limited comparison with the results of theoretical calculations was possible.

The excited states in ^{54}Co and ^{58}Cu were populated with the fusion-evaporation reaction $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$ and $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ respectively. To investigate the emitted γ -rays, the OSIRIS-cube-spectrometer was used together with the EUROBALL-CLUSTER-detector. After the analysis of the $\gamma\gamma$ -coincidence relations an extensive levelscheme was constructed for both nuclei. For ^{54}Co this levelscheme comprises 28 levels and 43 γ -transitions in the investigated energy range. It was extended by 19 levels and 31 γ -transitions with respect to older works. For ^{58}Cu the levelscheme now consists of 17 levels and 31 γ -transitions and it was extended by five levels and 17 γ -transitions.

To determine the spin and parity of the excited states, the $\gamma\gamma$ -angular-correlation and the γ -linear-polarization was analyzed. For eight excited states in ^{54}Co and for five excited states in ^{58}Cu an unambiguous spin value was assigned for the first time. For six of these states in ^{54}Co and for three of these states in ^{58}Cu the parity could also be determined. Furthermore for ten γ -transitions in ^{54}Co and for nine γ -transitions in ^{58}Cu the multipole mixing ratio was measured for the first time.

In addition to the experiments on ^{54}Co and ^{58}Cu a lifetime measurement on the odd-odd $N = Z$ nucleus ^{46}V was performed, using the recoil-distance-Doppler-shift technique. This experiment yielded four new lifetimes.

The results of the experiments were compared to shell-model calculations.

Veröffentlichungen

Im Rahmen meiner Arbeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind in Zusammenarbeit mit verschiedenen Gruppen folgende Veröffentlichungen entstanden:

- I. Schneider, A.F. Lisetskiy, C. Friebner, R.V. Jolos, N. Pietralla, A. Schmidt, D. Weißhaar und P. von Brentano. *Low spin structure of the $N=Z$ odd-odd nucleus ${}_{27}^{54}\text{Co}$* . Phys. Rev. C **61**, (2000) 044312.
- I. Schneider, R.S. Chakrawarthy, I. Wiedenhöver, A. Schmidt, H. Meise, P. Petkov, A. Dewald, P. von Brentano, O. Stuch, K. Jessen, D. Weißhaar, C. Schumacher, O. Vogel, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström und J. Wrzesinski. *Magnetic Dipole Band in ${}^{124}\text{Xe}$* . Phys. Rev. C **60**, (1999) 014312.
- M. Schröder und I. Schneider. *Offenlegungsschrift DE 198 35 588 A1*. Deutsches Patent- und Markenamt, München (2000).
- A. Schmidt, I. Schneider, C. Friebner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, T. Sebe, T. Otsuka und P. von Brentano. *Low spin structure of the $N=Z$ odd-odd nucleus ${}_{25}^{50}\text{Mn}$* . Phys. Rev. C **62**, (2000) 044319.
- A. Schmidt, I. Schneider, H. Meise, I. Wiedenhöver, O. Stuch, K. Jessen, D. Weißhaar, C. Schumacher, P. von Brentano, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström, J. Wrzesinski. *High Spin Structure in ${}^{123}\text{Xe}$* . Eur. Phys. Journal A **2**, (1998) 21.
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, I. Schneider, C. Friebner, R.V. Jolos, N. Pietralla und A. Schmidt. *Low Spin Structure of Odd-Odd $N=Z$ Nuclei*. Prog. Particle and Nuclear Physics 44 (2000) 29.
- C. Friebner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, Y. Utsuno, T. Otsuka und P. von Brentano. *Low spin structure of the $N=Z$ odd-odd nucleus ${}_{23}^{46}\text{V}$* . Phys. Rev. C **60**, (1999) 011304.

- R.V. Jolos, P. von Brentano, N. Pietralla, I. Schneider. *Shape Invariants in the Multiple Q-Excitation Scheme*. Nucl. Phys. **A618**, 126 (1997)
- N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Frießner, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, H.H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver *Transition Rates between Mixed Symmetry States: First Measurement in ^{94}Mo* . Phys. Rev. Lett. **83**, 1303 (1999)

Konferenzberichte

- I. Schneider, A. Schmidt, C. Frießner, A.F. Lisetskiy and P. von Brentano. *Niedrigspinzustände im $N=Z$ - Kern $^{54}_{27}\text{Co}_{27}$* . Verhandl. DPG HK 32.20, Freiburg (1999).
- A. Schmidt, I. Schneider, C. Frießner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, T. Sebe, T. Otsuka and P. von Brentano. *Niedrigspinzustände im $N=Z$ - Kern $^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$* . Verhandl. DPG HK 10.2, Dresden (2000).
- C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, T. Otsuka, Y. Utsuno and P. von Brentano. *Niedrigspinzustände im $N=Z$ - Kern $^{46}_{23}\text{V}_{23}$* . Verhandl. DPG HK 25.3, Freiburg (1999).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, I. Schneider, C. Frießner, R.V. Jolos, N. Pietralla, A. Schmidt. *Low Spin Spectroscopy of $N=Z$ Nuclei: Quasi-Deuteron States in Odd-Odd Nuclei*. Contribution to the 10th Int. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Santa Fe, (Am. Inst. of Physics - Conference Proceedings), Vol. 529, p. 58 (1999).
- P. von Brentano, N. Pietralla, H. Meise, A. Gade, A. Dewald, C. Fransen, C. Frießner, J. Gableske, A. Gelberg, U. Kneissl, H.H. Pitz, A. Schmidt, I. Schneider, V. Werner and I. Wiedenhöver. *Low Lying Isoscalar and Isovector Quadruple Excitations*. Contribution to the Balkan School on Nuclear Physics, Istanbul, September 1-10, (1998).
- A. Schmidt, I. Schneider, H. Meise, I. Wiedenhöver, O. Stuch, K. Jessen, D. Weißhaar, C. Schumacher, P. von Brentano, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström, J. Wrzesinski. *Three-Quasiparticle Bands in ^{123}Xe* . Contribution to the Conference on Nuclear Structure '98, Gatlinburg, p. 116, (1998).
- P. von Brentano, C. Frießner, R.V. Jolos, A.F. Lisetskiy, A. Schmidt, I. Schneider, N. Pietralla, T. Sebe and T. Otsuka. *Low Spin Structure of Odd-Odd $N = Z$ Nuclei ^{54}Co und ^{50}Mn* . Contribution to the Conference on Shell Modell 2000, Tokio, (2000), to be published in Nucl. Phys.

- P. von Brentano, A. Dewald, C. Fransen, C. Fießner, R.V. Jolos, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, I. Schneider and A. Schmidt. *Isospin and F-Spin changing M1 Transitions in nuclei*. Contribution to the International Symposium on Advances in Nuclear Physics, Bucarest, (1999), to be published in World Scientific.
- P. von Brentano, A. Dewald, C. Frießner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, I. Schneider, A. Schmidt, T. Sebe and T. Otsuka. *Low-Spin γ -Spectroscopy of ^{50}Mn* . Contribution to the Conference Bologna2000 — Structure of the Nucleus at the Dawn of the Century, Bologna, (2000), to be published in World Scientific.
- A.F. Lisetskiy, C. Frießner, A. Schmidt, I. Schneider, N. Pietralla, P. von Brentano, R.V. Jolos, T. Otsuka, T. Sebe, Y. Utsuno. *Towards isovector M1 transitions in Odd-Odd $N=Z$ Nuclei*. Contribution to the Conference on Nuclear Structure and related topics, Dubna, (2000).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, R.V. Jolos, T. Otsuka, T. Sebe, Y. Utsuno. *Enhanced isovector M1 transitions in Odd-Odd $N=Z$ Nuclei in the pf-shell*. Contribution to the International Workshop on Selected Topics of $N = Z$ Nuclei, Lund, (2000).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, A. Dewald, C. Frießner, A. Schmidt, I. Schneider, N. Pietralla. *Quasideuteron Configurations in ^{46}V and ^{58}Cu* . Contribution to the Conference on Nuclear Structure 2000, Michigan State University, (2000).

Literaturverzeichnis

- [Ale78] T.K. Alexander und J.S. Forster. *in Advances in Nuclear Physics*, volume 10. eds. M. Baranger, E. Vogt, Plenum, 1978.
- [All75] K.W. Allen. *In The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, volume I. ed. W.D. Hamilton, North-Holland, Amsterdam, 1975.
- [Bha97] M.R. Bhat. *Nuclear Data Sheets NDS 80* (1997) 789.
- [Bie60] L.C. Biedenharn. *In Nuclear Spectroscopy Part B*. ed. F. Ajzenberg Selove, Academic Press, New York, 1960.
- [Bö91] G. Böhm. Koinzidenz-Lebensdauern in ^{128}Ba anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1991.
- [Bö93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. *Nucl. Phys. A329* (1993) 248.
- [Bre00] P.von Brentano, A. Lisetskiy, I. Schneider, C. Frießner, R.V. Jolos, N. Pietralla und A. Schmidt. Low spin structure of odd-odd $n = z$ nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **44** (2000) 29.
- [Bru77] P.J. Brussard und P.W.M. Glaudemans. *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland, Amsterdam, 1977.
- [Cau93] E. Caurier, A. P. Zuker, A. Poves und G. Martinez-Pinedo. Full pf shell model study of $A=48$ nuclei. *Phys. Rev. C* **50** (1993) 225.
- [Cho91] W.T. Chou, J.Y. Zhang, R.F. Casten und D.S. Brenner. *Phys. Lett. B* **255** (1991) 487.
- [Cur69] W.M. Currie. A Monte Carlo Program for Doppler-shift Analysis. *Nucl. Instr. and Meth.* **73** (1969) 173.

- [dA98] G. de Angelis, C. Fahlander, A. Gadea, E. Farnea, W. Gelletly, A. Aprahamian, A. Axelsson, D. Bazzacco, F. Becker, P.G. Bizzeti, A. Bizzeti-Sona, F. Brandolini, D. de Acuña, M. De Poli, J. Eberth, D. Foltescu, S. Lenzi, S. Lunardi, T. Martinez, D.R. Napoli, P. Pavan, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, D. Rudolph, B. Rubio, S. Skoda, P. Spolaore, G. Thomas, C. Ur, M. Weiszflog und R. Wyss. *Nucl. Phys.* **A630** (1998) 426.
- [deS74] A. deShalit und H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics*, volume I. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1974.
- [Dew89] A. Dewald, S. Harissopulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Z. Phys. A* **334** (1989) 163.
- [Dew92] A. Dewald, P. Sala, R. Wrzal, G. Böhm, D. Lieberz, G. Siems, R. Wierowski, K.O. Zell, A. Gelberg, P.von Brentano, P. Nolan, A.J. Kirwan, J. Bishop, R. Julin, A. Lampinen und H. Hattula. Electromagnetic Transition Probabilities in ^{130}Ce . *Nucl. Phys.* **A545** (1992) 833.
- [dM93] P.S. da Milano. RDDS-Koinzidenz-Messungen an den Kernen ^{130}Ce , ^{124}Ba und ^{122}Xe zur Bestimmung von Lebensdauern mit der Differential-Decay-Curve-Methode. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1993.
- [Ebe92] J. Eberth. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **28** (1992) 495.
- [Ebe94] J. Eberth und Andere. Conference on Physics from Large γ -Ray Detector Arrays. *Lawrence Berkeley Lab.* **2** (1994) 160.
- [Ebe96] J. Eberth, H.G. Thomas, P. von Brentano, R.M. Lieder, H.M. Jäger, H. Kämmerling, M. Berst, D. Gutknecht und R. Henck. Encapsulated ge detectors: development and first tests. *Nucl. Instr. and Meth.* **A369** (1996) 135.
- [Edm57] A.R. Edmonds. *Angular Momentum in Quantum Mechanics*. 2nd ed., Princeton U.P., Princeton, N.J., 1957.
- [Eks92] L.P. Ekström und A. Nordlund. Gamma-gamma correlations with detector arrays. *Nucl. Instr. and Meth.* **A313** (1992) 421.
- [End93] P. M. Endt. Gamma ray strength, A=5-44. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **55**(1) (1993) 196.

- [Esc92] M. Eschenauer. Der Umbau des OSIRIS- γ -Würfels und die Entwicklung eines Verfahrens zur Auflösungsverbesserung neutronengeschädigter HPGe-Detektoren. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1992.
- [Etc85] A. Etchegoyen und Andere. *Michigan State University NSCL Report No. 524* (1985).
- [Fit97] A. Fitzler. Weiterentwicklung und Dokumentation von Programmen zur Datenaufnahme und Auswertung in der Kernphysik. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1997.
- [Fos74] D.B. Fossan und E.K. Warburton. *In Nuclear Spectroscopy and Reactions*. ed. J. Cerny, Academic Press, New York and London, 1974.
- [Fri99] C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, T. Otsuka, Y. Utsuno und P. von Brentano. Low spin structure of the $N=Z$ odd-odd nucleus ^{46}V . *Phys. Rev. C* **60** (1999) 011304.
- [Fri00] C. Frießner. Der doppelt ungerade $N = Z$ - Kern ^{46}V . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.
- [Fuj97] Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito, M. Fujiwara, M.N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, K. Katori, C. Lüttge, S. Nakayama, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, A. Tamii, M. Tanaka, H. Toyokawa, H. Ueno und M. Yosoi. Isospin and spin-orbital structures of $j^\pi = 1^+$ states excited in ^{28}Si . *Phys. Rev. C* **55** (1997) 1137.
- [Gab96] J. Gableske. Lebensdauermessungen nach der Doppler-Shift-Attenuation-Methode am Kern ^{128}Ba . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [Gab99] J. Gableske, 1999. Persönliche Mitteilungen.
- [Ger91] J. Gerl und Eds. R.M. Lieder. Technical Proposal with Emphasis on Composite Encapsulated Ge-Detectors (1991).
- [Gon87] W. Gongqing. *Nuclear Data Sheets* **NDS 50** (1987) 255.
- [Hei32] W. Heisenberg. *Z. Phys.* **77** (1932) 1.
- [Hey90] Kris L.G. Heyde. *The Nuclear Shell Model*. Springer Verlag, Heidelberg, 1990.
- [Isa97] P. Van Isacker und D.D. Warner. *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3266.
- [Jä69] J. Jänecke. *In „Isospin in nuclear physics“*. ed. D. H. Wilkinson, North Holland, Amsterdam, 1969.

- [Jes00] K. Jessen. In Vorbereitung. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.
- [Jun93] H. Junde. *Nuclear Data Sheets* **NDS 68** (1993) 887.
- [Kuo68] T.T.S. Kuo und G.E. Brown. *Nucl. Phys.* **A114** (1968) 241.
- [Lan97] K. Langanke und Andere. *Nucl. Phys.* **A613** (1997) 253.
- [Len99] S.M. Lenzi und et al. Band termination in the N=Z odd-odd nucleus ^{46}V . *Phys. Rev. C* **60** (1999) 021303.
- [Lin63] J. Lindhard, M. Sharff und H. E. Schiott. *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **33**(14) (1963).
- [Lis99] A. Lisetskiy, R.V. Jolos, N. Pietralla und P. von Brentano. Quasi-Deuteron Configurations in odd-odd N=Z nuclei. *Phys. Rev. C* **60** (1999) 064310.
- [Lis00] A.F. Lisetskiy. In Vorbereitung. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki. *In Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing, Amsterdam, 1976.
- [MP97] G. Martinez-Pinedo, A. P. Zuker, A. Poves und E. Caurier. Full pf shell study of A=47 and A=49 nuclei. *Phys. Rev. C* **55** (1997) 187.
- [O'L99] C.D. O'Leary, M.A. Bentley, D.E. Appelbe, R.A. Bark, D.M. Cullen, S. Ertürk, A. Maj, J.A. Sheikh und D.D. Warner. Neutron-proton pairing, Coulomb effects and shape coexistence in odd-odd N=Z ^{46}V . *Phys. Lett. B* **459** (1999) 73.
- [Ots98] T. Otsuka, M. Honma und T. Mizusaki. *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1588.
- [Pek93] L. K. Peker. *Nuclear Data Sheets* **68** (1993) 271.
- [Pet94] P. Petkov. Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetimes determined by the recoil distance Doppler-shift method. *Nucl. Instr. and Meth.* **A349** (1994) 289.
- [Pet96] P. Petkov, 1996. Programm DSTOP96, unveröffentlicht.
- [Pet97a] P. Petkov, 1997. Programm DSA20_sf, unveröffentlicht.
- [Pet97b] P. Petkov, 1997. Programm APATAU, unveröffentlicht.

- [Pet98] P. Petkov. In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in ^{128}Ba . *Nucl. Phys.* **A640** (1998) 293–321.
- [Pet99] A. Petrovici, K.W. Schmid und A. Faessler. *Nucl. Phys.* **A647** (1999) 197.
- [Pla66] A. Plastino, R. Arvieu und S.A. Moszkowsk. *Phys. Rev.* **145** (1966) 837.
- [Pov81] A. Poves und A. Zuker. Theoretical spectroscopy and the fp shell. *Phys. Rep.* **70** (1981) 235.
- [Pov98] A. Poves und G. Martinez-Pinedo. *Phys. Lett. B* **430** (1998) 203.
- [Rad96] E. Radermacher. Spektroskopie hochenergetischer Gamma-Übergänge in Blei-Isotopen mit dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [Ron98] Y. Ronen und S. Shlomo. *Phys. Rev. C* **58** (1998) 884.
- [Rud96] D. Rudolph, C.J. Gross, J.A. Sheikh, I.G. Bearden D.D. Warner, R.A. Cunningham, D. Foltescu, F. Hannachi W. Gelletly, A. Harder, T.D. Johnson, A. Jungclaus, D. Kast M.K. Kabadiyski, K.P. Lieb, H.A. Roth, T. Shizuma, J. Simpson, Ö. Skeppstedt, B.J. Varley und M. Weiszflog. *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 376.
- [Rud98] D. Rudolph, C. Baktash, W. Satula, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, M.J. Brinkman, M. Devlin, H.-Q. Jin, D.R. LaFosse, L.L. Riedinger, D.G. Sarantites und C.-H. Yu. High-spin γ -ray spectroscopy in the vicinity of ^{56}Ni . *Nucl. Phys.* **A630** (1998) 417c.
- [Rud99] D. Rudolph, C. Baktash, M. Devlin, H.-Q. Jin, D.R. LaFosse, L.L. Riedinger, D.G. Sarantites und C.-H. Yu. High-spin shell-model states near ^{56}Ni . *Eur. Phys. J. A* **4** (1999) 115.
- [Sat97] W. Satula und R. Wyss. *Phys. Lett. B* **393** (1997) 1.
- [Sat98] W. Satula, J. Dobaczewski und W. Nazarewicz. *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 3599.
- [Sch00a] A. Schmidt. In Vorbereitung. Dissertation, IKP, 2000.
- [Sch00b] I. Schneider, A. F. Lisetskiy, C. Frißner, R. V. Jolos, N. Pietralla, A. Schmidt, D. Weisshaar und P. von Brentano. Low spin structure of the $N=Z$ odd-odd nucleus ^{54}Co . *Phys. Rev. C* **61** (2000) 044312.
- [Sei93] F. Seiffert, 1993. Programm CASCADE, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, (unveröffentlicht).

- [Sin99] B. Singh. *Nuclear Data Sheets* **NDS 87** (1999) 177.
- [Sko98] S. Skoda, B. Fiedler, F. Becker, J. Eberth, T. Steinhardt S. Freund, O. Stuch, O. Thelen, H.G. Thomas, L. Käubler, H. Schnare J. Reif, R. Schwengner, T. Servene, G. Winter, V. Fischer, A. Jungclaus, D. Kast, K.P. Lieb, C. Teich, C. Ender, T. Härtle, F. Kock, D. Schwalm und P. Baumann. *Phys. Rev. C* **58** (1998) R5.
- [Ste75] R.M. Steffen und K. Alder. *In The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, volume I. ed. W.D. Hamilton, North-Holland, Amsterdam, 1975.
- [Stu93] O. Stuch. Erstellung eines Konstruktionsprogramms für Termschemata und Untersuchung der Hochspinzustände in ^{126}Xe . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1993.
- [Sve98] C.E. Svensson, S.M. Lenzi, D.R. Napoli, C.A. Ur A. Poves, D. Bazzacco, F. Brandolini, J.A. Cameron, A. Gadea G. de Angelis, D.S. Haslip, S. Lunardi, G. Martínez-Pinedo E.E. Maqueda, M.A. Nagarajan, A. Vitturi C. Rossi Alvarez und J.C. Waddington. High-spin states in the odd-odd $N = Z$ nucleus ^{50}Mn . *Phys. Rev. C* **58** (1998) R2621.
- [Ter98] J. Terasaki, R. Wyss und P.-H. Heenen. *Phys. Lett. B* **437** (1998) 1.
- [The94] J. Theuerkauf. Die Analyse von zwei- und mehrdimensionalen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen an Beispielen aus Hochspinexperimenten in der Massengegend um ^{146}Gd . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1994.
- [Tho95] H.G. Thomas. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [vH81] A.G.M. van Hees und P.W.M. Glaudemans. *Z. Phys. A* **303** (1981) 267.
- [Vin98] S.M. Vincent, P.H. Regan, D.D. Warner, R.A. Bark, D. Blumenthal, M.P. Carpenter, C.N. Davids, W. Gelletly, R.V.F. Janssens, C.D. O'Leary, C.J. Lister, J. Simpson, D. Seweryniak, T. Saitoh, J. Schwartz, S. Törmänen, O. Juillet, F. Nowacki und P. Van Isacker. *Phys. Lett. B* **437** (1998) 264.
- [Wap59] A.H. Wapstra, G.J. Nijgh und R. van Lieshout. *Nuclear Spectroscopy Tables*. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1959.
- [War69] E. K. Warburton und J. Weneser. *In Isospin in nuclear physics*. ed. D. H. Wilkinson, North Holland, Amsterdam, 1969.
- [Wei51] V.F. Weisskopf. *Phys. Rev.* **83** (1951) 1073.

- [Wei96] D. Weißhaar. Die Polarisationsempfindlichkeit des EUROBALL-CLUSTER-DETEKTORS. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [Wie95] I. Wiedenhöver. Vollständige γ -Spektroskopie des Kerns ^{127}Xe . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [Wig58] E.P. Wigner. In „*Proc. Robert A. Welch Found. Conf. on Chemical Research, Houston, Texas*“, volume 1. ed. W.O. Milligan, The Robert A. Welch Foundation, Houston, Texas, 1958.
- [Wir93] R. Wirowski. Valenzspiegelkerne und γ -Spektroskopie von kollektiven und Teilchenanregungen in den Kernen ^{114}Sn und ^{146}Gd . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1993.
- [Wir95] R. Wirowski, M. Schimmer, L. Eßer, S. Albers, K.O. Zell und P. von Brentano. γ -spectroscopy of ^{114}Sn with the OSIRIS-cube-spectrometer. *Nucl. Phys.* **A586** (1995) 427.
- [Wol71] H.H. Wolter, A. Faessler und P.U. Sauer. *Nucl. Phys.* **A67** (1971) 108.
- [Wol90] H. Wolters. Schnelle Verfahren zur Analyse von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen bei Multidetektorensystemen und Messung der Hochspinzustände von ^{146}Gd und ^{128}Ba . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1990.
- [Zie85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack und U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, Oxford, 1985.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano danke ich für seine intensive Unterstützung, die Vergabe des Themas, sein fortwährendes Interesse an dieser Arbeit und die hervorragenden Arbeitsbedingungen in seiner Gruppe.

Den Herren Dipl.-Phys. A. Fitzler, Dipl.-Phys. C. Fransen, Dr. C. Frießner, Dipl.-Phys. S. Kasemann, Dipl.-Phys. A. Schmidt und Dipl.-Phys. M. Schröder danke ich für die gute Zusammenarbeit in allen Bereichen und den vielen Spaß außerhalb der Uni.

Herrn Dipl.-Phys. M. Schröder danke ich ganz besonders für die gemeinsame Arbeit über die Kernphysik hinaus und für seine vielen physikalischen Erklärungen.

Vielen Dank an die Herren Dr. A. Dewald, Prof. R. Jolos, Dipl.-Phys. A. Lisetskiy und Prof. G. Pascovici für zahlreiche, wertvolle Diskussionen. Herrn A. Lisetskiy gilt mein besonderer Dank für die erfolgreiche „Verwertung“ der Ergebnisse dieser Arbeit.

Herrn Dr. J. Gableske danke ich für die Unterstützung bei der DSAM-Auswertung.

Ein Dankeschön an die Tandem-Operateure für einen stets gut fokussierten Strahl.

Ich danke allen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der γ -Gruppe für die ständige Hilfsbereitschaft bei Problemen aller Art, sowie für die gute Atmosphäre am Institut.

Großer Dank gilt meinen Eltern für alles.

Meiner lieben Freundin Judith möchte ich ganz besonders dafür danken, dass sie seit nunmehr vier Jahren mit mir gemeinsam durchs Leben geht.

LEBENS LAUF

Persönliche Daten

Name	Ingo Schneider
Anschrift	Iltisweg 3 50259 Pulheim
Telefon	02238/51431
Geburtsdatum	24. Juni 1970
Geburtsort	Köln
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Familienstand	Ledig

Schul Ausbildung

Aug '76 - Jul '80	Grundschule Escher-Str., Pulheim
Aug '80 - Jun '89	Norbert-Gymnasium-Knechtsteden Abschluss: Abitur (Note: 1,8)

Wehrdienst

Okt '89 - Sep '90	Wehrdienst als Kraftfahrer bei der Nachschubkompanie 340 in Koblenz
-------------------	---

Studium

Okt '90	Immatrikulation an der Universität zu Köln im Diplomstudiengang Physik
Apr '93	Diplom-Vorprüfung
Dez '95	Mündliche Diplomprüfungen
Feb '96 - Apr '97	Diplomarbeit am Institut für Kernphysik bei Prof. Dr. P. von Brentano, Thema: „Hochspinzustände in ^{124}Xe “
Seit Mai '97	Promotion am Institut für Kernphysik

Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik

Dez '95 - Apr '97	Studentische Hilfskraft
Mai '97 - Mai '98	Wissenschaftliche Hilfskraft
seit Juni '98	Wissenschaftlicher Angestellter

Köln, den 25. Januar 2001

Erklärung

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

Teilveröffentlichungen:

Teile der Ergebnisse sind bereits in den in der Veröffentlichungsliste aufgeführten Referenzen publiziert worden.