

Kernstruktur schnell rotierender Atomkerne

Habilitationsschrift zur

Erlangung der

venia legendi

vorgelegt beim Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt

von

Hans-Jürgen Wollersheim

aus Büdingen

Darmstadt
Oktober 1992

Für Renate

Inhaltsverzeichnis

Liste der Abbildungen	
I. Einleitung	1
II. Allgemeine Überlegungen zur Coulombanregung	4
II.1 Maximale Einschußenergie für reine Coulombanregung	4
II.2 Semiklassische Coulombanregungstheorie	7
II.2.1 Bedingung für die Gültigkeit klassischer Rutherfordbahnen	7
II.2.2 Coulombtrajektorie bei relativistischen Einschußenergien	9
II.3 Maximal übertragbare Anregungsenergie für Einstufenprozesse	10
II.4 Maximal übertragbarer Drehimpuls auf Rotationskerne	13
III. Coulombanregung mit schweren Projektilen	17
III.1 Experimentelle Methoden zur Messung der inelastischen Anregung	18
III.2 γ -Spektroskopie nach multipler Coulombanregung	19
III.3 Aufbau und Durchführung des Experiments	20
IV. Bestimmung elektromagnetischer Matrixelemente aus gemessenen γ-Intensitäten nach einem multiplen Coulombanregungsprozess	26
IV.1 Abhängigkeit der γ -Ausbeuten von elektromagnetischen Matrixelementen	27
IV.2 Fitprozedur	29
IV.3 Berechnung der Teilchen- γ Richtungskorrelation nach multipler Coulombanregung	30
V. Diskussion der Coulombanregungsergebnisse	33
V.1 Kollektive Eigenschaften stark deformierter Kerne	33
V.1.1 Kollektive Modelle axialsymmetrischer Atomkerne	33
V.1.1.1 Das Modell des axialsymmetrischen Rotators	33
V.1.1.2 Das Rotations-Vibrations Modell	34
V.1.1.3 Das Gneuss-Greiner Modell	35
V.1.2 Die Bandenstruktur von ^{164}Dy	35
V.2. Triaxialität der Kerngestalt	41
V.2.1 Kollektive Modelle nichtaxialsymmetrisch deformierter Atomkerne	41
V.2.1.1 Das Modell des asymmetrischen Rotators	41
V.2.1.2 Das Interacting Boson Modell	43

V.2.2	Triaxialität im Massenbereich $A \sim 190$	44
V.2.2.1	Elektromagnetische Kerneigenschaften von ^{196}Pt	45
V.2.2.2	Quadrupoldeformation von $^{182,184,186}\text{W}$	49
V.2.2.3	Kollektivität der neutronenreiche Quecksilberisotope $^{198,200,202,204}\text{Hg}$	51
V.3	Oktupoldeformation der Kerngestalt	54
V.3.1	Theoretische Grundlagen der Oktupoldeformation eines Atomkerns	54
V.3.1.1	Mikroskopische Beschreibung der Oktupoldeformation	55
V.3.1.2	Rotationsspektrum eines oktupoldeformierten Kerns	56
V.3.1.3	Kollektive E1-Übergänge	57
V.3.2	Experimentelle Hinweise auf eine Oktupolkorrelation in den leichten Aktinidenkernen	58
V.3.2.1	Oktupolinstabilität bei Niederspinzuständen	58
V.3.2.2	Oktupolkorrelationen bei höheren Rotationsfrequenzen	59
V.3.2.3	Kernstrukturuntersuchungen von ^{226}Ra	61
V.4	Oktupolvibrationen sphärischer Kerne	70
V.4.1	Oberflächenschwingungen	70
V.4.2	Theoretische Grundlagen der Oktupolschwingungen	72
V.4.2.1	Der harmonische Oktupol-Oszillator	72
V.4.2.2	Abweichungen von der harmonischen Näherung	73
V.4.3	Experimentelle Hinweise auf einen 2-Phonon Oktupol-Vibrationszustand im ^{208}Pb	74
V.4.3.1	Überlegungen zur Anregung von 2-Phonon-Zuständen im ^{208}Pb	74
V.4.3.2	Das $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Experiment	76
V.4.3.3	Das Niveauschema der kollektiven Zustände im ^{208}Pb	79
V.4.3.4	Analyse der inelastischen Wirkungsquerschnitte	80
V.4.3.5	Diskussion und Zusammenfassung	84
VI.	Ausblick auf zukünftige Experimente	86
VI.1	Coulombanregung eines langlebigen radioaktiven Targetkerns- Die Kernstruktur des $K = 16$ Isomers in ^{178}Hf	86
VI.1.1	Die Produktion von $^{178m_2}\text{Hf}$	87
VI.1.2	Die Reinigung des $^{178m_2}\text{Hf}$ Materials	88
VI.1.3	Coulombanregung von $^{178m_2}\text{Hf}$	89

VI.2 Nukleonentransfer zwischen schweren Ionen	92
VI.2.1 Nukleonentransfer im System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ an der Coulombbarriere	92
VI.2.1.1 Elastische Streuung bei Einschußenergien oberhalb der Coulombbarriere	94
VI.2.1.2 Transferwirkungsquerschnitte für Schwerionensysteme	95
VI.3 Kernstrukturuntersuchungen bei relativistischen Einschußenergien	99
VI.3.1 Produktionsrate von radioaktiven Projektilfragmenten	99
VI.3.2 Separation von radioaktiven Projektilfragmenten	100
VI.3.3 Coulombanregung bei nahezu relativistischen Energien	100
VI.3.4 γ -spektroskopische Untersuchungen bei nahezu relativistischen Energien	103
VII. Zusammenfassung	107
Anhang A: Elastische Streuung	109
Anhang B: Kernreaktionen	110
Anhang C: Der Doppler-Effekt	111
Anhang D: Teilchen-γ-Richtungskorrelation	113
Anhang E: Elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten	117
Anhang F: Das Tröpfchenmodell	120
Alphabetische Liste der Symbole	125
Literaturverzeichnis	127
Danksagung	132

Liste der Abbildungen

Abb.I.1 Schematische Darstellung der Coulombanregung	2
Abb.II.1 Stoßparameterabhängigkeit der Anregungswahrscheinlichkeit ($^{160}\text{Gd} + ^{208}\text{Pb}$)	5
Abb.II.2 Minimaler Kernabstand bei Coulombanregung	6
Abb.II.3 Sommerfeldparameter	7
Abb.II.4 Coulombtrajektorie	8
Abb.II.5 Coulombtrajektorien bei relativistischen Projektilenergien	10
Abb.II.6 Maximal übertragbare Anregungsenergie für Einstufenprozesse	12
Abb.II.7 Maximal übertragbarer Drehimpuls auf Rotationskerne	14
Abb.II.8 Streuwinkelabhängigkeit für den maximal übertragbaren Drehimpuls	15
Abb.II.9 Differentielle Wirkungsquerschnitte für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$	16
Abb.III.1 Typische Anregung und γ -Zerfall von Rotationszuständen	17
Abb.III.2 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus	21
Abb.III.3 Experimentelle Trennung von Projektil und Targetkern	22
Abb.III.4 γ -Spektren in den verschiedenen Stadien der Datenreduktion	23
Abb.III.5 Doppler-korrigiertes γ -Spektrum von ^{164}Dy	25
Abb.IV.1 Streuwinkelabhängigkeit der γ -Spektren von ^{164}Dy	26
Abb.IV.2 Abhängigkeit der γ -Intensitäten von E2 Matrixelementen	27
Abb.IV.3 Streuwinkelabhängigkeit der γ -Intensitäten	28
Abb.IV.4 Teilchen- γ -Richtungskorrelation für einen E2-Übergang	31
Abb.V.1.1 Partielles Niveauschema von ^{164}Dy	36
Abb.V.1.2 Spinabhängigkeit der Übergangsenergien von ^{164}Dy	37
Abb.V.1.3 Spinabhängigkeit der Intraband-E2-Matrixelemente von ^{164}Dy	38
Abb.V.1.4 Spinabhängigkeit der Interband-E2-Matrixelemente von ^{164}Dy	39
Abb.V.2.1 Spektroskopische Quadrupolmomente als Funktion der Anregungsenergie	44
Abb.V.2.2 Spektroskopische Quadrupolmomente von ^{196}Pt	46
Abb.V.2.3 Intraband-E2-Matrixelemente von ^{196}Pt	47
Abb.V.2.4 Interband-B(E2)-Werte von ^{196}Pt	48
Abb.V.2.5 Spektroskopische Quadrupolmomente in der g-Bande von $^{182,184,186}\text{W}$	49
Abb.V.2.6 Spektroskopische Quadrupolmomente in der γ -Bande von $^{182,184,186}\text{W}$	50
Abb.V.2.7 Anregungsenergien und B(E2)-Werte von $^{198,200,202,204}\text{Hg}$	52

Abb.V.3.1 Einteilchenniveaus im harmonischen und modifizierten Oszillator-Potential	54
Abb.V.3.2 Systematik der B(E3)-Werte und β_3 -Deformationsparameter	55
Abb.V.3.3 Rotationsbanden für oktupoldeformierte Kerne	56
Abb.V.3.4 Elektrisches Dipolmoment eines oktupoldeformierten Kerns	57
Abb.V.3.5 Energien der 1 ⁻ Zustände von Ra-, Th- und U-Isotopen	59
Abb.V.3.6 B(E1)-Werte von Radiumisotopen	60
Abb.V.3.7 Partielles Niveauschema von ^{226}Ra	62
Abb.V.3.8 Energieverschiebung der negativen Paritätszustände	63
Abb.V.3.9 Spektroskopische Quadrupolmomente von ^{226}Ra	65
Abb.V.3.10 Intraband-E2-Matrixelemente von ^{226}Ra	66
Abb.V.3.11 Interband-E3-Matrixelemente von ^{226}Ra	67
Abb.V.3.12 Spinabhängigkeit der inneren Dipolmomente von ^{226}Ra	68
Abb.V.3.13 Innere Dipolmomente für Radium- und Thoriumisotope	69
Abb.V.4.1 Schematische Darstellung der Quadrupol- und Oktupolvibration	71
Abb.V.4.2 Energiespektrum eines Oktupol-Oszillators	72
Abb.V.4.3 Inelastische Wirkungsquerschnitte für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	75
Abb.V.4.4 γ -Spektren von ^{208}Pb	77
Abb.V.4.5 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren von ^{208}Pb	78
Abb.V.4.6 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum von ^{208}Pb	79
Abb.V.4.7 Partielles Niveauschema von ^{208}Pb	80
Abb.V.4.8 Differentielle Wirkungsquerschnitte für das System $^{208}\text{Pb} + ^{206}\text{Pb}$	81
Abb.V.4.9 Differentielle Wirkungsquerschnitte für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	82
Abb.V.4.10 Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Anregung des 5.683 MeV Kernzustandes	84
Abb.VI.1.1 Zerfallsschema des K = 16 Isomers in ^{178}Hf	87
Abb.VI.1.2 Anregungsfunktion für die $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ -Reaktion	88
Abb.VI.1.3 Erwartetes γ -Spektrum für die Anregung von $^{178m_2}\text{Hf}$	89
Abb.VI.1.4 Erwartetes Niveauschema von ^{178}Hf	90
Abb.VI.2.1 γ -Spektrum nach der Reaktion $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ bei 6.3 MeV/u	93
Abb.VI.2.2 Elastischer Wirkungsquerschnitt für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$	95
Abb.VI.2.3 1-Neutrontransfer-Wirkungsquerschnitte für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$	96
Abb.VI.2.4 1-Neutrontransfer-Wirkungsquerschnitte für das System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	97

Abb.VI.3.1 Wirkungsquerschnitte für die Projekttilfragmentation von ^{136}Xe	100
Abb.VI.3.2 Wirkungsquerschnitte für die Anregung der Dipolriesenresonanz	102
Abb.VI.3.3 Wirkungsquerschnitte für die E1-, E2-, E3- und M1-Anregung	103
Abb.VI.3.4 Dopplerverschiebung bei relativistischen Einschußenergien	104
Abb.VI.3.5 Dopplerverbreiterung bei relativistischen Einschußenergien	105
Abb.D.1 Anregung von magnetischen Unterzuständen	114
Abb.D.2 Teilchen- γ Richtungskorrelation für einen E2-Übergang	115
Abb.F.1 Systematik der B(E2)-Werte	122
Abb.F.2 Energiespektrum eines Quadrupol-Oszillators	123

I.) Einleitung

Erst gegen Anfang dieses Jahrhunderts gelang es Atome und ihre Bestandteile zu untersuchen. Um 1910 erkannte Ernest Rutherford, daß man Heliumkerne als Sonden in Atome hineinschießen kann, um deren Aufbau zu erforschen. In einem Versuch, dem Vorbild aller seitdem durchgeführten Streuexperimente, schoß er einen Strahl aus Alphateilchen auf eine sehr dünne Goldfolie. Eine Analyse des Experiments mit Hilfe des Coulombgesetzes und der Newtonschen Theorie führte zur einzig vernünftigen Erklärung, daß die gesamte positive Ladung in einem extrem kleinen Volumen konzentriert ist. Auf diese Weise entdeckte er den Atomkern, einen unglaublich kleinen, dichten Körper, in dem praktisch die gesamte Masse des Atoms vereinigt ist.

Rutherfords Streuexperimente mit natürlichen Alphateilchen regten eine Suche nach geeigneten Teilchen an, die als "Meßsonden" dienen konnten, um den Aufbau des Atomkerns zu erforschen. Hier kamen insbesondere die von Beschleunigern erzeugten sehr schnellen Teilchen in Betracht. Der erfolgreichste elektrostatische Beschleuniger wurde 1931 von Robert van de Graaf entwickelt. Dieser wurde immer wieder nachgebaut und verbessert, um die für Stoßexperimente mit Atomkernen dringend benötigten immer höheren Energien zu erzeugen. Mit seiner Hilfe wurden Protonen, Deuteronen und Alphateilchen auf Kerne geschossen, um diese nach Form und Größe abzutasten, sie energetisch anzuregen und in andere Kerne umzuwandeln. Ein beträchtlicher Teil unseres Wissens über die Kernstruktur wurde aus solchen Kernreaktionsuntersuchungen gewonnen.

Neue Möglichkeiten zum Studium von Kerneigenschaften eröffnen moderne Schwerionenbeschleuniger, die auch schwere Kerne auf hinreichend große Energien beschleunigen. Der Beschuß von Atomkernen mit schweren Ionen ermöglicht unter anderem das Studium schnell rotierender Kernmaterie. Abbildung I.1 zeigt die schematische Darstellung eines solchen Streuprozesses, bei dem ein Bleikern (^{208}Pb) auf einen Curiumkern (^{248}Cm) geschossen wird. Durch die Wahl der Einschußenergie für die Bleiionen kann man sicherstellen, daß beide Atomkerne nicht in den Bereich der Kernkräfte gelangen, die experimentell immer noch nicht genau genug bekannt sind. Dadurch beeinflussen sich die beiden Atomkerne nur über die langreichweitige Coulomb-Kraft: Die beiden Stoßpartner bewegen sich auf Hyperbelbahnen und der deformierte ^{248}Cm -Kern wird durch das sich schnell ändernde elektrische Feld des vorbeifliegenden Projektils in Rotation versetzt. Einen solchen Streuprozess, der im Gegensatz zur elastischen Streuung zur Rotation und damit zur Anregung des Atomkerns führt, wird Coulombanregung genannt. Durch die Benutzung von Projektilen mit großen Kernladungszahlen, wie im Falle von ^{208}Pb mit $Z=82$, lassen sich Kernzustände mit sehr hohen Drehimpulsen anregen. Nach dem Streuprozess regen sich die rotierenden Atomkerne stufenweise durch Emission von γ -Quanten wieder ab. Durch die Messung der γ -Energie und der Häufigkeit der emittierten γ -Quanten gewinnt man Informationen über die Struktur des angeregten Atomkerns. Abbildung I.1 zeigt im unteren Teil ein solches γ -Spektrum nach der Anregung von ^{248}Cm mit ^{208}Pb -Projektilen [Pie81]. γ -Übergänge zwischen angeregten Kernniveaus der Grundzustandsbande können bis zu

Drehimpulsen von $30 \hbar$ beobachtet werden. Das Auftreten von solchen Rotationsspektren ist ein Merkmal von Kernen, deren Gleichgewichtsform von der sphärischen Gestalt abweicht.

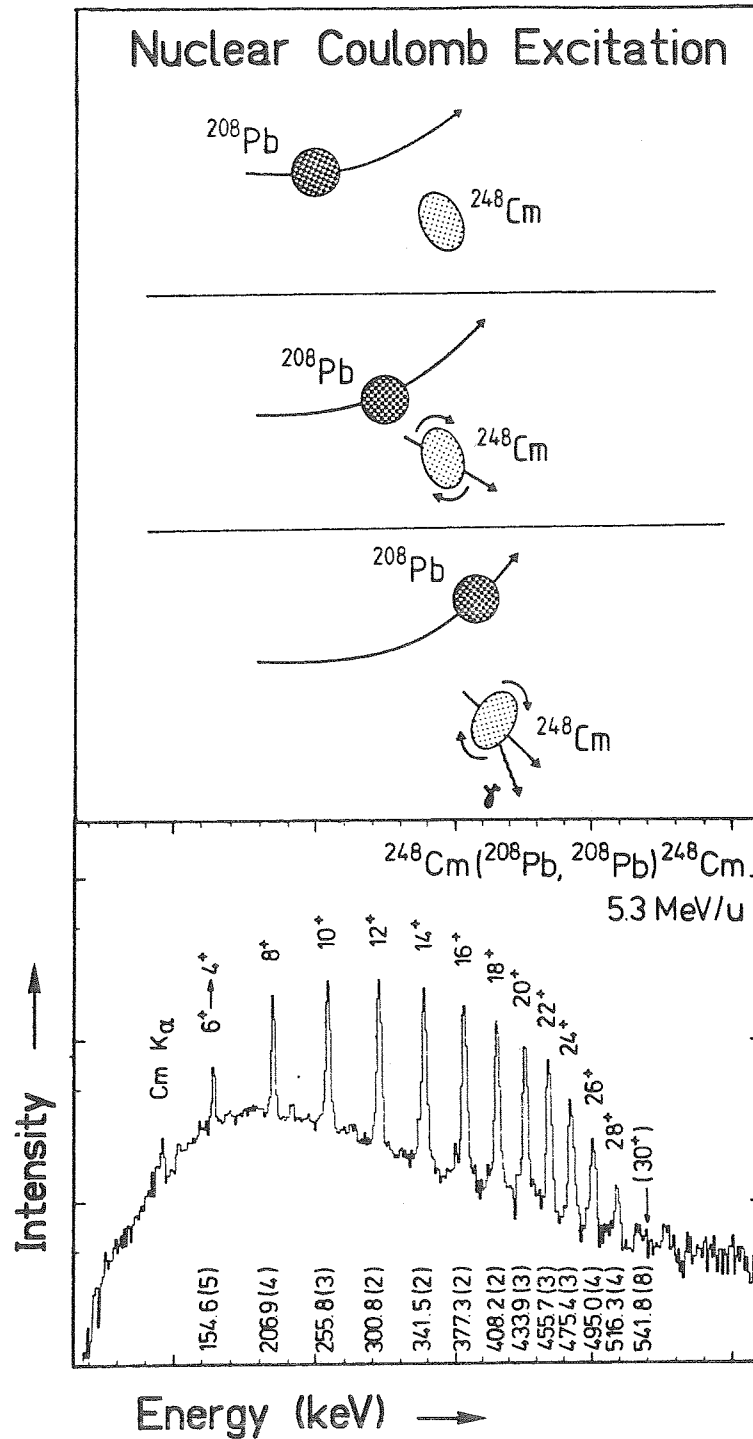


Abb. I.1: Diese schematische Darstellung soll die Streuung eines Teilchens (^{208}Pb) an einem Atomkern (^{248}Cm) verdeutlichen. Der deformierte Curiumkern wird durch das elektrische Feld des schnell vorbeifliegenden Bleikerns in Rotation versetzt. Im unteren Teil ist das Spektrum der γ -Strahlung zu sehen, die bei der Abregung des ^{248}Cm Kerns emittiert wird.

Ein Hauptziel der heutigen Kernphysik ist die Erforschung der Struktur der Atomkerne, d.h. der Eigenschaften stabiler und instabiler Kerne und ihrer Anregungszustände, und damit die Aufklärung der zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten für die Wechselwirkungen in nuklearer Materie. Eine zentrale Rolle beim zunehmenden Verständnis der Kernstruktur spielen die Aspekte der Kerndynamik, die mit den verschiedenen im Atomkern auftretenden kollektiven Deformationen verknüpft sind. Die beobachteten Anregungsspektren lenken die Aufmerksamkeit auf die starke Kopplung zwischen der Bewegung der einzelnen Nukleonen im Atomkern und führen zu einer Beschreibung der Kerndynamik durch kollektive Freiheitsgrade ähnlich den Schwingungen und Rotationen eines Flüssigkeitstropfens. Theoretisch lassen sich diese Beobachtungen durch eine Deformation der Kerndichte und des Kernpotentials erklären, die auch die Bewegung einzelner Nukleonen beeinflussen. Damit kann das gleichzeitige Auftreten von Einteilchen- und Kollektivfreiheitsgraden beschrieben werden. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Messung der unterschiedlichen Kerndeformationen, die in schnell rotierenden und vibrierenden Atomkernen auftreten können.

In Kapitel II dieser Arbeit werden zunächst einige allgemeine Überlegungen zur Coulombanregung dargestellt. Hierzu gehört die Wahl der Projektilenergie, um eine rein elektromagnetische Anregung des Targetkerns sicherzustellen. Außerdem lassen sich die maximal übertragbare Anregungsenergie für einen Einstufenprozeß und der maximal übertragbare Drehimpuls auf Rotationskerne abschätzen. In Experimenten mit schweren Projektilen lassen sich die Kernzustände von kollektiven Rotations- und Vibrationsbanden durch multiple Coulombanregung optimal studieren. Der zur Durchführung dieser Untersuchungen verwendete Experimentaufbau wird in Kapitel III dieser Arbeit vorgestellt. In Kapitel IV wird die Analyse der Experimentdaten beschrieben, wobei der Schwerpunkt auf der Untersuchung der elektrischen Multipolmomente liegt. Aus diesen Daten werden Übergangsmomente und statische Quadrupolmomente gewonnen, die neben der Kenntnis der Anregungsenergien kollektiver Banden von besonderer Bedeutung sind. Die gewonnenen Resultate werden in Kapitel V für alle Atomkerne ausführlich diskutiert und mit theoretischen Rechnungen verglichen. An vier exemplarischen Beispielen wird die Vielfalt der Kernformen dargestellt: Sie reicht von einem axialsymmetrischen Ellipsoid (^{164}Dy), über eine triaxiale Kerngestalt (^{196}Pt), bis zu einer statischen Oktupoldeformation (^{226}Ra). Charakteristisch für einen doppelt magischen Kern (^{208}Pb) ist eine sphärische Kerngestalt. In Kapitel VI findet man eine Übersicht über zukünftige Coulombanregungsexperimente an instabilen Kernen, die auch bei nahezu relativistischen Energien durchgeführt werden können. Das abschließende Kapitel VII enthält eine kurze Zusammenfassung.

II.) Allgemeine Überlegungen zur Coulombanregung

Bei der Coulombanregung werden Atomkerne im schnell veränderlichen elektrischen Feld des am Targetkern vorbeifliegenden Projektils angeregt. Die Einschubenergie wird dabei so gewählt, daß der Abstand der Kernoberflächen am Umkehrpunkt der Trajektorie so groß bleibt, daß der Einfluß der Kernkräfte vernachlässigt werden kann. Damit ist die Wechselwirkung exakt berechenbar und die Wahrscheinlichkeit für die Anregung eines Kernzustandes hängt nur noch von den elektromagnetischen Übergangsmatrixelementen ab, z.B. den statischen und dynamischen Quadrupolmomenten des Atomkerns. Die mathematischen Einzelheiten der Coulombanregung wurden bereits häufig in der Literatur dargestellt [Ald66,Ald75]. Im folgenden sollen deshalb nur einige nützliche Abschätzungen des Anregungsprozesses angegeben werden, wobei die numerischen Werte für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ angegeben sind. In einigen Fällen werden die Anregungsbedingungen auch oberhalb der Coulombbarriere diskutiert, insbesondere im Hinblick auf neuere Experimente, bei denen die elektromagnetische Anregung der Dipol-Riesenresonanz in peripheren relativistischen Schwerionenstößen untersucht wird.

II.1) Maximale Einschubenergie für reine Coulombanregung

Für eine quantitative Bestimmung elektromagnetischer Kerneigenschaften aus Coulombanregungs-Experimenten muß durch die Wahl der Einschubenergie sichergestellt werden, daß keine nukleare Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern stattfindet. Da die Anregungswahrscheinlichkeit eines Kernzustandes mit zunehmender Projektilenergie sehr schnell ansteigt, werden die meisten Experimente bei der höchst möglichen "sicheren" Einschubenergie durchgeführt.

Experimentell läßt sich diese Energie durch die Messung einer Anregungsfunktion bestimmen, indem man entweder die Projektilenergie variiert oder die Anregungswahrscheinlichkeit bei einer Einschubenergie oberhalb der Coulombbarriere über einen großen Stoßparameterbereich mißt. Für das System $^{160}\text{Gd} + ^{206,208}\text{Pb}$ wurde die Wahrscheinlichkeit für die Population des 8^+ Zustandes als Funktion des Streuwinkels bei 8 verschiedenen Einschubenergien gemessen [Boe86]. Das Verhältnis der experimentellen zur theoretisch berechneten Anregungswahrscheinlichkeit ist in Abbildung II.1 in Abhängigkeit des Abstandes dichtester Annäherung D dargestellt. Dieser Abstand D läßt sich für jede Coulombtrajektorie aus dem gemessenen Streuwinkel berechnen (Gl.II.7).

Die mit γ -spektroskopischen Methoden gemessene 8^+ Anregungswahrscheinlichkeit enthält sowohl die direkte Anregung des Kernzustandes durch die Reaktion, als auch die Population durch den Zerfall energetisch höher liegender Kernzustände. Da bei einer solchen Schwerionenreaktion die direkte Anregung der tiefliegenden Rotationszustände mit einem Kernspin von $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ und 6^+ in der Grundzustandsbande vernachlässigbar klein ist, kann die experimentelle 8^+ Anregungswahrscheinlichkeit als totale Wahrscheinlichkeit für

eine inelastische Kollision angesehen werden. Die theoretischen Anregungswahrscheinlichkeiten wurden mit einem semiklassischen Coulombanregungsprogramm berechnet, wobei eine reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit von $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) = 5.15 e^2 b^2$ [Ron77a] und das Modell des starren Rotators für die anderen relevanten E2 Matrixelemente in der Grundzustandsbande benutzt wurden.

In Abbildung II.1 beobachtet man mit abnehmendem Abstand zwischen den beiden Atomkernen das drastische Einsetzen der nuklearen Wechselwirkung, die zu einer Reduktion des inelastischen Wirkungsquerschnittes gegenüber dem einer reinen Coulomb-Streuung führt. Diese Abhängigkeit ist unabhängig von der Einschubenergie, sodaß die nukleare Absorption aus dem inelastischen Kanal nur vom Abstand dichtester Annäherung D bestimmt wird. Für jede Projektil-Target Kombination läßt sich ein minimaler Abstand D_s ermitteln, bei dem die Abweichung der experimentellen Anregungswahrscheinlichkeit aufgrund der nuklearen Wechselwirkung kleiner als 1% ist. Diesen sicheren Abstand dürfen die beiden Atomkerne beim Streuprozess nicht unterschreiten. Für das System $^{160}\text{Gd} + ^{206,208}\text{Pb}$ wurde ein Wert von $D_s = 19.6 \pm 0.7$ fm bestimmt. Die durchgezogene Linie repräsentiert das Ergebnis einer Coupled-Channels Rechnung, die in Kapitel VI.2 diskutiert wird. Diese Rechnung berücksichtigt sowohl die elektromagnetische als auch die nukleare Wechselwirkung und kann die Anregungswahrscheinlichkeit im gesamten Abstandsbereich sehr gut beschreiben.

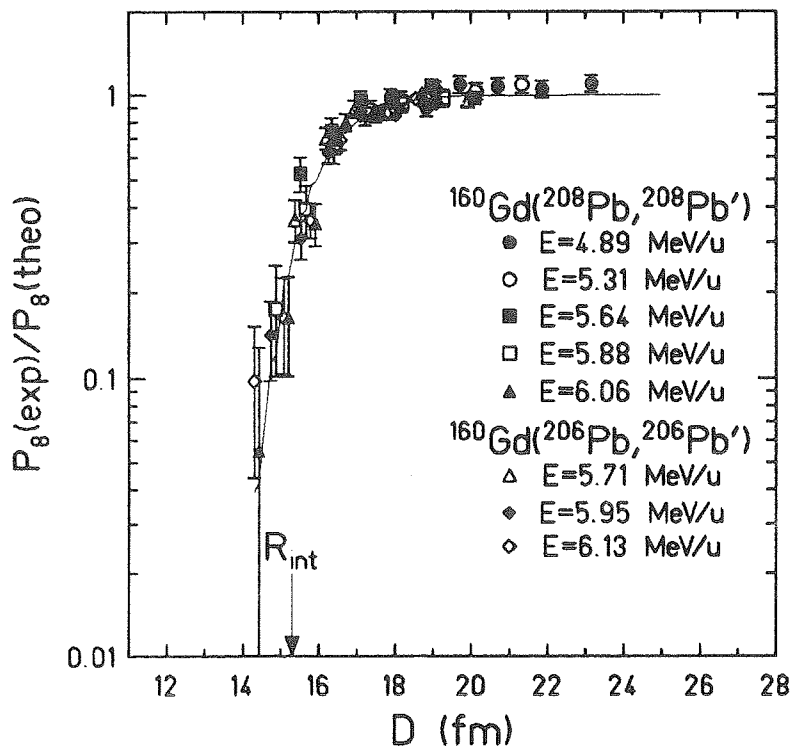


Abb. II.1: Verhältnis der experimentellen zur berechneten 8^+ Anregungswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D für das System $^{160}\text{Gd} + ^{206,208}\text{Pb}$.

Die Abstände D_s wurden auch für leichtere Projektile gemessen. Für die untersuchten Systeme [Boe86, Brü73, Lee75, Hil76, Tho77, Gui78] wurde der Abstand S zwischen den beiden Kernoberflächen bestimmt, der durch die Differenz zwischen D_s und der Summe der Kernradien $C_1 + C_2$ von Projektil und Targetkern gegeben ist. Hierbei wird der Halbdichteradius C_i einer Fermi-Massenverteilungen aus dem Kernradius R_i einer homogenen Massenverteilung berechnet [Wil80], wobei R_i im Tröpfchenmodell [Mye77] parameterisiert ist.

$$C_i = R_i(1 - R_i^{-2}) \quad (II.1)$$

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} \quad [fm] \quad (II.2)$$

Für die untersuchten Projektil-Target Kombinationen zeigt Abbildung II.2 den Abstand S der beiden Kernoberflächen in Abhängigkeit von der Summe der Massentradien $C_1 + C_2$. Man erkennt, daß ein Minimalabstand von 5 fm eingehalten werden muß, um außerhalb der Reichweite der Kernkräfte zu bleiben. Für leichtere Systeme sind sogar größere Sicherheitsabstände notwendig.

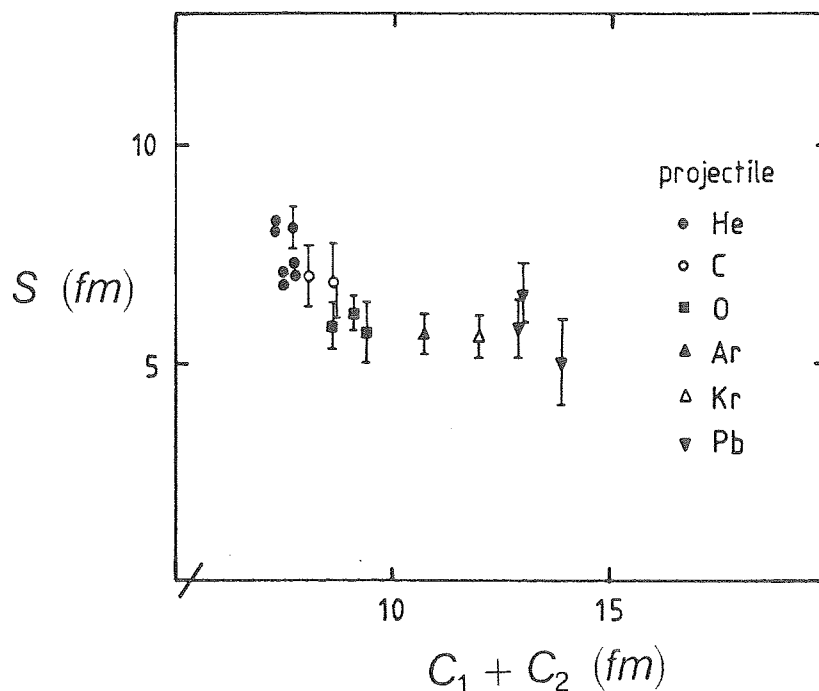


Abb. II.2: Abhängigkeit des minimalen Abstandes S zwischen den beiden Kernoberflächen von der Summe der Kernradien $C_1 + C_2$ für Projektil und Targetkern. Dieser Abstand darf bei einem Coulombanregungsexperiment nicht unterschritten werden.

Für Rutherford-Trajektorien (Gl.II.7) läßt sich die sichere Einschußenergie im Laborsystem durch die Gleichung

$$\frac{E_s}{A_1} = \frac{0.72 Z_1 Z_2}{C_1 + C_2 + S} \frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2} \left(1 + \sin^{-1} \frac{\theta_{cm}}{2}\right) \quad (II.3)$$

berechnen. Hierbei sind Z_1, A_1 und Z_2, A_2 die Ladungs- und Massenzahl des Projektils und Targetkerns und θ_{cm} der Streuwinkel im Schwerpunktsystems. Für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ beträgt die sichere Einschußenergie 4.7 MeV/u im Laborsystem ($\theta_{cm} = 180^\circ$).

II.2) Semiklassische Coulombanregungstheorie

II.2.1) Bedingung für die Gültigkeit klassischer Rutherfordbahnen

Die Behandlung des Streuprozesses wird vereinfacht, wenn sich die beteiligten Kerne auf klassischen Rutherfordbahnen bewegen und das Projektil nur eine Punktladung darstellt - also selbst nicht angeregt wird. Diese Bedingung ist in guter Näherung erfüllt, wenn das Projektil durch ein Wellenpaket beschrieben wird, dessen Dimension klein ist gegen den Abstand $2a$ dichtester Annäherung für einen zentralen Stoß.

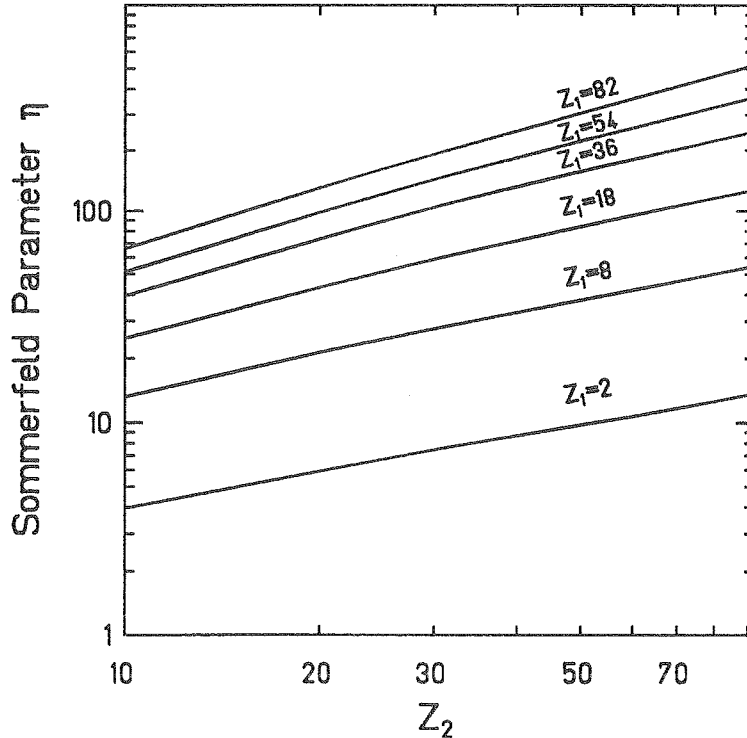


Abb. II.3: Sommerfeldparameter η für verschiedene Projektile als Funktion der Ladungszahl Z_2 des Targetkerns.

Als Maß für die Gültigkeit dieser Annahme verwendet man den Sommerfeldparameter η , der als das Verhältnis des halben Abstands dichtester Annäherung, a (Gl.A.5), zur de Broglie-Wellenlänge λ (Gl.A.2) des Projektils definiert ist

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_\infty} \quad (11.4)$$

wobei v_∞ die Projektilgeschwindigkeit ist. Für $\eta \gg 1$ bzw. $\lambda \ll a$ ist eine klassische Behandlung der Bahnen gerechtfertigt. Die Abbildung 11.3 zeigt den Parameter η für verschiedene Projektile von $Z_1 = 2$ bis $Z_1 = 82$ mit einer maximalen Einschubenergie E_s als Funktion der Targetladung Z_2 . Mit zunehmender Projektil- und Targetmasse wird η größer und damit die klassische Beschreibung der Bahn eine zunehmend bessere Näherung. Für den Beschuß von ^{164}Dy mit ^{208}Pb Ionen bei einer Einschubenergie von 4.7 MeV/u erhält man für η einen Wert von 392 ($\lambda = 0.023 \text{ fm}$, $a = 9.0 \text{ fm}$).

Eine typische Rutherfordbahn für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ mit einem Streuwinkel von $\theta_{cm} = 120^\circ$ ist in Abbildung 11.4 zeigt.

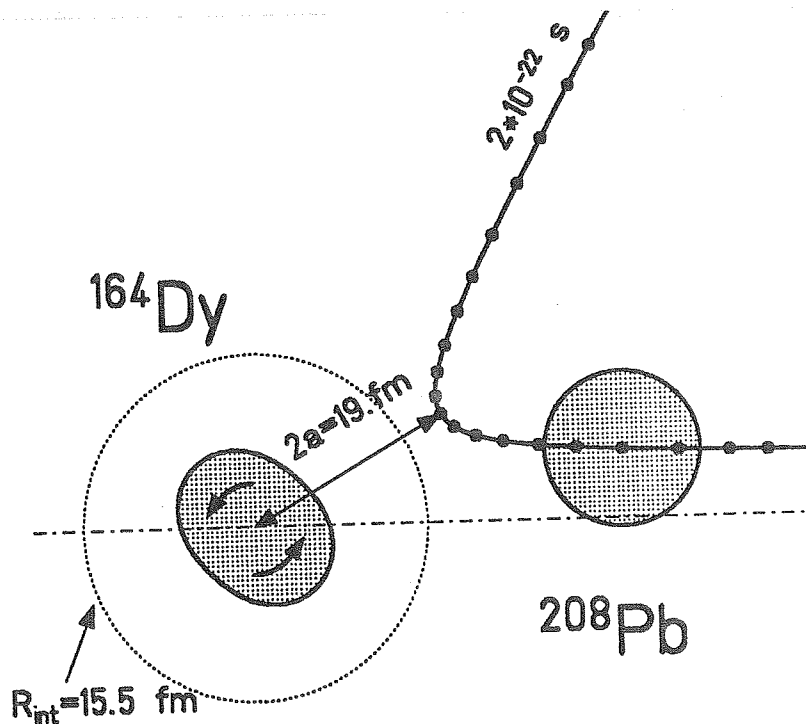


Abb. 11.4: Coulomb-Trajektorie für die Streuung eines Projektils an einem deformierten Targetkern unter einem Streuwinkel von $\theta_{cm} = 120^\circ$.

Für die Coulomb-Streuung lassen sich die Position des Projektils auf der Hyperbelbahn und der zeitliche Verlauf der Streuung berechnen. Das Ergebnis kann in impliziter Form dargestellt werden:

$$r = a[\varepsilon \cosh w + 1] \quad (II.5)$$

$$t = \frac{a}{v_\infty} [\varepsilon \sinh w + w] \quad (II.6)$$

Hierbei ist $\varepsilon = \sin^{-1}(\frac{\theta_{cm}}{2})$ die Exzentrizität der Trajektorie. Der Umkehrpunkt der Trajektorie liegt bei $w=0$.

Mit dem Streuwinkel θ_{cm} lassen sich auch die üblichen Parameter der Rutherford-Trajektorie berechnen, nämlich der Abstand minimalster Annäherung am Umkehrpunkt der Trajektorie

$$D = a \left[\sin^{-1} \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) + 1 \right] \quad (II.7)$$

der Stoßparameter

$$b = a \cot \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) \quad (II.8)$$

$$b = \sqrt{D^2 - 2aD} \quad (II.9)$$

und der Bahndrehimpuls

$$\ell = \eta \cot \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) \quad (II.10)$$

II.2.2) Coulombtrajektorie bei relativistischen Einschußenergien

In peripheren relativistischen Schwerionenstößen ($a \rightarrow 0$) ohne nuklearen Kontakt der beteiligten Atomkerne kann der Stoßparameter b (Gl.II.9) durch den Abstand dichtester Annäherung D ersetzt werden. Als minimalen Abstand für reine elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den beiden Stoßpartnern benutzt man häufig den nuklearen Wechselwirkungsradius R_{int} im Gegensatz zu dem in Kapitel II.1 eingeführten Abstand D_s . Für die Schwerionensysteme läßt sich R_{int} mit einer von Wilcke [Wil80] vorgeschlagenen Parameterisierung berechnen (Gl.B.3). Die Grundlage hierfür bildet die Analyse zahlreicher quasielastischer Streuexperimente. Für das System $^{160}\text{Gd} + ^{206,208}\text{Pb}$ ist der nukleare Wechselwirkungsradius von 15.3 fm in Abbildung II.1 eingezeichnet. Bei diesem Abstand sind die beiden Kernoberflächen nur etwa 3 fm voneinander entfernt, sodaß Kernreaktionen stattfinden. Dies äußert sich in einer Reduktion des inelastischen Wirkungsquerschnittes, der

beim nuklearen Wechselwirkungsradius nur 25% des Wertes für reine Coulombanregung beträgt.

Dagegen wird die Trajektorie dieser streifenden Stöße durch die nukleare Wechselwirkung kaum beeinflusst, da bei Schwerionenreaktionen das Coulombpotential wesentlich größer ist als das Kernpotential. Abbildung II.5 zeigt deshalb das Verhältnis b/R_{int} als Funktion der Projektilenergie. Bei einer Einschußenergie von mehr als 100 MeV/u kann die normale Hyperbelbahn durch eine Gerade ersetzt werden. Projektil und Targetkern werden in dem von ihnen erzeugten elektrischen Feld kaum abgelenkt.

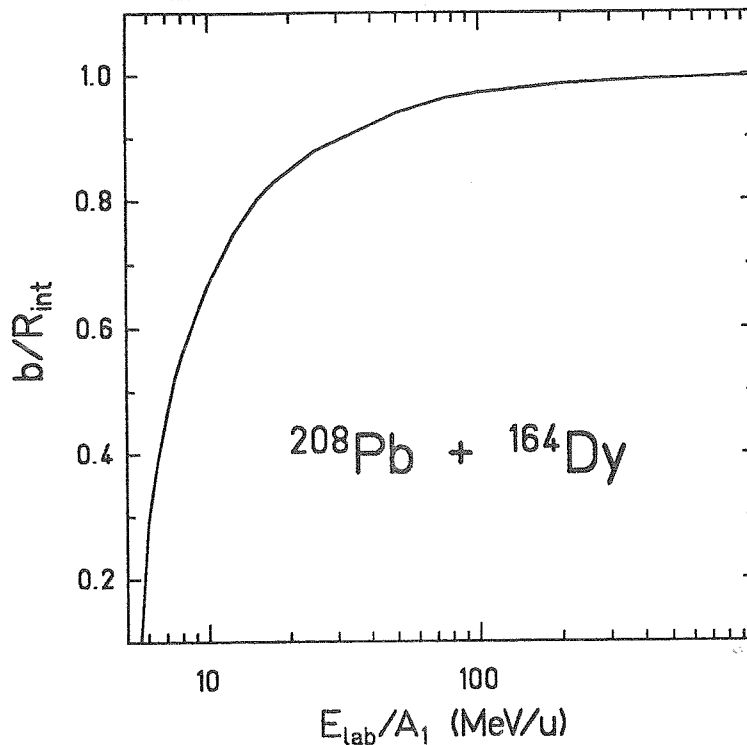


Abb. II.5: Verhältnis des Stoßparameters b zum nuklearen Wechselwirkungsradius R_{int} als Funktion der Einschußenergie.

II.3) Maximal übertragbare Anregungsenergie für Einstufenprozesse

Für eine einfache Behandlung des Streuprozesses ist es ebenfalls wichtig, daß die Anregung plötzlich und nicht adiabatisch verläuft, das heißt, daß die Vorbeiflugzeit des Projektils klein ist gegen die Rotationsdauer der Anregung. Andernfalls würde der Targetkern nur seine Orientierung ändern, wie eine Kompaßnadel im Magnetfeld, ohne in Rotation versetzt zu werden. Diese Bedingung läßt sich folgendermaßen formulieren: Sei v_∞ die Projektilgeschwindigkeit und a der halbe Abstand dichtester Annäherung im Zentralstoß, so ist die Vorbeiflugzeit charakterisiert durch

$$\tau_{coll}(\theta_{cm}) = \frac{a}{v_{\infty}} \sin^{-1}\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right) \quad (II.11)$$

Bei Einschußenergien nahe der Coulombbarriere ist die Kollisionszeit beim Zentralstoß nahezu unabhängig von den Massen der beteiligten Kerne und beträgt etwa $\tau_{coll} = 2 \times 10^{-22}$ sec. Die Rotationsperiode τ_{nuc} läßt sich aus der Übergangsenergie mit der Unschärferelation abschätzen

$$\tau_{nuc} = \frac{\hbar}{E_f - E_i} \quad (II.12)$$

wobei E_i und E_f die Energien der beteiligten Anregungszustände sind. Zur Kennzeichnung der Anregung ist es zweckmäßig, das Verhältnis dieser Zeiten als Parameter einzuführen.

$$\xi(\theta_{cm}) = \frac{\Delta E / \hbar}{v_{\infty} / a} \sin^{-1}\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right) = \frac{\Delta E}{\hbar} \frac{D - a}{v_{\infty}} \quad (II.13)$$

Große Anregungswahrscheinlichkeiten erhält man nur für $\xi \ll 1$, die Anregungsbedingungen sind optimal. Für $\xi > 1$ erfolgt der Stoß weitgehend adiabatisch. Der Wert $\xi = 1$ ist in der Praxis etwa die obere Grenze für die Beobachtung einer Coulombanregung. Dadurch ergibt sich eine Abschätzung für die maximal übertragene Anregungsenergie in Abhängigkeit der Einschußenergie.

$$\Delta E_{max} = \frac{\hbar v_{\infty}}{D - a} \quad (II.14)$$

Bei relativistischen Einschußenergien ist der Parameter ξ gegeben durch

$$\xi(\theta_{cm}) = \frac{\Delta E}{\hbar c} \frac{D - a}{\gamma \beta} \quad (II.15)$$

mit

$$\beta = \frac{v_{\infty}}{c} = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma} \quad (II.16)$$

und

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (II.17)$$

Die maximale übertragbare Anregungsenergie für Einstufenprozesse läßt sich analog (Gl.II.14) berechnen durch

$$\Delta E_{max} = \hbar c \frac{\beta\gamma}{D-a} \quad (II.18)$$

Abbildung II.6 zeigt die Abschätzung für die maximale Anregungsenergie über einen weiten Bereich von Einschußenergien. Hierbei wurde für Energien bis zur Coulombbarriere (Gl.B.11) der minimale Abstand bei zentralen Stößen $D(\theta_{cm}) = D(\pi)$ und bei höheren Einschußenergien der nukleare Wechselwirkungsradius R_{int} (Gl.B.3) benutzt, d.h. es wurde ein streifender Stoß angenommen. Die maximale Anregungsenergie für Einstufenprozesse steigt mit der Projektilenergie an. Für Experimente an der Coulombbarriere bleibt $\Delta E_{max} < 3 \text{ MeV}$; dadurch werden niedrigliegende Rotations- und Vibrationszustände besonders gut angeregt. Während die Anregung der Riesenresonanz bei diesen Stößen weitgehend adiabatisch ist, können bei Einschußenergien von ca. 1 GeV/u sehr hohe Anregungsenergien von bis zu 25 MeV in einem Einstufenprozess übertragen werden. Solche Projektilenergien stehen beim Schwerionensynchrotron SIS in Darmstadt für Kernstrukturuntersuchungen zur Verfügung und werden zum Studium der Dipol-Riesenresonanz benutzt [Eml89,Küh89]. Bedingt durch die große Reichweite der elektromagnetischen Kräfte, sind die Wirkungsquerschnitte für die Anregung der Dipol-Riesenresonanz vergleichbar mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt $\approx 7.5 \text{ barn}$ (siehe Abb.VI.3.2).

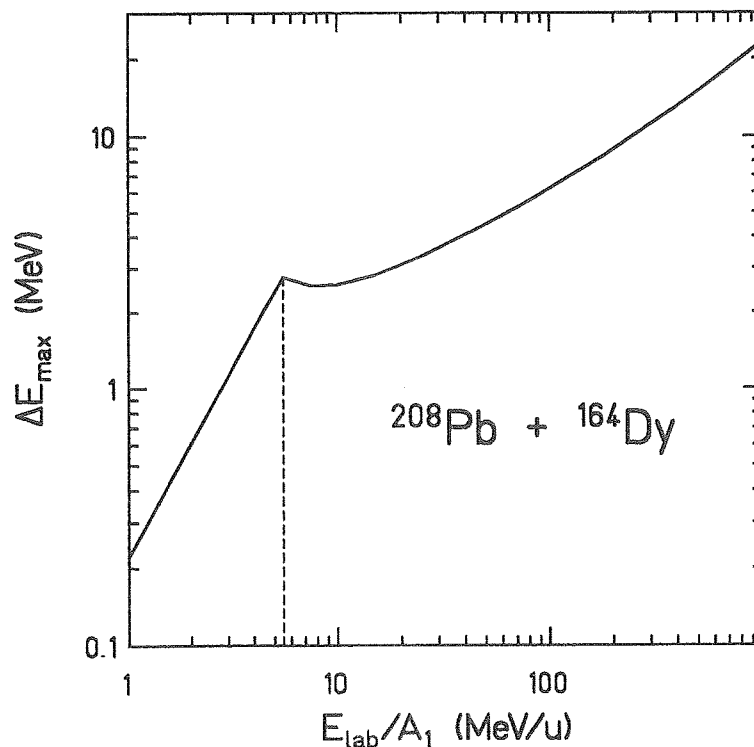


Abb. II.6: Maximal übertragbare Anregungsenergie für Einstufenprozesse nach Coulombanregung von ^{164}Dy durch ^{208}Pb Projektile in Abhängigkeit von der Einschußenergie. Die Coulombbarriere (Gl.B.11) im Laborsystem ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

II.4) Maximal übertragbarer Drehimpuls auf Rotationskerne

Die Atomkerne im Bereich der Lanthaniden und Aktiniden lassen sich in guter Näherung durch das Modell eines starren Rotators beschreiben. Ihre Kernzustände bilden eine Rotationsbande, die in einer inelastischen Streuung mit schweren Ionen angeregt werden. In einer klassischen Beschreibung des Anregungsprozesses kann der maximale Drehimpuls abgeschätzt werden, der in einem multiplen Coulombanregungsexperiment vom Projektil auf den deformierten Targetkern übertragen wird. Die Rotation des Targetkerns wird bei der Kollision durch das Drehmoment übertragen, das durch die Wechselwirkung zwischen dem Quadrupolmoment Q_2 des Targetkerns und der Ladung des vorbeifliegenden Projektils hervorgerufen wird. Das klassische Problem läßt sich in geschlossener Form lösen, wenn die Kollisionszeit τ_{coll} vernachlässigbar klein gegenüber der Rotationszeit des deformierten Kerns τ_{nuc} ist. Für den maximalen Drehimpulstransfer $\Delta L_{max}(\theta_{cm})$ erhält man

$$\Delta L_{max}(\theta_{cm}) = \frac{3}{2} J_{20}(\theta_{cm}) q \quad (II.19)$$

mit

$$q = \frac{Z_1 e^2 Q_2}{\hbar v_{\infty} (2a)^2} \quad (II.20)$$

Mißt man das innere Quadrupolmoment Q_2 in barn und die Projektilenergie in MeV/u, so läßt sich die Größe q [\hbar] durch folgende Beziehung berechnen:

$$q = 7.62 \frac{A_1^2 A_2^2 Q_2}{(A_1 + A_2)^2 Z_1 Z_2^2} \left(\frac{E_s}{A_1} \right)^{3/2} [\hbar] \quad (II.21)$$

Die Funktion $J_{20}(\theta_{cm})$ ist gegeben durch

$$J_{20}(\theta_{cm}) = \sin^2 \frac{\theta_{cm}}{2} + \tan^2 \frac{\theta_{cm}}{2} \left[1 - \frac{\pi - \theta_{cm}}{2} \tan \frac{\theta_{cm}}{2} \right] \quad (II.22)$$

Diese Funktion ist bei [Ald66] tabelliert, kann jedoch durch den folgenden analytischen Ausdruck gut genähert werden:

$$J_{20}(\theta_{cm}) \simeq \frac{2}{3} (1 - \cos \theta_{cm}) \quad (II.23)$$

Der maximale Drehimpuls tritt genau dann auf, wenn die Symmetrieachse des deformierten Kerns und die Stoßrichtung den Winkel $\pi/4$ einschließen. Andere Anfangsorientierungen führen zu einem kleineren Drehimpulstransfer, ebenso die Berücksichtigung der endlichen Rotationsfrequenz [Row75,Boe84]. Abbildung II.7 zeigt den maximal übertragbaren Drehimpuls für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ als Funktion der Einschußenergie. Zur Berechnung wurde das innere Quadrupolmoment $Q_2 = 7.5 b$ aus den gemessenen elektromagnetischen Matrixelementen [Wol74] des Targetkerns bestimmt. Bei Einschußenergien unter der Coulombbarriere (Gl.B.11) wurde der Drehimpulsübertrag für zentrale Stöße und bei höheren Energien am Grazingwinkel (Gl.B.6) berechnet. Der maximal übertragbare Drehimpuls nimmt zunächst entsprechend Gl.II.19 für zentrale Stöße zu, um oberhalb der Coulombbarriere aufgrund der kürzeren Wechselwirkungszeit für die streifenden Stöße schnell abzufallen. In peripheren relativistischen Schwerionenstößen wird man deshalb nur Niederspinzustände anregen können. Für die Streuung von ^{208}Pb Ionen an ^{164}Dy bei einer Projektilenergie von 4.7 MeV/u beträgt der klassisch maximal mögliche Drehimpulstransfer $\Delta L_{max}(\pi) = 27\hbar$.

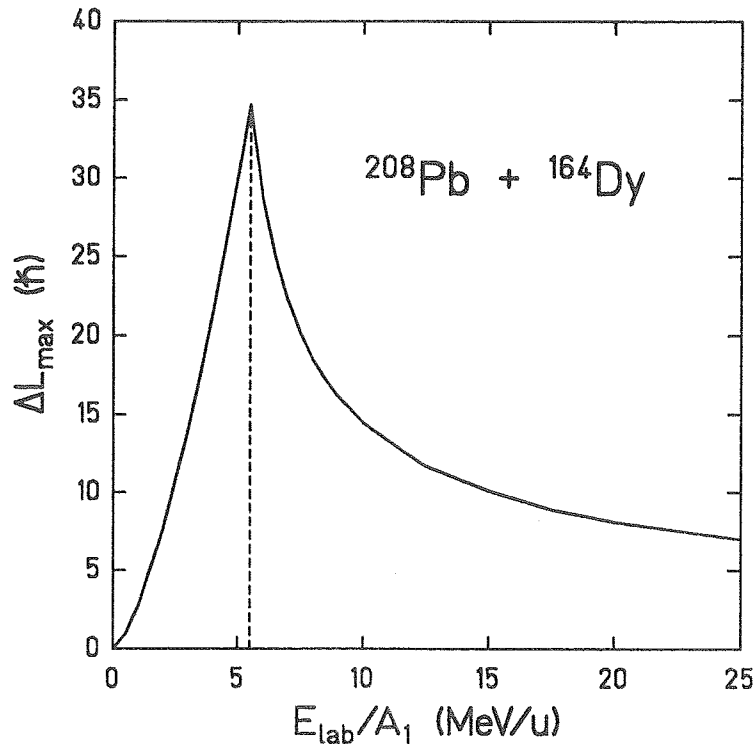


Abb. II.7: Maximal übertragbarer Drehimpuls für multiple Coulombanregung von ^{164}Dy mit ^{208}Pb Projektile in Abhängigkeit von der Einschußenergie.

Die maximale Anregung der Rotationsbande als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} wird ebenfalls gut durch Gl.II.19 beschrieben. Abbildung II.8 zeigt die Streuwinkelbereiche, für die die Zustände der Grundzustandsbande $8^+ \leq I^\pi \leq 22^+$ im Coulombanregungsexperiment $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{164}\text{Dy}$ bei einer Einschußenergie von 4.7 MeV/u experimentell beobachtet wurden. Die

eingezeichnete Kurve zeigt die Streuwinkelabhängigkeit der klassischen Näherung (Gl.II.19). Diese gute Übereinstimmung beobachtet man auch für die Kerne im Bereich der Aktiniden, die sich durch ein größeres Quadrupolmoment ($Q_2 = 11.1 b$ für ^{238}U) auszeichnen und sich ebenfalls wie ein starrer Rotator verhalten.

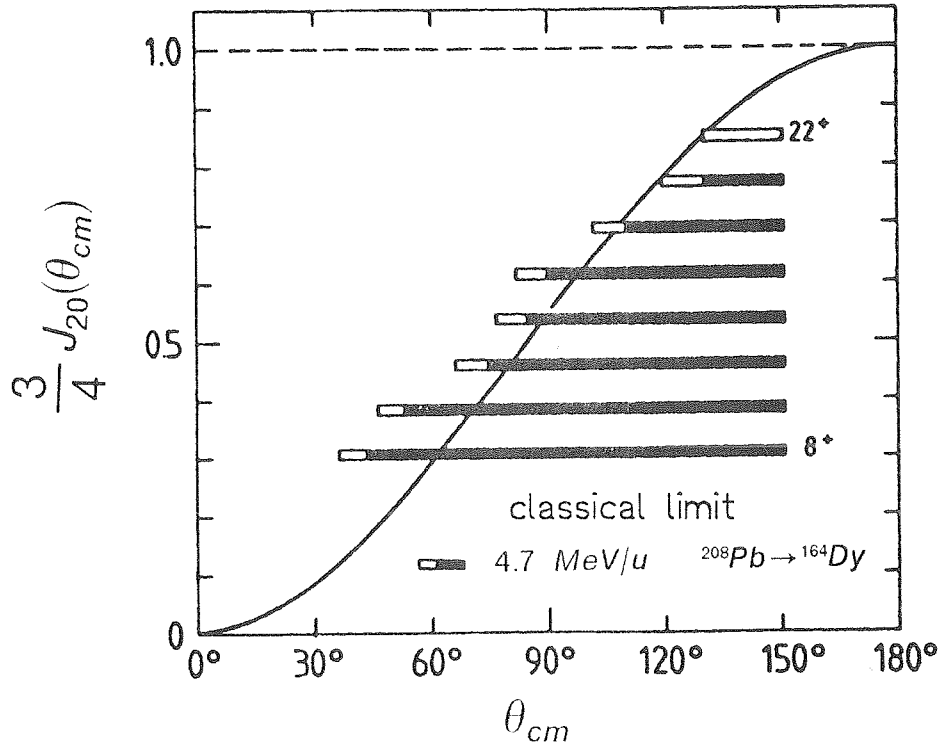


Abb. II.8: Streuwinkelabhängigkeit der klassischen Abschätzung für den maximal übertragbaren Drehimpuls (Gl.II.19). Ebenfalls eingezeichnet sind die Streuwinkelbereiche, für die die Zustände der Grundzustandsbande $8^+ \leq I^\pi \leq 22^+$ im System $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{164}\text{Dy}$ bei 4.7 MeV/u experimentell beobachtet wurden.

Zum Vergleich mit der klassischen Näherung sind in Abbildung II.9 die mit einem semiklassischen Coulombanregungsprogramm [Lel78] berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\theta_{cm}d\phi_{cm}}$ gezeigt. Sie sind für die Anregung einiger Zustände in der Grundzustandsrotationsbande von ^{164}Dy als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} dargestellt. Zur Berechnung wurde ein inneres Quadrupolmoment von $Q_2 = 7.5 b$ und das Modell des starren Rotators benutzt. Man beachte, daß der Wirkungsquerschnitt für die Anregung des 22^+ Zustandes bei einem Streuwinkel von $\theta_{cm} \simeq 135^\circ$ noch einige mb/rad^2 beträgt. Im Vergleich zur klassischen Näherung, können bei einem gegebenen Streuwinkel Kernzustände mit höheren Drehimpulsen durch quantenmechanische Effekte populiert werden, deren Anregungswahrscheinlichkeiten jedoch klein sind. Für die Planung eines Coulombanregungsexperimentes an einem deformierten Kern erlaubt Gl.II.19 eine gute Abschätzung des übertragbaren Drehimpulses.

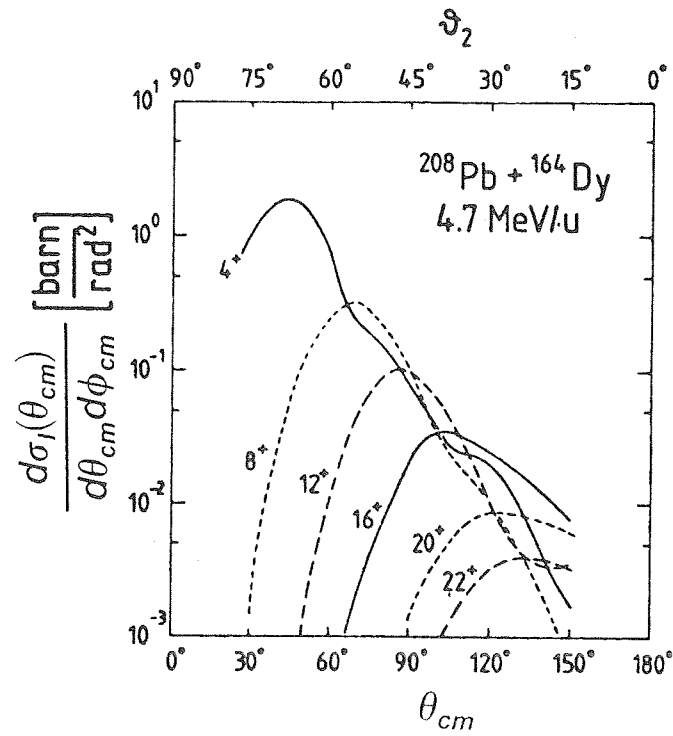


Abb. II.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt für einige Zustände der Grundzustandsbande in ^{164}Dy , das durch ^{208}Pb bei 4.7 MeV/u angeregt wird. Zur Berechnung der Werte wurde das Modell des starren Rotators und ein inneres Quadrupolmoment von $Q_2 = 7.5 b$ benutzt.

III.) Coulombanregung mit schweren Projektilen

In einem Coulombanregungsexperiment mit schweren Projektilen werden Hochspinzustände durch sukzessive Anregung von Kernniveaus bevölkert, wie es in Abbildung III.1 schematisch skizziert ist. Ist die Anregungswahrscheinlichkeit für ein Niveau groß, so wird ein Teil seiner Intensität durch einen weiteren elektrischen Übergang auf den nächst höheren Zustand übertragen. Diese schrittweise Anregung von Kernzuständen mit Matrixelementen niedriger Multipolordnung dominiert über den direkten Prozeß, der über eine kleine Komponente höherer Multipolordnung erreichbar wäre. Diese Tatsache ist in Abbildung III.1 durch unterschiedlich große Pfeile für E2- und E4-Übergänge angedeutet. Für die Anregung von Kernzuständen spielen deshalb nur die elektrischen Quadrupol- (E2), Oktupol- (E3) und Hexadekapol- (E4) Übergänge eine wesentliche Rolle, wobei die Übergangswahrscheinlichkeit mit zunehmender Multipolarität sehr schnell abnimmt.

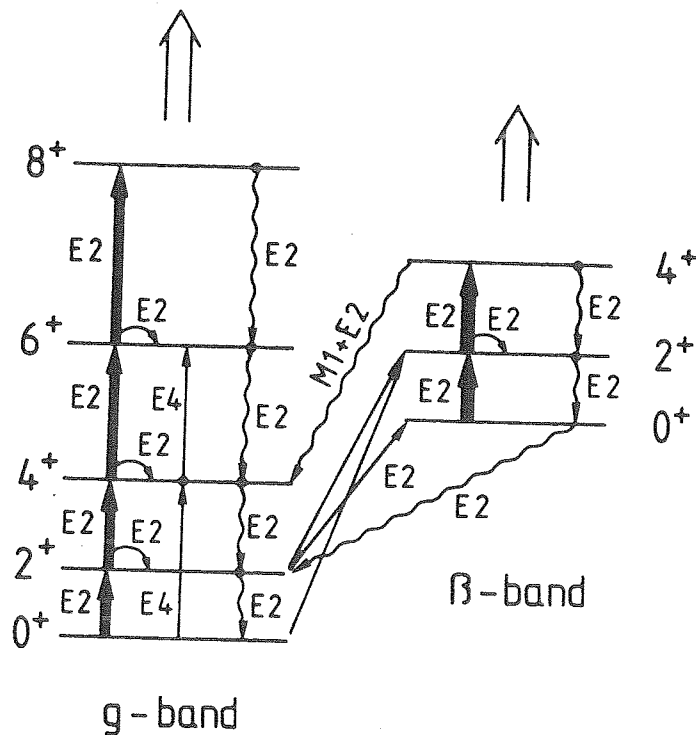


Abb. III.1: Typische Anregung von Kernzuständen deformierter Kerne in multiplen Coulombanregungsexperimenten und deren γ -Zerfall.

Elektrische Dipol- (E1) Anregungen zwischen Zuständen unterschiedlicher Parität können im allgemeinen vernachlässigt werden, da zum einen die Dipolriesenresonanz aufgrund der hohen Anregungsenergie bei Experimenten unterhalb der Coulombbarriere kaum populiert wird (siehe Abb.II.6) und zum andern die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E1)$ zu niederenergetischen Kernzuständen um einen Faktor 10^6 gegenüber einer Einteilchenanregung unterdrückt sind. Ebenfalls unberücksichtigt für die Anregung von Kernzuständen bleiben magnetische Multipolmomente, da die Wahrscheinlichkeit für

magnetische Multipolübergänge (z.B. M1) viel kleiner ist als die der konkurrierenden elektrischen (E2) Multipolübergänge. Für die Winkelverteilung der γ -Strahlung bei der Abregung eines Kernzustands sind dagegen sowohl die magnetischen, als auch die elektrischen Dipol-Matrixelemente wichtig.

Die Anregungswahrscheinlichkeit eines Kernzustands, wie sie aus der Intensität der Zerfalls- γ -Strahlung bestimmt wird, hängt in komplizierter Weise von den dynamischen und statischen Multipolmomenten ab, die den Kernzustand über verschiedene Zwischenzustände mit dem Grundzustand des Atomkerns verbinden. Trotzdem ist es möglich, wie später in Kapitel IV gezeigt wird, die einzelnen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E\lambda)$ modellunabhängig zu bestimmen.

III.1) Experimentelle Methoden zur Messung der inelastischen Anregung

Zur Untersuchung der Coulombanregung werden zwei experimentelle Methoden benutzt:

- 1.) Die Teilchenspektroskopie, bei der die Energie der inelastisch gestreuten Projektile unter verschiedenen Winkeln gemessen wird, und
- 2.) die γ - und e^- -Spektroskopie, bei der die nach dem Anregungsprozeß emittierte γ -Strahlung und Konversionselektronen nachgewiesen werden.

Bei der Teilchenspektroskopie wird die Anregungswahrscheinlichkeit eines Kernzustandes durch die inelastisch gestreuten Projektile direkt gemessen. Hierzu muß die inelastische Anregung von der elastischen Streuung getrennt werden. Die Energieverteilung der gestreuten Projektile wird entweder über die Ablenkung in einem magnetischen Spektrographen oder über die Impulshöhe in einem Halbleiterdetektor gemessen. Im Spektrum beobachtet man den elastischen Peak der Rutherford-Streuung und Peaks der inelastischen Streuung infolge Coulombanregung. Ihre Trennung erfordert eine hohe Strahlqualität und die Benutzung von dünnen Targets ($10 - 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), um den Energieverlust der Ionen im Target zu minimieren. Diese Bedingungen lassen sich nur von leichten Projektilen erfüllen. Benutzt man ^4He Ionen, so regt man die Niederspinzustände 0^+ , 2^+ und 4^+ der Grundzustandsbande bei Atomkernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl (gg-Kerne) an. Aus den gemessenen Anregungswahrscheinlichkeiten, die durch das Intensitätsverhältnis der inelastischen zur elastischen Streuung gegeben ist, lassen sich elektrische Quadrupol- und Hexadekapolmomenten bestimmen, die Auskunft über die Gestalt des Atomkerns geben [siehe z.B. Wol77].

Die Drehimpulsabhängigkeit der Kerngestalt läßt sich durch die Benutzung schwerer Projektile untersuchen. Hierbei scheiden jedoch teilchenspektroskopische Methoden aus, da der Energieverlust von Projektil oder Rückstoßkern im Targetmaterial sehr groß ist [Nor70]. Die kinematische Verbreiterung der Energieauflösung übersteigt dabei um ein Mehrfaches die Anregungsenergie der Atomkerne. Als Alternative bietet sich die Spektroskopie der beim Zerfall der angeregten Kernzustände emittierten γ -Strahlung an. Die Energieauflösung ist unabhängig vom verwendeten Projektil, seiner Energie und von der Targetdicke, sodaß geringere Anforderungen an die Strahlqualität gestellt werden und auch dicke Targets

verwendet werden können. Bei dieser Methode lassen sich das Anregungsspektrum des Atomkerns mit großer Genauigkeit rekonstruieren und die elektromagnetischen Multipolmomente aus den γ -Intensitäten bestimmen. Aus beiden Observablen erhält man Informationen über das Verhalten der Kernstruktur bei hohen Anregungsenergien und Drehimpulsen.

III.2) γ -Spektroskopie nach multipler Coulombanregung

Im folgenden soll ein typisches Coulombanregungsexperiment mit ^{208}Pb Projektilen diskutiert werden, das am UNILAC in Darmstadt zur Untersuchung von Hochspinzuständen durchgeführt wurde. Am Beispiel des deformierten Targetkerns ^{164}Dy werden die experimentellen Probleme und deren Lösungsmöglichkeiten erläutert. Die Wahl des Projektils ^{208}Pb zeichnet sich nicht nur durch eine große Kernladungszahl $Z_1 = 82$ aus, sondern erleichtert auch die Analyse des Experiments. Durch die hohe Anregungsenergie des ersten angeregten Zustandes von 2.6 MeV wird das Projektil kaum angeregt, sodaß nur die Targetanregung berechnet werden muß und das Projektil die Rolle einer bewegten Punktladung spielt (semiklassische Näherung, siehe Kapitel II.2).

Das größte experimentelle Problem bei der γ -Spektroskopie mit sehr schweren Ionen ist die Verbreiterung der γ -Linien aufgrund des Dopplereffekts. Bei der Coulombanregung haben die angeregten Targetkerne stark unterschiedliche Rückstoßrichtungen und Geschwindigkeiten, die bis zu 12 % der Lichtgeschwindigkeit betragen können. Da die γ -Quanten von dem bewegten Atomkern emittiert werden, beobachtet man im Laborsystem eine γ -Energie E_γ , die nicht der Energiedifferenz zweier Kernzustände $E_{\gamma 0} = E_i - E_f$ entspricht sondern aufgrund des Dopplereffektes verschoben ist. Bei Experimenten mit leichten Projektilen kann man die angeregten Atomkerne im Target abbremsen, bevor sie die γ -Strahlung aussenden. Bei den oben erwähnten Rückstoßgeschwindigkeiten beträgt die Abbremszeit allerdings etwa 3-5 psec und ist damit viel länger als die Lebensdauer vieler Hochspinzustände (z.B. ist in ^{164}Dy die Lebensdauer $\tau \leq 1$ psec für Zustände in der Grundzustandsbande mit $I^\pi \geq 10^+$). Der Zerfall der Hochspinzustände kann deshalb nur von einem bewegten Atomkern beobachtet werden, was eine Identifizierung dieser Kernzustände ohne Korrektur der Dopplerverschiebung erschwert oder unmöglich macht.

Um die Dopplerverbreiterung der γ -Linien bei Coulombanregungsexperimenten mit schweren Projektilen zu minimieren, werden dünne Targets (≈ 1 mg/cm²) verwendet und für jedes γ -Quant die Richtung und Geschwindigkeit des Emitters ermittelt. Hierzu mißt man den Streuwinkel des Targetkerns, um die Kinematik eines jeden Streueignisses zu rekonstruieren, wobei man die Tatsache ausnutzt, daß die Coulombanregung durch die Gleichungen der elastischen Streuung gut beschrieben wird. Für die Dopplerverschiebung gilt in erster Näherung:

$$E_{\gamma 0} = E_\gamma \left(1 - \frac{v_2}{c} \cos \vartheta_{\gamma 2}\right) \quad (\text{III.2.1})$$

$E_{\gamma 0}$ steht für die γ -Energie im Ruhesystem des emittierenden Atomkerns und E_{γ} für die nachgewiesene γ -Energie im Laborsystem. Die Geschwindigkeit des Targetkerns relativ zur Lichtgeschwindigkeit v_2/c und der Relativwinkel zwischen Flugrichtung des Targetkerns und des γ -Quants $\vartheta_{\gamma 2}$ lassen sich aus der Streukinematik berechnen. Die exakte Gleichung für die Dopplerverschiebung sowie einige nützliche kinematische Formeln findet man in Anhang C. Die Rückstoßgeschwindigkeiten im Laborsystem variieren bei einer Einschußenergie von 4.7 MeV/u je nach Rückstoßrichtung zwischen $v_2/c \simeq 0 \%$ ($\vartheta_2 \simeq 90^\circ$) und $v_2/c = 12 \%$ ($\vartheta_2 = 0^\circ$). Diese Variation ist für die große Dopplerverbreiterung von 60 keV bei einem γ -Übergang von $E_{\gamma 0} = 500 \text{ keV}$ verantwortlich. Selbst bei bekannter Rückstoßgeschwindigkeit, wie sie durch die Messung des Streuwinkels gegeben ist, wird die Energieauflösung eines normalen Ge-Detektors von $\leq 2 \text{ keV}$ nicht erreicht. Verantwortlich für die verbleibende Energieverbreiterung von 20 keV bzw. 1 keV ist der endliche Öffnungswinkel des γ -Zählers von $\Delta\vartheta_{\gamma} \simeq \pm 10^\circ$, der unter einem Winkel $\vartheta_{\gamma 2}$ relativ zur Rückstoßrichtung von 90° bzw. 0° steht. Bei einem Coulombanregungsexperiment müssen deshalb die γ -Detektoren in der Flugrichtung des emittierenden Kerns bzw. 180° dazu, stehen. Sollen Hochspinzustände spektroskopiert werden, so erwartet man die größten Wirkungsquerschnitte unter einem Streuwinkel von etwa $\theta_{cm} = 130^\circ$ im Schwerpunktsystem (siehe Abb.II.9). Der dazugehörige Rückstoßwinkel des angeregten Targetkerns im Laborsystem von $\vartheta_2 = 25^\circ$ läßt sich mit der folgenden kinematischen Formel berechnen

$$\vartheta_2 = \frac{180^\circ - \theta_{cm}}{2} \quad (\text{III.2.2})$$

Diese Gleichung ist als einzige kinematische Formel unabhängig von der Projektil-Target Kombination. Um für diese Hochspinzustände die beste Energieauflösung zu erzielen, sollten die Ge-Detektoren unter einem Winkel von 25° oder 155° relativ zur Strahlachse aufgebaut werden.

III.3) Aufbau und Durchführung des Experiments

Das Coulombanregungsexperiment zur Untersuchung des Isotops ^{164}Dy wurde mit einem 0.8 mg/cm^2 dicken, hochangereicherten ($\leq 99 \%$) Target und ^{208}Pb Projektilen mit einer Strahlenergie von 4.7 MeV/u am UNILAC der GSI-Darmstadt durchgeführt. Diese Energie liegt soweit unterhalb der Coulombbarriere, daß der geringste Abstand der Kernoberflächen bei zentralen Stößen etwa 5 fm beträgt. Eine solche Einschußenergie wird als sicher angesehen, um den Einfluß der Kernwechselwirkung auf den Anregungsprozeß auszuschließen. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung III.2 gezeigt und entspricht dem heutigen Entwicklungsstand. Mit Hilfe von 7-8 Ge-Detektoren wurde die nach der Coulombanregung emittierten γ -Quanten in Koinzidenz zu beiden inelastisch gestreuten Ionen nachgewiesen. Der Nachweis der gestreuten Projektil- und Targetkerne erfolgte mit fünf ortsempfindlichen Parallelplattenzählern (PPAC), die zusammen einen Raumwinkel von mehr als 80% von 4π überdecken. Ein ringförmiger Parallelplattenzähler wurde für den Laborwinkelbereich von

$15^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ und $\Delta\varphi = 360^\circ$ benutzt. Die Kathode des Ringzählers bestand aus einzelnen konzentrischen Ringen, die jeweils durch eine Verzögerungsleitung miteinander verbunden waren. Durch Messung der Zeitdifferenz zwischen diesem verzögerten Signal und dem prompten Signal der Anode wurde der Streuwinkel mit einer Genauigkeit von $\Delta\vartheta \approx 1^\circ$ bestimmt. Zur Messung des Azimutalwinkels φ und damit der Festlegung der Streuebene war die Anodenfolie des Teilchenzählers in einzelne Kreissegmente unterteilt, deren Öffnungswinkel $\Delta\varphi = 18^\circ$ betrug.

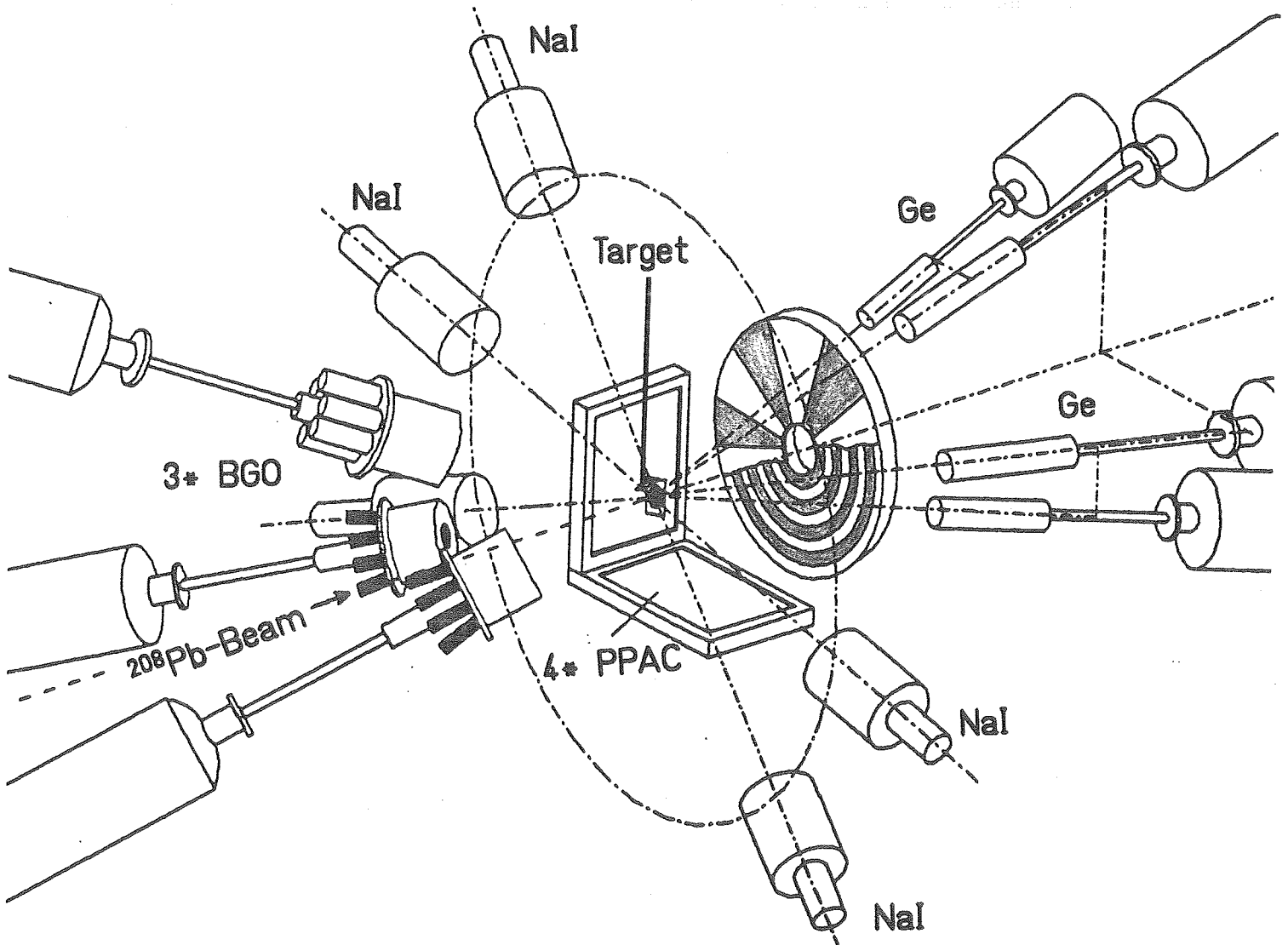


Abb. III.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für ein multiples Coulombanregungsexperiment mit ^{208}Pb Projektilen. Teilchen- γ -Koinzidenzen werden gemessen, wobei man die Zerfalls- γ -Strahlung mit Ge-Detektoren (Ge) und beide gestreute Atomkerne mit Parallelplattenzählern (PPAC) nachweist.

Eine genaue Winkeleichung wurde durch den Beschuß von leichten Targets mit ^{208}Pb erzielt und der maximale Streuwinkel für die ^{208}Pb Projektile ermittelt. Der kinematische Grenzwinkel ist gegeben durch

$$\vartheta_{lim} = \arcsin \frac{A_2}{A_1} \quad (III.3.1)$$

und für die verwendeten Targets ^{93}Nb (26.6°), ^{103}Rh (29.4°), ^{110}Pd (31.9°), ^{124}Sn (36.6°) und ^{144}Sm (43.8°) in Klammern angegeben.

Die vier rechteckigen Parallelplattenzähler wurden in Verbindung mit dem Ringzähler zum koinzidenten Nachweis von gestreuten Projektilen und Rückstoßkernen verwendet. Sie waren symmetrisch um die Strahlachse angeordnet und ortsempfindlich im Streuwinkel ϑ . Der sensitive Winkelbereich lag bei $53^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ mit einem Öffnungswinkel für jeden Parallelplattenzähler von $\Delta\varphi = 84^\circ$. Zur Unterscheidung von Projektil und Targetkern wurde die Flugzeitdifferenz $t_1 - t_2$ zwischen dem Ringzähler und dem jeweils gegenüberliegenden Rechteckzähler, sowie die kinematische Korrelation zwischen den beiden Streuwinkeln gemessen. Abbildung III.3 zeigt die zweidimensionalen Spektren für das $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ System. Diese Messung wurde mit zwei Teilchenzählern durchgeführt, die einen Winkelbereich von $15^\circ \leq \vartheta \leq 58^\circ$ und $-28^\circ \leq \varphi \leq +28^\circ$ abdeckten. Bei dieser Projektil-Target Kombination benutzte man die Flugzeitdifferenz, um die gestreuten Teilchen zu identifizieren.

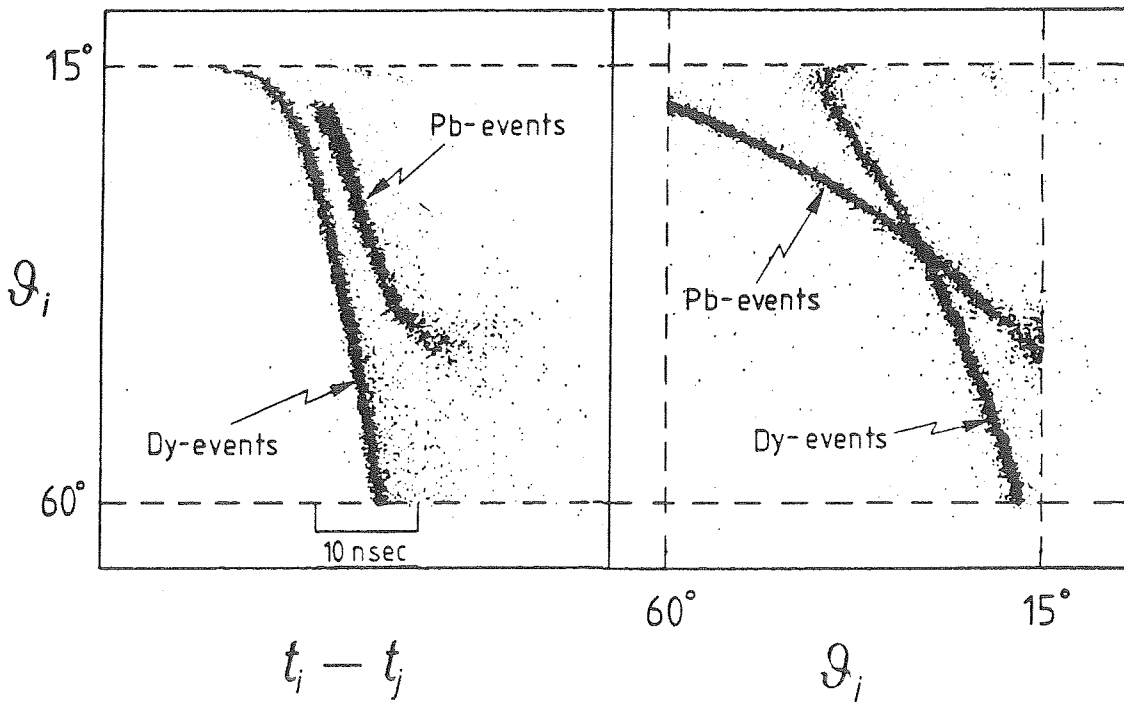


Abb. III.3: Streuwinkelabhängigkeit des nachgewiesenen Teilchens im Ringzähler von der Flugzeitdifferenz $t_1 - t_2$ zwischen den beiden Streupartnern (links) und kinematische Korrelation der beiden Streuwinkel (rechts) für das $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ System. Hierbei bezeichnen Dy-events bzw. Pb-events, die im Ringzähler nachgewiesenen ^{164}Dy Targetkerne bzw. ^{208}Pb Projektile.

Werden die ^{164}Dy Kerne in den Ringzähler gestreut (Dy-events), so entspricht dies einem Streuwinkelbereich von $64^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$ im Schwerpunktsystem (Gl.III.2.2), der zur Anregung von Hochspinzuständen führt. Dagegen können periphere Stöße ($30^\circ \leq \theta_{cm} \leq 100^\circ$) beim Nachweis von ^{208}Pb Projektilen im Ringzähler (Pb-events) spektroskopiert werden.

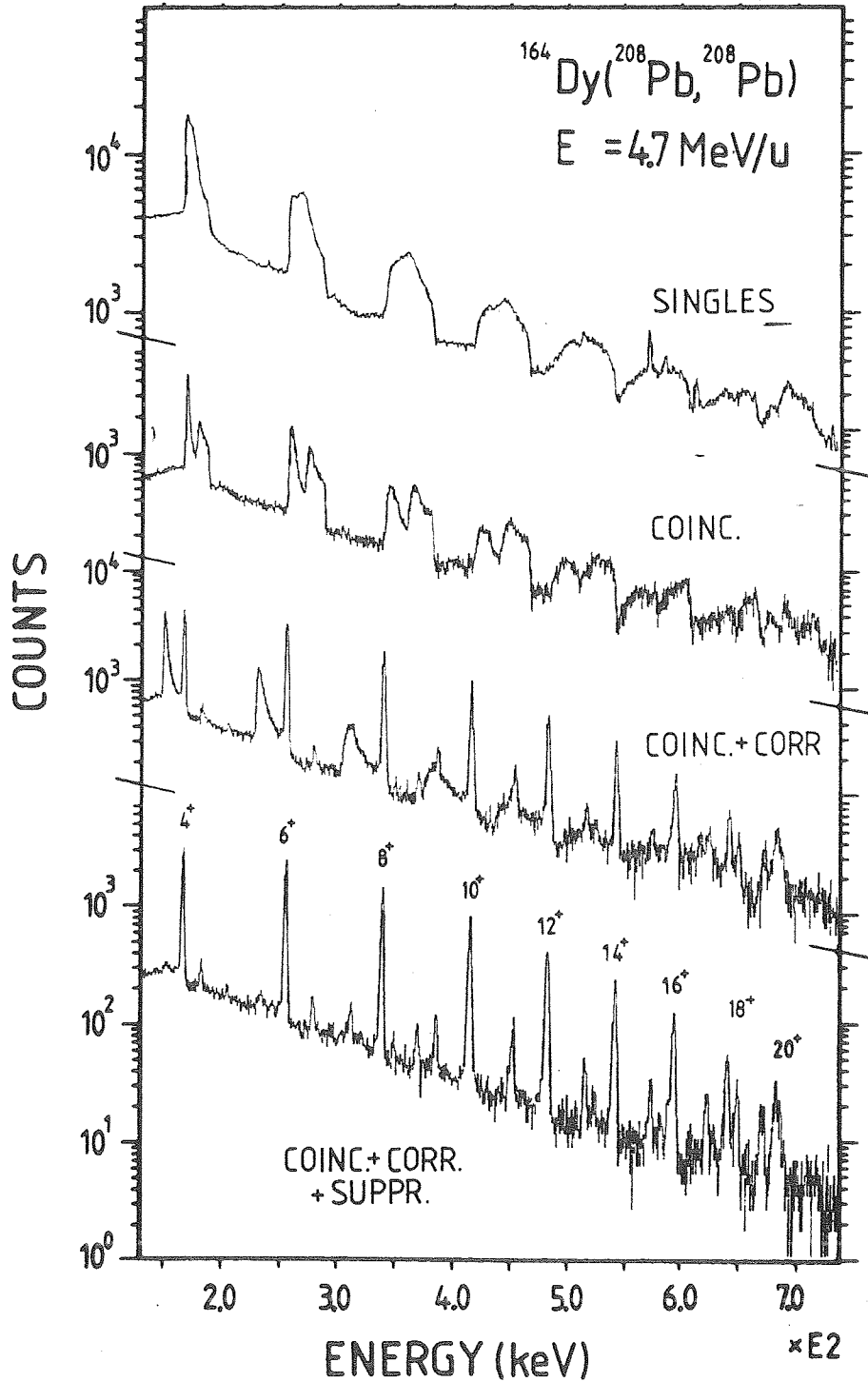


Abb. III.4: γ -Spektren gemessen für das $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ System mit einem Ge-Detektor unter einem Winkel von $\vartheta_\gamma = 30^\circ$.

Zum Nachweis der Zerfalls- γ -Strahlung wurden bis zu acht hochauflösende Ge-Detektoren verwendet, die teilweise von BGO-Kristallen zur Unterdrückung des Compton-Untergrundes umgeben waren. Je vier der Ge-Detektoren standen unter einem Winkel von $\vartheta_\gamma = 25^\circ$ bzw. $\vartheta_\gamma = 155^\circ$ relativ zur Strahlachse, um die oben erwähnte Dopplerverbreiterung aufgrund des endlichen Öffnungswinkels der γ -Zähler zu minimieren. Zusätzlich wurden sechs NaI-Detektoren ($\vartheta_\gamma = 90^\circ$) zur Messung von mittleren γ -Multiplizitäten und mittleren γ -Energien benutzt. Ausführlichste Beschreibungen verschiedener Details des heutigen Experimentaufbaus finden sich in den Dissertationen [Hap89 und Eck90].

Abbildung III.4 zeigt die gemessenen γ -Spektren für das $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ System in den verschiedenen Stadien der Datenreduktion. Ein freies γ -Spektrum (singles), das ohne Teilchennachweis aufgenommen wurde, zeigt eine sehr große Verbreiterung der γ -Linien aufgrund des Dopplereffekts. Bei koinzidenter Messung der gestreuten Teilchen beobachtet man im γ -Spektrum (coinc.) für jede γ -Linie durch den eingeschränkten Raumwinkel zwei Komponenten, je nachdem ob das Projektil oder der Targetkern in den Teilchenzähler gestreut wurde. Unterscheidet man nicht zwischen den beiden Stoßpartnern, z.B. durch die Messung der Flugzeitdifferenz oder der kinematischen Korrelation zwischen den beiden Streuwinkeln, so kann die Korrektur der Dopplerverschiebung entweder nur für die zentralen oder peripheren Stöße vorgenommen werden. Für die Korrektur des γ -Spektrums (coinc+corr) wurde angenommen, daß es sich bei dem nachgewiesenen Teilchen um den Rückstoßkern handelte. Wie man sieht, werden alle γ -Ereignisse, die in Koinzidenz mit einem gestreuten ^{208}Pb Projektil registriert wurden, falsch korrigiert und führen zu breiten Linien im γ -Spektrum. Durch Teilchenidentifikation lassen sich alle γ -Ereignisse eindeutig korrigieren, was man im unteren γ -Spektrum (coinc+corr+suppr) der Abbildung III.4 erkennen kann. Die Energieauflösung beträgt in diesem Spektrum etwa 3-4 keV für einen $E_{\gamma_0} = 500 \text{ keV}$ Übergang. Das totale γ -Spektrum ($64^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$) von ^{164}Dy nach Coulombanregung mit ^{208}Pb Projektilen bei einer Einschubenergie von 4.7 MeV/u ist in Abbildung III.5 gezeigt. Alle beobachteten γ -Linien können dem Zerfall der Grundzustandsbande ($I^\pi \leq 22^+$) und der γ -Vibrationsbande ($I^\pi \leq 18^+$) zugeordnet werden. Die Zuordnung der γ -Übergänge erfolgte aufgrund der Anzahl der Anregungsstufen durch Messung der γ -Multiplizität mit den NaI-Detektoren und der Energiesystematik, die man für deformierte Atomkerne erwartet. Diese Zuordnung deckt sich mit der Abnahme der Linienintensität bei höheren Spins, wie man sie für eine Coulombanregung berechnet. Auch die Variation der γ -Intensität bei verschiedenen Streuwinkeln (siehe Abb.IV.1) entspricht diesen Erwartungen. Bei kleinen Streuwinkeln θ_{cm} - großen Stoßparametern - werden bevorzugt Niederspinzustände angeregt, während bei großen Streuwinkeln - kleinen Stoßparametern - die Population der Hochspinzustände zunimmt.

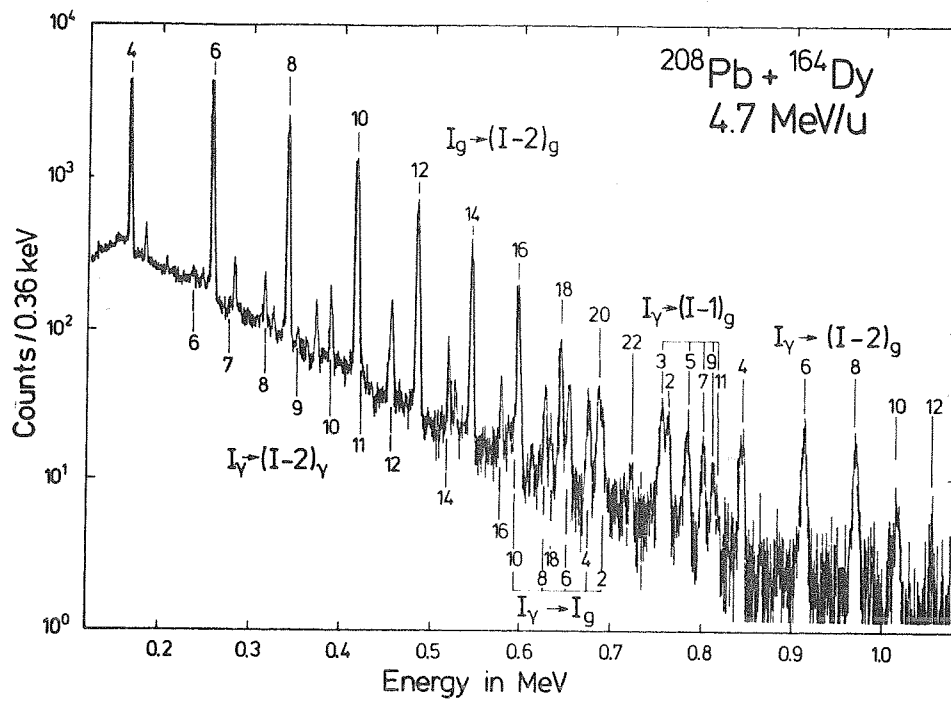


Abb. III.5: Doppler-korrigiertes γ -Spektrum von ^{164}Dy nach Coulombanregung mit ^{208}Pb Projektilen ($64^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$). Die nichtmarkierten γ -Linien wurden durch Anregung der ^{162}Dy Targetverunreinigung (3%) hervorgerufen.

IV.) Bestimmung elektromagnetischer Matrixelemente aus gemessenen γ -Intensitäten nach einem multiplen Coulombanregungsprozess

Die Analyse eines multiplen Coulombanregungsexperimentes ist schwierig aufgrund der großen Anzahl von Matrixelementen, die für die Anregung der vielen Kernzustände verantwortlich sind. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte hängen in komplizierter Weise vom Vorzeichen und der Größe vieler elektrischer Matrixelemente ab, während M1- und E1 Matrixelemente für die exakte Beschreibung des γ -Zerfalls wichtig sind. Zum Beispiel müssen bei der Berechnung der Coulombanregung von ^{164}Dy mit ^{208}Pb Projektilen ~ 30 Kernzustände berücksichtigt werden, die mit ~ 150 Matrixelementen gekoppelt sind. Wie man trotzdem die elektromagnetischen Matrixelemente durch den Vergleich der gemessenen γ -Intensitäten mit berechneten Wirkungsquerschnitten bestimmen kann, soll am Beispiel der Anregung der Grundzustandsbande für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ erläutert werden.

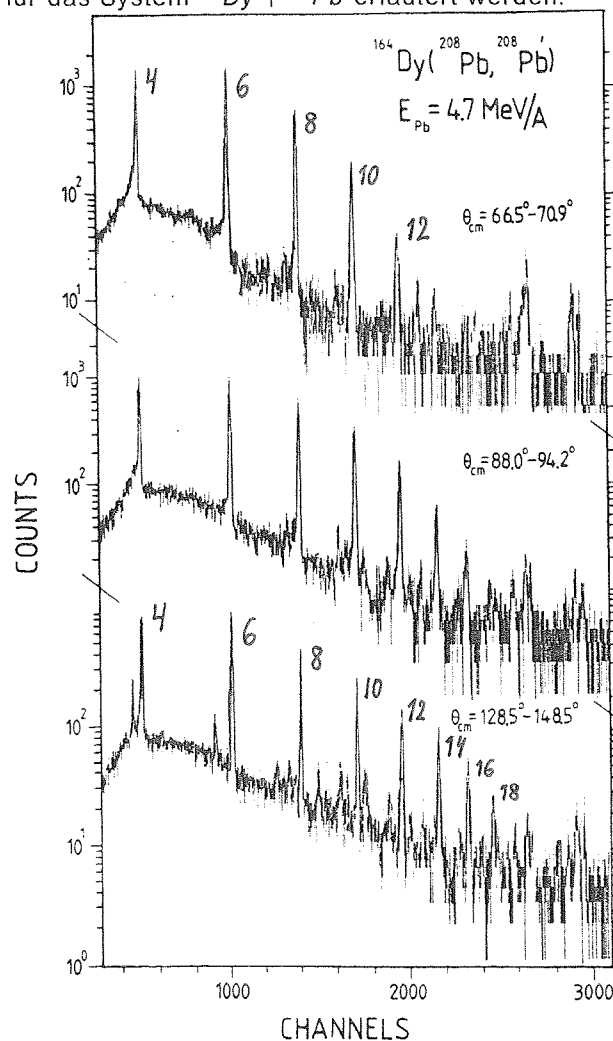


Abb. IV.1: γ -Spektren für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ gemessen bei mittleren Streuwinkeln $\theta_{cm} = 69^\circ$, 91° und 139° im Schwerpunktsystem.

IV.1) Abhängigkeit der γ -Ausbeuten von elektromagnetischen Matrixelementen

Abbildung IV.1 zeigt drei γ -Spektren für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ gemessen bei mittleren Streuwinkeln von $\theta_{cm} = 69^\circ, 91^\circ$ und 139° im Schwerpunktsystem. Während bei großen Stoßparametern ($67^\circ \leq \theta_{cm} \leq 71^\circ$) bevorzugt Niederspinzustände der Grundzustandsbande angeregt werden, nimmt für kleine Stoßparameter ($129^\circ \leq \theta_{cm} \leq 149^\circ$) die Anregungswahrscheinlichkeit für Zustände mit höheren Spins stark zu. Die beobachteten γ -Intensitäten enthalten sowohl die direkte Anregungswahrscheinlichkeit des Kernzustandes durch die Reaktion, als auch die Population durch den Zerfall energetisch höher liegender Kernzustände und hängen deshalb von vielen E2 Matrixelementen ab. Lediglich für die höchsten Spinzustände in jedem Spektrum sind die γ -Ausbeuten durch die multiple Coulombanregung allein bestimmt. In diesem Fall lassen sich die Anregungswahrscheinlichkeiten durch die E2 Matrixelemente berechnen, die den Kernzustand über mehrere Zwischenzustände mit dem Grundzustand verbinden. Für die Grundzustandsbande in deformierten Kernen ist das γ -Intensitätsverhältnis zweier benachbarter Übergänge

$$R_{I \rightarrow I-2}(\theta_{cm}) = \frac{Y_{I \rightarrow I-2}(\theta_{cm})}{Y_{I-2 \rightarrow I-4}(\theta_{cm})} \quad (\text{IV.1})$$

unterhalb eines bestimmten Streuwinkels θ_{cm} im wesentlichen auf das E2 Matrixelement $\langle I // M(E2) // I-2 \rangle$ zwischen diesen beiden Kernzuständen mit $I_i = I-2$ und $I_f = I$ sensitiv.

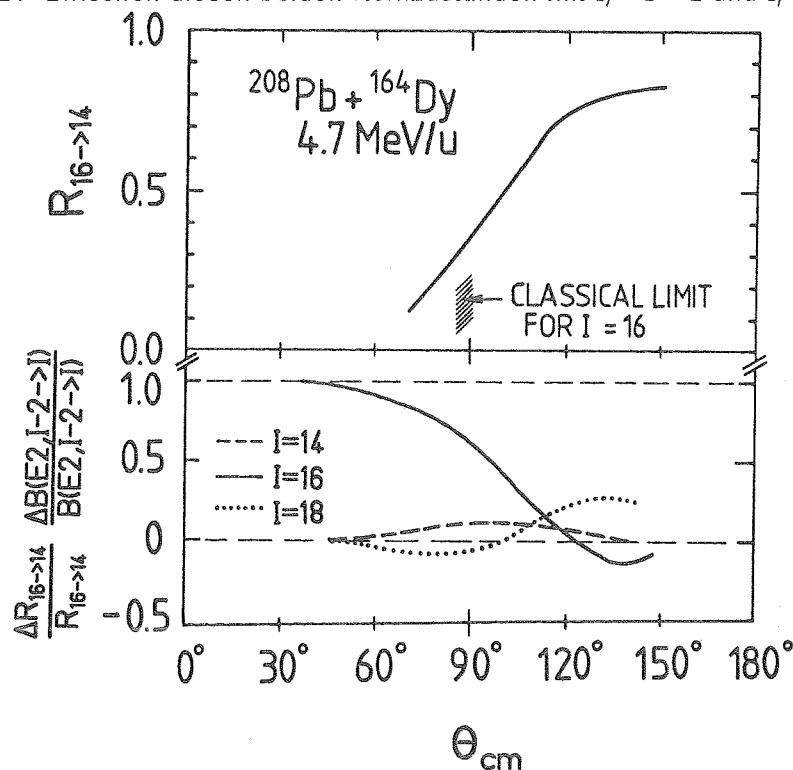


Abb. IV.2: γ -Intensitätsverhältnis $R_{16 \rightarrow 14}$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_{cm} (oben). Änderung des γ -Intensitätsverhältnisses $\Delta R_{16 \rightarrow 14}$ durch Variation verschiedener Übergangswahrscheinlichkeiten $\Delta B(E2; I \rightarrow I-2)$ (unten).

Damit bietet sich die Möglichkeit die konkurrierenden Einflüsse anderer E2 Matrixelemente auf die γ -Intensität auszuschließen und ein Matrixelement innerhalb der Grundzustandsbande zu bestimmen. Der untere Teil der Abbildung IV.2 zeigt am Beispiel des $16^+ \rightarrow 14^+$ Übergangs in ^{164}Dy die Abhängigkeit des γ -Intensitätsverhältnisses $\Delta R_{16 \rightarrow 14}$ von verschiedenen E2 Matrixelementen als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} . Bei diesen Rechnungen wurden verschiedene reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $\Delta B(E2; I \rightarrow I - 2)$ variiert, um deren Einfluß auf das γ -Intensitätsverhältnis $\Delta R_{16 \rightarrow 14}$ zu studieren. Im oberen Teil der Abbildung IV.2 ist das Verhältnis der berechneten γ -Ausbeuten $R_{16 \rightarrow 14}$ (Gl.IV.1) als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} dargestellt. Ein Vergleich beider Abbildungen macht deutlich, daß bei kleinen Streuwinkeln die γ -Ausbeute sehr klein ist, hier aber $R_{16 \rightarrow 14}$ stark mit dem zugehörigen Matrixelement $\langle 16 // M(E2) // 14 \rangle$ korreliert ist. Bei großen Streuwinkeln andererseits erreichen zwar die γ -Ausbeuten ein Maximum, es gibt aber keine spezifische Korrelation mehr zu dem entsprechenden Matrixelement, da der Einfluß anderer Matrixelemente stark anwächst. Zur Bestimmung des Matrixelementes $\langle 16 // M(E2) // 14 \rangle$ eignen sich deshalb nur die mittleren Streuwinkel, wo die Sensitivität ungefähr 0.5 beträgt. Dieser Streuwinkelbereich liegt etwas oberhalb des Wertes, den man für die Anregung des 16^+ Zustandes in ^{164}Dy in der klassischen Näherung (Gl.II.19) erwartet.

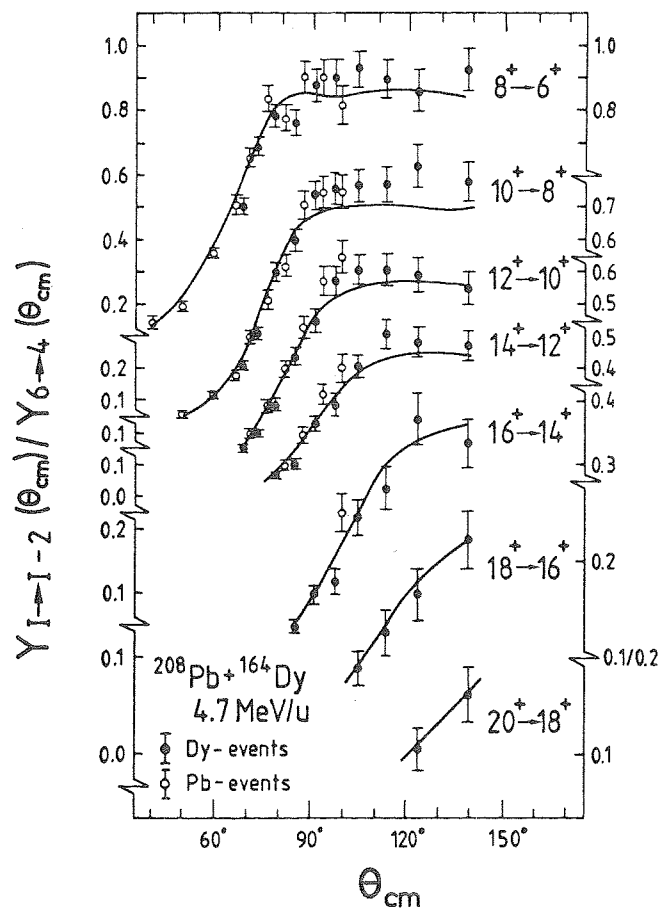


Abb. IV.3: γ -Ausbeuten für Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande von ^{164}Dy als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} im Schwerpunktsystem.

Benutzt man diese Abschätzung für die übrigen Zustände der Grundzustandsbande, so variiert der sensitive Streuwinkelbereich zwischen $\simeq 30^\circ$ für den 2^+ Zustand und $\simeq 180^\circ$ für den maximal möglichen Drehimpulstransfer ($27 \hbar$ für ^{164}Dy).

Für alle am UNILAC in Darmstadt durchgeführten Coulombanregungsexperimente wurden deshalb die γ -Ausbeuten über einen großen Streuwinkelbereich gemessen. In dem beschriebenen Teilchen- γ Koinzidenzaufbau können die γ -Ausbeuten in einem Streuwinkelbereich von $90^\circ < \theta_{cm} < 150^\circ$ gemessen werden, wenn der Targetkern im Ringzähler nachgewiesen wird. Für die Bestimmung der E2 Matrixelemente von Niederspinzuständen der Grundzustandsbande war es jedoch notwendig den Winkelbereich zu kleineren Streuwinkeln zu erweitern. Dies wurde durch den Nachweis der gestreuten ^{208}Pb Projektile im Ringzähler bei gleichzeitigem Nachweis der γ -Strahlung des angeregten Targetkerns erreicht, wodurch der gesamte Streuwinkelbereich für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ etwa $30^\circ < \theta_{cm} < 150^\circ$ betrug. Abbildung IV.3 zeigt die gemessenen γ -Intensitäten für Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande von ^{164}Dy (normiert auf die Intensität des $6^+ \rightarrow 4^+$ -Übergangs) als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} im Schwerpunktsystem, die zur Bestimmung der E2 Matrixelemente benutzt wurden.

Eine detaillierte Untersuchung der Korrelationen zur Bestimmung der elektromagnetischen Matrixelemente läßt sich nicht nur durch die Messung der γ -Ausbeuten als Funktion des Stoßparameters durchführen, sondern auch durch zusätzliche Experimente bei verschiedenen Einschubenergien oder mit unterschiedlichen Projektilen.

IV.2) Fitprozedur

Zur Bestimmung der elektromagnetischen Matrixelemente aus den γ -Ausbeuten wurde ein auf dem linearisierten Sensitivitätsansatz basierendes, iteratives Fitverfahren benutzt. Dabei wurde die Analyse in mehrere Stufen zerlegt. Ausgehend von einem vorgegebenen Satz von Matrixelementen, deren Werte im Prinzip willkürlich gewählt werden können, wurde eine exakte Berechnung der Coulombanregung und des nachfolgenden γ -Zerfalls durchgeführt (Kapitel IV.3). Im zweiten Schritt wurde die exakte Rechnung durch eine Linearisierung der γ -Intensitätsverhältnisse von den Matrixelementen ersetzt. Die Matrixelemente wurden variiert und durch Vergleich von theoretischen und experimentellen γ -Intensitäten wurde im Raum der Matrixelemente nach einem Minimum gesucht. In dieser Fitprozedur können gleichzeitig die Ergebnisse mehrerer Experimente zur Anpassung verwendet werden. Als Ergebnis wurde ein verbesserter Satz von Matrixelementen vorgeschlagen, der wieder in den ersten oder zweiten Schritt eingegeben wird. Durch Iteration lassen sich mit vertretbarem Aufwand an Rechenzeit eine optimale Lösung bestimmen. In einem letzten Schritt wurden die Fehler der Matrixelemente bestimmt, die etwa einer Standardabweichung entsprechen.

Abbildung IV.3 zeigt für die beobachteten γ -Übergänge in der Grundzustandsbande von ^{164}Dy einen Vergleich der experimentellen und berechneten γ -Intensitätsverhältnisse in

Abhängigkeit vom Streuwinkel. Wie man sieht, werden die experimentellen γ -Intensitäten für den gesamten Streuwinkelbereich von den angepaßten Matrixelementen gut wiedergegeben.

IV.3) Berechnung der Teilchen- γ Winkelkorrelation nach multipler Coulombanregung

Da die Kollisionszeit beim Streuprozess von Projektil und Targetkern etwa $\tau_{col} \simeq 2 \times 10^{-22}$ sec beträgt und damit kurz gegen die Lebensdauer eines Kernzustands von $\tau_{nuc} \simeq 10^{-12} - 10^{-9}$ sec ist, kann die Anregung des Targetkerns und der nachfolgende γ -Zerfall der Kernzustände in zwei Schritten berechnet werden.

Zunächst werden Wirkungsquerschnitte für die Population der einzelnen angeregten Zustände sowie die entsprechenden statistischen Tensoren mit einem semiklassischen Coulombanregungsprogramm [Win65, Lei78] berechnet. Dabei wird angenommen, daß die Bahn des Projektils durch eine klassische Hyperbelbahn beschrieben werden kann, während der Anregungsprozess quantenmechanisch behandelt wird. Wegen des großen Sommerfeldparameters von $\eta \simeq 390$ für den betrachteten Streuprozess ist die semiklassische Näherung gerechtfertigt. Zur Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeiten benötigt man die elektrischen Matrixelemente des Targetkerns mit der Multipolarität E2 bis E4, sowie die Anregungsenergien, Spins und Paritäten der Kernzustände. Dabei zeigten Untersuchungen [Owe80], daß neben den im Experiment beobachteten Niveaus einer Bande noch darüberliegende Zustände berücksichtigt werden müssen, um die Entvölkerung bzw. Bevölkerung der höchsten nachgewiesenen Niveaus richtig zu beschreiben. Es ist ebenfalls üblich, für den Coulombanregungsprozess die virtuelle Anregung der Dipolresonanz durch die Reduktion der effektiven Coulombwechselwirkung zwischen Projektil- und Targetkern zu beschreiben. Dieser Effekt wurde in der Form der üblichen Beschreibung [Ald75] als Dipol-Polarisation berücksichtigt. Der Energieverlust des Projektils im Target wurde nach den Tabellen von Northcliffe und Schilling [Nor70] berechnet und bei der Angabe der Einschußenergie berücksichtigt.

In einem zweiten Schritt wird der γ -Zerfall eines angeregten Niveaus berechnet. Da die magnetischen Unterzustände m mit $-I \leq m \leq +I$ eines angeregten Kernniveaus mit Drehimpuls I nicht gleichmäßig populiert werden, sondern nur wenige Unterzustände um $m=0$, ist die räumliche Verteilung der emittierten γ -Quanten nicht isotrop. Für die Winkelverteilung der γ -Strahlung sind neben den bereits für die Anregung berücksichtigten elektrischen Matrixelementen auch die magnetischen M1 und elektrischen E1 Dipolmomente wichtig. Außerdem müssen die Konversionskoeffizienten berücksichtigt werden, die man den Tabellen von Hager und Seltzer [Hag68] entnehmen kann. In Anhang D ist die Berechnung der Teilchen- γ Richtungskorrelation beschrieben. Im Ruhesystem des emittierenden Kerns ist sie - wie in Abbildung IV.4 gezeigt - symmetrisch um die Rückstoßrichtung und läßt sich als Summe von geraden Legendre-Polynomen berechnen. Die Korrekturfaktoren für den endlichen Öffnungswinkel der Ge-Detektoren, die zu einer geringen Abschwächung der Winkelkorrelation führen, wurden aus den Angaben von Camp und van Lehn [Cam69] interpoliert.

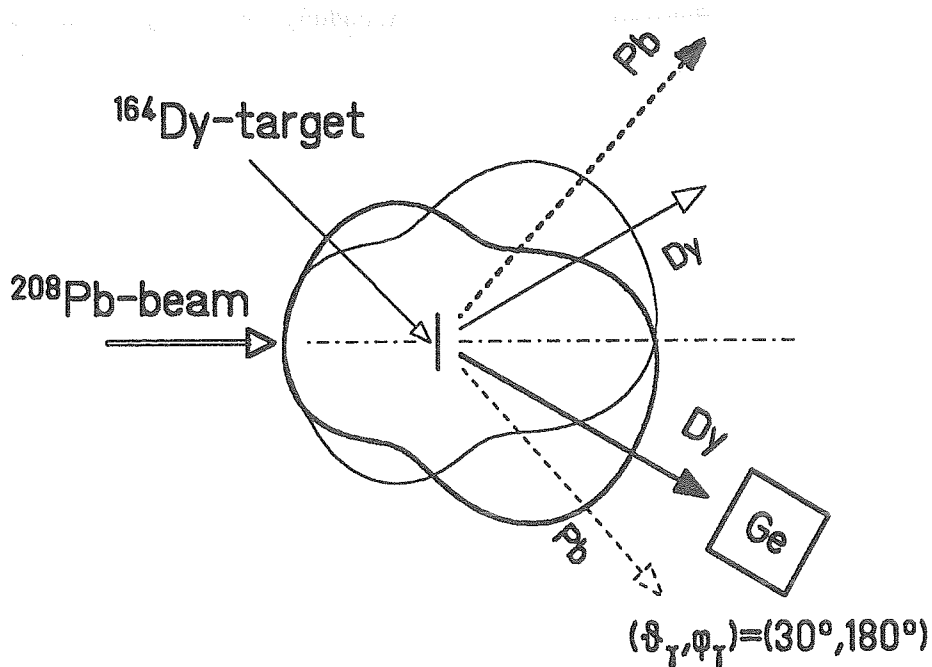


Abb. IV.4: Teilchen- γ -Winkelkorrelation eines E2-Übergangs in der Grundzustandsbande für zwei unterschiedliche Azimuthwinkel ($\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 180^\circ$) des gestreuten Targetkerns ($\vartheta_2 = 30^\circ$)

Da die angeregten Targetkerne aus dem etwa 1 mg/cm^2 dicken Target heraus und ins Vakuum eintreten, werden - bedingt durch die Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Atomkerns und dem magnetischen Hyperfeinfeld der Atomhülle, das durch Löcher in den inneren Elektronenschalen erzeugt wird - die magnetischen Unterzustände eines Kernniveaus umbesetzt, was zu einer Störung der Teilchen- γ Richtungskorrelation führt. Dies kann im Extremfall zu einer nahezu isotropen Winkelverteilung der Zerfalls- γ -Strahlung führen. Diese Deorientierung beeinflusst aber nur die Stärke der Anisotropie, nicht jedoch die Form der Winkelkorrelation. Eine detaillierte Untersuchung [Mic81] dieses Effektes nach multipler Coulombanregung von ^{248}Cm mit ^{208}Pb Projektilen hat gezeigt, daß die effektive Deorientierung in zeitintegralen Messungen relativ gut durch das Modell von Abragam und Pound [Abr53] beschrieben wird. Die Deorientierungskoeffizienten G_k sind gegeben durch

$$G_k = [1 + k(k+1) \lambda \tau(I)]^{-1} \quad (\text{IV.2})$$

wobei $\tau(I)$ die Lebensdauer des Kernzustandes mit dem Spin I bezeichnet und λ ein anzupassender Parameter ist, der von der Wechselwirkung zwischen Kern und Atomhülle abhängt. Zur experimentellen Bestimmung der Deorientierungskoeffizienten wurde die ϕ -Winkelabhängigkeit des Ringzählers benutzt. Abbildung IV.4 zeigt zwei Teilchen- γ Richtungskorrelationen bei gleichem Stoßparameter, die längs der Rückstoßrichtung des emittierenden Targetkerns ausgerichtet sind. Die Abschwächung der Winkelkorrelation läßt sich durch Messung der γ -Ausbeuten mit einem Ge-Detektor für die beiden unterschiedlichen Azimutwinkel bestimmen.

V.) Diskussion der Coulombanregungsergebnisse

V.1) Kollektive Eigenschaften stark deformierter Kerne

In einer systematischen Untersuchung wurden deformierte Kerne aus dem Bereich der Lanthaniden ($150 \leq A \leq 190$) und Aktiniden ($A \geq 230$) am UNILAC der GSI in Darmstadt mit ^{208}Pb angeregt. Die Anregungsspektren der untersuchten Atomkerne ^{160}Gd [Boh79], ^{164}Dy [Sch80,Wol80], ^{166}Er [Boh79], ^{176}Yb [Boh79], $^{178,180}\text{Hf}$ [Boh79], $^{182,184,186}\text{W}$ [Kul89], ^{232}Th [Owe82], $^{234,236,238}\text{U}$ [Gro81,Owe82], $^{242,244}\text{Pu}$ [Spr83] und ^{248}Cm [Pie81] wurden bis zu einem Spin von $30 \hbar$ beobachtet und zeigen relativ einfach zu interpretierende Gesetzmäßigkeiten auf. Die gemessenen elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen diesen Anregungszuständen liegen um einen Faktor $\sim 200\text{-}300$ über den Weißkopf-Abschätzungen (siehe Gl.E.8) für eine E2-Anregung einzelner Nukleonen. Dieses experimentelle Ergebnis macht deutlich, daß die Anregung der beobachteten Kernzustände auf eine korrelierte, kollektive Bewegung vieler Nukleonen zurückgeht. Für diese Korrelation in der Nukleonenbewegung ist vorwiegend der langreichweitige Teil der Kernkräfte verantwortlich, dessen Wirkung umso stärker wird, je mehr Nukleonen sich außerhalb einer abgeschlossenen Schale befinden. Im folgenden wird die beobachtete Bandenstruktur der Anregungszustände durch phänomenologische Modelle beschrieben.

V.1.1) Kollektive Modelle axialsymmetrischer Atomkerne

V.1.1.1) Das Modell des starren Rotators

Die phänomenologische Interpretation der Spektren deformierter Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl als Rotationsspektren axialsymmetrisch deformierter Kerne lieferten als erste Bohr und Mottelson [Boh52,Boh53]. Bei diesem einfachsten Kollektivmodell wird die Anregung eines deformierten Atomkerns durch einen quantenmechanischen, axialsymmetrischen Kreisel beschrieben. Die Gestalt des Ellipsoids soll sich durch die Rotation nicht verändern. Dies setzt voraus, daß die Bewegung der einzelnen Nukleonen im Atomkern der Drehung des deformierten Potentials adiabatisch folgt. Man kann deshalb den Hamiltonoperator des Kerns in eine innere, nur von den Nukleonen abhängige Komponente und eine Rotationskomponente zerlegen. Für die Rotationsenergie ergibt sich ein besonders einfacher Ausdruck, wenn die Achsen des Koordinatensystems mit den Hauptträgheitsachsen des Kerns zusammenfallen.

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\Theta} I(I+1) \quad (\text{V.1.1})$$

Das Trägheitsmoment Θ läßt sich aus den experimentellen Übergangsenergien $E_{\gamma 0} = E_I - E_{I-2}$ für jeden Kernspin I bestimmen.

$$E_I - E_{I-2} = \frac{\hbar^2}{2\Theta} (4I - 2) \quad (\text{V.1.2})$$

Da sich für einen Quadrupolübergang zwischen zwei Rotationsniveaus nur die Eigenfunktion für die Rotation des ganzen Kerns ändert, nicht aber die innere Struktur, läßt sich die Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion eines inneren Quadrupolmoments Q_2 berechnen. Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten sind mit den elektromagnetischen Matrixelementen verknüpft, die man in Coulombanregungsexperimenten mißt.

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} | \langle I_f // M(E2) // I_i \rangle |^2 \quad (\text{V.1.3})$$

Im Rotatormodell läßt sich die Spinabhängigkeit der E2 Matrixelemente innerhalb einer Bande ($K_i = K_f = K$) berechnen

$$\langle I_f K // M(E2) // I_i K \rangle = \sqrt{2I_i + 1} (I_i \ 2K0 / I_f \ K) \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_2 \quad (\text{V.1.4})$$

wobei I_i und I_f der Anfangs- und Endzustand des Übergangs, $(I_i \ 2K0 / I_f \ K)$ ein Clebsch-Gordan Koeffizient und Q_2 das innere Quadrupolmoment im körperfesten Koordinatensystem sind. Die Quantenzahl K ist die Projektion des Vibrationsdrehimpulses auf die Symmetrieachse. Für Übergänge innerhalb der Grundzustandsrotationsbande ($K=0$) sind die E2 Matrixelemente in Anhang E angegeben (siehe auch Gl.VI.1.1 und Gl.VI.1.2).

Im Rahmen des axialsymmetrischen Rotatormodells lassen sich die zahlreich bestimmten Übergangsenergien und elektromagnetische Matrixelemente durch zwei kollektive Größen - ein Trägheitsmoment Θ (Gl.V.1.2) und ein inneres Quadrupolmoment Q_2 (Gl.V.1.4) - des Atomkerns beschreiben.

V.1.1.2) Das Rotations-Vibrations-Modell

Eine exakte Übereinstimmung der experimentellen Anregungsenergien mit den Voraussagen des starren Rotatormodells darf man jedoch nicht erwarten, da neben der Grundzustandsbande noch weitere Rotationsbanden im Anregungsspektrum eines gg-Kerns beobachtet werden. Im Fall vom ^{164}Dy existiert eine zweite Rotationsbande mit einem Bandenkopf bei 762 keV (siehe Abbildung V.1.1). Da die Paarungsenergie für ^{164}Dy etwa 1.7 MeV beträgt, kann sich diese Rotationsbande nicht auf einem reinen Zweiteilchen-Zustand aufbauen. Vielmehr deutet die Anregungsenergie des Bandenkopfes sowie die reduzierten E2 Übergangsstärken zwischen den Rotationsbanden, die ein Mehrfaches der Einteilchen Anregungsstärke (Gl.E.8) betragen, auf eine kollektive Bewegung vieler Nukleonen hin. Schon

früh wurde von Bohr und Mottelson [Boh52] der Vorschlag gemacht, diese Zustände kollektiven Vibrationsanregungen der Kernoberfläche zuzuordnen. Die Wechselwirkung zwischen Rotation und Vibration wurde von Faessler und Greiner [Fae65] in einem kollektiven Modell berücksichtigt. Dieses Rotations-Vibrations Modell baut auf der Vorstellung des Kerns als superfluidem Flüssigkeitstropfen auf, der rotieren und dessen Oberfläche harmonische Schwingungen um die axialsymmetrische Gleichgewichtslage ausführen kann. Dieses Bild führt zur Ausbildung von Vibrationszuständen, auf denen sich Rotationsbanden aufbauen. Im folgenden sollen die experimentellen Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten mit dem Rotations-Vibrations Modell verglichen werden.

V.1.1.3) Das Gneuss-Greiner Modell

Das allgemeinste Kollektivmodell, das sowohl das starre Rotatormodell als auch das Rotations-Vibrations Modell enthält, behandeln Gneuss und Greiner in ihrem Generalized Collective Model [Gne71]. Dieses Kollektivmodell enthält keine Einschränkungen, ausgenommen die Quadrupoldeformation der Kernoberfläche, und ist deshalb in der Lage, beliebige Kerntypen, angefangen von sphärischen Vibratoren bis hin zu stark deformierten axialsymmetrischen oder auch asymmetrischen Rotatoren, zu beschreiben. Neben der allgemeinen Gültigkeit zeichnet sich das Modell durch seine große Anschaulichkeit aus, indem es die kollektive Struktur jedes Kerns in einem einzigen Bild verständlich ausdrücken kann. Das Kollektivmodell geht aus von einem Hamiltonoperator, dessen Hauptbeitrag die Potentialenergiefläche stellt, welche die potentielle Energie des Kerns repräsentiert und eine Funktion der Quadrupoldeformation ist. Mit Kenntnis der Potentialenergiefläche können die Hauptmerkmale der Kernspektren qualitativ erklärt werden.

V.1.2) Die Bandenstruktur von ^{164}Dy

Mit den im Kapitel III.3 diskutierten Methoden, wurde das in Abbildung V.1.1 gezeigte Niveauschema von ^{164}Dy aufgestellt. Der Meßfehler der Übergangsenergien betrug je nach Stärke der γ -Linie zwischen 0.3 und 1 keV. Die Zuordnung der angeregten Kernzustände in zwei Rotationsbanden erfolgte aufgrund der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten. Für Übergänge innerhalb einer Bande sind die E2 Matrixelemente etwa einen Faktor 10 größer als die entsprechenden E2 Matrixelemente zwischen den Banden. Die unterschiedliche K-Quantenzahl wurde aus dem γ -Verzweigungsverhältnis zweier Interbandübergänge bestimmt. Für die K=0 Grundzustands- und K=2 γ -Vibrationsbande wurden Zustände mit Spins bis $I^\pi = 22^+$ bzw. $I^\pi = 18^+$ beobachtet, deren Anregungsenergien dem $I(I+1)$ Gesetz (Gl.V.1.1) eines starren axialsymmetrischen Rotators recht gut folgen.

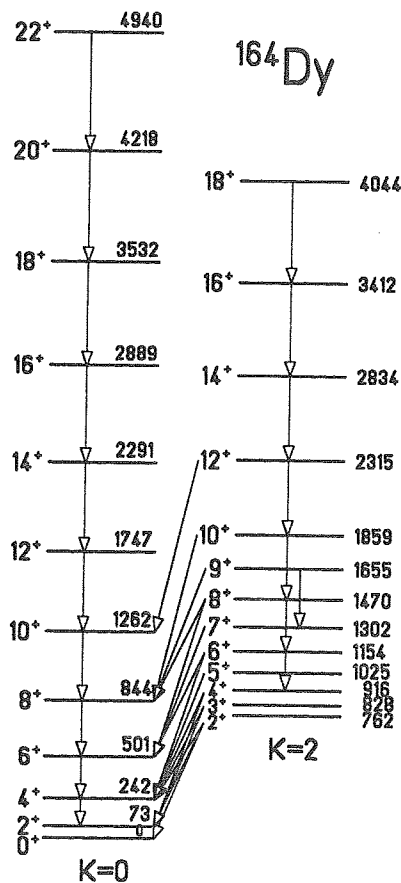


Abb. V.1.1: Partielles Niveauschema aller in diesem Experiment identifizierten Zustände in ^{164}Dy

Eine exakte Übereinstimmung der experimentellen Anregungsenergien mit den Voraussagen des Rotatormodells darf man jedoch nicht erwarten, da eine zweite Rotationsbande mit einem Bandenkopf bei 762 keV existiert. Da die Paarungsenergie für ^{164}Dy etwa 1.7 MeV beträgt, kann sich die beobachtete Bande nicht auf einem reinen Zweiteilchen-Zustand aufbauen. Vielmehr deutet die Anregungsenergie des Bandenkopfes sowie die reduzierten E2 Übergangsstärken zwischen den Rotationsbanden, die ein Mehrfaches der Einteilchen Anregungsstärke (Gl.E.8) betragen, auf eine kollektive Bewegung vieler Nukleonen hin. Deshalb wurde schon früh [Boh52] der Vorschlag gemacht, diese Zustände kollektiven Vibrationsanregungen der Kernoberfläche zuzuordnen. Die Wechselwirkung zwischen Rotation und Vibration wurde von Faeßler und Greiner [Fae65] in einem kollektiven Modell berücksichtigt. Dieses Rotations-Vibrations Modell baut auf der Vorstellung des Kerns als superfluidem Flüssigkeitstropfen auf, der rotieren und dessen Oberfläche harmonische Schwingungen um die Gleichgewichtslage ausführen kann. Dieses Bild führt zur Ausbildung von Vibrationszuständen, auf denen sich Rotationsbanden aufbauen. Im folgenden sollen deshalb die experimentellen Daten von ^{164}Dy mit dem Rotations-Vibrations Modell verglichen werden.

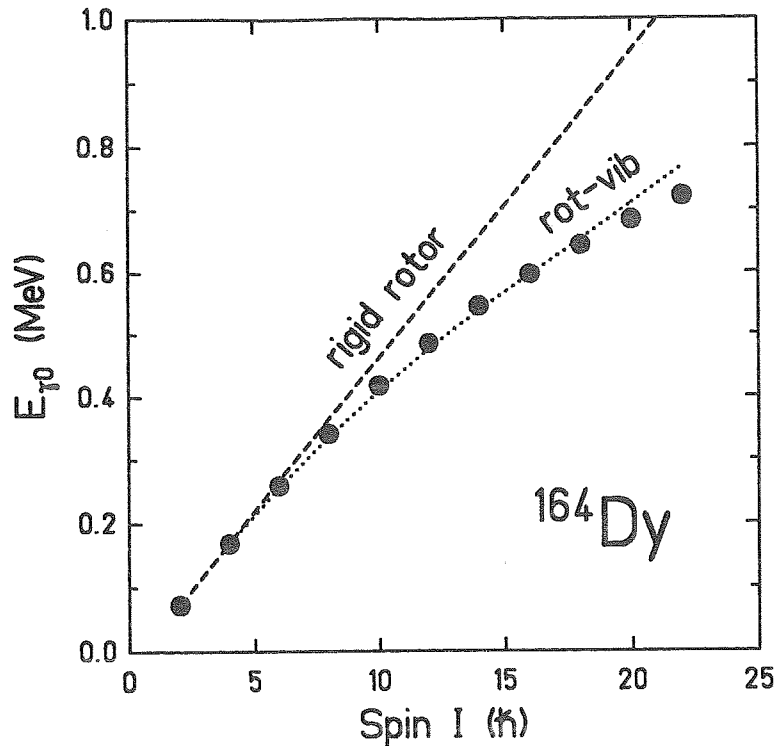


Abb. V.1.2: Abhängigkeit der Übergangsenergien $E_{\gamma 0}$ vom Spin I des Kernzustands in der $K=0$ Bande von ^{164}Dy

Abbildung V.1.2 zeigt die Übergangsenergien innerhalb der Grundzustandsbande von ^{164}Dy , die mit dem Spin I gleichmäßig zunehmen. Im Rotatormodell erwartet man eine solche Abhängigkeit, die beobachtete Zunahme ist jedoch geringer als es die Rotator-Regel (Gl.V.1.2) mit konstantem Trägheitsmoment voraussagt. Aus den Übergangsenergien läßt sich mit Gl.V.1.2 ein effektives Trägheitsmoment berechnen, das mit zunehmendem Drehimpuls von $2\Theta/\hbar^2 = 82 \text{ MeV}^{-1}$ für $I^\pi = 2^+$ auf $2\Theta/\hbar^2 = 119 \text{ MeV}^{-1}$ für $I^\pi = 22^+$ ansteigt. Das Trägheitsmoment eines starren Ellipsoid (Gl.F.8) mit $2\Theta/\hbar^2 = 148 \text{ MeV}^{-1}$ wird auch bei den höchsten beobachteten Zuständen der Grundzustandsbande nicht erreicht.

Das Anwachsen des effektiven Trägheitsmomentes mit dem Drehimpuls läßt sich sowohl durch eine Zentrifugalstreckung des Kerns [Fae65], als auch durch den Einfluß der Corioliskraft [Mot60] erklären. Wenn sich der Atomkern nicht wie ein starres Ellipsoid sondern eher wie ein Flüssigkeitstropfen verhält, vergrößert sich unter dem Einfluß der Zentrifugalkraft die Deformation des Kerns (Zentrifugalstreckung). Diese Deformationsänderung führt zu einem größeren Trägheitsmoment und kann damit die Abnahme der Übergangsenergie gegenüber dem starren Grenzfall erklären.

Im Gegensatz dazu wirkt die Corioliskraft auf die antiparallelen Spins eines Nukleonpaares und versucht dieses Paar aufzubrechen. Dies führt zu einer teilweisen Ausrichtung der Spins aller an der Rotation beteiligten Nukleonen in Richtung der Rotationsachse und durch die Änderung der Paarkraft zu einem stetigen Anstieg des Trägheitsmomentes. Am stärksten wirkt diese Kraft auf Nukleonen mit hohem Drehimpuls, im Fall der Lanthanidenkerne also auf Neutronen in der $i_{13/2}$ -Schale und Protonen in der $h_{11/2}$ -Schale. Man erwartet daher, daß diese

Paare zuerst aufbrechen und dabei ihren Drehimpuls entlang der Rotationsachse ausrichten (rotation alignment) [Ste70]. Dieser plötzliche Anstieg des Trägheitsmoments tritt im ^{164}Dy nicht auf, jedenfalls nicht bei Spins mit $I^\pi \leq 22^+$.

Im Gegensatz zu den Trägheitsmomenten lassen sich beide Effekte durch die Untersuchung der Kerngestalt unterscheiden. Da die Zentrifugalstreckung die Deformation und damit auch das innere Quadrupolmoment ändert, bleibt ein Anwachsen der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der Rotationsbande nicht aus. Die Corioliskraft hat dagegen nur einen geringen Einfluß auf die innere Struktur des Kerns und läßt seine Gestalt weitgehend unverändert. Eine sensitive Methode zur Bestimmung der Kerngestalt ist die Messung der Übergangswahrscheinlichkeiten in der Grundzustandsbande.

Die experimentellen E2-Matrixelemente für Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande von ^{164}Dy sind in Abbildung V.1.3 zusammengefaßt. Die Fehler der Matrixelemente enthalten sowohl die statistischen Unsicherheiten der γ -Intensitäten als auch die Fehlerkorrelation zu anderen Matrixelementen. Die Spinabhängigkeit der Matrixelemente wird durch das Rotatormodell (Gl.V.1.4) mit einem konstanten inneren Quadrupolmoment von $Q_2 = 7.5 b$ gut beschrieben. Im Mittel weichen die gemessenen E2-Werte um weniger als 10% von denen des starren Rotators ab.

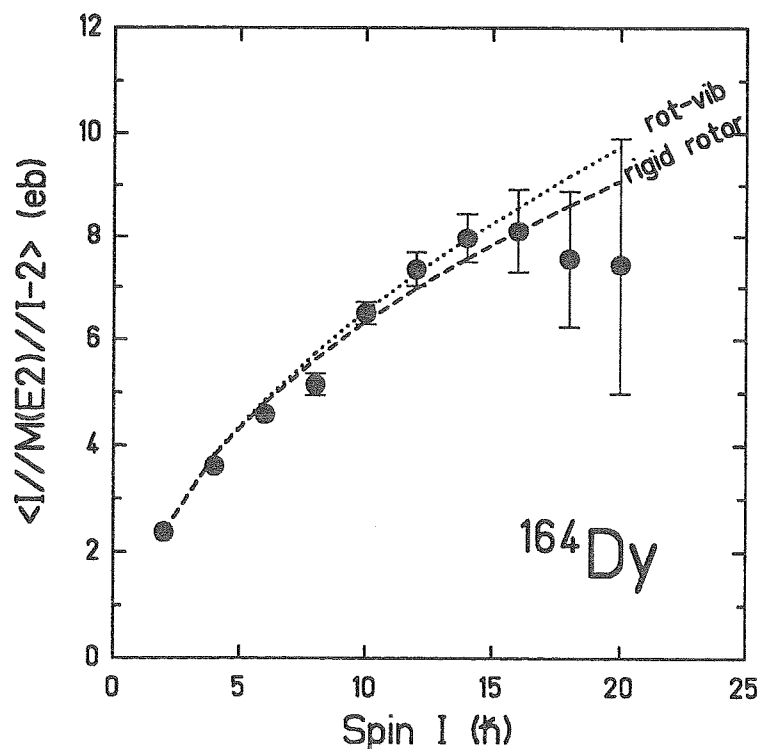


Abb. V.1.3: E2-Matrixelemente für Übergänge in der $K=0$ Grundzustandsbande von ^{164}Dy als Funktion des Spins I .

Das große innere Quadrupolmoment deutet auf eine starke Deformation der Kerngestalt hin. Im Rahmen des Tröpfchenmodells läßt sich diese aus dem inneren Quadrupolmoment Q_2 berechnen (Gl.F.4), wenn man annimmt, daß der Atomkern homogen aufgebaut ist und eine

konstante Ladungsdichte besitzt. Für ^{164}Dy beträgt die Quadrupoldeformation $\beta_2 = 0.31(0.01)$ und ist damit eine der größten im Bereich der Lanthanidenkerne. Vergleicht man die aus elektrischen Matrixelementen bestimmten Deformationsparameter mit theoretischen Voraussagen von Götz [Göt72] und Möller [Möl70], so findet man gute Übereinstimmung nicht nur für die Quadrupol- (β_2) sondern auch für die Hexadekapol- (β_4) Deformationsparameter.

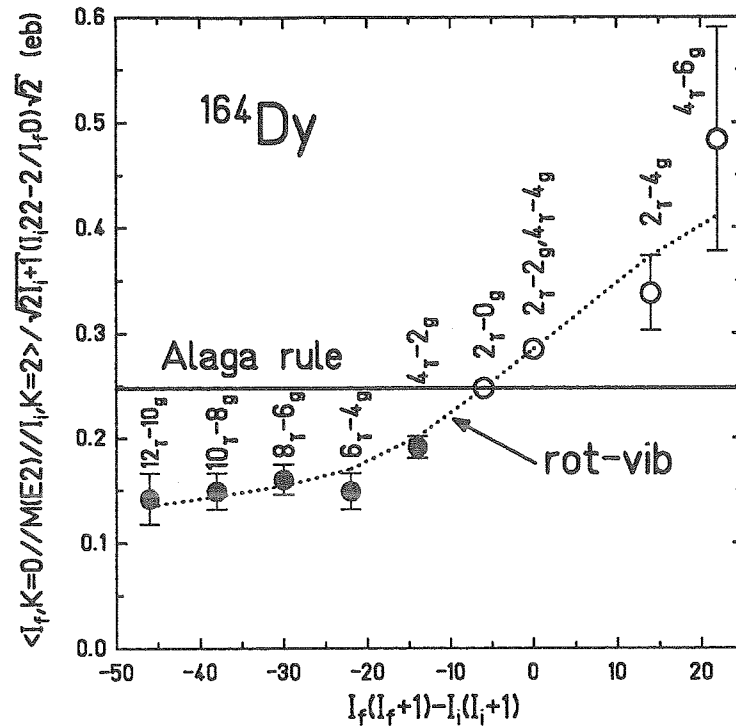


Abb. V.1.4: Vergleich der experimentellen E2-Matrixelemente von ^{164}Dy für Übergänge zwischen der $K=0$ Grundzustandsbande und der $K=2$ γ -Vibrationsbande mit der Alaga-Regel (Gl.V.1.5).

Außer der $K=0$ Grundzustandsbande, die einer Rotation um die Achse entlang des größten Trägheitsmomentes entspricht, beobachtet man im Anregungsspektrum von ^{164}Dy eine zweite Rotationsbande mit einem Bandenkopf von $E = 762$ keV. Diese γ -Vibrationsbande ($K=2$) läßt sich im einfachen Rotatormodell nicht erklären. Die Wechselwirkung zwischen beiden Rotationsbanden läßt sich aus den Interbandübergängen bestimmen. In der einfachsten Näherung, der Alaga-Regel [Ala55], ist das E2 Matrixelement zwischen zwei Rotationsbanden gegeben durch

$$\langle I_f, K_f // M(E2) // I_i, K_i \rangle = \sqrt{2I_i+1} \langle I_i, 2K_i(K_f - K_i) // I_i, K_i \rangle \sqrt{2} \langle K_f // M(E2, K_f - K_i) // K_i \rangle \quad (\text{V.1.5})$$

Darin sind K_i und K_f die K -Quantenzahlen des Anfangs- und Endzustands und $\langle K_f // M(E2, K_f - K_i) // K_i \rangle$ ein konstantes inneres Interband-Matrixelement. In Abbildung V.1.4 sind die experimentellen E2 Matrixelemente zwischen der Grundzustandsbande und der γ -Vibrationsbande von ^{164}Dy gezeigt.

Abbildung V.1.4 zeigt die experimentellen E2-Matrixelemente von ^{164}Dy für Übergänge zwischen der $K=0$ Grundzustandsbande und der $K=2$ γ -Vibrationsbande. Diese unterscheiden sich deutlich von der Alaga-Regel (Gl.V.1.5), die in der Darstellung (Abb.V.1.4) einer waagrechten Gerade entspricht. Die beobachteten Abweichungen weisen auf eine spinabhängige Kopplung zwischen beiden Rotationsbanden hin. Eine störungstheoretische Behandlung der Bandenmischung (siehe z.B. [Boh75]) kann die experimentellen Daten nicht beschreiben, wohl aber eine exakte Berechnung im Rahmen des Rotations-Vibrations Modells, wie in Abbildung V.1.4 gezeigt. Durch Anpassen des inneren Matrixelementes $\langle K_f | M(E2, K_i - K_f) | K_i \rangle$ [= 0.26 eb für ^{164}Dy] und der beiden inneren Quadrupolmomente $Q_2(K=0)$ [= 7.5 b für ^{164}Dy] und $Q_2(K=2)$ [= 8.4 b für ^{164}Dy] in der Grundzustandsbande bzw. γ -Vibrationsbande kann die komplette E2-Matrix berechnet werden [Wol77]. Man vermeidet bei dieser Rechnung zusätzliche Annahmen über die Ladungsverteilung, wie sie in der Originalarbeit [Fae65] vorausgesetzt wurden. Das um 10% größere innere Quadrupolmoment der γ -Vibrationsbande wurde aus den gemessenen γ -Intensitäten für Übergänge innerhalb dieser Bande bestimmt. Die theoretischen Ergebnisse des Rotations-Vibrations Modells sind für die Übergangsenergien (Abb.V.1.2), die E2-Matrixelemente (Abb.V.1.3) innerhalb der Grundzustandsbande und die E2-Matrixelemente für Übergänge zwischen der $K=0$ und $K=2$ Bande (Abb.V.1.4) in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von ^{164}Dy .

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die niedrige Anregungsenergie und die großen E2-Matrixelemente für die Anregung der $K=2$ -Bande auf eine kollektive Anregung hinweist, bei der die Kernform von der Axialsymmetrie abweicht. Eine solche kollektive Anregung könnte den Charakter einer Schwingung um die axialsymmetrische Gleichgewichtsform haben oder mit einer von der Axialsymmetrie abweichenden Gleichgewichtsform zusammenhängen. Die experimentellen Übergangsenergien und E2-Matrixelemente von ^{164}Dy werden durch das Rotations-Vibrations Modell gut beschrieben. Da man eine ähnlich gute Übereinstimmung auch für das asymmetrische Rotatormodell (Kapitel V.2.1) bei einer Triaxialität von $\gamma = 12^\circ$ findet, ist eine Unterscheidung beider Kernmodelle nicht möglich. Die Existenz einer zusätzlichen $K=2$ -Rotationsbande im Energiespektrum kann durch das einfache Rotatormodell nicht beschrieben werden. Die Kopplung dieser $K=2$ Rotationsbande mit der $K=0$ Grundzustandsbande wurde durch die Messung der Interband-E2 Matrixelemente bestimmt. Diese Bandenmischung beeinflusst die Übergangsenergien, während sich die E2 Matrixelemente innerhalb einer Bande kaum von den Voraussagen des starren Rotators unterscheiden.

V.2) Triaxialität der Kerngestalt

Seit der Identifizierung von Regionen deformierter Kerne mit Rotationsspektren und Regionen sphärischer Kerne mit Vibrationsspektren wurden zahlreiche Untersuchungen durchgeführt, um Kerne nach diesen Kategorien zu klassifizieren. Die Anregungsspektren der untersuchten Atomkerne ^{104}Ru [Sta82,Sta84], ^{114}Cd [Fah88], $^{194,196}\text{Pt}$ [Ste77,Idz80,Mau90] und $^{198-204}\text{Hg}$ [Gün81,Aga85] lassen sich jedoch nicht durch diese Grenzfälle erklären. Neben einer Kenntnis der Anregungsenergien sind zur Untersuchung der Kernstruktur die elektromagnetischen Momente von Bedeutung. Die Übergangswahrscheinlichkeiten liegen bei 60-80 Einteilcheneinheiten (siehe Gl.E.8) für diese Kerne in der Nähe abgeschlossener Schalen, was auf eine Deformation der Kerngestalt hinweist. Eine axialsymmetrische Kerngestalt kann aufgrund der beobachteten Anregungsspektren jedoch ausgeschlossen werden. Erst die Einführung einer statischen oder dynamischen Triaxialität erlaubt die Beschreibung der experimentellen Daten.

V.2.1) Kollektive Modelle nichtaxialsymmetrisch deformierter Atomkerne

V.2.1.1) Das Modell des asymmetrischen Rotators

Eine alternative Beschreibung der niedrigliegenden Anregungszustände von Atomkernen bietet das asymmetrische Rotatormodell [Dav58]. Der Atomkern wird durch einen asymmetrischen, starren Kreisel beschrieben. Spielt nur die Quadrupoldeformation eine Rolle, so ist der Kernradius gegeben durch den Ausdruck

$$R(\theta, \phi) = R_i \left\{ 1 + \beta_2 \cos \gamma Y_{20}(\theta, \phi) + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma [Y_{22}(\theta, \phi) + Y_{2-2}(\theta, \phi)] \right\} \quad (\text{V.2.1})$$

wobei β_2 die Größe der Quadrupoldeformation und γ die Abweichung von der Axialsymmetrie beschreibt. Der Grenzfall $\gamma = 0^\circ$ stellt den axialsymmetrischen prolaten Kern dar, $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ beschreibt den triaxialen Bereich der Kerngestalt und $\gamma = 60^\circ$ steht für den axialsymmetrischen oblaten Kern.

Während beim axialsymmetrischen Rotator nur eine Achse als Rotationsachse in Frage kommt, sind es beim asymmetrischen Rotator drei Achsen. Außer der Grundzustandsbande, die einer Rotation des Atomkerns um die Achse mit dem größten Trägheitsmoment entspricht, gibt es weitere Rotationsbanden, bei denen die Bandenköpfe eine zusätzliche Rotation um die Achse entlang des kleinsten Trägheitsmoments durchführen. Die relativen Anregungsenergien der ersten beiden Zustände dieser Rotation (2_2 , 4_3) sind in Tabelle V.1 angegeben. Die Spins der Bandenköpfe wachsen jeweils um $2 \hbar$, sodaß nur die zu den γ -Vibrationsbanden äquivalenten Sequenzen vorhergesagt werden. Diese Rotationsbanden werden im folgenden oft als γ -Banden bezeichnet, ohne jedoch eine Oberflächenvibration vorauszusetzen.

Weitere angeregte Rotationsbanden mit einer Spinsequenz wie in der Grundzustandsbande ($0^+, 2^+, 4^+, \dots$) werden erst in einem erweiterten asymmetrischen Rotatormodell [Dav60,Dav66] beschrieben. Durch Einführung des Modellparameters μ werden die β -Vibrationen berücksichtigt, die zu einer dynamischen Änderung der Kerngestalt (Zentrifugalstreckung) führen. Im Grenzfall $\mu=0$ erhält man den starren, asymmetrischen Rotator.

Die Stärke der Triaxialität eines Kerns läßt sich sowohl aus den Zustandsenergien, als auch aus den E2 Matrixelementen bestimmen. Für das Verhältnis der Anregungsenergien der beiden Kernzustände mit Spin $I^\pi = 2^+$ ist die Abhängigkeit vom Parameter γ gegeben durch:

$$\frac{E(2_2)}{E(2_1)} = \frac{3 + \sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}}{3 - \sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \quad (\text{V.2.2})$$

Tabelle V.1 zeigt das Verhältnis dieser Anregungsenergien als Funktion des γ -Deformationsparameters.

Tabelle V.1: Energieverhältnisse $E(2_2)/E(2_1)$ und $E(4_3)/E(2_1)$ berechnet im starren, asymmetrischen Rotatormodell für Zuständen, die einer Rotation um die Achse entlang des kleinsten Trägheitsmomentes entsprechen.

γ	$E(2_2)/E(2_1)$	$E(4_3)/E(2_1)$
5.0°	65.16	259.98
7.5°	28.69	114.11
10.0°	15.94	63.08
12.5°	10.04	39.50
15.0°	6.85	26.73
17.5°	4.95	19.08
20.0°	3.73	14.18
22.5°	2.93	10.91
25.0°	2.41	8.69
27.5°	2.10	7.26
30.0°	2.00	6.67

Außerdem liefert das Verhältnis des spektroskopischen Quadrupolmoments Q_s zum inneren Quadrupolmoment Q_2 für den ersten angeregten 2^+ Zustand eine eindeutige Beziehung zum γ -Deformationsparameter.

$$\frac{Q_s(2_1)}{Q_2} = \frac{6 \cos(3\gamma)}{7\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \quad (\text{V.2.3})$$

Weitere Möglichkeiten zur Bestimmung der Triaxialität aus experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten sind in der Veröffentlichung von Davydov [Dav58] angegeben.

Der zweite Parameter zur Beschreibung der Kerngestalt - die Größe der Quadrupoldeformation β_2 - ist durch die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand festgelegt.

$$B(E2, 0_1 \rightarrow 2_1) = \frac{5}{16\pi} Q_2^2 e^2 \frac{1}{2} \left[1 + \frac{3 - 2 \sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \right] \quad (V.2.4)$$

wobei Q_2 das innere Quadrupolmoment eines axialsymmetrischen Kerns ist, dessen Abhängigkeit vom β_2 -Deformationsparameter durch Gl.F.4 gegeben ist. Der Einfluß der Triaxialität auf den $B(E2, 0_1 \rightarrow 2_1)$ Wert ist klein und führt zu einer maximalen Änderung von 7% bei einer Triaxialität von $\gamma = 20^\circ$.

Mit Hilfe der Deformationsparameter β_2 und γ , sowie einem konstanten Trägheitsmoment lassen sich das Anregungsspektrum und die Übergangswahrscheinlichkeiten eines Kerns berechnen. Oft sind die Ergebnisse eines starren, asymmetrischen Kreisels sehr ähnlich denen einer Kernstruktur mit dynamischer Kerndeformation, wie sie im Rotations-Vibrations Modell beschrieben wird. Der Unterschied beider Modelle ist evident: Im Rotations-Vibrations Modell verteilt sich die Energie auf Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgrade; beim starren, asymmetrischen Kreisel steckt die Gesamtenergie in den Rotationsfreiheitsgraden. Eine Möglichkeit zwischen beiden Modellen zu unterscheiden, bieten die höher angeregten Banden. Da die Sequenz von Rotationsbanden im asymmetrischen Rotatormodell nicht durch eine Vibration, sondern durch eine weitere Rotation hervorgerufen wird, hängt der Energieabstand zwischen den Bandenköpfen von der Stärke der Triaxialität ab (siehe Tabelle V.1). Dieser Energieabstand $E(4_3) - E(2_2)$ ist immer deutlich größer als im Rotations-Vibrations Modell, bei dem z.B. der Bandenkopf einer 2-Phonon γ -Vibrationsbande etwa doppelt so hoch ist, wie die 1-Phonon Energie.

V.2.1.2) Das Interacting Boson Modell

In den letzten Jahren wurde ein gruppentheoretisches Kernmodell eingeführt, das die Eigenschaften von Kernen im Rahmen von dynamischen Symmetriegruppen beschreibt. Für das von Arima und Iachello für gg-Kerne entwickelte Interacting Boson Modell (IBM) [Ari78] konnte gezeigt werden, daß es eine Verknüpfung mit den geometrischen Modellen gibt, d.h. daß sich die IBM-Parameter in die klassischen Deformationsparameter β_2 und γ transformieren lassen. Die einfachste Form des Interacting Boson Modells enthält drei dynamische Symmetrien SU(5), SU(3) und O(6) der U(6)-Gruppe - die entsprechenden geometrischen Analoga sind der anharmonische Vibrator, der axialsymmetrische Rotator und der γ -instabile Rotator. Es hat sich gezeigt, daß die Pt- und Os-Isotope am besten durch die dritte Gruppe repräsentiert werden.

Der wesentliche Unterschied zu den kollektiven Kernmodellen ist die Annahme, daß die Kernstruktur nur durch die Wechselwirkung der Valenznukleonen außerhalb abgeschlossener

Schalen bestimmt wird. Diese Nukleonen sind zu Paaren gekoppelt (Bosonen) und können einen Drehimpuls von $L=0$ oder $L=2$ besitzen. Die begrenzte Anzahl der Valenzbosonen und die Begrenzung des Drehimpulses führt zu einem maximalen Kernspin im Anregungsspektrum. Als Folge davon erhält man eine deutlich zunehmende Reduzierung der E2-Stärke zwischen höher liegenden Zuständen. Im Fall der Hg-Isotope macht sich diese Reduzierung der E2-Stärke bereits beim 4^+ -Zustand bemerkbar (siehe Abbildung V.2.7).

V.2.2) Triaxialität im Massenbereich $A \sim 190$

Die Wolfram-, Osmium-, Platin- und Quecksilber-Isotope liegen im Übergangsgebiet zwischen den stark deformierten Lanthanidenkernen und dem doppelt magischen Kern ^{208}Pb . Dieser Übergang von einer prolaten Kerngestalt ($\gamma = 0^\circ$) über eine Quadrupol-Triaxialität zu einer oblaten Kerngestalt ($\gamma = 60^\circ$) ist in Abbildung V.2.1 für diesen Massenbereich gezeigt.

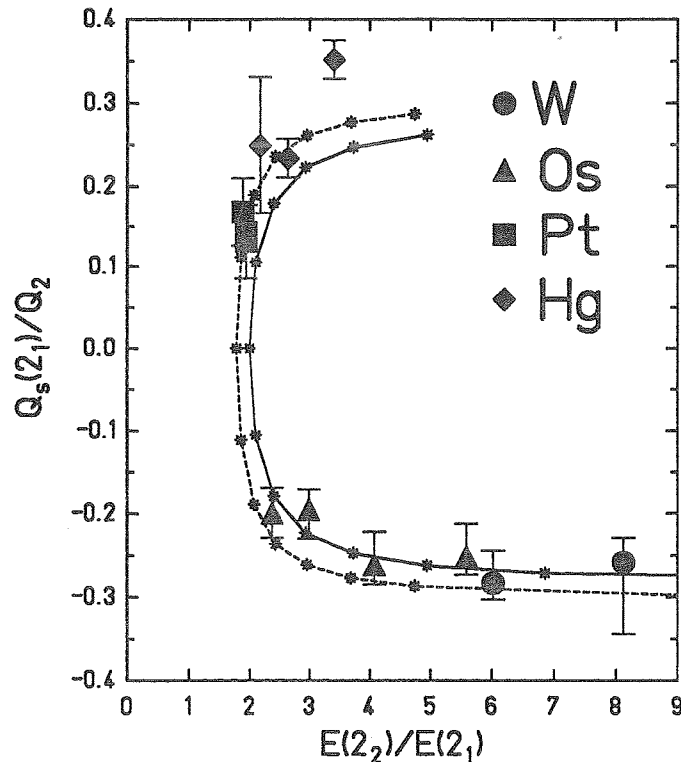


Abb. V.2.1: Spektroskopische Quadrupolmomente $Q_s(2_1)$ in Einheiten von Q_2 als Funktion des Energieverhältnisses $E(2_2)/E(2_1)$. Die experimentellen Daten werden mit den Werten eines starren (durchgezogene Linie) und weichen (gestrichelte Linie) asymmetrischen Rotators verglichen.

Dargestellt sind die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(2_1)$ des ersten angeregten Zustandes in Einheiten des inneren Quadrupolmomentes Q_2 als Funktion des Energieverhältnisses $E(2_2)/E(2_1)$ zwischen dem zweiten und ersten angeregten 2^+ Kernzustand. Die experimentellen Daten [Chr72,Boc79,Esa81,Kul89] werden mit den Voraussagen des starren [Dav58] und weichen [Dav60,Dav66] asymmetrischen

Rotatormodells verglichen. Die Stern-Symbole kennzeichnen die theoretischen Werte für γ -Deformationsparameter zwischen 15° und 42.5° , die in Schritten von 2.5° berechnet wurden. Im Falle des starren, asymmetrischen Kreisels werden die Energieverhältnisse $E(2_2)/E(2_1)$ mit Gl.V.2.2 und die relativen spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(2_1)/Q_2$ mit Gl.V.2.3 berechnet, die beide nur vom γ -Deformationsparameter abhängen. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß das Vorzeichen des spektroskopischen Quadrupolmoments negativ ist für Kerngestalten mit $0^\circ \leq \gamma < 30^\circ$ und positiv für $30^\circ < \gamma \leq 60^\circ$. Eine Messung dieser Werte erlaubt deshalb, im Gegensatz zu den Übergangswahrscheinlichkeiten und Energiespektren, die Triaxialität im gesamten Intervall zwischen 0° und 60° zu bestimmen. Die kleinsten Energieverhältnisse $E(2_2)/E(2_1)$ erwartet man für $\gamma = 30^\circ$. Da die experimentellen Verhältnisse der ^{192}Pt , ^{194}Pt und ^{196}Pt Isotope jedoch kleiner sind als dieser Minimalwert, können die Platinkerne nur durch einen weichen, asymmetrische Kiesel beschrieben werden. Für die Modellparametern $\gamma = 32.5^\circ$ und $\mu = 0.4$ ist das Energieverhältnis $E(2_2)/E(2_1) = 1.9$ und damit in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Ein eindeutiger Beweis für eine dynamische Triaxialität ist dieses Ergebnis jedoch nicht, da das Niveauschema eines Kerns durch den Einfluß der Corioliskraft ebenfalls gestört wird. Eine wesentlich bessere Probe für die Messung der Quadrupoldeformation sind die E2-Matrixelemente. Einige dieser Observablen, wie das spektroskopische Quadrupolmoment in der Grundzustandsbande, sind besonders sensitiv auf den γ -Deformationsparameter der Kerngestalt. Die Weichheit des Kerns gegenüber Oberflächenvibrationen läßt sich aus den E2-Matrixelementen zwischen der Grundzustandsbande und der γ -Bande sowie aus der Stärke der E2-Übergänge innerhalb der γ -Bande bestimmen.

In diesem Abschnitt sollen die elektromagnetischen Matrixelemente von $^{182,184,186}\text{W}$, ^{196}Pt und $^{198,200,202,204}\text{Hg}$ mit dem asymmetrischen Rotatormodell verglichen werden. Man erhält nicht immer die beste Übereinstimmung mit diesem einfachen Modell, aber durch den Vergleich lassen sich die kollektiven Größen bestimmen, die nur auf eine der Deformationsparameter β , γ und die Weichheit der Kerngestalt sensitiv sind.

V.2.2.1) Elektromagnetische Kerneigenschaften von ^{196}Pt

Der Kern ^{196}Pt wurde mit ^{208}Pb Projektilen bei einer Einschußenergie von 4.8 MeV/u angeregt [Mau90]. Durch die Messung der Zerfalls- γ Strahlung konnte das Niveauschema bis zum 10^+ Zustand in der Grundzustandsbande und bis zum 8^+ Zustand in der γ -Bande erstellt werden. Es läßt sich am besten durch das asymmetrische Rotatormodell mit einem Deformationsparameter von $\gamma \sim 30^\circ$ und einer weichen Kerngestalt reproduzieren. Neben den Zustandsenergien wurde das Vorzeichen und die Größe von 22 Übergangs- und Diagonal-E2-Matrixelementen gemessen. Wie bereits in Abschnitt V.2.1 erwähnt, bestimmt man die Stärke der Quadrupoldeformation β_2 aus der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2, 0_1 \rightarrow 2_1)$. Für den Kern ^{196}Pt erhält man einen Wert von $\beta_2 = 0.135$.

Das sensitivste Maß für den γ -Freiheitsgrad der Kerngestalt sind die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I)$ der angeregten Kernzustände. Aus diesem Grunde werden die gemessenen Diagonalmatrixelemente $\langle I||M(E2)||I \rangle$ in der Grundzustandsbande und γ -Bande in diese kollektive Größe transformiert.

$$\frac{Q_s(I)}{Q_2} = \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)(2I+3)}} \frac{\langle I||M(E2)||I \rangle}{\langle 2_1||M(E2)||0_1 \rangle} \quad (\text{V.2.5})$$

wobei Q_2 das innere Quadrupolmoment eines axialsymmetrischen Kerns ist (Gl.V.2.4) und sich aus dem gemessenen Matrixelement $\langle 2_1||M(E2)||0_1 \rangle$ berechnet läßt. Abbildung V.2.2 zeigt die spektroskopischen Quadrupolmomente in der Grundzustandsbande und γ -Bande von ^{196}Pt . Sie werden mit den theoretischen Werten des starren, asymmetrischen Rotators verglichen.

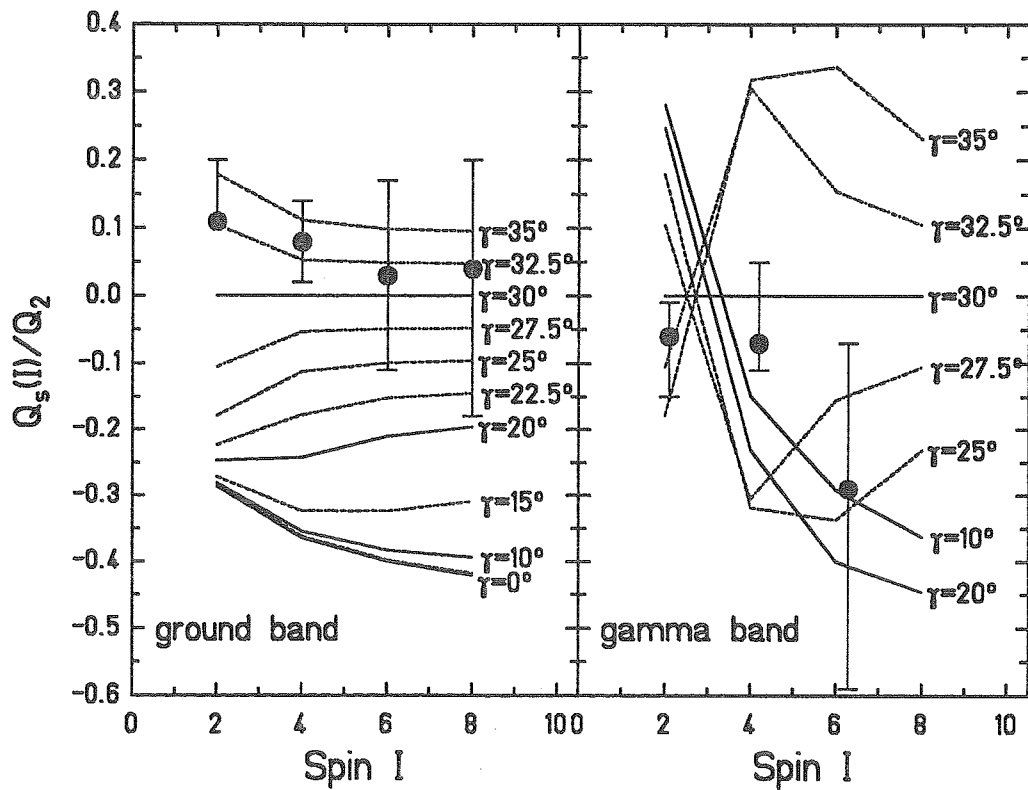


Abb. V.2.2: Spinabhängigkeit der spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I)$ in der Grundzustandsbande und γ -Bande für ^{196}Pt . Die Kurven stellen die Ergebnisse des starren asymmetrischen Rotatormodells für verschiedene γ Werte dar.

Wie man aus Abbildung V.2.2 erkennen kann, läßt sich der γ -Deformationsparameter für die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I_1)$ in der Grundzustandsbande eindeutig bestimmen. Für den Kern ^{196}Pt erhält man einen Wert von $\gamma = 32.5^\circ$. Die Bestimmung des

γ -Deformationsparameters aus den spektroskopischen Quadrupolmomenten $Q_s(I_2)$ der γ -Bande ist viel schwieriger, wenn nicht sogar unmöglich. Besonders für die Kernzustände mit Spin $4\frac{1}{2}$ und $6\frac{1}{2}$ und γ -Deformationsparameter zwischen 10° und 25° sind die theoretischen Ergebnisse des starren, asymmetrischen Rotators nahezu ununterscheidbar. Erst für Zustände mit höherem Spin existiert eine eindeutige Beziehung zwischen den $Q_s(I_2)$ Werten und dem γ -Deformationsparameter, wie in Abbildung V.2.6 für die Wolframisotope gezeigt wird.

Experimentelle Hinweise auf eine dynamische Kerngestalt von ^{196}Pt lassen sich für Übergänge innerhalb der γ -Bande und für Interband-Übergänge zwischen der γ -Bande und der Grundzustandsbande beobachten. Abbildung V.2.3 zeigt die experimentellen Matrixelemente $\langle I_2 - 2 // M(E2) // I_2 - 2 \rangle$ innerhalb der γ -Bande. Es sei darauf hingewiesen, daß $\gamma = 27.5^\circ$ und $\gamma = 32.5^\circ$ die gleichen E2 Matrixelemente liefert. Für Kernzustände mit Spins $I_2 \geq 4$ sind die E2 Matrixelemente deutlich größer als die Voraussagen des starren, asymmetrischen Rotators ($\mu = 0$). Dieser Vergleich deutet entweder auf eine größere Quadrupoldeformation $\beta_2 > 0.135$ in der γ -Bande hin oder ist das Ergebnis einer Zentrifugalstreckung, die im erweiterten asymmetrischen Rotatormodell durch den Parameter μ beschrieben wird. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erhält man für $\mu = 0.3 - 0.4$, mit dem das Niveauschema von ^{196}Pt ebenfalls zufriedenstellend beschrieben wird.

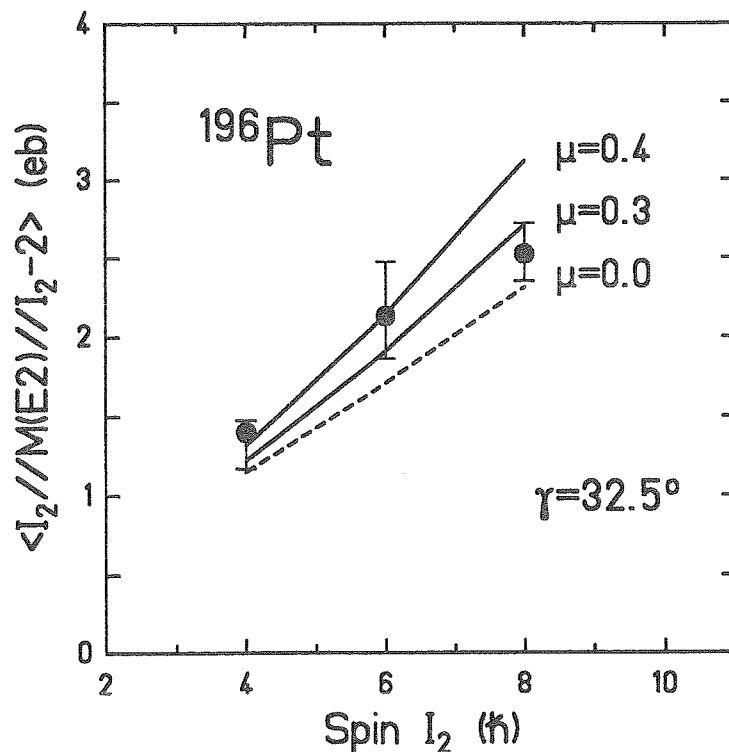


Abb. V.2.3: Vergleich der experimentellen Matrixelemente $\langle I_2 - 2 // M(E2) // I_2 - 2 \rangle$ innerhalb der γ -Bande mit den Voraussagen des erweiterten asymmetrischen Rotatormodells [Dav60, Dav66].

Die experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen der γ -Bande und der Grundzustandsbande werden in Abbildung V.2.4 mit dem Modell des starren, asymmetrischen Rotators verglichen. Die theoretischen $B(E2)$ -Werte zeigen eine starke Abhängigkeit vom γ -Deformationsparameter für Übergänge vom zweiten angeregten 2^+ Zustand in die Grundzustandsbande. Der $B(E2, 2_2 \rightarrow 0_1)$ Wert verschwindet für $\gamma = 0^\circ$ und $\gamma = 30^\circ$ und erreicht maximal 7% des entsprechenden $B(E2, 2_1 \rightarrow 0_1)$ Wertes zwischen dem ersten angeregten 2^+ Zustand und dem 0^+ Grundzustand. Die zweite Übergangswahrscheinlichkeit, $B(E2, 2_2 \rightarrow 2_1)$, ist sehr klein für $\gamma \sim 0^\circ$ und steigt sehr schnell an, um bei $\gamma = 30^\circ$ etwa 140% des $B(E2, 2_1 \rightarrow 0_1)$ Wertes zu erreichen. Diese Abhängigkeit vom γ -Freiheitsgrad der Kerngestalt ist für höhere Spinzustände stark reduziert, sodaß die dynamische Deformationsänderung untersucht werden kann. Besonders für die $I_2 \rightarrow (I_1 = I_2)$ Übergänge kann man zwischen einem starren und weichen, asymmetrischen Rotator unterscheiden. Während das starre, asymmetrische Rotatormodell die Größe der $4_2 \rightarrow 4_1$ Übergangswahrscheinlichkeit unterschätzt, erhält man eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit dem erweiterten asymmetrischen Rotatormodell ($\mu \sim 0.4$)

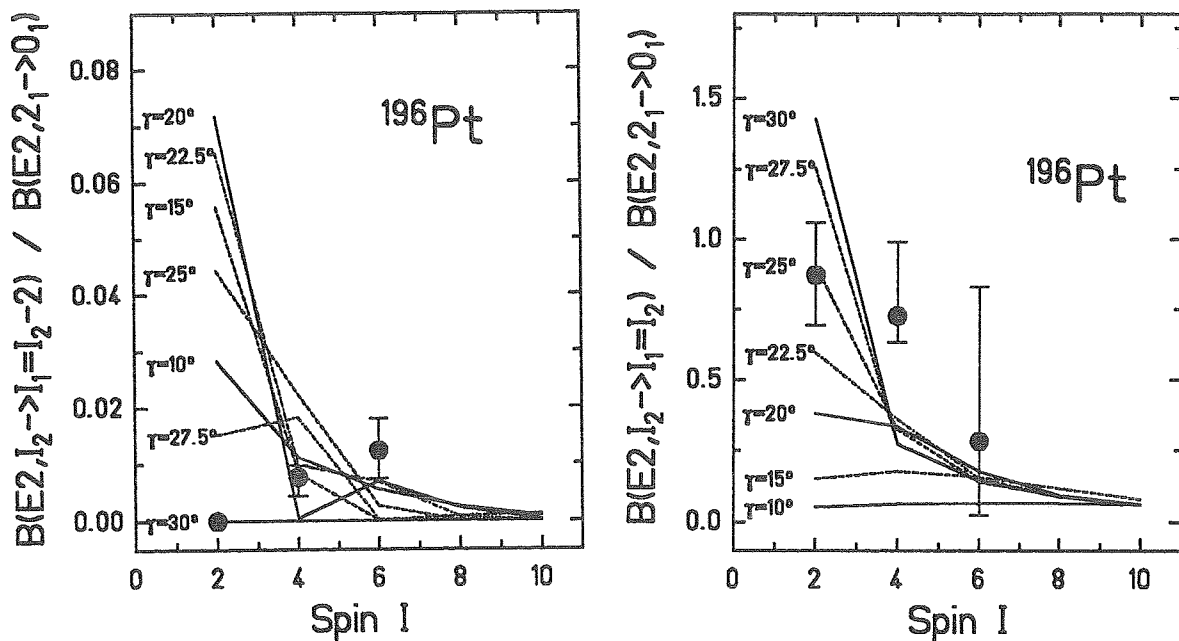


Abb. V.2.4: Vergleich der experimentellen und theoretischen $B(E2)$ -Werte für Übergänge zwischen der γ -Bande und der Grundzustandsbande. Die Kurven stellen die Ergebnisse des starren, asymmetrischen Rotators für verschiedene γ -Werte dar.

Zusammenfassend zeigen die experimentellen Daten von ^{196}Pt sowohl eine Triaxialität der Kerngestalt als auch eine dynamische Änderung der Kerndeformation. Der starre, asymmetrische Rotator mit $\gamma \sim 32.5^\circ$ beschreibt einige Kerneigenschaften, wie die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in der Grundzustandsbande, recht gut. Er kann jedoch nicht die Größe der E2 Matrixelemente für Übergänge innerhalb der γ -Bande und von der γ -Bande

in die Grundzustandsbande reproduzieren, welche besonders sensitiv auf die Weichheit der Kerngestalt sind. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erhält man für das Generalized Collective Modell [Gne71,Hes81], das den Kern ^{186}Pt als triaxialen, γ -weichen Rotator beschreibt.

V.2.2.2) Quadrupoldeformation von $^{182,184,186}\text{W}$

Die Quadrupoldeformation der Wolframisotope $^{182,184,186}\text{W}$ wurde durch Coulombanregungsexperimente mit ^{208}Pb Projektilen untersucht [Kul89]. In den meisten Fällen wurden die Grundzustandsbande bis zum 18^+ Zustand und die γ -Bande bis zum 12^+ Zustand beobachtet, für die sowohl die Übergangs- als auch die Diagonal E2-Matrixelemente bestimmt wurden. Aus dieser großen Anzahl von experimentellen Daten (~ 90 E2-Matrixelemente sind für jedes Wolframisotop bekannt) erhält man die Quadrupoldeformationsparameter β_2 und γ und kann sie als Funktion des Drehimpulses studieren. Der Deformationsparameter β_2 läßt sich aus der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2,0_1 \rightarrow 2_1)$ mit Hilfe von Gl.V.2.4 und Gl.F.4 berechnen. Für die verschiedenen Wolframisotope mißt man eine Quadrupoldeformation von $\beta_2 = 0.274$ (^{182}W), 0.258 (^{184}W) und 0.223 (^{186}W). Während die Kerngestalt für die beiden schwereren Isotope sich kaum ändert, beobachtet man für ^{182}W eine stetige Abnahme der Quadrupoldeformation mit zunehmendem Drehimpuls ($\beta_2 = 0.193$ für $I^\pi = 16^+$).

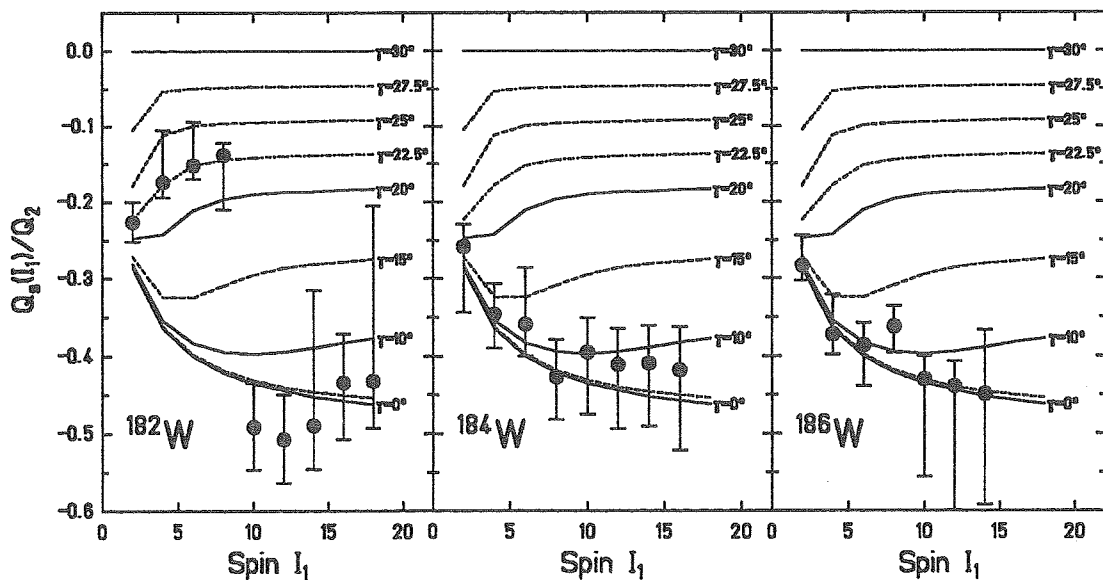


Abb. V.2.5: Spinabhängigkeit der spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I_1)$ in der Grundzustandsbande von $^{182,184,186}\text{W}$. Die theoretischen Kurven wurden mit verschiedenen γ -Deformationsparametern im starren, asymmetrischen Rotatormodell berechnet.

Zur Bestimmung der Triaxialität der Kerngestalt wurde dieselbe Darstellung gewählt, wie sie für ^{196}Pt eingeführt wurde. Abbildung V.2.5 zeigt die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I_1)$ in Einheiten des inneren Quadrupolmomentes Q_2 für die Zustände in der Grundzustandsbande von $^{182,184,186}\text{W}$. Sie werden mit den Voraussagen des starren, asymmetrischen Rotatormodells verglichen. Für ^{184}W und ^{186}W stimmen die spektroskopischen Quadrupolmomente über den gesamten Spinbereich mit denen eines starren, axialsymmetrischen Kreisels ($\gamma \sim 0^\circ$) gut überein. Dagegen beobachtet man für ^{182}W eine plötzliche Änderung der Triaxialität bei einem Spin von $I = 10^+$. Für Niederspinzustände ($I < 10$) ist der Deformationsparameter $\gamma = 22.5^\circ$, während die Daten für $I > 10$ durch eine axialsymmetrische Kerngestalt beschrieben werden. Diese plötzliche Änderung der Triaxialität in ^{182}W deutet auf eine Änderung der mikroskopischen Struktur der Yrastbande hin und läßt sich deshalb nicht durch ein rein kollektives Kernmodell, wie dem asymmetrische Rotatormodell, voraussagen. Mikroskopische Rechnungen mit der cranked Hartree-Fock-Bogoliubov Methode wurden durchgeführt, um die Deformationsparameter β_2 und γ zu berechnen. Diese Rechnungen [Kul89] können jedoch die beobachtete plötzliche Gestaltsänderung in ^{182}W nicht erklären, sodaß weitere theoretische Untersuchungen notwendig sind.

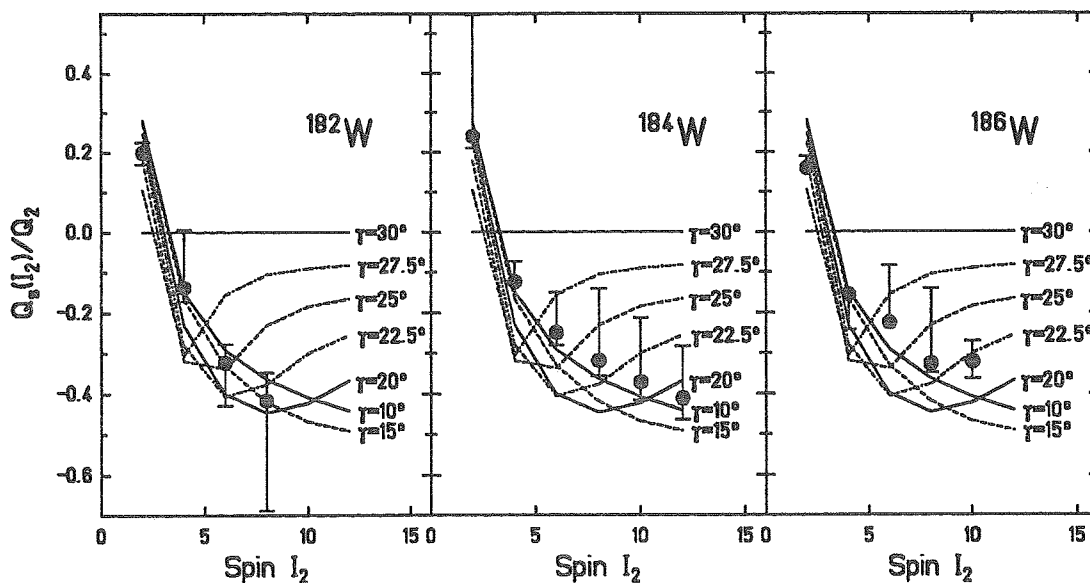


Abb. V.2.6: Spinabhängigkeit der spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I_2)$ für Zustände in der γ -Bande von $^{182,184,186}\text{W}$. Die Kurven stellen die Ergebnisse des starren, asymmetrischen Rotatormodells für verschiedene γ -Deformationsparameter dar.

Die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I_2)$ für die Zustände in der γ -Bande sind in Abbildung V.2.6 für die drei Wolframisotope gezeigt. Für ^{184}W und ^{186}W wurden die $Q_s(I_2)$ -Werte bis zum 12^+ Zustand gemessen und erlauben eine eindeutige Bestimmung der Triaxialität.

Der γ -Deformationsparameter ist ungefähr $5^\circ - 10^\circ$ und damit in guter Übereinstimmung mit dem in der Grundzustandsbande gemessenen Wert. Im Falle von ^{182}W konnte die γ -Bande nur bis zum 8^+ Zustand beobachtet werden. Für diese Niederspinzustände kann man nicht zwischen einer Triaxialität von $\gamma = 10^\circ$ und $\gamma = 22.5^\circ$ unterscheiden, was einen Vergleich mit der Grundzustandsbande erschwert. Die Stärke der Quadrupoldeformation ist etwas kleiner als in der Grundzustandsbande und nahezu unabhängig vom Drehimpuls. Man findet β_2 -Werte für $^{182,184,186}\text{W}$ von 0.227, 0.219 und 0.239. Entsprechend kleinere innere Quadrupolmomente Q_2 benutzt man in Abbildung V.2.6 zur Normierung der spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I_2)$. Die gemessenen Übergangsmatrixelemente von der γ -Bande zur Grundzustandsbande werden für alle Wolframisotope durch eine Triaxialität von $\gamma = 5^\circ - 15^\circ$ beschrieben, wobei der starre, asymmetrische Rotator die beste Übereinstimmung liefert. Die experimentellen Daten für die Wolframisotope lassen sich wie folgt zusammenfassen: Für $^{184,186}\text{W}$ findet man eine konsistente Beschreibung der E2-Matrixelemente mit einer starren Quadrupolgestalt ($\gamma = 5^\circ - 10^\circ$). Die überraschende Beobachtung einer plötzlichen Kerngestaltsänderung für ^{182}W bei mittleren Drehimpulsen ist noch nicht verstanden. Berechnungen mit dem verallgemeinerten Kollektivmodell [Gne71,Hes81] sagen zwei Minima in der Potentialenergiefläche voraus und zwar eins in der Nähe der prolaten und das andere nahe der oblaten Achse. In diesem Modell sind beliebig geformte Potentialenergieflächen zugelassen, deren Form sich aus den experimentellen Zustandsenergien bestimmen lassen. Es enthält als Spezialfälle sowohl das Rotations-Vibrations Modell, als auch das Modell des asymmetrischen Rotators. Im Fall von ^{182}W scheinen die kollektiven Eigenschaften durch beide Minima beeinflusst zu werden.

V.2.2.3) Kollektivität der neutronenreichen Quecksilberisotope $^{198,200,202,204}\text{Hg}$

In Coulombanregungsexperimenten mit ^{208}Pb Projektilen wurden die Quecksilberisotope angeregt und die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten bis zum 8^+ -Zustand für $^{198,200}\text{Hg}$ und bis zum 6^+ -Zustand für $^{202,204}\text{Hg}$ bestimmt [Gün81,Aga85]. Da die Quecksilberisotope nur zwei Protonen von der abgeschlossenen Schale mit $Z=82$ entfernt sind und sich die Neutronen dem $N=126$ Schalenabschluß nähern, erwartet man einen Übergang von einer kollektiven Bewegung des Kerns zu einer Einteilchenanregung, der besonders bei Zuständen mit höheren Drehimpulsen sichtbar wird. Zum Vergleich mit theoretischen Modellen eignen sich sowohl die Zustandsenergien als auch die Übergangswahrscheinlichkeiten. Abbildung V.2.7 zeigt die relativen Anregungsenergien für die Zustände mit $I^\pi = 4_1^+$, 6_1^+ und 2_2^+ . Die Daten für $^{198,200,202,204}\text{Hg}$ werden mit dem erweiterten asymmetrischen Rotatormodell ($\mu = 0.3$) verglichen und sind als Funktion des γ -Deformationsparameters dargestellt. Die Werte des γ -Deformationsparameters wurden an das Energieverhältnis $E(2_2)/E(2_1)$ angepaßt (Gl.V.2.2), die durch offene Symbole gekennzeichnet sind. Die Wahl von $\gamma > 30^\circ$ basiert auf den gemessenen spektroskopischen Quadrupolmomenten die in Abbildung V.2.1 dargestellt sind.

Einen Vergleich der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten mit den Werten des weichen, asymmetrischen Rotatormodells und des Interacting-Boson Modells [Ari78] ist ebenfalls in Abbildung V.2.7 gezeigt. Das Interacting-Boson Modell baut auf rein mathematisch, gruppentheoretischen Überlegungen auf, wobei die Kernstruktur nur durch die Wechselwirkung der Valenznukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen (z.B. ^{208}Pb) bestimmt wird. Jedes Nukleonpaar kann zu einem Drehimpuls von $L=0$ und $L=2$ koppeln, sodaß ein maximaler Kernspin von $2N$ erreicht wird, wenn N die Anzahl der Nukleonpaare ist.

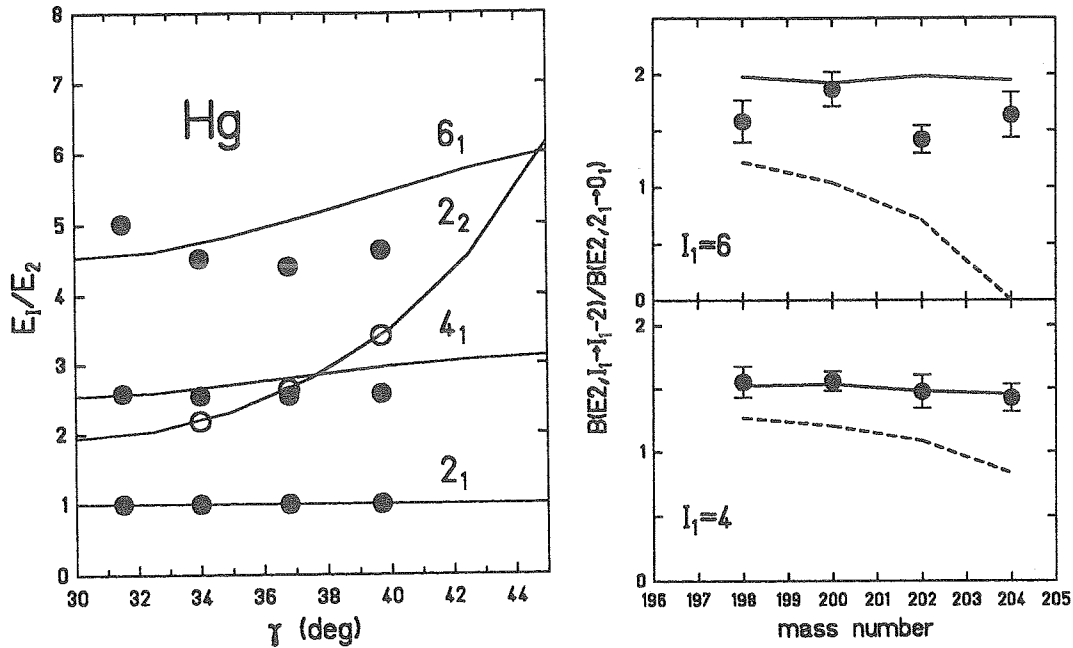


Abb. V.2.7: Vergleich der experimentellen Energie- und B(E2)-Verhältnisse von $^{198,200,202,204}\text{Hg}$ mit theoretischen Werten des weichen,asymmetrischen Rotatormodells (durchgezogene Linie) und dem IBM-O(6) Modell (gestrichelte Linie).

Das überraschenste Ergebnis in Abbildung V.2.7 sind die konstanten Energie- und B(E2)-Verhältnisse für die Grundzustandsbande, die keine Abhängigkeit von der Neutronenzahl erkennen lassen und damit im Widerspruch zum Interacting-Boson Modell sind. Obwohl die kollektive Stärke mit zunehmender Neutronenzahl stetig abnimmt - die $B(E2, 2_1 \rightarrow 0_1)$ Werte fallen von 29 auf 12 Weißkopf-Einheiten (Gl.E.8) - wird die Spinabhängigkeit der Anregungsenergien und die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten am besten von einem weichen, asymmetrischen Rotator beschrieben. Das Interacting-Boson Modell kann im Grenzfall einer γ -instabilen Kerngestalt [IBM-O(6)] die experimentellen Energieverhältnisse auch gut beschreiben. Die berechneten B(E2)-Verhältnisse weichen jedoch deutlich von den experimentellen Daten ab. Die vorausgesagte Reduktion der B(E2)-Verhältnisse mit zunehmender Neutronenzahl (siehe besonders die Werte für $I_1=6$) hängt im wesentlichen von der Anzahl der Nukleonpaare außerhalb der abgeschlossenen Schale ab. Die Zahl der

Nukleonenpaare nimmt von $N=5$ für ^{198}Hg auf $N=2$ für ^{204}Hg ab, sodaß man für ^{204}Hg einen maximal Drehimpuls von $I=4$ erwartet und damit die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit von $B(E2,6_1 \rightarrow 4_1) = 0 \text{ e}^2 b^2$ ist. Eine mikroskopische Beschreibung der kollektiven Bewegung im Falle der Quecksilberisotope läßt sich also nicht durch die Anzahl der Protonen- und Neutronenlöcher relativ zur $Z=82$ und $N=126$ Schale erklären, sondern ist von komplexerer Natur.

Einen Übergang von einem Rotatorspektrum zu einem Vibratorspektrum läßt sich für die Quecksilberisotope ebenfalls nicht nachweisen. Im Vibratormodell sollten die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2,4 \rightarrow 2)$ und $B(E2,6 \rightarrow 4)$ um einen Faktor 2 bzw. 3 größer sein als der $B(E2,2 \rightarrow 0)$ Wert, was experimentell nicht beobachtet wird.

V.3) Oktupoldeformation der Kerngestalt

V.3.1) Theoretische Grundlagen der Oktupoldeformation eines Atomkerns

Bohr und Mottelson haben in ihrem Lehrbuch über die Struktur der Atomkerne [Boh75] die erwarteten Rotationsspektren eines deformierten Kernes, der zwar axialsymmetrisch, nicht aber spiegelsymmetrisch bezüglich einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse ist, berechnet. Eine Möglichkeit, solche Symmetrien zu realisieren, ist das Vorhandensein ungerader Multipolkomponenten für die Kerndeformation (siehe Gl.F.1). Solche Kerndeformationen wurden in der wegweisenden Arbeit von Leander [Lea82] und später auch von anderen Autoren berechnet. Sie benutzten dabei das Strutinsky Verfahren, um die Potentialenergiefläche der Kerne unter Einschluß einer Oktupoldeformation (β_3) zu konstruieren. Die Einteilchenniveaus wurden mit drei unterschiedlichen Potentialen - dem modifizierten Oszillator- [Naz84], dem gefalteten Yukawa- [Lea82] und dem Wood-Saxon-Potential [Naz84] - berechnet und zur Bestimmung der Schalenstruktureffekte benutzt. Diese Energiebeiträge der einzelnen Nukleonen wurden zur Coulomb- und Oberflächenenergie eines Flüssigkeitstropfens addiert, der den Atomkern repräsentiert. Als Ergebnis erhielten sie Potentialminima für eine Reihe von Kernen im Bereich von Radium und Barium, bei denen im Grundzustand sowohl eine Quadrupol- als auch Oktupoldeformation vorhanden ist. Berechnungen mit diesen Potentialen stimmen systematisch besser mit den bekannten Grundzustandsmassen in der Gegend um $A=224$ überein [Lea82] als frühere Rechnungen [Möi81] ohne Einschluß der Oktupoldeformation.

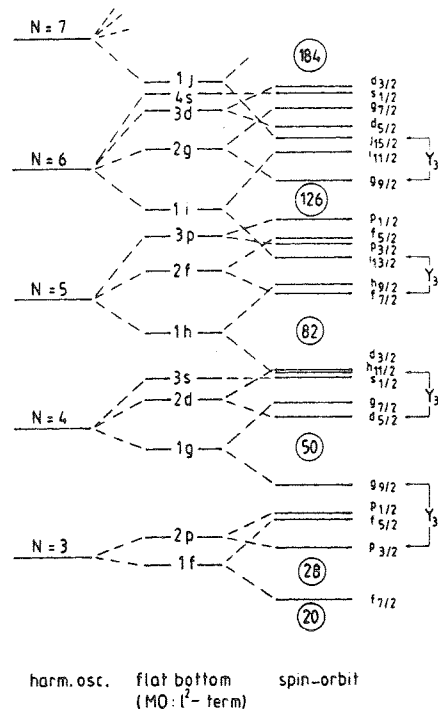


Abb. V.3.1: Einteilchenniveaus berechnet im harmonischen und modifizierten Oszillator-Potential. Die wichtigsten Kopplungen des Oktupol- Y_{30} -Terms sind gekennzeichnet.

V.3.1.1) Mikroskopische Beschreibung der Oktupoldeformation

Die Oktupoldeformation eines Atomkerns hat ihren mikroskopischen Ursprung in der Wechselwirkung der Einteilchenniveaus, die sich um $\Delta\ell=3$ und $\Delta j=3$ unterscheiden. Abbildung V.3.1 zeigt die Einteilchenniveaus im harmonischen und modifizierten Oszillatorpotential. Durch die Spin-Bahn Kopplung werden die 'intruder' Zustände ($N\ell j$) abgesenkt und können deshalb verstärkt mit den normalen Paritätszuständen ($N-1, \ell-3, j-3$) über die Oktupolkomponente des Hamiltonoperators wechselwirken. Die Einteilchenniveaus mit einer starken Oktupol-Korrelation liegen etwas oberhalb des Schalenabschlusses bei Protonen- und Neutronenzahlen von 34, 56, 88 und 134. Im Fall der Radiumisotope sollte die Kerngestalt durch die Wechselwirkung der Neutronenniveaus mit $i_{15/2}$ und $g_{9/2}$ und Protonenniveaus mit $i_{13/2}$ und $f_{7/2}$ beeinflusst werden, die energetisch nahe beieinander liegen. Dieser Energieabstand nimmt mit zunehmender Massenzahl ab und erklärt die beobachtete stärkere Oktupolkopplung für die Ra-Th Kerne relativ zu den Ba-Nd Kernen.

Eine Systematik der experimentellen $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-)$ Werte für gg-Kerne [Spe89] ist in Abbildung V.3.2 als Funktion der Neutronenzahl gezeigt.

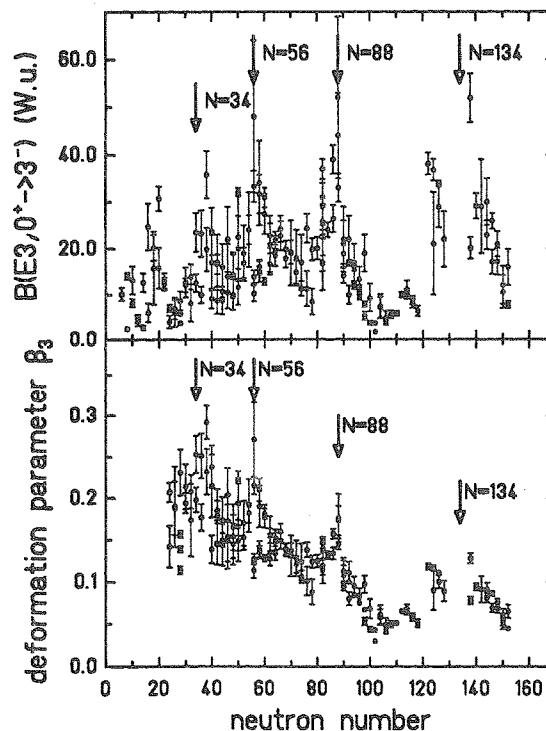


Abb. V.3.2: Im oberen Teil sind die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-)$ (in Weiβkopfeinheiten Gl.E.9) als Funktion der Neutronzahl gezeigt, während die daraus berechneten β_3 -Deformationsparameter im unteren Teil dargestellt sind.

Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Weiβkopfeinheiten (Gl.E.9) angegeben und zeigen eine erhöhte Oktupol-Kollektivität bei genau den oben erwähnten Teilchenzahlen.

Aus diesen $B(E3)$ -Werten lassen sich die β_3 -Deformationsparameter mit der folgenden Relation berechnen, wenn man eine stabile Oktupoldeformation der Kerngestalt im körperfesten Koordinatensystem annimmt.

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 0.409 Z_i^2 \beta_3^2 \quad [W.u.] \quad (V.3.1)$$

Diese Beziehung ist modellabhängig und setzt eine homogene Ladungsverteilung mit einem wohldefinierten Kernradius R , voraus. Für Atomkerne mit kollektiven $B(E3)$ -Werten sind die extrahierten β_3 Deformationsparameter von der gleichen Größenordnung wie die Quadrupoldeformation.

V.3.1.2) Rotationsspektrum eines oktopoldeformierten Kernes

Oktupoldeformierte Atomkerne kann man sich birnenförmig vorstellen. Eine solche Kerngestalt ist natürlich nicht spiegelsymmetrisch, sodaß man erst durch eine Mischung gleicher Wahrscheinlichkeit mit seinem Spiegelbild Kernzustände definierter Parität erhält.

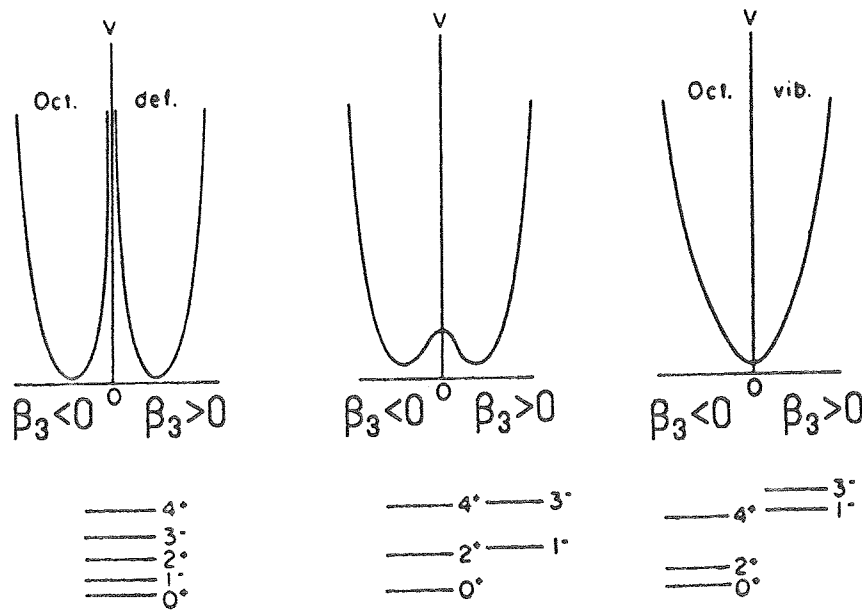


Abb. V.3.3: Schematische Darstellung einer Rotationsbande für einen oktopoldeformierten Kern in Abhängigkeit von der potentiellen Energie.

Das Niveauschema eines oktopoldeformierten gg-Kernes wird in seinen Eigenschaften von der Höhe der Potentialbarriere zwischen positiver und negativer β_3 Deformation bestimmt. In Abbildung V.3.3 [Lea82] sind drei verschiedene Potentiale dargestellt. Falls zwischen positiver und negativer β_3 -Deformation eine sehr hohe Potentialbarriere besteht, erwartet man ein

Rotationsspektrum mit der Spinfolge $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, \dots$ [analog dem Rotationsspektrum bei linearen, zweiatomigen Molekülen (HCl) oder ebenen Molekülen (H_2O)]. Bei niedriger Potentialbarriere werden die Zustände negativer Parität gegenüber denjenigen mit positiver Parität angehoben, so daß die Spektren bei verschwindender Barriere stetig in den Grenzfall der Oktupolvibration übergehen. Die Lage der Energieniveaus in einem solchen doppelhöckrigen Potential sind bei Merzbacher [Mer61] angegeben. Für ^{226}Ra beträgt die berechnete Barriere zwischen den beiden Potentialminima etwa 150 keV.

V.3.1.3) Kollektive E1-Übergänge

Bereits 1956 hat Strutinski [Str56] und 1957 haben Bohr und Mottelson gezeigt [Boh57,Boh59], daß in einem oktupoldeformierten Kern durch die unterschiedliche Krümmung der Kernoberfläche die Protonen in der Zone des 'Birnenstiels' konzentriert sind. Dies führt zu einer Verschiebung des Schwerpunktes der Protonen- und Neutronenverteilung (siehe Abbildung V.3.4).

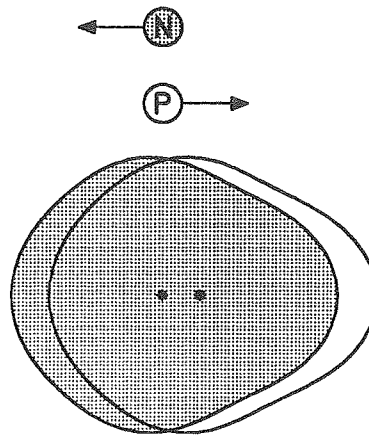


Abb. V.3.4: Schematische Darstellung der Verschiebung des Protonen- und Neutronenschwerpunktes durch die Volumenpolarisation der Coulombkraft eines oktupoldeformierten Flüssigkeitstropfens.

Das damit verbundene Dipolmoment Q_1 läßt sich im körperfesten Koordinatensystem durch die Deformationsparameter β_2 , β_3 und β_4 berechnen.

$$Q_1 = C_{LD} A_i Z_i (\beta_2 \beta_3 + 1.46 \beta_3 \beta_4) \quad [fm] \quad (V.3.2)$$

Die Konstante $C_{LD} = 5.2 \times 10^{-4}$ (fm) wird aus der Massenformel des Tröpfchenmodells bestimmt und A_i bzw. Z_i bezeichnen die Massen- und Ladungszahl des Atomkerns. Dieses elektrische Dipolmoment kann im Laborsystem als Übergangsmatrixelement $\langle I - 1 // M(E1) // I \rangle$ (Gl.E.12) zwischen angeregten Zuständen unterschiedlicher Parität beobachtet werden.

In den ersten theoretischen Arbeiten zur möglichen Oktupoldeformation in den Aktinidenkernen wurden die großen E1-Momente immer mit dem durch die β_3 -Deformation induzierten Dipolmoment assoziiert. In theoretischen Untersuchungen wurde jedoch gezeigt [Lea86], daß ein nicht unerheblicher Anteil des E1-Momentes auch durch Schaleneffekte hervorgerufen wird. Dieser kann die kollektiven Effekte des Dipolmoments aufheben oder verstärken. Speziell für ^{226}Ra wird eine Reduktion des kollektiven Dipolmoments durch Schaleneffekte vorausgesagt. Aus diesem Grund können die E1-Momente nicht immer als Maß für die Oktupoldeformation der Kerngestalt benutzt werden.

V.3.2) Experimentelle Hinweise auf eine Oktupolkorrelation in den leichten Aktinidenkernen

V.3.2.1) Oktupolinstabilität bei Niederspinzuständen

Im Bereich der leichten Aktinidenkerne, $Z \sim 88$, $N \sim 134$, wurden eine Reihe von Phänomenen beobachtet, die sich durch die Annahme einer intrinsischen Oktupoldeformation erklären lassen. In Abbildung V.3.5 sind die Energien der ersten angeregten 2^+ - und 1^- -Zustände von Radium-, Thorium- und Uran-Isotopen als Funktion der Neutronenzahl aufgetragen. Die Anregungsenergie der 2^+ -Zustände nimmt mit zunehmender Neutronenzahl kontinuierlich ab. Dies deutet auf einen Übergang von dem Vibrationsspektrum des doppelt magischen Kerns ^{208}Pb mit einer nahezu sphärischen Kerngestalt zum Rotationsspektrum der stark deformierten Aktinidenkerne hin.

Die Energie der 1^- -Zustände durchlaufen ein Minimum bei ^{224}Ra mit einer Anregungsenergie von 216 keV. Dieses 1^- Niveaue ist der niedrigste bekannte Zustand negativer Parität in gg-Kernen überhaupt und wurde bereits 1955 von Stephens entdeckt [Ste55]. Obwohl experimentell kein Atomkern bekannt ist, dessen 1^- -Zustand unter dem 2^+ -Zustand liegt, haben die niedrigen Anregungsenergien Anlaß zur Diskussion über starke Oktupolkorrelationen gegeben. Während die negativen Paritätszustände in den stark deformierten Aktinidenkernen bei Energien oberhalb von 500 bis 700 keV liegen und als kollektive Oktupolvibrationen interpretiert werden, lassen sich Anregungsenergien von nur 200 bis 300 keV in diesem theoretischen Bild nicht erklären. Insbesondere wurden die 0_2^+ Zustände, die man bei Oktupolvibrationen aus der Kopplung von zwei Phononen bei etwa der doppelten Anregungsenergie des 1-Phononzustands erwarten würde, experimentell bei viel höheren Anregungsenergien gefunden [Kur76, Kur77, Kur81]. Für ^{226}Ra ist das experimentelle Energieverhältnis $E(0_2^+)/E(1_1^-) = 3.25$ und wird als Signatur für eine Oktupolinstabilität interpretiert. Es darf jedoch nicht unbeachtet bleiben, daß sich das Energieverhältnis $E(2_1^+)/E(1^-) = 0.27$ deutlich vom Rotatorwert [$E(2_1^+)/E(1^-) = 3$] eines oktupoldeformierten Kerns unterscheidet.

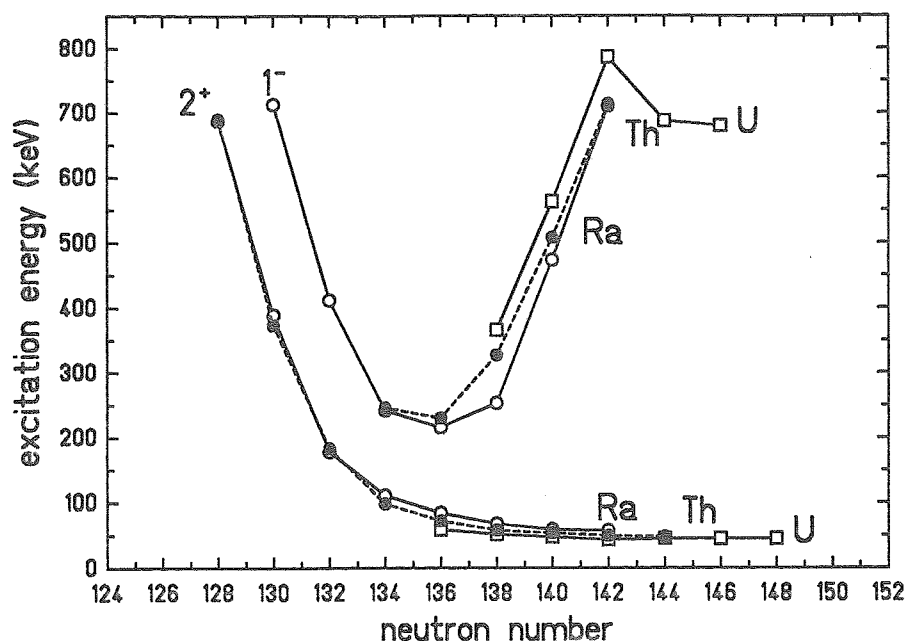


Abb. V.3.5: Energien der ersten angeregten 2^+ - und 1^- -Zustände von Radium-, Thorium- und Uran-Isotopen als Funktion der Neutronenzahl.

V.3.2.2) Oktupolkorrelationen bei höheren Rotationsfrequenzen

Systematische Untersuchungen von Hochspinzuständen in $^{218,220}\text{Ra}$ [Fer82,Cel85] und $^{220-228}\text{Th}$ [Bon85,Sch86,Dah88] wurden durch γ -Spektroskopie nach (HI,xn) -Reaktionen gewonnen. Man beobachtet für die gg-Kerne neben der Grundzustandsbande eine Bande negativer Parität. Die Zustände beider Banden scheinen bei mittleren Spins eine gemeinsame Rotationsbande alternierender Parität zu bilden. Sie sind durch ungewöhnlich starke E1-Übergänge miteinander verknüpft, aus denen sich experimentelle Hinweise auf eine Oktupoldeformation gewinnen lassen. Aus den gemessenen Verzweungsverhältnissen (Gl.E.1, Gl.E.2) für Übergänge zwischen unterschiedlichen Paritätszuständen und zwischen Zuständen gleicher Parität wurden die Verhältnisse der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E1, I \rightarrow I - 1)/B(E2, I \rightarrow I - 2)$ bestimmt. Kennt man die Stärke der E2-Übergänge, so läßt sich auch die Stärke der Dipolübergänge quantitativ erfassen. Notwendige Lebensdauermessungen wurden jedoch nur für den Kern ^{218}Ra durchgeführt [Gai88]. Für alle übrigen Radium- und Thoriumisotope wurde der $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ Wert aus einem systematischen Zusammenhang zwischen der Lebensdauer und der Anregungsenergie des ersten angeregten 2^+ -Zustands bestimmt [Gro62]. Die übrigen $B(E2)$ -Werte innerhalb der Rotationsbande wurden durch Annahme eines konstanten inneren Quadrupolmomentes mit der Rotatorformel (Gl.V.1.4) berechnet.

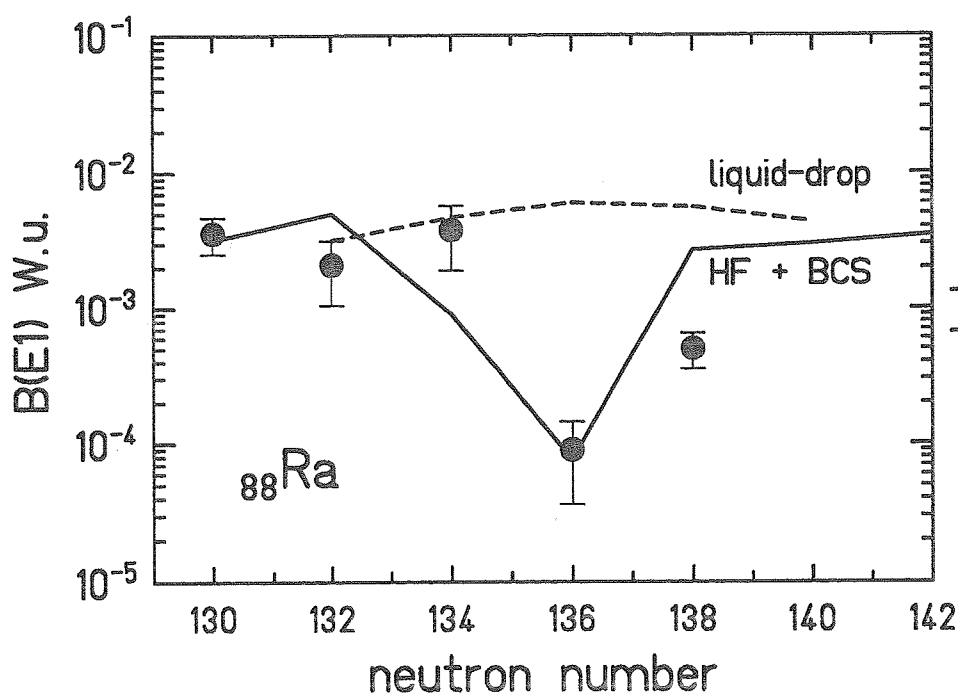


Abb. V.3.6: Experimentelle und berechnete B(E1)-Werte für Radiumisotope bei Spins von $I \sim 5$.

Abbildung V.3.6 zeigt die gemessenen B(E1)-Werte in Weißkopfeinheiten (Gl.E.7) für die Radiumisotope, die man bei einem mittleren Spin von $I \sim 5$ mißt [Gai88,Cot84,Kur77]. Im Rahmen des Tröpfchenmodells (Gl.V.3.2) erwartet man, daß das E1-Moment mit dem Oktupoldeformationsparameter β_3 stetig ansteigt. Benutzt man die theoretisch vorausgesagten β_2 , β_3 , β_4 Deformationsparameter [Lea82] zur Berechnung der B(E1)-Werte, so erhält man die in Abbildung V.3.6 durch eine gestrichelte Linie dargestellten Ergebnisse. Überraschenderweise beobachtet man jedoch die größten Abweichungen von den experimentellen Daten für ^{224}Ra - dem Atomkern mit dem niedrigsten 1^- Zustand. Diese Abweichungen von den Voraussagen des Tröpfchenmodells lassen sich nur durch die Einflüsse der Schalenstruktur erklären. In einer Hartree-Fock und BCS Rechnung von Egido und Robledo [Egi89] werden alle B(E1)-Werte der Radiumisotope gut wiedergegeben, insbesondere auch der Wert von ^{224}Ra . Diese Rechnungen sagen einen Übergang von positiven Dipolmomenten zu negativen Werten für die Radiumisotope voraus, wobei der Nulldurchgang sich bei $A \sim 224$ befindet. Die erwartete Abhängigkeit von der Massenzahl wird mit dem Auffüllen der $j_{15/2}$ Neutronenschale erklärt. Dieser Vergleich zeigt, daß die Messung der E1-Momente bei Niederspinzuständen keine eindeutige Bestimmung der Oktupoldeformation der Kerngestalt zuläßt.

V.3.2.3) Kernstrukturuntersuchungen von ^{226}Ra

In der Vergangenheit beschränkten sich die Messungen von angeregten Kernzuständen im Bereich der leichten Aktiniden auf die Benutzung der (HI,xn)-Reaktion. Die begrenzte Anzahl von Projektil-Target Kombinationen erschwert dabei eine systematische Untersuchung der Oktupolkorrelationen. Die experimentellen Daten sind deshalb augenblicklich auf die Radium- und Thoriumisotope mit $A \leq 220$ bzw. $A \leq 224$ beschränkt. Eine Ausdehnung der Messungen auf schwerere Isotope ist mit den vorhandenen Techniken sehr schwierig, da die Spaltung nach der Fusion dominiert und die gewünschten Restkerne durch Abdampfen von Neutronen kaum gebildet werden.

Durch das Vorhandensein von Targets für den quasistabilen Atomkern ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600\text{y}$) können jedoch Coulombanregungsexperimente durchgeführt werden. Wie bereits für andere Atomkerne gezeigt, erlauben diese Messungen eine Bestimmung von absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten, die sich nicht auf die B(E2)- und B(E4)-Werte beschränken, sondern auch Informationen über die Spinabhängigkeit der B(E1)- und B(E3)-Werte liefern. Durch die spektroskopischen Quadrupolmomente und die E3-Übergangsstärken erhält man Hinweise auf die Axialsymmetrie und die Spiegelsymmetrie der Kerngestalt. Diese kollektiven Größen lassen sich mit theoretischen Vorhersagen vergleichen.

Für die Coulombanregungsexperimente wurden ^4He , ^{16}O und ^{32}S Projektile vom Tandembeschleuniger in München [Fle92] sowie ^{208}Pb Projektile vom UNILAC in Darmstadt benutzt [Wol92b]. Im Fall der schweren Ionen wurde die Zerfalls- γ -Strahlung als Funktion des Streuwinkels gemessen, während die Teilchenspektroskopie mit dem Q3D-Magnetspektrometer für die elastisch und inelastisch gestreuten ^4He Projektile verwendet wurde.

Das unter Benutzung aller verfügbaren experimentellen Daten erhaltene Niveauschema von ^{226}Ra zeigt Abbildung V.3.7. Die $K = 0^\pm$ Bande konnte bis zum 18^+ und 17^- Zustand beobachtet werden. Die Zuordnung der beobachteten Übergänge konnte im Bereich mittlerer Spins mit Hilfe von γ - γ -Koinzidenzen verifiziert werden. Höherliegende Zustände wurden aufgrund der γ -Multiplizitätsmessung und nach der Systematik des starren Rotators (Gl.V.1.2) zugeordnet. Diese Zuordnung ist in Übereinstimmung mit der Abnahme der Linienintensität bei höheren Spins, wie man sie bei Coulombanregung erwartet. Auch die Variation der γ -Intensitäten mit dem Streuwinkel und der Beschuß mit unterschiedlichen Projektilen bestätigt das Niveauschema.

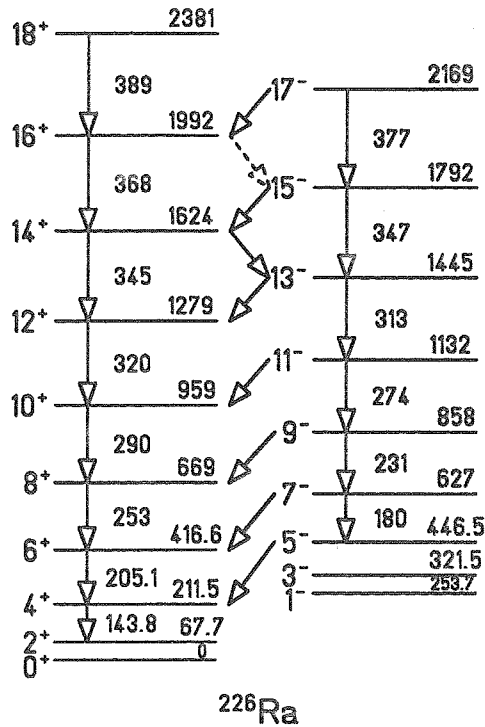


Abb. V.3.7: Partielles Niveauschema von ^{226}Ra und die beobachteten γ -Übergänge

Das auffälligste experimentelle Ergebnis des Niveauschemas ist das Auftreten einer Sequenz von Zuständen alternierender Parität, die durch ungewöhnlich starke E1-Übergänge miteinander verbunden sind. Diese Rotationsbande mit abwechselnden positiven und negativen Paritätszuständen kann bis hinunter zu einem Spin von $I \sim 7\hbar$ beobachtet werden. Mit zunehmendem Drehimpuls scheint sich das Niveauschema von ^{226}Ra dem eines oktapoldeformierten Kerns anzunähern.

Bei kleinen Spinwerten beobachtet man dagegen eine Verschiebung der negativen Paritätszustände zu höheren Energien hin. Ein Maß für die Abweichung der Lage der negativen Paritätszustände ist die Größe δE . Sie beschreibt die Energieverschiebung dieser Niveaus I^- relativ zu extrapolierten, hypothetischen I_{ext}^- -Zuständen, deren Lage sich mit Hilfe der $I(I+1)$ -Regel (Gl.V.1.1) und der Lage der benachbarten positiven Paritätszustände ergibt.

$$\delta E = E(I)^- - \frac{I E(I+1)^+ + (I+1) E(I-1)^+}{2I+1} \quad (\text{V.3.3})$$

Diese Energiedifferenz δE ist in Abbildung V.3.8 für die Radiumisotope $^{218-226}\text{Ra}$ als Funktion vom Spin I aufgetragen. Für niedrige Spins beobachtet man Werte von $\delta E \sim 200 \text{ keV}$, die mit zunehmendem Drehimpuls abnehmen. Zum Verständnis, welchem Modell das Verhalten der Kerne am nächsten kommt, ist es nützlich, die Spinabhängigkeit von δE in den Grenzfällen der starren Rotation eines oktapoldeformierten Kerns und im Fall eines weichen, quadrupoldeformierten Kerns, der ein Rotations-Vibrations-Spektrum aufweist, zu betrachten.

Im ersten Fall eines starren, oktupoldeformierten Kerns mit einer Rotationsbande der Sequenz $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, \dots$ sollte die Energieverschiebung δE verschwinden, d.h. $\delta E = 0$ für alle Spins I . Auf der anderen Seite würde man für einen Kern, der ein Rotations-Vibrations-Spektrum aufweist, dessen Trägheitsmomente in der Grundzustands- und Oktupolvibrations-Bande aber gleich sind, einen konstanten Wert für δE erwarten, der durch die Lage des Bandenkopfes $E_{K=0^-}$ bestimmt wäre. Betrachtet man das Verhalten von δE in den Radiumisotopen, so findet man zwar für sehr niedrige Spins positive Werte für δE , allerdings scheint eine asymptotische Annäherung von δE an Null vorzuliegen. Im Fall von ^{226}Ra wird der Grenzwert eines oktupoldeformierten Rotators bei Spinwerten von $I \sim 11\hbar$ erreicht. Die nur kleinen Abweichungen davon werden als Hinweis auf die Stabilisierung der Oktupoldeformation bei höheren Spins in den Ra-Isotopen angesehen [Naz85].

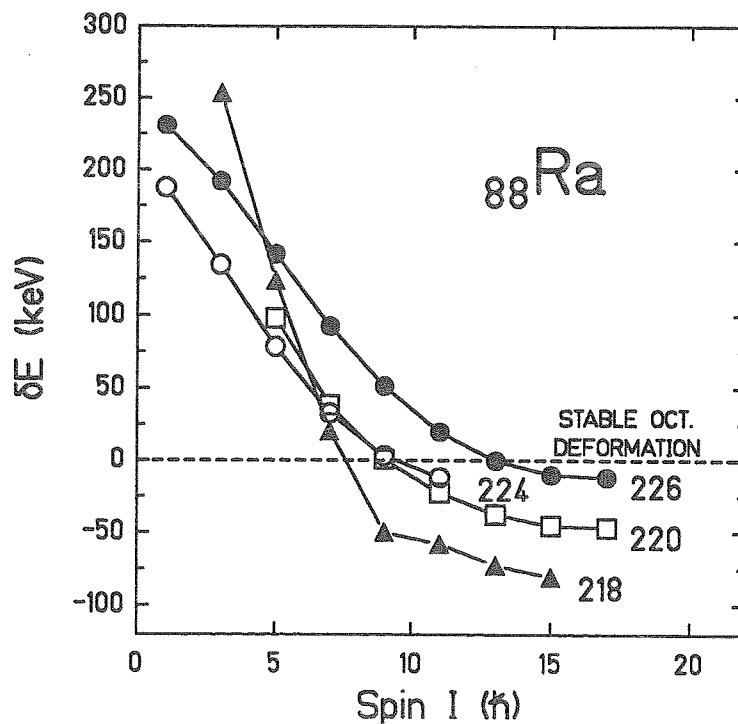


Abb. V.3.8: Energieverschiebung δE für die Radiumisotope als Funktion des Spins I

Ein weiteres Indiz für eine Oktupolkomponente im Kernpotential sind Einteilcheneffekte, die sich in einer scheinbaren Änderung der kollektiven Trägheitsmomente äußern. Im Bereich der Aktinidenkerne lassen sich die $i_{13/2}$ Protonen- und $j_{15/2}$ Neutronenpaare durch die Corioliskraft besonders leicht aufbrechen und richten ihre Einteilchenspins längs der Rotationsachse aus. Als Folge dieser Ausrichtung erwartet man eine plötzliche Zunahme des mit Gl.V.1.2 berechneten Trägheitsmomentes bei gleichzeitiger Reduzierung der Rotationsfrequenz ('backbending' Effekt). Ein solches Verhalten wird für den Atomkern ^{226}Ra vorausgesagt, wenn das deformierte Kernpotential nur durch Quadrupol- und Hexadekapoldeformationsparameter beschrieben wird [Dud82, Sim80]. Der 'backbending' Effekt wird für Spinwerte um $I^\pi = 18^+$ und Rotationsfrequenzen von $\hbar\omega \leq 0.20 \text{ MeV}$ erwartet. Andererseits zeigen theoretische Rechnungen mit einer β_3 Deformation des Kernpotentials

[Naz85] nur einen stetigen Anstieg des Trägheitsmomentes. Aufgrund der Oktupolkomponente des Hamiltonoperators können z.B. die $j_{15/2}$ Hochspin-‘intruder’-Zustände mit den $g_{9/2}$ Niederspinzuständen wechselwirken. Diese Mischung von $\Delta l = 3$ Einteilchenniveaus führt zu einer wesentlich geringeren Ausrichtung der Einteilchendrehimpulse und damit zu keiner plötzlichen Änderung des Trägheitsmomentes. Die experimentellen Trägheitsmomente von ^{226}Ra folgen dem für gg-Kerne erwarteten Verlauf. Das Ausbleiben des ‘backbending’ Effekts steht im Einklang mit den Vorhersagen, die man unter Einschluß einer Oktupoldeformation erwartet.

Die Messung der Matrixelemente der elektrischen Übergänge zwischen Zuständen gleicher und unterschiedlicher Parität liefert weitere wichtige Informationen über die Kernstruktur von ^{226}Ra . Im Fall des ^4He Streuexperimentes wurden nur die Niederspinzustände 2^+ , 3^- und 4^+ angeregt. Bei dieser Messung mit leichten Teilchen wird die Coulombanregung von Einstufenprozessen dominiert. Es werden also in erster Linie nur die Zustände angeregt, die direkt über ein Matrixelement mit dem Grundzustand verbunden sind. Eine Ausnahme bildet die Bevölkerung des 4^+ -Zustandes, der einerseits durch eine doppelte E2-Anregung über den 2^+ -Zustand und andererseits durch den direkten Prozeß über eine E4-Anregung populiert wird. Durch einen Vergleich der experimentellen Anregungswahrscheinlichkeiten, gemessen mit ^4He und ^{16}O Projektilen, kann die E2-E2 Kaskade von der direkten E4 Komponente separiert werden. Die extrahierten Quadrupol-(E2), Oktupol-(E3) und Hexadekapol-(E4) Matrixelemente sind in Tabelle V.3.1 zusammengefaßt. Sie liefern Informationen über die Kerngestalt von ^{226}Ra in der Nähe des Grundzustandes. Im Rahmen des Tröpfchenmodells lassen sich aus diesen reduzierten Matrixelementen die Deformationsparameter bestimmen (Gl.E.13,15,16 und F.4-6). Hierbei nimmt man an, daß der Atomkern homogen aufgebaut ist und eine konstante Ladungsdichte besitzt. Für einen Ladungsradius von $R_i = 1.2A_i^{1/3}$ sind die β_2 , β_3 , und β_4 Deformationsparameter von ^{226}Ra ebenfalls in Tabelle V.3.1 angegeben. Sie sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Potential-Energie-Rechnungen [Lea82]

Tabelle V.3.1:

Reduzierte Matrixelemente und Ladungsdeformationsparameter von ^{226}Ra

λ	$\langle \lambda // M(E\lambda) // 0 \rangle$ (efm ^{λ})	β_λ (exp)	β_λ (Ref. Lea82)
2	226(3)	+0.165(2) ^{a)}	+ 0.164
3	1080(30)	0.104(5)	- 0.112
4	10400(700)	0.123(8)	+ 0.096

a) Das Vorzeichen wurde aus dem statischen Quadrupolmoment bestimmt.

Für die schweren Projektilen wurden die E1, E2 und E3 Matrixelemente aus den gemessenen γ -Intensitäten bestimmt. Insgesamt wurden 475 γ -Intensitäten für ^{226}Ra bei unterschiedlichen Streuwinkeln und für verschiedene Projektilen analysiert. Die reduzierten Matrixelemente konnten für die positiven Paritätszustände bis zum 18^+ und für die negativen Paritätszustände bis zum 15^- Niveau extrahiert werden. Sie liefern Informationen über die Drehimpulsabhängigkeit der elektrischen Multipolmomente.

Die Quadrupolgestalt eines Kerns wird normalerweise durch die beiden Deformationsparameter β_2 und γ beschrieben (siehe Kapitel V.2). Hierbei mißt β_2 die Größe der Quadrupoldeformation und γ die Abweichung von der Axialsymmetrie. Wie in Kapitel V.2.1 gezeigt wurde, läßt sich der Parameter β_2 aus dem reduzierten Matrixelement $\langle 2//M(E2)//0 \rangle$ bestimmen, dessen Abhängigkeit von der Triaxialität weniger als 3.5% beträgt. Das sensitivste Maß für den Parameter γ sind die Diagonalmatrixelemente $\langle I//M(E2)//I \rangle$, die sowohl für die positiven als auch für die negativen Paritätszustände gemessen wurden. Durch eine Transformation dieser experimentellen Daten in die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I)$ - unter Benutzung der Rotatorbeziehung (Gl.V.2.5) - läßt sich eine eindeutige Abhängigkeit vom γ -Deformationsparameter darstellen. Abbildung V.3.9 zeigt die spektroskopischen Quadrupolmomente $Q_s(I)$, in Einheiten des inneren Quadrupolmomentes Q_2 ($Q_2 \sim 750 fm^2$ für ^{226}Ra), als Funktion des Kernspins I . Sie werden mit Voraussagen des starren asymmetrischen Rotators verglichen. Die beste Übereinstimmung erhält man für eine axialsymmetrische Kerngestalt ($\gamma \sim 0^\circ$), wie sie für ^{226}Ra auch theoretisch berechnet wurde. Die beobachteten Abweichungen von der berechneten Kurve für $\gamma = 0^\circ$ deuten jedoch auf eine dynamische Änderung der Kerngestalt hin.

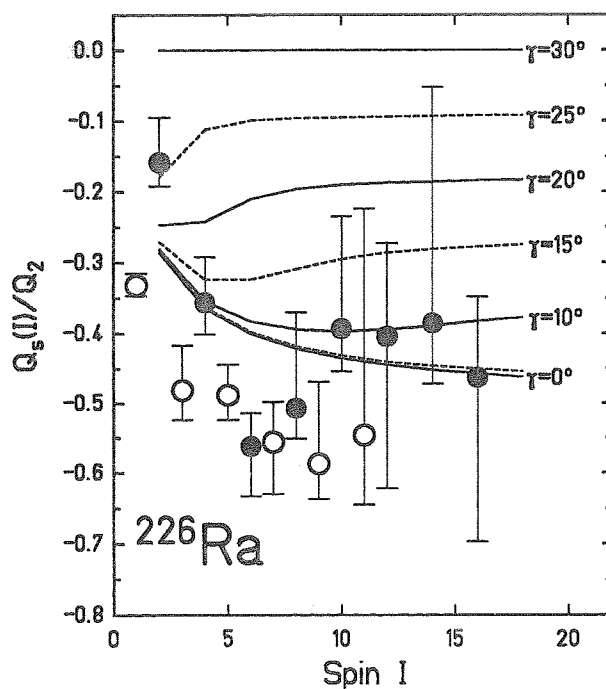


Abb. V.3.9: Spektroskopische Quadrupolmomente $Q_s(I)$ für positive (ausgefüllte Kreise) und negative (offene Kreise) Paritätszustände in ^{226}Ra

Die Abhängigkeit der reduzierten Übergangsmatrixelemente $\langle I//M(E2)//I - 2 \rangle$ vom Drehimpuls sind in Abbildung V.3.10 dargestellt. Die experimentellen Daten für Übergänge zwischen positiven und zwischen negativen Zuständen sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet. Im Rahmen der experimentellen Fehler beobachtet man keine unterschiedlichen β_2 Deformationsparameter, was man für Zustände, die eine gemeinsame

Rotationsbande bilden, auch erwartet. Die E2 Matrixelemente werden in Abbildung V.3.10 mit dem Modell des starren axialsymmetrischen Rotators verglichen (Gl.V.1.4). Dieses kann die Daten für niedrige Spins gut beschreiben; bei höheren Spins beobachtet man jedoch Abweichungen von bis zu 25%.

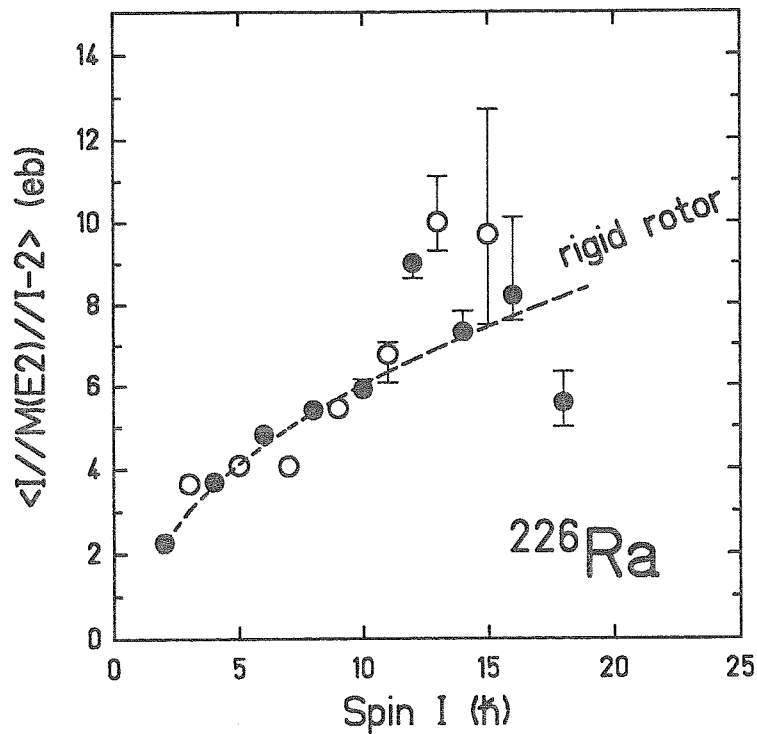


Abb. V.3.10: Reduzierte Übergangsmatrixelemente für ^{226}Ra als Funktion des Spins I . Offene Kreise kennzeichnen Übergänge zwischen negativen Paritätszuständen, ausgefüllte Kreise solche zwischen positiven Paritätszuständen.

Die E3 Matrixelemente für Übergänge zwischen positiven und negativen Paritätszuständen konnten in diesen Coulombanregungsexperimenten zum ersten Mal bis zu mittleren Spins ($I \leq 11$) gemessen werden. Abbildung V.3.11 zeigt die experimentellen Daten, wobei die triviale Spinabhängigkeit der Matrixelemente durch Benutzung der Alaga-Regel (Gl.V.1.5) für $\Delta K = 0$ eliminiert wurde. Die E3 Matrixelemente von ^{226}Ra lassen sich durch ein konstantes inneres Matrixelement beschreiben. Dieses ist deutlich größer als die entsprechenden Werte für Oktupolvibrationskerne, sodaß man es, im Rahmen des Rotatormodells (Gl.E.15,E.16), mit einem inneren Oktupolmoment von $Q_3 = 3100 fm^3$ für ^{226}Ra gleichsetzt.

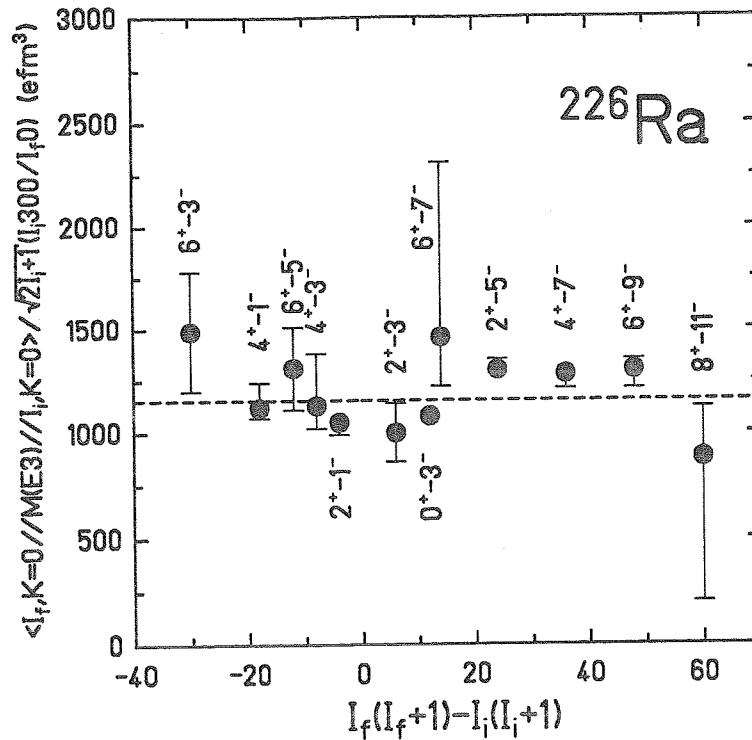


Abb. V.3.11: Vergleich der experimentellen E3-Matrixelemente von ^{226}Ra für Übergänge zwischen positiven und negativen Paritätszuständen mit der Alaga-Regel (Gl.V.1.5).

Die großen E1 Matrixelemente, die man zwischen Zuständen unterschiedlicher Parität mißt, können für einen Atomkern mit intrinsischer Oktupoldeformation ebenfalls verstanden werden. Eine solche Kerngestalt erzeugt ein elektrisches Dipolmoment im körperfesten Koordinatensystem. Um die experimentellen Übergangsmatrixelemente $\langle I - 1 // M(E1) // I \rangle$ mit diesen Modellvorstellungen vergleichen zu können, benutzt man die Rotatorbeziehung (Gl.E.12) zur Berechnung der inneren Dipolmomente Q_1 . Diese Werte sind in Abbildung V.3.12 als Funktion des Spins I dargestellt. Man beobachtet eine deutliche Zunahme der inneren Dipolmomente mit dem Drehimpuls. Zum Vergleich sind die theoretischen Werte eingetragen, die man mit [Lea86] und ohne Schalenkorrekturen erhält. Für die Berechnung des kollektiven Dipolmoments (Gl.V.3.2) von ^{226}Ra wurden die Quadrupol- (β_2), Oktupol- (β_3) und Hexadekapol- (β_4) Deformationsparameter von Tabelle V.3.1 benutzt. Bei niedrigen Spins können die beobachteten Abweichungen der Meßwerte vom kollektiven Dipolmoment durch die Schalenkorrekturen erklärt werden. Da sich die β_2 und β_3 Deformationsparameter kaum ändern (max. 25% für β_2 siehe Abb. V.3.10), kann die Annäherung der Daten an den Grenzwert des kollektiven Dipolmoments nur durch eine Reduktion der Schaleneffekte verstanden werden. Eine quantitative theoretische Beschreibung der Zunahme des Dipolmoments mit dem Drehimpuls steht jedoch noch aus.

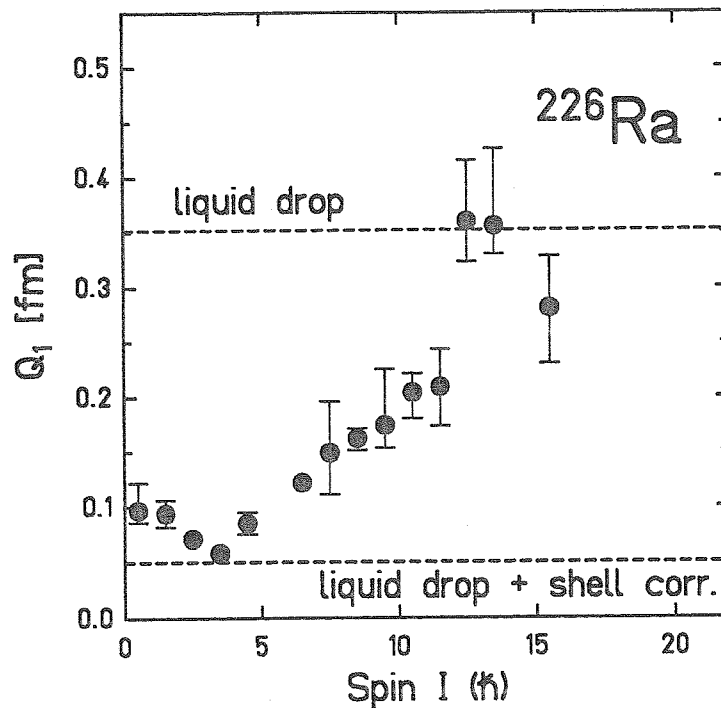


Abb. V.3.12: Innere Dipolmomente abgeleitet aus den E1 Matrixelementen für Übergänge zwischen positiven und negativen Paritätszuständen, als Funktion des Spins I.

Aus der Untersuchung des Anregungsspektrums von ^{226}Ra läßt sich eine axialsymmetrische, aber nicht spiegelsymmetrische Kerngestalt ableiten. Insbesondere das Rotationspektrum zeigt zumindest bei hohen Spinzuständen eine starke Ähnlichkeit mit dem eines oktopoldeformierten Kerns. Eine β_3 Deformation läßt sich aus den gemessenen Oktopolmomenten unter Annahme einer homogenen Ladungsverteilung berechnen. Auch die sehr gute Übereinstimmung der selbstkonsistenten 'cranking'-Rechnungen unter Einbeziehung der Oktopoldeformation für den Kern ^{226}Ra mit dem Experiment weist auf die Bedeutung des Oktopolfreiheitsgrads in den Modellen hin. Ein weiterer wichtiger Test dieser Modelle, die eine Axialsymmetrie der Kerngestalt vorhersagt, stellt die Messung der Diagonal-E2-Matrixelemente dar. Diese lassen sich, in Übereinstimmung mit der Theorie, durch einen Deformationsparameter $\gamma \sim 0^\circ$ am besten beschreiben. Weitere Hinweise auf die Oktopolkorrelationen kommen durch die ungewöhnlich starken B(E1)-Werte, die bei hohen Drehimpulsen mit dem kollektiven inneren Dipolmoment eines oktopoldeformierten Kerns übereinstimmen.

Eine Systematik der inneren elektrischen Dipolmomente Q_1 für die leichten Thorium- und Radiumisotope zeigt Abbildung V.3.13 als Funktion der Neutronenzahl. Sie wurden, im Gegensatz zu den in Abbildung V.3.6 gezeigten Daten, aus den experimentellen B(E1)/B(E2)-Werten bei höheren Drehimpulsen $I > 10$ bestimmt. Während das Quadrupolmoment stetig mit der Neutronenzahl zunimmt, hat das Dipolmoment ein Maximum für $N \sim 134$. Die experimentellen Daten [Gai88,Cot84,Kur77,Bon85,Sch86,Dah88] sind nahezu spinunabhängig. Sie werden in Abbildung V.3.13 mit den Voraussagen des Tröpfchenmodells

(Gl.V.3.2) verglichen, wobei die Deformationsparameter β_2 , β_3 , β_4 den Rechnungen von Leander entnommen wurden [Lea82]. Die berechneten Werte können die Abhängigkeit von der Neutronenzahl in den Ra- und Th-Isotopen recht gut beschreiben. Die bei Niederspin-Zuständen beobachteten Schaleneffekte scheinen in Übereinstimmung mit den ^{226}Ra bei höheren Drehimpulsen eine wesentlich geringere Rolle zu spielen.

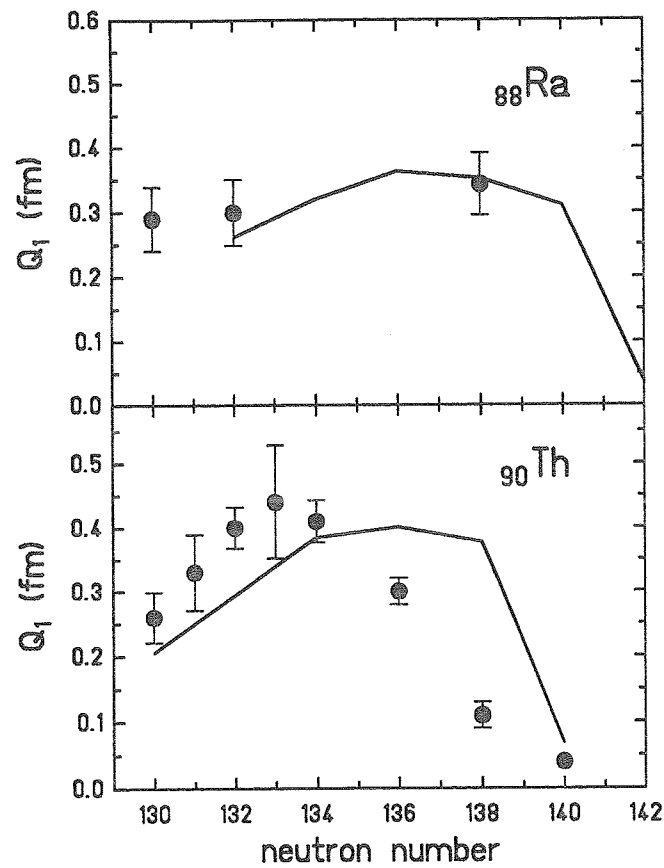


Abb. V.3.13: Innere Dipolmomente abgeleitet aus den E1 Matrixelementen für Übergänge zwischen positiven und negativen Paritätszuständen bei Spinwerten von $I \sim 10$ für Radium- (oben) und Thoriumisotope (unten).

V.4) Oktupolvibrationen sphärischer Kerne

V.4.1) Oberflächenschwingungen

Die einzige kollektive Bewegung der Nukleonen, die für einen kugelsymmetrischen Kern im Prinzip möglich ist, besteht im Auftreten von Oberflächenschwingungen. Wenn man sich den Kern als Flüssigkeitstropfen vorstellt, so entspricht das kleinen elastischen Schwingungen in der Form des Tropfens um die kugelförmige Gleichgewichtslage. Mathematisch läßt sich eine beliebige Gestalt der Kernoberfläche unter Benutzung sphärischer Polarkoordinaten durch folgende Entwicklung beschreiben:

$$R(\theta, \phi) = R_1 \left\{ 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right\} \quad (\text{V.4.1})$$

Hierbei beschreiben zeitlich veränderliche Koeffizienten $\alpha_{\lambda\mu}$ eine dynamische Änderung der Kerngestalt, während konstante Werte $\alpha_{\lambda\mu} \neq 0$ für eine statische Deformation des Kerns stehen.

Das erste Glied der Entwicklung, $\lambda=0$, entspricht einer Kompressionsschwingung des Kerns, bei der der Kern kugelförmig bleibt und nur seinen Radius periodisch ändert. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß die Kernmaterie in guter Näherung inkompressible ist und solche Schwingungen erst bei sehr hohen Anregungsenergien auftreten sollten.

Die Dipol- ($\lambda=1$) Schwingungen bedeuten Oszillationen des Schwerpunkts. Sie können für einen Flüssigkeitstropfen nicht auftreten. Besteht die Flüssigkeit jedoch aus zwei Komponenten, wie z.B. Neutronen und Protonen, dann lassen sich diese Schwingungen beobachten, indem sich die beiden Komponenten der Flüssigkeit relativ zueinander bewegen. Experimentell wurden die Dipolschwingungen bei der systematischen Untersuchung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für (γ, n) -Photoprozesse entdeckt. Man fand bei allen Kernen bei einer Anregungsenergie von ca. 15 MeV ein breites ausgeprägtes Maximum im Wirkungsquerschnitt, das unter dem Namen "Riesenresonanz" bekannt ist.

Für die $\lambda=2$ Schwingung gibt es 5 verschiedene unabhängige Schwingungsformen, die einer zeitlich veränderlichen Quadrupoldeformation entsprechen. Ein einfaches Beispiel einer solchen Schwingung zeigt Abbildung V.4.1. Der Kern bleibt für den α_{20} -Schwingungstyp rotationssymmetrisch um die z-Achse und besitzt aufeinanderfolgend die Form eines gestreckten bzw. abgeplatteten Rotationsellipsoids. Unter Verwendung des Tröpfchenmodells lassen sich Energieeigenwerte und Eigenfunktionen der Vibrationszustände berechnen. Das quantenmechanische Anregungsspektrum besteht in einer Serie äquidistanter Niveaus mit dem Abstand $\hbar\omega_2$ (siehe Abbildung F.2). Bei sphärischen gg-Kernen ist der erste angeregte Zustand (1-Phonon-Anregung) ein 2^+ Zustand. Bei der doppelten Anregungsenergie liegt das 2-Phonon-Triplett mit den Spins 0^+ , 2^+ und 4^+ . Im Gebiet der Massenzahl $A \sim 100$ existieren mehrere Kerne, deren tiefste Niveaus mit diesem Schema

übereinstimmen (z.B. ^{104}Ru , ^{114}Cd). Die Energieniveaus sind zwar nicht entartet, sie liegen jedoch dicht beieinander. In diesem Zusammenhang muß auf die Ähnlichkeit des Vibrationsspektrums mit dem eines asymmetrischen Rotatorkerns ($\gamma \sim 30^\circ$) hingewiesen werden. Nur durch die Messung von Diagonalmatrixelementen $\langle I // M(E2) // I \rangle$, die für einen Vibratorkern verschwinden sollten, kann zwischen beiden Kernmodellen unterschieden werden.

Für deformierte Kerne sind Quadrupol-Oszillationen ebenfalls bekannt. Durch die Wahl eines körperfesten Koordinatensystems, dessen Achsen mit den Symmetrieachsen des Kerns zusammenfallen, reduzieren sich die Schwingungsformen auf die β -Vibrationen und γ -Vibrationen. Bei den β -Vibrationen bleibt die Axialsymmetrie des Kerns erhalten, die Größe der Deformationänderung schwingt jedoch um ihren statischen Gleichgewichtswert β_2 . Bei der γ -Vibration dagegen verformt sich der Kern zu einem axial asymmetrischen Ellipsoid. Die Anregungsenergien der β - und γ -Vibrationen liegen bei den stark deformierten Kernen mit $150 \leq A \leq 190$ bei etwa 1 MeV. Sie sind leicht von Zweiteilchen-Anregungen durch die Beschleunigung der E2-Übergänge zu unterscheiden.

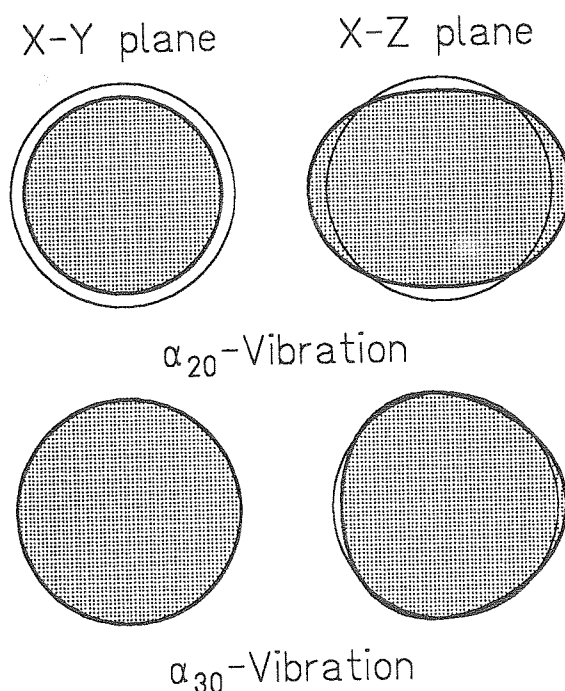


Abb. V.4.1: Schematische Darstellung der α_{20} Quadrupol- und α_{30} Oktupolvibration ($\alpha_{20} = 0.3$, $\alpha_{30} = 0.1$).

Das Glied der Entwicklung (Gl.V.4.1) mit $\lambda=3$ schließlich beschreibt Oktupolvibrationen. Abbildung V.4.1 zeigt die schematische Darstellung einer α_{30} Oktupol-Oszillation. Dies ist eine axialsymmetrische Schwingung, die eine birnenförmige Gestalt aufweist. Wegen der Antisymmetrie der Kugelfunktion $Y_{30}(\theta, \phi)$ besitzen die 1-Phonon-Zustände negative Parität. Jedes Phonon trägt einen Drehimpuls von $3\hbar$, weshalb der Kernspin für die

1-Phonon-Anregung $I^\pi = 3^-$ ist. Bei der doppelten Energie wird ein Quartett mit den Spins 0^+ , 2^+ , 4^+ und 6^+ erwartet.

V.4.2) Theoretische Grundlagen der Oktupolschwingungen

V.4.2.1) Der harmonische Oktupol-Oszillator

Das Spektrum eines harmonischen Oktupol-Oszillators ist in Abbildung V.4.2 gezeigt. In der harmonischen Näherung zur Beschreibung der Oberflächenschwingung sind die Energien der Anregungszustände gegeben durch

$$E = \hbar\omega_3\left(n_3 + \frac{7}{2}\right) \quad (\text{V.4.2})$$

Diese Anregungszustände sind sämtlich entartet, da die Anregungsenergie allein durch die Anzahl n_3 der Phononen bestimmt ist. Die Frequenz der Oberflächenschwingungen ist durch $\omega_3 = \sqrt{C_3/B_3}$ definiert.

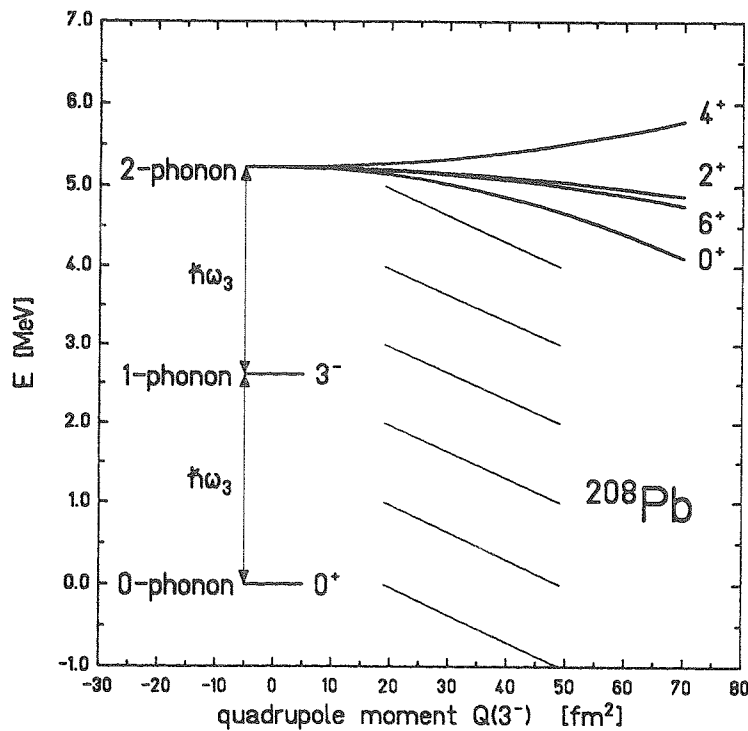


Abb. V.4.2: Energiespektrum eines harmonischen Oktupol-Oszillators (links) und Aufspaltung der 2-Phonon-Zustände in Abhängigkeit vom statischen Quadrupolmoment $Q(3^-)$ des ersten angeregten 3^- Zustands in ^{208}Pb (rechts). Das gemessene Quadrupolmoment [Spe83] ist als schraffierte Fläche eingezeichnet.

Eine Abschätzung der zu erwartenden Frequenzen ist im Rahmen des Tröpfchenmodells möglich (siehe Anhang F). Die Konstante B_3 (Gl.F.13) läßt sich aus der Masse und dem Radius

des Kerns berechnen, während C_3 (Gl.F.14) durch Oberflächenspannung und Coulomb-Abstoßung der Protonen bestimmt ist. Diese beiden letzten Effekte sind auch in der Beziehung für die Bindungsenergie enthalten, sodaß man die Konstanten der Bethe-Weizsäcker-Formel verwenden kann.

Die mit diesem Kollektivmodell berechneten Anregungsspektren unterscheiden sich jedoch wesentlich von den beobachteten Kernanregungen. So wird für den Kern ^{208}Pb ein Energieeigenwert für den 1-Phonon-Oktupolvibrationszustand von ~ 4.0 MeV vorausgesagt, der mit dem experimentellen 3^- Niveau bei 2.6 MeV zu vergleichen ist. Die Eigenschaften der Oberflächenschwingungen werden insbesondere durch die Schalenstruktur beeinflusst. Dies hat zur Folge, daß bei Annäherung an abgeschlossene Schalen die Quadrupolschwingungen zunehmend schwächer werden. Die Formschwingungen niedrigster Frequenz sind bei solchen doppelt-magischen Kernen vom Oktupoltyp. Setzt man harmonische Schwingungen voraus, so lassen sich der Massenparameter B_3 und der Parameter der rücktreibenden Kraft C_3 aus den beobachteten Anregungsenergien (Gl.V.4.2) und den $B(E3)$ -Werten zwischen den verschiedenen Kernzuständen bestimmen. Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem Grundzustand und dem 1-Phonon-Zustand ist gegeben durch

$$B(E3, 3^- \rightarrow 0^+) = \left[\frac{3ZeR_i^3}{4\pi} \right]^2 \frac{\hbar}{2\sqrt{B_3 C_3}} \quad (\text{V.4.3})$$

In der harmonischen Näherung können nur Übergänge zwischen Kernzuständen mit $\Delta n_3 = \pm 1$ stattfinden. Die Verhältnisse zwischen den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten liegen fest und sind durch

$$\sum_{\zeta_{n-1}, I_{n-1}} B(E3, n_3, I_n, \zeta_n \rightarrow n_3 - 1, I_{n-1}, \zeta_{n-1}) = n_3 B(E3, n_3 = 1 \rightarrow n_3 = 0) \quad (\text{V.4.4})$$

gegeben. Zur Beschreibung eines jeden Vibrationszustandes benötigt man die Anzahl n_3 der Phononen, den Gesamtdrehimpuls I_n und eine zusätzliche Quantenzahlen ζ_n , die notwendig ist, um zwischen Zuständen mit gleichem n_3 und I_n zu unterscheiden. Für sphärische gg-Kerne und Übergänge zwischen den 2-Phonon-Zuständen und dem 1-Phonon-Zustand entfällt die Summe in Gl. V.4.4.

V.4.2.2) Abweichungen von der harmonischen Näherung

Obwohl es zur Zeit nur sehr wenige Hinweise auf anharmonische Effekte bei der Oktupolschwingung gibt, die zu einer Aufspaltung entarteter Vibrationszustände in den Kernspektren führen, sind diese potentiell von beträchtlichem Interesse. Eine solche Aufspaltung erwartet man für das 2-Phonon-Quadruplett der Oktupolschwingung, wenn der

Atomkern ein statisches Quadrupolmoment für den $n_3 = 1$ Zustand besitzt. Experimentelle Hinweise auf ein Quadrupolmoment von $Q(3^-) = -34(15) \text{ (fm}^2\text{)}$ wurden für die 1-Phonon-Oktupolanregung im ^{208}Pb gefunden [Spe83]. Dieser Beitrag der Quadrupolkopplung zur 2-Phonon-Anregung wurde von Blomqvist untersucht [Blo70] und läßt sich für ^{208}Pb durch

$$\delta E(n_3 = 2, I) \sim -1.6 [Q(n_3 = 1)]^2 \begin{Bmatrix} 332 \\ 331 \end{Bmatrix} \text{ keV fm}^{-4} \quad (\text{V.4.5})$$

berechnen. Die Abhängigkeit der Aufspaltung vom statischen Quadrupolmoment $Q(3^-)$ ist in Abbildung V.4.2 für ^{208}Pb gezeigt. Dieser bei einer Oktupolschwingung auftretende anharmonische Effekt gibt auch Anlaß zu elektrischen Matrixelementen zwischen Kernzuständen mit $\Delta n_3 = 0$ und $\Delta n_3 = 2$, die in der harmonischen Näherung verboten sind. Die $\Delta n_3 = 0$ Terme enthalten sowohl statische Momente als auch Übergänge zwischen den Niveaus eines Multipletts.

Das Energiespektrum eines doppelt-magischen Kerns wird oft durch das Schalenmodell beschrieben [Pop88]. Die angeregten Kernzustände entstehen durch das Entfernen von einzelnen Teilchen aus der abgeschlossenen Schale. Als Folge der kurzreichweitigen anziehenden Kraft zwischen den Nukleonen wird eine Paarkonfiguration aus identischen Teilchen und Löchern hervorgerufen. Besteht die Korrelation aus der Überlagerung einer großen Anzahl verschiedener Zweiteilchenkonfigurationen, dann läßt sich das Hinzufügen oder Abtrennen eines korrelierten Paares als elementare Anregung (Paarschwingung) behandeln. Diese kann ebenfalls mit der 2-Phonon Oktupolvibration wechselwirken und führt zu beträchtlichen anharmonischen Effekten [Bro71,Ham74,Sch76]. Die Energieverschiebung der Zustände durch die Kopplung an Paarschwingungen kann aufgrund des unterschiedlichen Vorzeichens die Einflüsse des statischen Quadrupolmoments teilweise aufheben.

V.4.3) Experimentelle Hinweise auf einen 2-Phonon Oktupol-Vibrationszustand im ^{208}Pb

V.4.3.1) Überlegungen zur Anregung von 2-Phonon-Zuständen im ^{208}Pb

Seit vielen Jahren wird der doppelt-magische Kern ^{208}Pb als Testfall für verschiedene Kernmodelle benutzt [Rin80]. In diesem Zusammenhang spielen die Eigenschaften des ersten angeregten 3^- Niveaus bei 2.615 MeV eine entscheidende Rolle, die eine Interpretation als Oberflächenschwingung nahelegt. Die große Übergangswahrscheinlichkeit von 34 Weißkopf-Einheiten weist auf den kollektiven Charakter dieser Anregung hin und entspricht einer Nullpunktsamplitude $\sqrt{\hbar/(2B_3\omega_3)}$ von etwa 0.1 (Gl.V.4.3). Diese Deutung des niedrigliegenden 3^- Zustandes im ^{208}Pb wird allgemein akzeptiert, obwohl die Vielfachanregung bisher nicht beobachtet wurde. Die Suche nach der 2-Phonon-Anregung war [Chr77,Mar83,Jul87] und ist von großem Interesse, da ihre Beobachtung eine direkte Überprüfung des harmonischen Oktupol-Oszillators gestattet.

Das Ziel unseres Experiments [Wol92a] war die Anregung der 2-Phonon-Zustände im ^{208}Pb durch die inelastische Streuung mit schweren Ionen, um die Zustandsenergie und die kollektive Stärke der Oktupol-Vibration zu bestimmen. In der harmonischen Näherung erwartet man ein Quartuplett von 2-Phonon-Zuständen mit Spin und Parität 0^+ , 2^+ , 4^+ und 6^+ bei der doppelten Anregungsenergie des 3^- Zustandes, die im Fall von ^{208}Pb bei etwa 5.23 MeV liegen sollten. Obwohl nur sehr wenige positive Paritätszustände unterhalb von 6 MeV bekannt sind, war es trotz intensiver experimenteller Suche bisher nicht gelungen, ein Mitglied des Multipletts eindeutig zu identifizieren. Theoretisch wurden die Energien der 2-Phonon-Oktupolzustände von mehreren Autoren vorausgesagt [Blo70, Bro71, Ham74, Sch76, Cur88, Deh90]. Man erwartet eine Aufspaltung der in der harmonischen Näherung entarteten 2-Phonon-Zustände insbesondere durch die Kopplung mit den 2-Phonon-Paarvibrationen und durch die Wechselwirkung mit dem statischen Quadrupolmoment des 3^- Zustandes $Q(3^-) = -34 \pm 15 \text{ (fm}^2\text{)}$ (siehe Kapitel V.4.2).

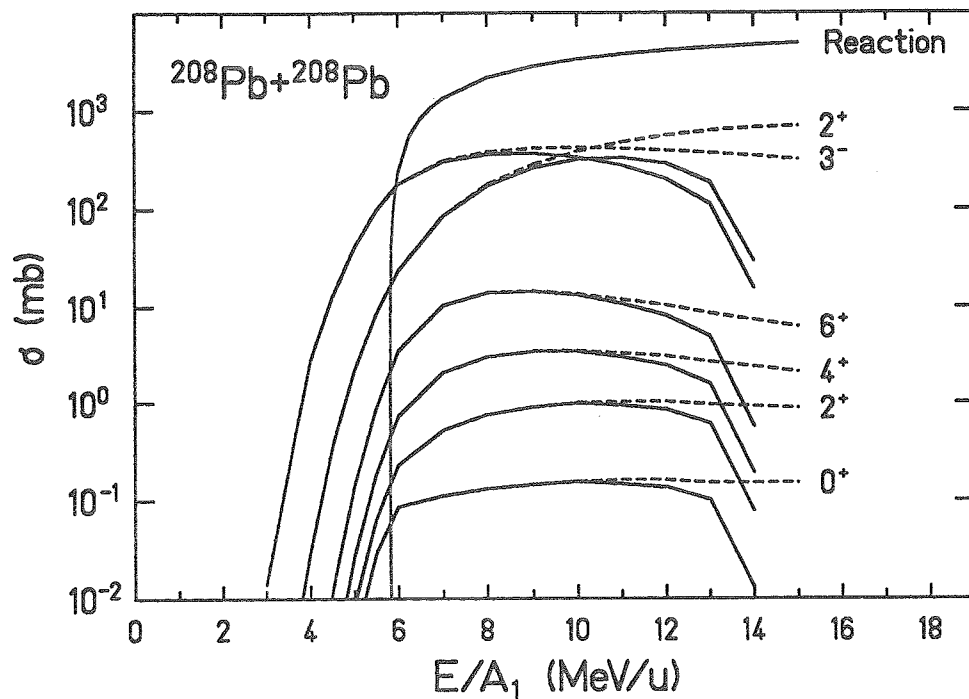


Abb. V.4.3: Inelastische Wirkungsquerschnitte für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ als Funktion der Einschussenergie. Die gestrichelten bzw. durchgezogene Kurven stellen die Ergebnisse der Winkelverteilung dar, die zwischen $\vartheta_{lab} = 7.5^\circ$ bzw. $\vartheta_{lab} = 15^\circ$ und dem Streuwinkel für streifende Stöße $\vartheta_{1/4}$ integriert wurden.

Das größte experimentelle Problem besteht in der Anregung des doppelt-magischen Kerns. In den meisten Coulombanregungsexperimenten wurde der Kern ^{208}Pb als Projektil benutzt, da die Anregungswahrscheinlichkeit eines sphärischen Kerns vernachlässigbar klein ist gegenüber der eines deformierten Kerns. So beträgt z.B. der inelastische Wirkungsquerschnitt für die Anregung des 3^- Zustands bei 2.615 MeV nur etwa 10 mb, wenn man ^{208}Pb Ionen mit 4.7 MeV/u an ^{164}Dy Kernen streut. Eine Beobachtung der

hochenergetischen 2-Phonon-Oktupolvibration ($E \sim 5.23$ MeV), die man nur durch eine doppelte E3-Kaskade anregt, kann mit den momentan verfügbaren spektroskopischen Methoden für dieses Projektil-Target System ausgeschlossen werden.

Verzichtet man jedoch auf eine rein elektromagnetische Anregung dieser kollektiven Zustände durch die Wahl einer - im Vergleich zu Kapitel II.1 diskutierten - höheren Einschubenergie, so sind die inelastischen Wirkungsquerschnitte wesentlich größer. Abbildung V.4.3 zeigt für die 1-Phonon Quadrupolvibration (2^+ bei 4.086 MeV) und 1-Phonon bzw. 2-Phonon Oktupolvibration die Anregungsfunktion für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte wurden unter Annahme eines harmonischen Vibrators mit einem semiklassischen Coulombanregungsprogramm berechnet, wobei die Winkelverteilung bei Einschubenergien oberhalb der Coulombbarriere bis zum Streuwinkel für streifende Stöße $\vartheta_{1/4}$ (Gl.B.6) integriert wurden. Bei diesem Streuwinkel beobachtet man Transferreaktionen, die zu einer Reduktion des inelastischen Wirkungsquerschnittes gegenüber dem einer reinen Coulomb-Streuung führen (siehe Abb. II.1). Der minimale Streuwinkel für die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts betrug $\vartheta_{iab} = 7.5^\circ$ (gestrichelte Kurve) bzw. $\vartheta_{iab} = 15^\circ$ (durchgezogene Kurve) im Laborsystem. Wie man aus Abbildung V.4.3 erkennen kann, hat der kleinere Streuwinkelbereich von $15^\circ - \vartheta_{1/4}$ keinen wesentlichen Einfluß auf die inelastischen Wirkungsquerschnitte unterhalb einer Einschubenergie von 9 MeV/u. Er reduziert jedoch den störenden elastischen Wirkungsquerschnitt und damit die Zählrate in den Teilchenzählern um ungefähr eine Größenordnung. Für die 2-Phonon Oktupolvibration liefert diese Abschätzung der Targetanregung einen maximalen Wirkungsquerschnitt von 14.7 mb für den 6^+ Zustand, 3.4 mb für den 4^+ Zustand, 0.9 mb für den 2^+ Zustand und 0.1 mb für den 0^+ Zustand. Diese Wirkungsquerschnitte sind ein bis drei Größenordnungen kleiner als die Wirkungsquerschnitte für die bekannten kollektiven Zustände ($\sigma_{3^-} = 370$ mb, $\sigma_{2^+} = 260$ mb). Der 6^+ Zustand, vielleicht auch die Niederspinzustände des 2-Phonon Oktupolmultipletts, sollten in einem optimal aufgebauten Teilchen- γ Experiment beobachtet werden. Trotz optimalem Teilchennachweis wird man bei einer solchen Messung oberhalb der Coulombbarriere die inelastische Streuung nicht vollständig von den Kernreaktionen abtrennen können. Der totale Reaktionswirkungsquerschnitt (Gl.B.10) steigt, wie in Abbildung V.4.3 für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ gezeigt, sehr schnell mit der Einschubenergie an. Zur optimalen Untersuchung der $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Systems wurde deshalb eine Einschubenergie von 6.2 MeV/u gewählt. Bei dieser Einschubenergie sind einerseits die inelastischen Wirkungsquerschnitte für die Anregung der 2-Phonon Oktupolzustände groß genug und andererseits der Reaktionswirkungsquerschnitt akzeptabel.

V.4.3.2) Das $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Experiment

Bei den am UNILAC der GSI durchgeführten Teilchen- γ Koinzidenzexperimenten wurden verschiedene Bleitargets mit ^{208}Pb Projektilen bei einer Einschubenergie von 6.2 MeV/u

untersucht. Die Messung der beiden Streuwinkel von projektil- und targetähnlichen Fragmenten mit den Parallelplattenzählern erlaubt eine Unterscheidung von peripheren und zentralen Stößen. Für die peripheren Reaktionen können die beobachteten γ -Übergänge durch die Benutzung von ^{206}Pb , ^{207}Pb und ^{208}Pb Targets und durch die Analyse der Teilchen- γ Winkelkorrelation entweder einer inelastischen Anregung oder einer Transferreaktion zugeordnet werden. Charakteristisch für eine Transferreaktion ist eine Gauss-förmige Winkelverteilung, die um den Streuwinkel für streifende Stöße $\vartheta_{1/4}$ zentriert ist.

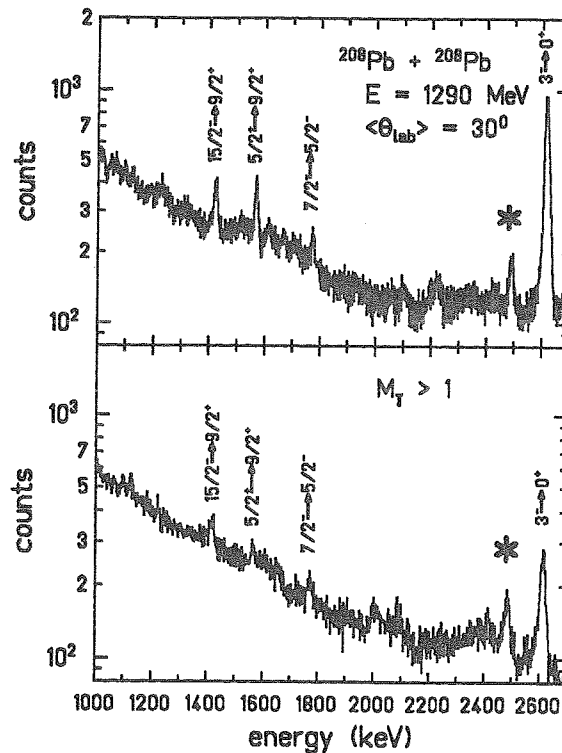


Abb. V.4.4: Doppler-korrigiertes γ -Spektrum für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ bei 6.2 MeV/u (oben). Die Übergänge der durch Transferreaktionen erzeugten ^{207}Pb und ^{209}Pb Kerne sind ebenfalls markiert. Das $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum zwischen Ge und NaI Detektoren ist im unteren Teil gezeigt.

Ein typisches γ -Spektrum nach Doppler-Korrektur ist im oberen Teil von Abbildung V.4.4 für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ bei einer Einschussenergie von 6.2 MeV/u gezeigt. Nur wenige γ -Übergänge werden im Energiebereich zwischen 1 MeV und 3 MeV beobachtet. Sie können alle dem Zerfall von Kernzuständen zugeordnet werden, die man durch inelastische Streuung oder 1-Neutrontransfer anregt. Die einzige Ausnahme bildet ein Übergang bei 2.485 MeV, der mit einem Stern gekennzeichnet ist. Für das γ -Spektrum im unteren Teil von Abbildung V.4.4 wurde ein zusätzliches γ -Quant in den NaI-Detektoren nachgewiesen. Das Intensitätsverhältnis zwischen dem unbekanntem Übergang und dem $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang im ^{208}Pb ist im $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum (Abb. V.4.4 unten) wesentlich größer als im γ -Spektrum (Abb. V.4.4 oben), was ein klares Indiz für eine größere γ -Multiplizität für den neuen Übergang ist. Aus beiden Spektren wurde eine γ -Multiplizität von 3.7(3) für den 2.485 MeV Übergang

bestimmt, die mit der Anzahl der Zerfallstufen eng verknüpft ist. Die γ -Multiplizität legt die Position des neuen Übergangs im Zerfallsschema fest.

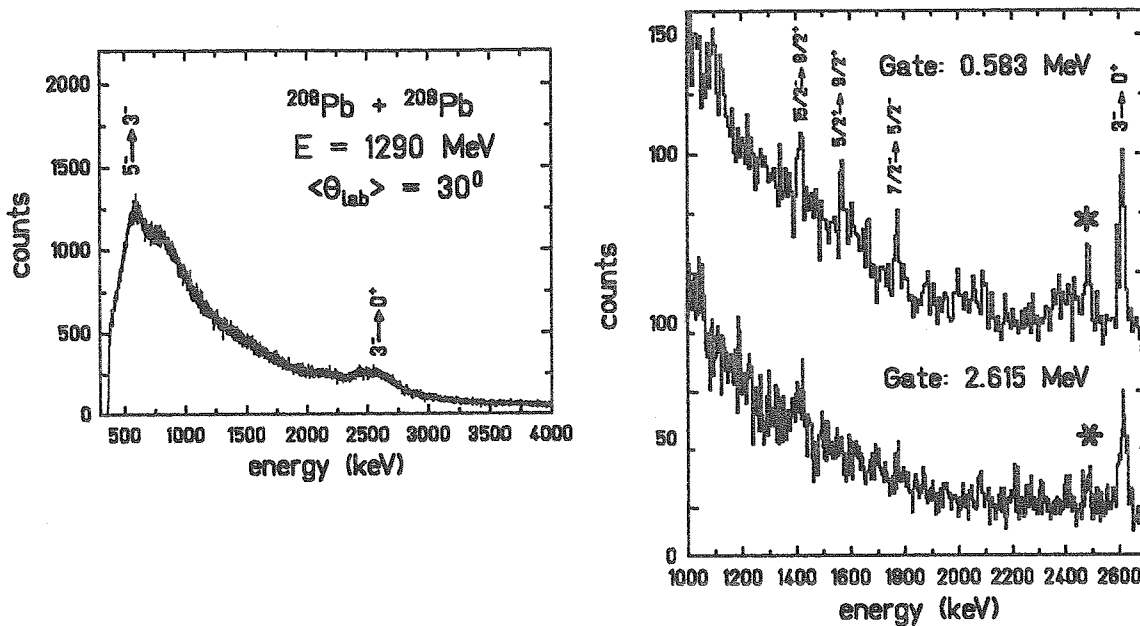


Abb. V.4.5: Doppler-korrigierte $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren gemessen mit NaI und Ge Detektoren. Die Ge-Spektren wurden in Koinzidenz mit dem $5^- \rightarrow 3^-$ Übergang (Spektrum rechts oben) und $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang (Spektrum rechts unten) aufgenommen.

Aufgrund der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten kann der 2.485 MeV Übergang dem Zerfallsschema von ^{208}Pb zugeordnet werden. Abbildung V.4.5 zeigt das Ergebnis einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung zwischen Ge- und NaI Detektoren. Im linken Teil ist das NaI-Spektrum gezeigt mit einer klaren Peakstruktur bei 583 keV und 2.615 MeV, die durch den $5^- \rightarrow 3^-$ und $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang erzeugt wird. Verlangt man den Nachweis des $5^- \rightarrow 3^-$ Übergangs mit einem der NaI Detektoren, so wird der dazu koinzidente 2.485 MeV Übergang im Ge-Spektrum beobachtet. In oberen rechten Teil von Abbildung V.4.5 kann man außerdem γ -Übergänge in ^{207}Pb und ^{209}Pb beobachten, die durch Transferreaktionen erzeugt wurden. Diese koinzidenten γ -Quanten sind das Ergebnis der schlechten Energieauflösung der NaI Detektoren, die unter 90° zur Strahlrichtung einer großen Dopplerverbreiterung unterliegen. Man kann deshalb im NaI-Spektrum den $5^- \rightarrow 3^-$ Übergang bei 583 keV im ^{208}Pb nicht von dem $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ Übergang bei 569 keV im ^{207}Pb unterscheiden. Das Ge-Spektrum im unteren rechten Teil von Abbildung V.4.5 wurde in Koinzidenz mit dem $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang aufgenommen. Die gleichzeitige Anregung des 3^- Niveaus von Projektil und Targetkern im System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ wird genauso beobachtet wie der 2.485 MeV Übergang. In einem zweiten Experiment wurden Teilchen-Teilchen- $\gamma\gamma$ Koinzidenzen für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ mit acht Ge Detektoren gemessen, wobei die γ -Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge Detektoren von 30% auf 70% relativ zu einem (3*3)-Inch NaI Detektors verbessert wurde. Abbildung V.4.6 zeigt das

γ -Spektrum in Koinzidenz mit dem 2.485 MeV Übergang. Man erkennt die koinzidenten $5^- \rightarrow 3^-$ und $3^- \rightarrow 0^+$ Übergänge. Die niedrige γ -Intensität des $3^- \rightarrow 0^+$ Übergangs resultiert aus der niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge Detektoren bei hohen γ -Energien. Die Multipolarität des 2.485 MeV Übergangs konnte aus zwei Gründen nicht bestimmt werden: (i) Für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ kann man die γ -Quanten, die vom Projektil oder Targetkern emittiert werden nicht unterscheiden und (ii) die Teilchen- γ Winkelkorrelation ist durch den Deorientierungseffekt (siehe Kapitel IV.3) stark abgeschwächt.

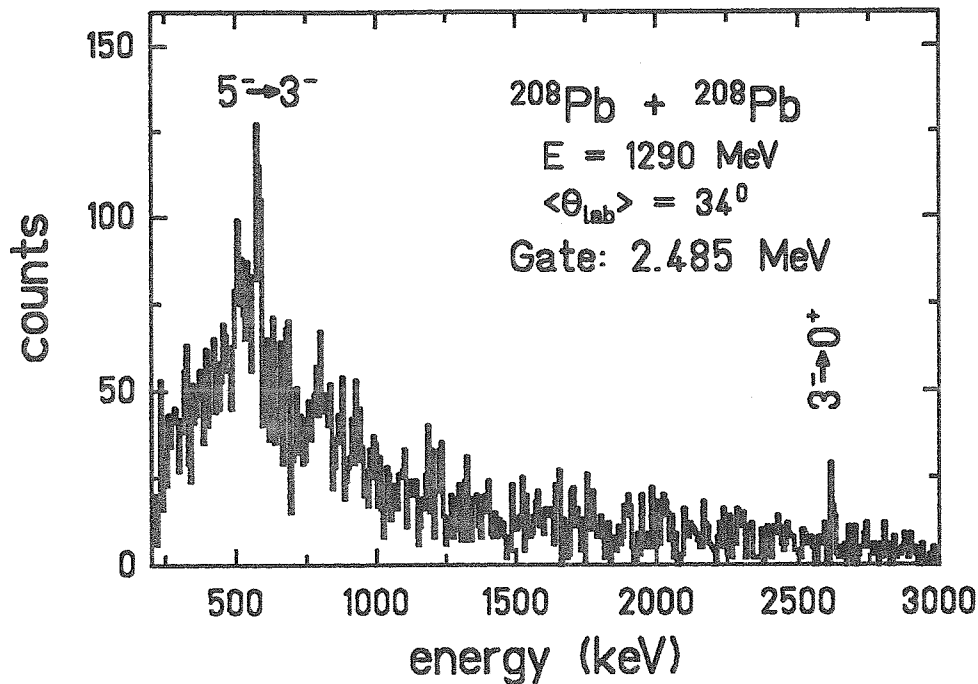


Abb. V.4.6: Doppler-korrigiertes γ -Spektrum in Koinzidenz mit dem 2.485 MeV Übergang gemessen mit Ge Detektoren.

V.4.3.3) Das Niveauschema der kollektiven Zustände im ^{208}Pb

Das partielle Niveauschema von ^{208}Pb mit den in unserem Experiment beobachteten γ -Übergängen ist in Abbildung V.4.7 gezeigt. Aufgrund der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurde ein neuer Kernzustand gefunden, der mit einer Übergangsenergie von 2.485 MeV in den 5^- Zustand zerfällt. Hierbei handelt es sich mit größter Wahrscheinlichkeit um einen 2-Phonon Oktupolzustand, da man im $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Experiment keine Einteilchenzustände anregt sondern nur die bekannten kollektiven 3^- , 5^- und 2^+ Niveaus durch E2 und E3 Übergänge populiert. Der 2.485 MeV Übergang ist möglicherweise ein E1 Zerfall von einem 4^+ oder 6^+ 2-Phonon Oktupolzustand in den 5^- Zustand ($E=3.198$ MeV), was eine Zustandsenergie von $E_{4,6} = 5.683$ MeV bedeutet. In Abbildung V.4.7 ist auch das 2-Phonon-Quartett mit $I^\pi = 0^+$, 2^+ , 4^+ und 6^+ in der harmonischen Vibratornäherung eingezeichnet. Die vorgeschlagene Spinzuzuordnung für den neuen Kernzustand wird durch die Analyse der inelastischen Wirkungsquerschnitte unterstützt.

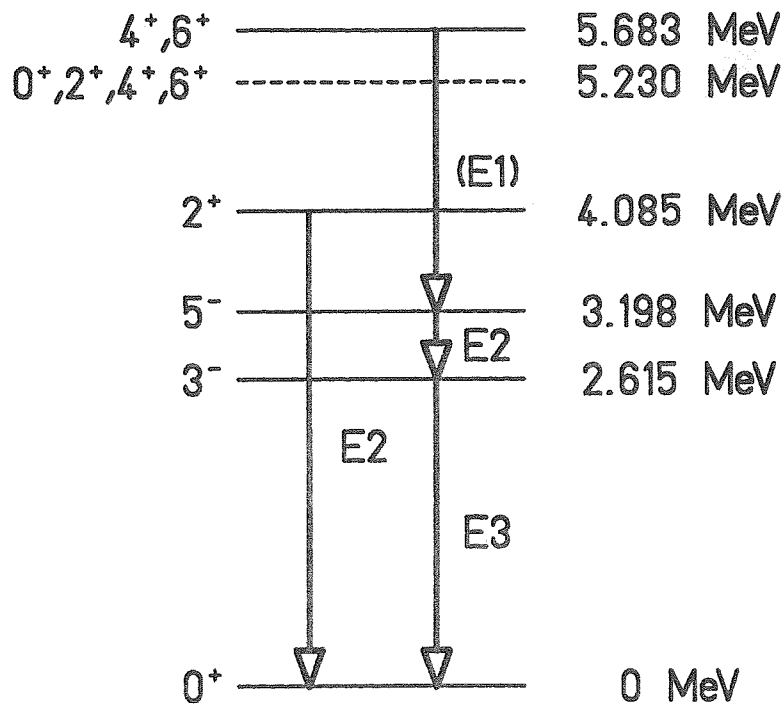


Abb. V.4.7: Partielles Niveauschema für ^{208}Pb mit den in der $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Reaktion bei 6.2 MeV/u beobachteten γ -Übergängen. Die 2-Phononzustände in der harmonischen Vibratornäherung sind durch eine gestrichelte Linie angedeutet.

V.4.3.4) Analyse der inelastischen Wirkungsquerschnitte

Die inelastische Streuung wurde für die Systeme $^{206}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ und $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ bei einer Einschubenergie von 6.2 MeV/u untersucht. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte für die Anregung eines bestimmten Kernzustands wurden aus der Intensität der Zerfalls- γ Strahlung und der Anzahl der quasielastisch gestreuten Teilchen bestimmt, die man für einen gegebenen Winkelbereich mißt. Um absolute Wirkungsquerschnitte zu erhalten, mußten die experimentellen Daten bezüglich der Zählereffizienz und des endlichen Raumwinkels korrigiert werden. Ebenso wurde die interne Konversion und die Teilchen- γ Richtungskorrelation berücksichtigt. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die inelastischen Wirkungsquerschnitte sowohl die direkte Anregung durch die Reaktion, als auch die Population durch höher liegende Zustände während des Zerfallsprozesses beinhalten. Abbildung V.4.8 zeigt die inelastischen Wirkungsquerschnitte für die ersten angeregten Zustände im System $^{206}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$. Die experimentellen Daten für den 2^+ und 3^- Zustand wurden in das Schwerpunktsystem transformiert und sind in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_{cm} dargestellt. Da die Einschubenergie für beide Projektil-Target Kombinationen etwa 7% höher als die Coulombbarriere war, mußte für die Berechnung der inelastischen Wirkungsquerschnitte neben der elektromagnetischen auch die nukleare Wechselwirkung berücksichtigt werden. Für den Real- und Imaginärteil des Kernpotentials wurde eine Wood-Saxon Form angenommen.

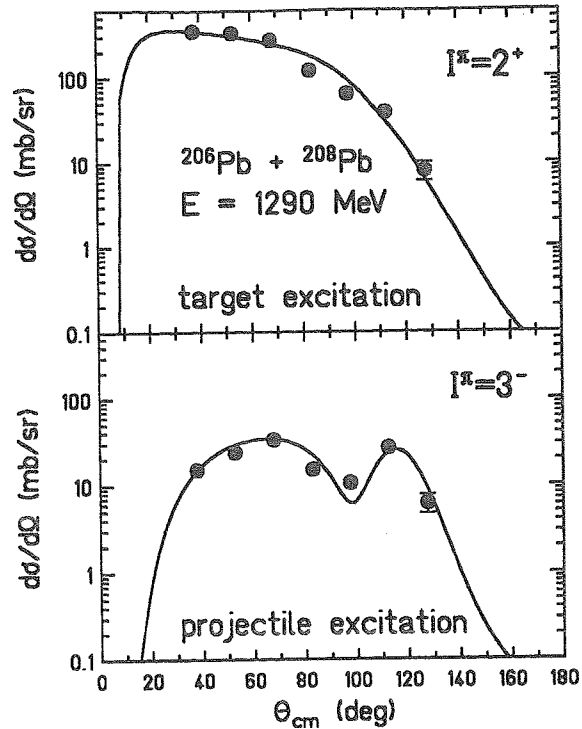


Abb. V.4.8: Experimentelle inelastische Wirkungsquerschnitte für die Anregung des ersten angeregten Zustands im ^{206}Pb (2^+) und ^{208}Pb (3^-) als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem. Die eingezeichneten Kurven stellen die Ergebnisse der Coupled-Channels Rechnungen mit dem Programm Ptolemy dar.

Die Parameter wurden in einer Coupled-Channels Rechnung mit dem Programm Ptolemy [Rho80] angepaßt, sodaß die inelastischen Winkelverteilungen für den 2^+ und 3^- Zustand im Winkelbereich zwischen $30^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$ reproduziert wurden. Für das Kernpotential wurden die folgenden Werte ermittelt:

Realpotential	$V_0 = -80 \text{ MeV}$
Imaginärpotential	$W_0 = -10 \text{ MeV}$
Radiusparameter	$r_0 = r'_0 = 1.2 \text{ fm}$
Randunschärfe	$a = a' = 0.95 \text{ fm}$

Der relativ große Wert der Randunschärfe gegenüber dem aus Elektronenstreuexperimenten ermittelten Wert läßt sich durch die Kopplung von inelastischen Zuständen erklären [Ism86]. Die in diesen Rechnungen berücksichtigten Kernzustände waren die 2^+ und 3^- Zustände im ^{206}Pb und die 3^- , 5^- und 2^+ Zustände im ^{208}Pb . Für die Anregung dieser Zustände wurden die bekannten $B(E\lambda)$ -Werte und die statischen Quadrupolmomente benutzt [Nuc86, Nuc90]. Zur Beschreibung der Massenverteilung wurden die gleichen Schwingungsamplituden bzw. Deformationsparameter β_2^N verwendet, die man aus den elektrischen Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt. Für beide Bleisotope wurden folgende Werte: $\beta_2^N \sim 0.04$ und $\beta_3^N \sim 0.11$ gemessen. Die berechneten inelastischen Winkelverteilungen sind in Abbildung V.4.8 eingezeichnet und reproduzieren die Daten der Projektil- und Targetanregung. Während die 2^+ Wirkungsquerschnitte im ^{206}Pb durch die Coulombanregung

dominiert werden, kann man zwei getrennte Bereiche für die 3^- Anregung im ^{208}Pb unterscheiden. Der inelastische Wirkungsquerschnitt bei kleinen Streuwinkeln θ_{cm} wird durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt, während die nukleare Anregung hauptsächlich um den Streuwinkel $\theta_{1/4} \sim 125^\circ$ wirksam ist. Sowohl das Coulomb- als auch das Kernpotential spielen bei der Wechselwirkung zwischen den beiden schweren Atomkernen eine wichtige Rolle. So beträgt der relative Anteil der nuklearen Anregung etwa 63% vom gesamten inelastischen Wirkungsquerschnitt für den 3^- Zustand im ^{208}Pb .

Für die Analyse des nahezu identischen Systems $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ bei einer Einschubenergie von 6.2 MeV/u wurden die Parameter des Kernpotentials unverändert übernommen, um die Stärke der kollektiven Übergänge im ^{208}Pb zu bestimmen. Ein erster Test sind die gemessenen inelastischen Wirkungsquerschnitte für den 3^- Zustand bei 2.615 MeV und den 2^+ Zustand bei 4.085 MeV, deren Streuwinkelabhängigkeit in Abbildung V.4.9 dargestellt ist. Man findet eine ausgezeichnete Übereinstimmung der berechneten Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen Daten. Zusätzlich zu den 3^- , 5^- und 2^+ Zuständen wurden die 2-Phonon Oktupol-Vibrationszustände 0^+ , 2^+ , 4^+ und 6^+ in den Coupled-Channels Rechnungen berücksichtigt. Die E3-Matrixelemente wurden mit dem harmonischen Vibratormodell (Gl.V.4.4) berechnet und für die nuklearen Schwingungsamplituden wurde der Wert $\beta_3^N = 0.11$ benutzt. Für das System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ ist die gleichzeitige Anregung von Projektil und Targetkern ebenfalls nicht vernachlässigbar.

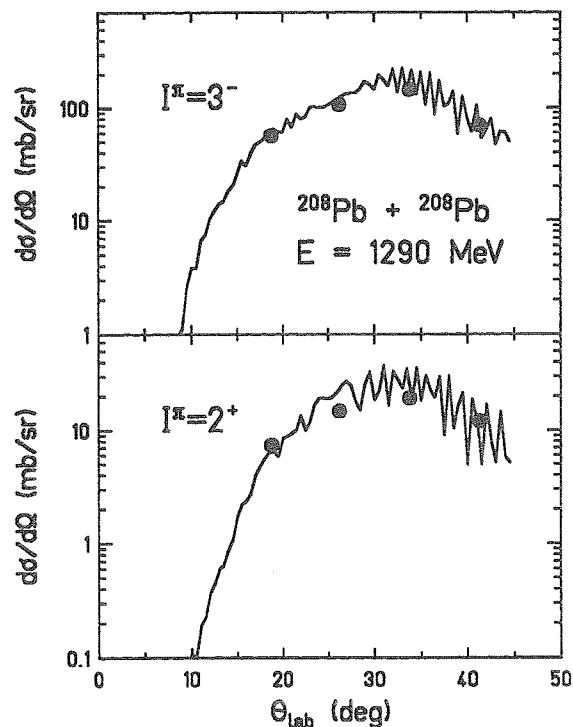


Abb. V.4.9: Experimentelle inelastische Wirkungsquerschnitte für die Anregung des 3^- und 2^+ Zustandes im ^{208}Pb als Funktion des Streuwinkels im Laborsystem. Die eingezeichneten Kurven stellen die Ergebnisse der Coupled-Channels Rechnungen mit dem Programm Ptolemy dar.

Die Anregung des 3^- und 2^+ Zustandes wird im wesentlichen durch ein Matrixelement $\langle \lambda // M(E\lambda) // 0 \rangle$ und der dazugehörigen Schwingungsamplitude β_λ^N bestimmt. Im Gegensatz zu der starken direkten Anregung dieser beiden Zustände wird der 5^- Zustand fast ausschließlich durch den Zerfall höher liegender Zustände bevölkert. Aufgrund dieser schwachen direkten Anregung des 5^- Zustandes kann das neue Kernniveau bei einer Anregungsenergie von 5.683 MeV nicht durch eine Vielfach-Coulombanregung mit dem 5^- Zustand als Zwischenstufe populierte werden. Die Anregungs- und Zerfallskaskade ($I^\pi \rightarrow 5^- \rightarrow 3^- \rightarrow 0^+$, wie man sie durch die $\gamma\gamma$ Koinzidenzmessung bestimmte) muß offensichtlich über verschiedene Wege erfolgen. Für den Anregungsprozeß spielen hauptsächlich die E2 und E3 Matrixelemente eine Rolle, während der Zerfall durch M1 und E1 Übergänge dominiert wird. Abbildung V.4.10 zeigt die experimentellen Wirkungsquerschnitte für den 2.485 MeV Übergang als Funktion des Streuwinkels. Vergleicht man diese Winkelverteilung mit der in Abbildung V.4.9 dargestellten, so kann die Einstufenanregung eines möglichen 2^+ oder 3^- Zustandes bei einer Anregungsenergie von 5.683 MeV ausgeschlossen werden. Das Maximum der experimentellen Winkelverteilung ist im Vergleich zur Einstufenanregung zu kleineren Streuwinkeln verschoben. Nimmt man eine Zweistufenanregung an, so besitzt nur der 3^- Zustand einen ausreichend großen inelastischen Wirkungsquerschnitt, um als Zwischenzustand zu dienen. Dieser 3^- Zustand wurde als 1-Phonon Oktupol-Vibrationszustand interpretiert. Akzeptiert man diese Interpretation, so erwartet man die Anregung der 2-Phonon Zustände mit $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ und 6^+ bei der doppelten Anregungsenergie des 3^- Zustandes. Diese Kernniveaus wurden deshalb in der Analyse der experimentellen Daten berücksichtigt. Die E3 Matrixelemente wurden im Rahmen des harmonischen Vibratormodells berechnet. Um den beobachteten Zerfall eines möglichen 4^+ oder 6^+ Zustands in den 5^- Zustand zu reproduzieren, war die Annahme eines $B(E3)/B(E1)$ Verzweigungsverhältnis von 2×10^5 notwendig, was einem Matrixelement von $\langle 5^- // M(E1) // 6^+ \rangle = 0.0004 \text{ eb}^{1/2}$ entspricht.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für den $0^+, 2^+, 4^+$ und 6^+ Zustand des 2-Phonon Quartetts sind in Abbildung V.4.10 mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten des 2.485 MeV Übergangs verglichen. Die durchgezogene Linie repräsentiert den gesamten inelastischen Wirkungsquerschnitt, der sich aus drei Komponenten zusammensetzt: der erste Beitrag beschreibt die 2-Phonon Anregung eines ^{208}Pb Kerns, während der andere ^{208}Pb im Grundzustand bleibt (gestrichelte Linie). Die strichpunktierte Linie stellt die gleichzeitige Anregung von Projektil und Targetkern dar, wobei der zweite Kern sich entweder im 3^- oder 2^+ befindet. Der dritte Beitrag entspricht der 2-Phonon Anregung in beiden Kernen und ist durch eine punktierte Linie dargestellt. Die Population der 2-Phonon Oktupol-Vibrationszustände erfolgt hauptsächlich durch die nukleare Wechselwirkung ($\sim 90\%$). Da der nukleare Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ proportional zum Quadrat des Parameters β_3^N ist, können Schwingungsamplituden der Oktupolvibration bestimmt werden. Wir haben nicht versucht diesen Parameter an die experimentellen Daten anzupassen, sondern die bekannten Werte für den 3^- Zustand benutzt. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte für den 2.485 MeV Übergang können durch die Anregung eines $0^+, 4^+$ oder 6^+ Zustands reproduziert werden,

während eine 2^+ Anregung unwahrscheinlich erscheint. Von den in Frage kommenden Spinzuordnungen für den Kernzustand bei 5.683 MeV muß auch der 0^+ Zustand ausgeschlossen werden, da sein Zerfall nicht in Übereinstimmung mit der beobachteten Zerfallskasade ist. Als einzige Kandidaten für das 5.683 MeV Kernniveau bleiben deshalb der 4^+ und 6^+ Zustand der 2-Phonon Oktupolvibration.

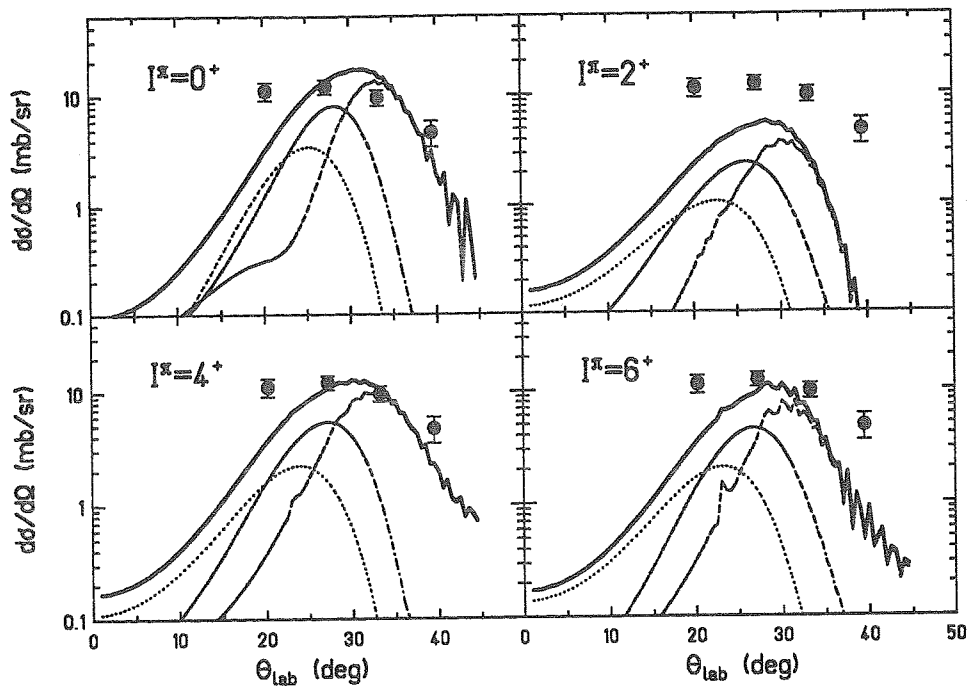


Abb. V.4.10: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für die Anregung des 5.683 MeV Kernzustandes in der Reaktion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$. Die Daten werden mit den Ergebnissen der Coupled-Channels Rechnung für verschiedene Spinzuordnungen des 2-Phonon Oktupolquartetts verglichen.

V.4.3.5) Diskussion und Zusammenfassung

Das Hauptziel des $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Experiments war die Suche nach den 2-Phonon Oktupol-Vibrationszuständen, die sich für einen harmonischen Oszillator bei 5.23 MeV befinden sollten. Ein neu gefundener Kernzustand im ^{208}Pb mit einer Anregungsenergie von 5.683 MeV entspricht diesen Erwartungen. Aufgrund der Zerfallseigenschaften und der Stoßparameterabhängigkeit der gemessenen γ -Intensitäten wurde ein Kernspin von 4^+ oder 6^+ für diesen Zustand bestimmt. Da man auch die inelastischen Wirkungsquerschnitte mit dem gleichen dynamischen Deformationsparameter β_3^N beschreiben kann, wie er für den 1-Phonon Zustand (3^-) gefunden wurde, interpretierten wir diesen Kernzustand als mögliches Mitglied des 2-Phonon Oktupolquartetts.

Die Abweichung der 2-Phonon Zustände von der erwarteten Energie eines harmonischen Oszillators wurde in einer Reihe von theoretischen Veröffentlichungen diskutiert [Blo70, Bro71, Ham74, Sch76, Cur88, Deh90]. Untersucht man nur den Einfluß des gemessenen

Quadrupolmoments für den 1-Phononzustand von $Q(3^-) = -34(15) \text{ fm}^2$, so erhält man unter Verwendung von Gl.V.4.5 die folgenden Energien für die 2-Phonon Zustände: $E(0^+) = 4.97 \pm_{0.28}^{0.19} \text{ MeV}$, $E(2^+) = 5.14 \pm_{0.09}^{0.08} \text{ MeV}$, $E(4^+) = 5.36 \pm_{0.08}^{0.15} \text{ MeV}$ und $E(6^+) = 5.12 \pm_{0.12}^{0.08} \text{ MeV}$. In einer neueren Schalenmodellrechnung [Cur88] wurde auch die Wechselwirkung der 2-Phonon Oktupol-Vibrationszustände mit den Paarvibrationen berücksichtigt. Für diese Rechnung sind die Energien der 2-Phonon Zustände im ^{208}Pb durch folgende Werte gegeben: $E(0_1^+) = 4.87 \text{ MeV}$, $E(0_2^+) = 5.24 \text{ MeV}$, $E(2^+) = 5.23 \text{ MeV}$, $E(4^+) = 5.30 \text{ MeV}$ und $E(6^+) = 5.45 \text{ MeV}$, wobei die beiden Zustände mit 0_1^+ und 0_2^+ eine Mischung der 2-Phonon Oktupolvibration mit der 2-Neutron Paarvibration sind. Dieser Vergleich zeigt, daß die Wechselwirkung mit der Paarvibration nicht vernachlässigbar ist und zu einer Verschiebung von $+0.33 \text{ MeV}$ im Falle des 6^+ Zustands führt. Die berechnete Energie für den 4^+ und 6^+ Zustand liegt etwas oberhalb der doppelten Energie des 3^- Zustands. Diese Energie stimmt qualitative mit dem experimentellen Ergebnis überein, obwohl die Größe der Anharmonizität unterschätzt wird.

VI.) Ausblick auf zukünftige Experimente

In zukünftigen Experimenten wird man die Untersuchung der Kernstruktur auf radioaktive Atomkerne ausdehnen. Dies ermöglicht eine Erweiterung der experimentell zugänglichen Kerne vor allem in den Bereich der neutronenreichen Isotope, die bisher durch andere Kernreaktionen, wie die (HI,xn)-Reaktion nicht zugänglich waren. Die langlebigen radioaktiven Kerne können in einer separaten Kernreaktion produziert werden, um dann als Targetmaterial in einem nachfolgenden Coulombanregungsexperiment benutzt zu werden. Sie lassen sich auch durch eine Transferreaktion zwischen schweren Ionen produzieren. Diese peripheren Reaktionen zeichnen sich dadurch aus, daß die Kerne im Eingangs- und Ausgangskanal durch das elektromagnetische Feld angeregt werden. Der Transfer von wenigen Nukleonen wird am Umkehrpunkt der Trajektorie zwischen angeregten Kernzuständen stattfinden. Eine weitere Möglichkeit bieten radioaktive Strahlen, die entweder durch Spallation oder Projektilfragmentation produziert werden. Durch Beschleunigung dieser Ionen können die radioaktiven Strahlen in einer sekundären Reaktion mit einem Target hoher Ladungszahl wechselwirken, sodaß sich die Projektilanregung studieren läßt. Im folgenden sollen diese Messungen an drei Beispielen kurz diskutiert werden.

VI.1) Coulombanregung eines langlebigen radioaktiven Targetkerns -

Die Kernstruktur des $K=16$ Isomers in ^{178}Hf

Als Beispiel für die Benutzung eines radioaktiven Targets soll die Anregung einer Rotationsbande im ^{178}Hf dienen, die sich auf einen isomeren Zustand aufbaut. In einer Zusammenarbeit zwischen dem JINR-Dubna, dem CSNSM-Orsay und der GSI-Darmstadt soll die Kernstruktur des $K=16$ Isomers im ^{178}Hf untersucht werden. Ziel der gemeinsamen Anstrengungen ist die Produktion einer großen Anzahl von Hafniumkernen in diesem isomeren Zustand. In einem Coulombanregungsexperiment soll dieses Material als Target benutzt werden, um die Wechselwirkung zwischen einzelnen Nukleonen und der kollektiven Rotation zu untersuchen.

Abbildung VI.1.1 zeigt das Zerfallsschema des $^{178m_2}\text{Hf}$ Isomers, wie es durch eine Reihe von Messungen [Hel68,Hel73,Boe76,Kho77,Kli80] bestimmt wurde. Der isomere Zustand hat Spin und Parität $I^\pi = 16^+$ und eine relativ niedrige Anregungsenergie von 2.45 MeV. Seine lange Halbwertszeit von 31 Jahren erklärt sich durch den fünffach K-verbotenen ($\Delta K - L = 5$) E3-Übergang vom $K = 16$, $I^\pi = 16^+$ isomeren Zustand zum $K = 8$, $I^\pi = 13^-$ Zustand. Diese lange Halbwertszeit und der sehr hohe Spinwert sind einzigartig, sodaß die Untersuchung von $^{178m_2}\text{Hf}$ eine neue Möglichkeit des Studiums von Hochspinzuständen eröffnet. Sollte für zukünftige Experimente sowohl das Target, als auch der Projektilstrahl aus isomeren Hafniumkernen bestehen, so hätte man die einmalige Situation eines Stoßsystems mit einem Anfangsspin von $32 \hbar$.

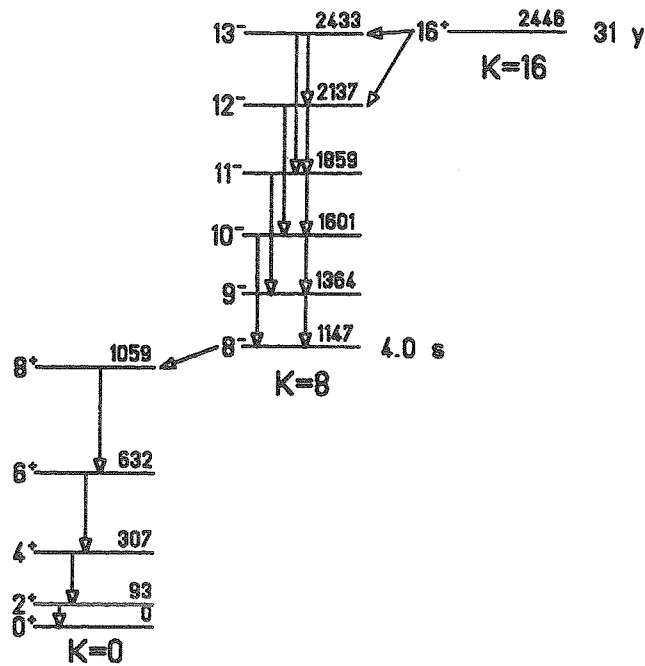


Abb. VI.1.1: Zerfallsschema des K=16 Isomers in ^{178}Hf . Die Zustandsenergien sind in keV angegeben.

Die meisten Radioisotope, die für sekundäre Reaktionen benutzt werden, sind so kurzlebig, daß ihre Benutzung sofort nach ihrer Produktion erfolgen muß. Es gibt jedoch einige Radioisotope, wie die bekannten Beispiele ^3H ($T_{1/2} = 12.3 \text{ y}$) und ^{14}C ($T_{1/2} = 5730 \text{ y}$), bei denen man beide Prozesse vollständig trennen kann. Dies hat den Vorteil, daß man die Produktion, die Reinigung von anderen Isotopen und das Experiment in verschiedenen Laboratorien durchführen kann, die für die jeweils notwendigen Aufgaben am besten geeignet sind. Im Fall vom $^{178m_2}\text{Hf}$ wurde die Produktion in Alma-Ata und Dubna durchgeführt, während die Massentrennung und Targetherstellung in Paris und die Coulombanregung am UNILAC in Darmstadt erfolgen soll.

VI.1.1) Die Produktion von $^{178m_2}\text{Hf}$

In der Vergangenheit wurden verschiedene Reaktionen zur Produktion von $^{178m_2}\text{Hf}$ benutzt, deren Ergebnisse in [Wol91] zusammengefaßt sind. Die größte Produktionsrate erzielt man mit der $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ Reaktion, die zuerst von T. Khoo [Kho77] im Energiebereich zwischen 24 MeV und 35 MeV untersucht wurde. Die Anregungsfunktion wurde in jüngster Vergangenheit durch Messungen in Dubna ($E_{\text{He}} = 26.5 - 35.5 \text{ MeV}$) und Alma-Ata ($E_{\text{He}} = 37 - 43 \text{ MeV}$) ergänzt [Oga92]. Abbildung VI.1.2 zeigt die Anregungsfunktion und das Isomer-zu-Grundzustandsverhältnis σ_{m_2}/σ_g für die $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ Reaktion. Man erhält die größten Wirkungsquerschnitte von $\sim 10 \text{ mb}$ bei einer Einschußenergie von $E_{\text{He}} = 35 \text{ MeV}$. Bei dieser Energie befinden sich etwa 5-7% der ^{178}Hf Kerne im K=16 Isomer.

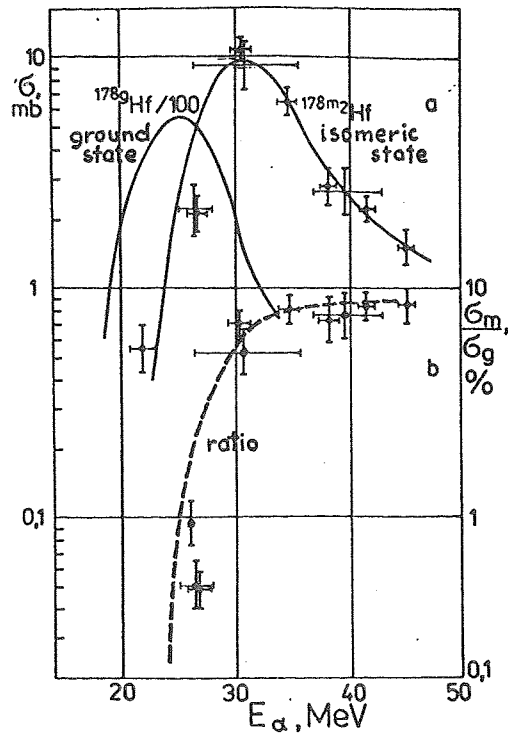


Abb. VI.1.2: Anregungsfunktion (oben) und Isomer-zu-Grundzustandsverhältnis (unten) für die Reaktion $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ [Oga92].

Mehrere Bestrahlungen wurden mit einem 99.998% angereicherten ^{176}Yb Target (100 mg/cm^2) durchgeführt, um die Herstellung neutronenarmer Hafniumisotope ($^{172,175}\text{Hf}$) durch Targetverunreinigungen zu vermeiden. Die Produktionsrate der $^{178m_2}\text{Hf}$ Kerne betrug etwa 10^9 s^{-1} bei einem ^4He Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$. Nach einer mehrwöchigen Bestrahlung wurden etwa 10^{14} ^{178}Hf Kerne im $K=16$ Isomer für das Coulombanregungsexperiment produziert.

VI.1.2) Die Reinigung des $^{178m_2}\text{Hf}$ Materials

Nach der Durchführung der $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ Reaktion müssen die produzierten Hafniumisotope vom Ytterbium-Targetmaterial chemisch abgetrennt werden. Dies geschieht mit einem in Orsay und Dubna entwickelten chromatographischen Verfahren [Oga92], dessen Effizienz 80-90% beträgt.

Das auf diese Weise gewonnene Hafniummaterial wird zur Targetherstellung für das Coulombanregungsexperiment benutzt, obwohl eine Massentrennung der verschiedenen Hafniumisotope wünschenswert wäre. Mehrere Versuche mit dem Massenseparator in Orsay ergaben jedoch eine zu kleine Separationsrate von etwa 5% für die Hafniumisotope, sodaß auf diese Möglichkeit verzichtet wurde, um unnötige Verluste von Targetmaterial zu vermeiden. Die Beiträge der verschiedenen Hafniumisotope können durch hochauflösende γ -Spektroskopie eindeutig identifiziert werden. Hierfür sind Referenzmessungen an isotopenreinen $^{177,179}\text{Hf}$ Targets notwendig.

Wegen der geringen, verfügbaren Mengen wird das Hafniummaterial durch Electro spraying auf eine Kohlenstoffolie ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) aufgebracht. Die Hafnium-Schichtdicke wird etwa $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bei einem Durchmesser des Targetflecks von 5 mm betragen.

VI.1.3) Coulombanregung von $^{178m_2}\text{Hf}$

Das Ziel des geplanten Coulombanregungsexperiments ist die Messung der Kerneigenschaften des $K=16$ Isomers in ^{178}Hf . Dieser Kernzustand wird durch 4 Quasiteilchen gebildet, was durch die Messung des g-Faktors bestätigt wurde [Pos89]. Durch die Wechselwirkung mit dem deformierten Kernrumpf wird sich eine Rotationsbande auf dem $K=16$ Isomer aufbauen. Diese Bande läßt sich am einfachsten durch das elektrische Feld eines schnell vorbeifliegenden Projektils anregen. Beobachtet man die nachfolgende Zerfalls- γ -Strahlung, so läßt sich aus der γ -Energie eines Übergangs das Trägheitsmoment der Bande und aus der γ -Intensität die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit bestimmen. Diese Untersuchung wird unser Verständnis über die Wechselwirkung zwischen einzelnen Nukleonen und der kollektiven Bewegung des deformierten Kernrumpfs verbessern.

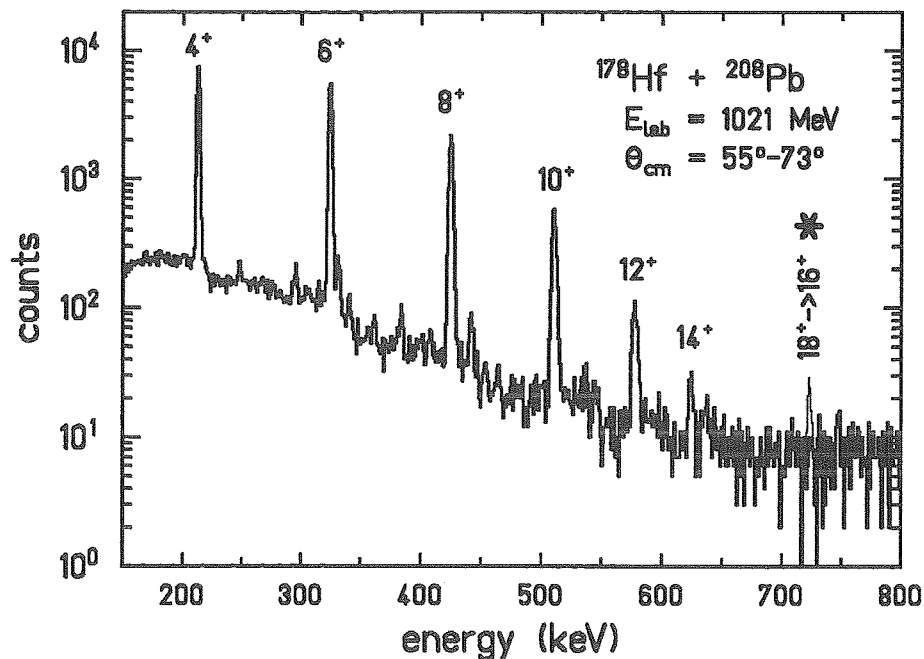


Abb. VI.1.3: Dopplershift korrigiertes γ -Spektrum nach der Anregung eines natürlichen ^{178}Hf Targets mit ^{208}Pb Ionen bei einer Einschußenergie von 1021 MeV. Die gestreuten Teilchen wurden in einem Winkelbereich von $55^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 73^\circ$ im Schwerpunktsystem nachgewiesen. Der Peak bei 722 keV - markiert mit einem Stern - entspricht der erwarteten Intensität für den $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang in der isomeren Bande.

Das größte experimentelle Problem ist die geringe Anreicherung ($\sim 5\%$) der isomeren ^{178}Hf Kerne im Targetmaterial. Der überwältigende Anteil der beobachteten γ -Strahlung wird vom

Zerfall der Grundzustandsbande in $^{177,178,179}\text{Hf}$ herrühren. Dieser "Untergrund" wurde in einem Coulombanregungsexperiment am UNILAC bereits untersucht, indem ein natürliches ^{178}Hf Target mit ^{208}Pb Ionen beschossen wurde. Abbildung VI.1.3 zeigt das Dopplershift korrigierte γ -Spektrum für einen Streuwinkelbereich von $55^\circ - 73^\circ$ im Schwerpunktsystem. Für zentrale Stöße wird die Grundzustandsbande bis zum 18^+ Zustand angeregt. Für die Niederspinzustände ist das Quadrupolmoment $Q_2 = 6.99(4)$ [b] und das Hexadekapolmoment $Q_4 = -1.6(5)$ [b²] im körperfesten Koordinatensystem experimentell bekannt [Ron77b]. Diese Werte entsprechen Deformationsparametern von $\beta_2 = 0.29(1)$ und $\beta_4 = -0.20(4)$ für eine homogene Ladungsverteilung.

Um die Anregungswahrscheinlichkeit der $K=16$ isomeren Bande abzuschätzen, wurde die gleiche Deformation wie in der Grundzustandsbande angenommen. Damit lassen sich die Zustandsenergien der erwarteten Rotationsbande auf dem $I^\pi = 16^+$ Zustand und deren Anregung nach einem Schwerionenstoß abschätzen. Abbildung VI.1.4 zeigt das erwartete Zerfallsschema von ^{178}Hf . Die Energien der $K=16$ Rotationsbande wurden mit der Harris Formel [Har64] berechnet, indem man die Parameter an die Übergangsenergien der Grundzustandsbande anpaßte.

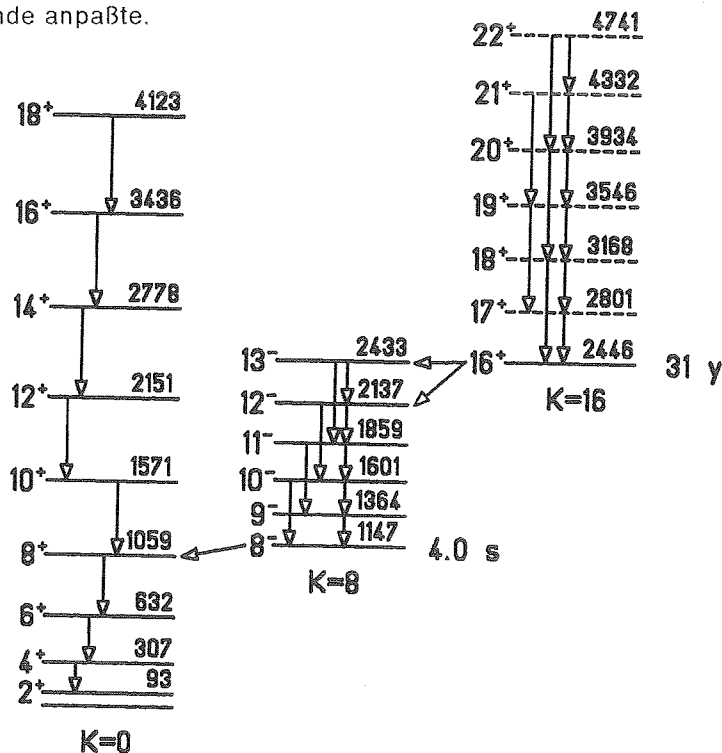


Abb. VI.1.4: Erwartetes Zerfallsschema von ^{178}Hf . Die Rotationsbande, die sich auf den $K=16$ isomeren Zustand aufbaut, wurde durch eine Anpassung an die Übergangsenergien in der Grundzustandsbande mit der Harris Formel berechnet.

Die berechneten Kernzustände bilden die Yrastbande bis zu sehr hohen Drehimpulsen. In einem Coulombanregungsexperiment mit schweren Ionen lassen sich diese Zustände stark anregen. Durch den nachfolgenden γ -Zerfall wird die gesamte Intensität in den niedrigsten Zuständen der isomeren Bande aufgesammelt, sodaß man diese verstärkt beobachten sollte. Die erwarteten γ -Energien zwischen den drei niedrigsten Zuständen liegen bei 360 keV für die

$\Delta I = 1$ und 720 keV für die $\Delta I = 2$ Übergänge. Mit einem Isomer zu Grundzustandsverhältnis von nur 5% wird man die niederenergetischen Übergänge im "Untergrund" der übrigen γ -Übergänge (siehe Abbildung VI.1.3) nicht beobachten können. Es sollte jedoch möglich sein, die $\Delta I = 2$ Übergänge bei 720 keV durch eine geeignete Wahl des Stoßparameters nachweisen zu können.

Die Anregungswahrscheinlichkeit der isomeren Bande wurde im Rahmen des starren Rotators mit dem gemessenen Quadrupolmoment Q_2 der Grundzustandsbande berechnet. Für die Quantenzahl K ist die Spinabhängigkeit der elektrischen Matrixelemente gegeben durch:

$$\langle I - 2 // M(E2) // I \rangle = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sqrt{\frac{(I+K-1)(I+K)(I-K-1)(I-K)}{(I-1)(2I-1)I}} Q_2 e \quad (VI.1.1)$$

$$\langle I - 1 // M(E2) // I \rangle = -\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \sqrt{\frac{3(I+K)(I-K)K^2}{(I-1)I(I+1)}} Q_2 e \quad (VI.1.2)$$

$$\langle I // M(E2) // I \rangle = -\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \sqrt{\frac{2I+1}{(2I-1)I(I+1)(2I+3)}} (I^2 - 3K^2 + I) Q_2 e \quad (VI.1.3)$$

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Anregung des 18^+ Zustands mit ^{208}Pb Ionen sind vergleichbar mit denen der Niederspinzustände in der Grundzustandsbande. Die relative Anregungswahrscheinlichkeit in der isomeren Bande und Grundzustandsbande wird deshalb ausschließlich durch das Isomer zu Grundzustandsverhältnis von 5% bestimmt. Benutzt man die berechneten Wirkungsquerschnitte, so erwartet man den $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang bei einer Energie von 722 keV mit einer Intensität, wie sie durch den Peak in Abbildung VI.1.3 dargestellt ist. Aus der Übergangsenergie des $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergangs läßt sich das Trägheitsmoment berechnen, während sich aus der Stoßparameterabhängigkeit der γ -Strahlung das innere Quadrupolmoment der Rotationsbande bestimmen läßt.

Die Benutzung schwerer Projektile hat den Vorteil, daß die Reaktionswirkungsquerschnitte an Kohlenstoff und Sauerstoff, die die Hauptbestandteile unseres dünnen Hf-Targets bilden, sehr klein sind. Da der γ -Untergrund in diesen Reaktionen experimentell nicht bekannt ist, eignen sich ^{208}Pb Projektile besonders für das geplante Coulombanregungsexperiment. Es soll mit dem in Kapitel III beschriebenen Aufbau durchgeführt werden, bei dem man die emittierte γ -Strahlung in Koinzidenz mit den gestreuten Teilchen nachweist. Die γ -Aktivität durch den Zerfall des $K=16$ Isomers wird dabei kein Problem für das Experiment darstellen. Für ein Target aus 10^{14} Hf-Kernen im isomeren Zustand und einer γ -Multiplizität von 5 läßt sich eine Aktivität von 10^5 s^{-1} berechnen. Da jeder Ge-Detektor nur einen Raumwinkel von 1% abdeckt, werden zufällige Koinzidenzen zwischen dem Zerfall des Isomers und dem Nachweis eines gestreuten Teilchens vernachlässigbar klein sein.

VI.2) Nukleonentransfer zwischen schweren Ionen

In der Vergangenheit wurden Transferreaktionen mit leichten Ionen zur Untersuchung von Einteilchen- und kollektiven Kerneigenschaften benutzt. Einnukleon-Transferreaktionen liefern Informationen über die Einteilchenwellenfunktionen, während man mit Zweinukleonen-Transferreaktionen die Korrelation der Nukleonen und insbesondere die Paarkorrelation untersuchen kann.

Im Gegensatz zu leichten Projektilen eröffnen schwere Ionen die Möglichkeit neue Phänomene zu studieren, die durch den viel größeren Coulomb-Beitrag zur gesamten Wechselwirkung bedingt sind. Insbesondere werden schwere deformierte Kerne durch das elektromagnetische Feld stark angeregt, bevor sie über die Kernkräfte miteinander wechselwirken. Das Interesse an diesen Transferreaktionen zwischen angeregten Zuständen gilt den Wirkungsquerschnitten, die vom Rotationszustand der Kerne während der Kollision abhängen. Diese Abhängigkeit läßt sich möglicherweise in Zweinukleonen-Transferreaktionen benutzen, um die Paarkorrelation als Funktion des Drehimpulses zu studieren. Außerdem können Transferreaktionen zwischen zwei schweren Ionen zur Anregung von Hochspinzuständen in instabilen, neutronenreichen Kernen benutzt werden, die durch andere Kernreaktionen nicht zugänglich sind. Insbesondere im Bereich der Aktinidenkerne, wo die Zahl der stabilen Kerne limitiert ist, eignen sich Transferreaktionen zur Untersuchung der Kernstruktur von neutronenreichen Kernen.

VI.2.1) Nukleonentransfer im System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ an der Coulombbarriere

Um einige dieser Aspekte zu studieren, wurde der Nukleonentransfer im System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ mit γ -spektroskopischen Methoden untersucht [Eck92]. Die Einschußenergie der Bleiprojektile lag mit 6.3 MeV/u ca. 5% über der Coulombbarriere (Gl.B.11, B.12). Abbildung VI.2.1 zeigt ein γ -Spektrum nach der Korrektur der Dopplerverschiebung bei einem mittleren Abstand dichtester Annäherung von $D=16.0$ fm. Die bei diesem Abstand zusätzlich zur elektromagnetischen Anregung vorhandene nukleare Wechselwirkung zeigt sich im deutlichen Auftreten von γ -Übergängen in der Grundzustandsbande des Isotops ^{230}Th . Die Anregung der Grundzustandsbande wurde bis zum $14^+ \rightarrow 12^+$ Übergang experimentell nachgewiesen. Obwohl die γ -Intensitäten für ^{230}Th niedriger sind als die für die inelastische Anregung von ^{232}Th , beobachtete man für die relativen γ -Intensitäten einen konstanten Wert für alle Kernzustände. Dies deutet darauf hin, daß in beiden Kernen, ^{230}Th und ^{232}Th , die Yrastbande bis zum selben Spinzustand angeregt wurde. Die Übergänge zwischen höheren Spinzuständen in ^{230}Th wurden nur aufgrund der erreichten Statistik nicht beobachtet. Mit effizienteren Detektorsystemen sollten die Hochspinzustände jedoch nachzuweisen sein.

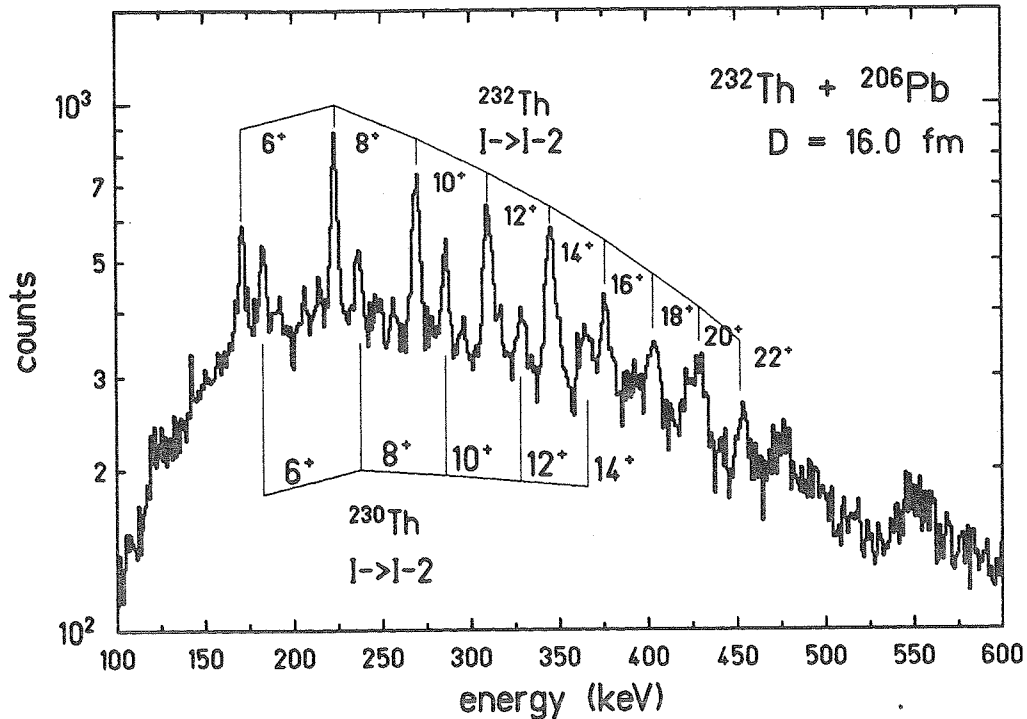


Abb. VI.2.1: γ -Spektrum nach der Korrektur der Dopplerverschiebung für die von targetähnlichen Kernen emittierten γ -Quanten des $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ Systems.

Im folgenden sollen die experimentellen Transferwirkungsquerschnitte für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ mit einer einfachen semiklassischen Näherung verglichen werden, die sowohl die Winkelverteilung als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D beschreibt, als auch absolute Wirkungsquerschnitte voraussagt.

Die Winkelverteilung für Transferreaktionen zeigt ein Maximum im Bereich der streifenden Stöße, d.h. beim nuklearen Wechselwirkungsradius (Gl.B.3) von $R_{int} = 16.2 \text{ fm}$ für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$. Dieses Verhalten läßt sich qualitativ verstehen, wenn man für die Bewegung der Kerne klassische Trajektorien annimmt. Wie in Arbeiten von Bass [Bas80] und Broglia [Bro72a,Bro72b] gezeigt ist, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in erster Ordnung Störungstheorie als

$$\frac{d\sigma_{tr}}{dD} = P_{tr}(D) [1 - P_{abs}(D)] \frac{d\sigma_{Ruth}}{dD} \quad (\text{VI.2.1})$$

darstellen. Hierin ist P_{tr} die Transferwahrscheinlichkeit und $(1 - P_{abs})$ ein "Abschwächungskoeffizient" der elastischen Streuung, der die Wahrscheinlichkeit beschreibt, daß für ein Projektil-Target System bei einem Abstand dichtester Annäherung D keine Kernreaktion stattfindet. Die Darstellung des Transferwirkungsquerschnittes als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D wurde gewählt, da sowohl das Verhältnis $d\sigma_{tr}/d\sigma_{Ruth}$ als auch $d\sigma_{el}/d\sigma_{Ruth}$ unabhängig von der Einschubenergie ist.

VI.2.1.1) Elastische Streuung bei Einschüßenergien oberhalb der Coulombbarriere

In Kapitel II.1 wurde bereits die elastische Streuung für das System $^{160}\text{Gd} + ^{206,208}\text{Pb}$ bei Einschüßenergien oberhalb der Coulombbarriere diskutiert. Wie man aus Abbildung II.1 erkennen kann, wird der elastische Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{el}}{dD} = [1 - P_{abs}(D)] \frac{d\sigma_{Ruth}}{dD} \quad (\text{VI.2.2})$$

relativ zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt nur vom geometrischen Überlapp der beiden Atomkerne am Umkehrpunkt der Trajektorie bestimmt und ist unabhängig von der Einschüßenergie. Der "Abschwächungskoeffizient" $(1 - P_{abs})$ der elastischen Streuung kann durch

$$[1 - P_{abs}(D)] = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} W[r(t)] dt\right\} \quad (\text{VI.2.3})$$

mit dem Imaginärteil des optischen Potentials $W[r(t)]$ verknüpft werden [Bas80]. Für periphere Stöße läßt sich die radiale Abhängigkeit des Potentials durch eine Näherung des Wood-Saxon Potentials beschreiben

$$W[r(t)] = W_0 \exp\left[-\frac{r(t) - C_1 - C_2}{a_W}\right] \quad (\text{VI.2.4})$$

wobei C_i der Kernradius von Projektil ($i=1$) und Targetkern ($i=2$) ist. Für alle Schwerionensysteme lassen sich die Kernradien mit einer empirischen Formel (Gl.B.2) berechnen. Benutzt man das Proximity-Potential (Gl.VI.2.4) für den Imaginärteil des optischen Potentials, so läßt sich das Integral (Gl.VI.2.3) mit Hilfe von ungestörten Rutherfordbahnen analytisch berechnen [Ste92]. In guter Näherung ist der "Abschwächungskoeffizient" gegeben durch

$$[1 - P_{abs}(D)] = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} W_0 \exp\left[-\frac{D - C_1 - C_2}{a_W}\right] \frac{D}{v}\right\} \quad (\text{VI.2.5})$$

Die Annahme von Rutherfordbahnen ist für Schwerionensysteme in guter Näherung erfüllt, solange es sich um periphere Reaktionen handelt und der Realteil des Kernpotentials gegenüber dem Coulombpotential vernachlässigbar klein ist [Eck92]. Mit dieser Parameterisierung (Gl.VI.2.5) hat man eine Beschreibung des elastischen Wirkungsquerschnittes gefunden, die nur von der Potentialtiefe W_0 und der Randunschärfe des

Potentials a_w abhängt. Die Potentialtiefe W_0 wird durch die Bedingung für den nuklearen Wechselwirkungsradius $\frac{d\sigma_{el}}{d\sigma_{Ruth}}(R_{int}) = 1/4$ festgelegt. Der einzige freie Parameter a_w wird an die elastische Streuung angefitet und variiert für so unterschiedliche Systeme wie Ni + Ni und Th + Pb nur zwischen 0.6 fm und 0.8 fm.

Für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ bei einer Einschubenergie von 6.3 MeV/u ist der elastische Wirkungsquerschnitt in Abbildung VI.2.2 als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D dargestellt. Der Minimalabstand von $D=15.5$ fm entspricht der 180° Streuung im Schwerpunktsystem. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erhält man für das Kernpotential mit den Werten $W=-30.0$ MeV und $a_w = 0.75$ fm.

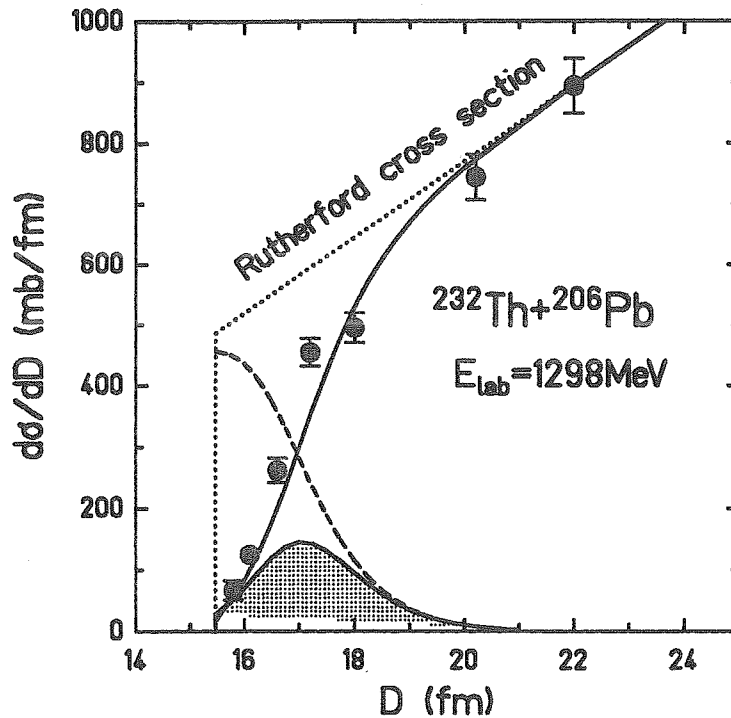


Abb. VI.2.2: Elastischer Wirkungsquerschnitt für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ bei 6.3 MeV/u als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D. Die experimentellen Daten werden mit dem Rutherford Wirkungsquerschnitt verglichen. Die gestrichelte Kurve stellt den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt und die schraffierte Fläche den Transferwirkungsquerschnitt dar.

VI.2.1.2) Transferwirkungsquerschnitte für Schwerionensysteme

In Abbildung VI.2.2 wird der elastische Wirkungsquerschnitt mit dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt verglichen. Die Differenz beschreibt die Absorption in verschiedene Reaktionkanäle, sodaß der totale Reaktionswirkungsquerschnitt gegeben ist durch

$$\frac{d\sigma_{Reac}}{dD} = P_{abs}(D) \frac{d\sigma_{Ruth}}{dD} \quad (VI.2.6)$$

Für sehr große Abstände dichtester Annäherung $D > 18 \text{ fm}$ wird dieser Wirkungsquerschnitt zu peripheren Reaktionen führen, bei denen wenige Nukleonen zwischen Projektil und Targetkern ausgetauscht werden. In diesen Reaktionen ist die Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} durch die Absorptionswahrscheinlichkeit P_{abs} gegeben. Um die peripheren Reaktionen von tiefinelastischen Reaktionen oder Fusionsreaktionen bei kleineren Abständen abzutrennen, wird der Transfer-Wirkungsquerschnitt durch

$$\frac{d\sigma_{tr}}{dD} = P_{abs}(D) [1 - P_{abs}(D)] \frac{d\sigma_{Ruth}}{dD} \quad (\text{VI.2.7})$$

beschrieben, wobei derselbe "Abschwächungskoeffizient" $[1 - P_{abs}]$ benutzt wird, wie er für die elastische Streuung gemessen wurde. Damit hat man einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der elastischen Streuung und den Transferreaktionen gefunden, der eine Voraussage des absoluten Transfer-Wirkungsquerschnittes erlaubt.

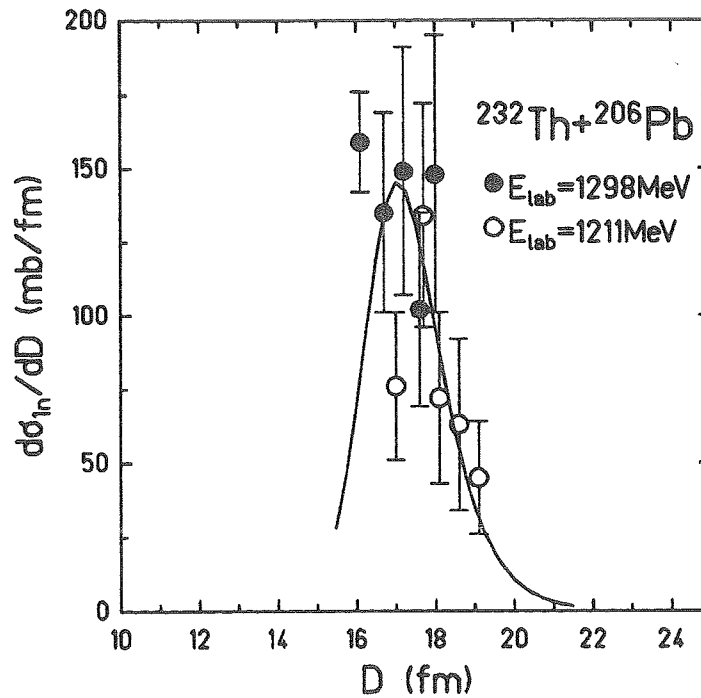


Abb. VI.2.3: 1-Neutrontransfer-Wirkungsquerschnitt für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ bei 6.3 MeV/u als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D .

Nach Untersuchungen von Bass, von Oertzen und Rehm [Bas80,Oer87,Reh90] weisen die absoluten Wirkungsquerschnitte eine starke Q -Wert Abhängigkeit auf, die durch einen zusätzlichen Faktor $F(Q)$ in Gl.VI.2.7 Berücksichtigung findet. Der optimale Q -Wert für den Nukleonentransfer läßt sich aus kinematischen Bedingungen für Transferreaktionen bestimmen. Für den dominanten Neutronentransfer in Schwerionensystemen liegt der optimale Q -Wert bei der Energie Null. Vergleicht man diesen mit den aus der Massentabelle von Wapstra [Wap77] berechneten Grundzustands- Q -Werten Q_{gg} für den Transfer in der

Umgebung des ^{232}Th Targets, so sollte der 1n- und 2n-Transfer zu den Isotopen $^{230,231}\text{Th}$ bevorzugt auftreten. Die für diese beiden Reaktionen positiven Werte für Q_{gg} sollten vorzugsweise zur Anregung der Transferprodukte führen. Eine Behinderung der Transferreaktion aufgrund des Q-Wertes wird für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$, sowie für alle anderen Projektil-Target Kombinationen mit positiven Q_{gg} Wert, nicht erwartet, sodaß der Faktor $F(Q) \sim 1$ betragen sollte.

Abbildung VI.2.2 (schraffierte Fläche) und Abbildung VI.2.3 zeigen die absoluten Transfer-Wirkungsquerschnitte für das System $^{232}\text{Th} + ^{206}\text{Pb}$ bei 6.3 MeV/u, die mit Hilfe von Gl.VI.2.7 aufgrund der gemessenen elastischen Streuung berechnet wurden. Dieser ist in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für den dominanten Transferkanal. Man beobachtet den maximalen Transfer-Wirkungsquerschnitt bei einem Abstand D , der etwas größer als der nukleare Wechselwirkungsradius von $R_{int} = 16.2 \text{ fm}$ ist.

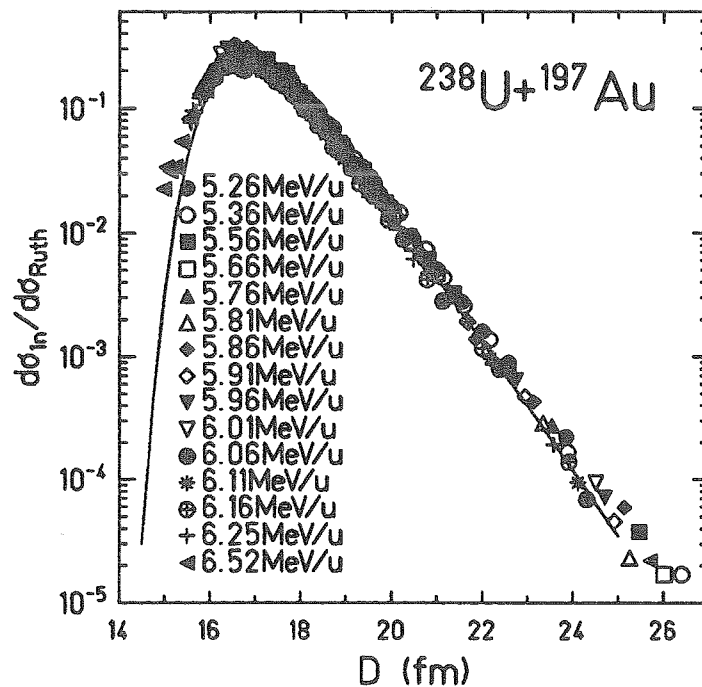


Abb. VI.2.4: Verhältnis des 1-Neutrontransfer-Wirkungsquerschnittes zum Rutherford Wirkungsquerschnitt für das System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D .

Wesentlich genauere Daten für den 1-Neutrontransfer-Wirkungsquerschnitt wurden für das System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ bei 15 unterschiedlichen Einschubenergien zwischen 5.26 MeV/u und 6.52 MeV/u gemessen [Wir91]. Abbildung VI.2.4 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die mit einer Genauigkeit von typisch 5% gemessen wurden. Normiert man die Transfer-Wirkungsquerschnitte auf den Rutherford Wirkungsquerschnitt im entsprechenden Winkelbereich, so beobachtet man keine Einschubenergieabhängigkeit als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D . Die experimentellen Daten, die über mehrere Dekaden bis zu sehr großen Abständen gemessen wurden, sind in ausgezeichneter Übereinstimmung

mit den Voraussagen von Gl.VI.2.7. Für diese Rechnung wurde die elastische Streuung des nahezu identischen Systems $^{232}\text{Th} + ^{208}\text{Pb}$ benutzt.

Die Untersuchung des Systems $^{232}\text{Th} + ^{208}\text{Pb}$ lieferte einen Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung und den Transferreaktionen. Die Verhältnisse $d\sigma_{el}/d\sigma_{Ruth}$ und $d\sigma_{tr}/d\sigma_{Ruth}$ sind unabhängig von der Einschubenergie, wenn sie als Funktion des Abstandes dichtester Annäherung D entlang einer Trajektorie dargestellt werden. Da der Transfer-Wirkungsquerschnitt mit dem Rutherford Wirkungsquerschnitt skaliert, erwartet man die größten Wirkungsquerschnitte für Schwerionensysteme. Bei diesen Reaktionen findet der Transfer von Nukleonen zwischen angeregten Kernzuständen statt, sodaß sich Hochspinzustände in den Reaktionsprodukten untersuchen lassen.

VI.3) Kernstrukturuntersuchungen bei relativistischen Einschußenergien

Die Anwendung der Coulombanregung ist augenblicklich auf stabile oder langlebige Isotope begrenzt. Neue Bereiche für Kernstrukturuntersuchungen werden durch den Projektil-Fragment-Separator (FRS) als Teil der neuen Schwerionenbeschleunigeranlage der GSI erschlossen. Die Projektilfragmente entstehen in peripheren Stößen, wie $^{136}\text{Xe} + ^{12}\text{C}$, im vom Schwerionen-Synchrotron (SIS) abgedeckten Energiebereich von 0.1-1.0 GeV/u mit Wirkungsquerschnitten von maximal einigen mb. Die Geschwindigkeit der Projektilfragmente entspricht ungefähr der Strahlgeschwindigkeit. Sie fliegen in einem kleinen Konus von rund 2° Öffnungswinkel um die Strahlachse in Richtung des Primärstrahls. Direkt nach der Produktion werden die radioaktiven Isotope mit dem Projektil-Fragment-Separator nach Massen- und Ladungszahl sortiert. Der Strahl abseparierter Fragmentationsprodukte kann nach einer weiteren elektromagnetischen Anregung zur Untersuchung der Kernstruktur der Projektile benutzt werden.

VI.3.1) Produktionsrate von radioaktiven Projektilfragmenten

Im allgemeinen versteht man unter der Fragmentation eines Kerns den Aufbruch in zwei oder mehrere mittelschwere Bruchstücke nach einer nuklearen Wechselwirkung. Oft spricht man jedoch auch im Zusammenhang mit der Abregung von Kernen nach elektromagnetischer Anregung von Fragmentation, wenn nur einzelne Nukleonen abgedampft werden. Ein besserer Begriff hierfür ist derjenige der elektromagnetischen Dissoziation. Der totale nukleare Wirkungsquerschnitt für die Fragmentation ist deshalb durch die geometrische Größe der zusammenstoßenden Teilchen und durch den Beitrag der elektromagnetischen Dissoziation [Bau86] gegeben. Der letzte Beitrag ist besonders wichtig bei hohen Einschußenergien und für schwere Targetkerne und kann sogar größer werden als der geometrische Wirkungsquerschnitt. Da die Projektil- und Targetfragmentation sehr ähnliche Isotopenverteilungen liefern, kann die Parameterisierung von Rudstam [Rud66] benutzt werden, um Produktionsraten zu berechnen. Diese Formeln wurden aufgrund neuerer experimenteller Daten verbessert [Sum89]. Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Projektilfragmentation nach dem Beschuß von Kohlenstoff mit ^{136}Xe Ionen sind in Abbildung VI.3.1 gezeigt. In einer Ebene, die durch die Neutronen- und Protonenzahl aufgespannt wird, sind die Produktionswirkungsquerschnitte für 20 mb, 10 mb, 1 mb und $10 \mu\text{b}$ als Höhenlinien dargestellt. Die Kerne mit dem A/Z-Verhältnis des Projektilstrahls werden mit nahezu dem gleichen Wirkungsquerschnitt produziert. Nimmt man für den Primärstrahl eine Intensität von $5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, eine Dicke für das Kohlenstofftarget von 1 g/cm^2 , eine Transmission durch den Fragmentseparator von 40% und einen Produktionswirkungsquerschnitt von 1 mb an, so läßt sich eine Produktionsrate von 10^5 s^{-1} berechnen. Mit einem radioaktiven Strahl dieser Intensität sollten Kernstrukturuntersuchungen in einem nachfolgenden Coulombanregungsexperiment möglich sein.

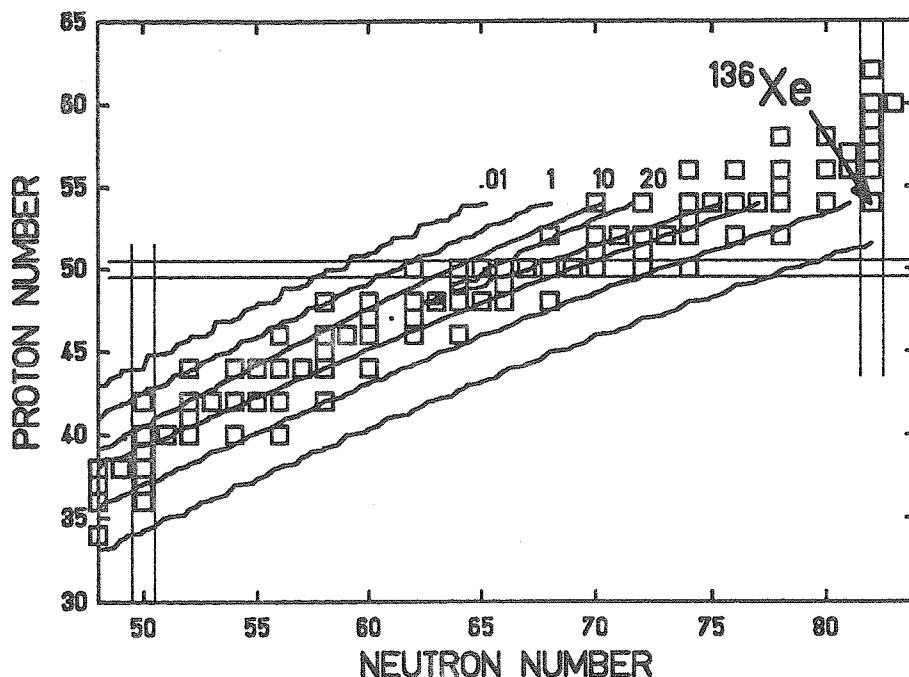


Abb. VI.3.1: Berechnete Produktionswirkungsquerschnitte nach dem Beschuß von ^{12}C mit ^{136}Xe Ionen. Die Höhenlinien wurden für 20 mb, 10 mb, 1 mb und $10 \mu\text{b}$ eingezeichnet. Die Rechtecke stellen die stabilen Kerne da, während die dünnen Linien die bekannten Kerne eingrenzen.

VI.3.2) Separation von radioaktiven Projekttilfragmenten

Zur Selektion eines bestimmten Radioisotopes wird der Projekttil-Fragment-Separator (FRS) benutzt, der eine Trennung aller Kerne bis zum Uran nach Massen- und Ladungszahl bei einer bestimmten Energie zwischen 0.1 und 1.0 GeV/u erlaubt. Das Prinzip des Separators [Gei87,Sch87] basiert auf einer Kombination von magnetischer Analyse und eines speziell geformten Abschwächers in der Fokalebene. In der ersten Stufe werden die Ionen mit einem konstanten A/Z Verhältnis durch zwei Dipolmagnete abgetrennt. Alle Fragmente mit der gleichen magnetischen Steifigkeit werden auf dieselbe Position des Abschwächers fokussiert. Der elektronische Energieverlust der Ionen beim Durchflug durch den Abschwächer erlaubt eine unterschiedliche A- und Z- abhängige Isotopenselektion in der zweiten Stufe der magnetischen Analyse. Der auf diese Weise gewonnene sekundäre Strahl radioaktiver Isotope läßt sich für elektromagnetische Experimente zur Untersuchung der Kernstruktur nutzen.

VI.3.3) Coulombanregung bei nahezu relativistischen Energien

In den meisten bisher durchgeführten Coulombanregungsexperimenten - und dazu gehören auch die in Kapitel V beschriebenen - wurden Untersuchungen zur Struktur der Atomkerne bei Einschußenergien unterhalb der Coulombbarriere (Gl.B.11,B.12) durchgeführt. Die

Behandlung des Streuprozesses wird für schwere Ionen in semiklassischer Näherung (Kapitel II.2.1) durchgeführt, wobei sich das Projektil auf einer Hyperbelbahn bewegt.

Um auch bei höheren Einschußenergien eine reine elektromagnetische Anregung der Kerne sicherzustellen, müssen periphere Stöße durch die Messung des Streuwinkels selektiert werden. Bei Strahlenergien von mehr als 100 MeV/u werden Projektil und Targetkern in dem von ihnen erzeugten elektrischen Feld kaum abgelenkt. Die Coulomb-Trajektorien können, wie in Kapitel II.2.2 gezeigt, in guter Näherung durch Geraden beschrieben werden. In diesen nahezu relativistischen Stößen ist der Stoßparameter b identisch mit dem Abstand dichtester Annäherung D , der stets größer als der nukleare Wechselwirkungsradius R_{int} sein muß (Gl.B.3).

Die Besonderheit der Coulombanregung mit relativistischen Schwerionen ist die Möglichkeit, sehr hochliegende Zustände im Kern anzuregen (siehe Kapitel II.3). Während bei Experimenten an der Coulombbarriere nur niedrigliegende Rotations- und Vibrationszustände populiert werden ($\Delta E_{max} < 3 \text{ MeV}$), können bei Einschußenergien von 1 GeV/u sehr hohe Anregungsenergien von bis zu 25 MeV in einem Einstufenprozeß übertragen werden. Dadurch lassen sich die energetisch sehr hoch liegenden Riesenresonanzen effektiv anregen.

Riesenresonanzen können als kollektive Schwingungen aller Nukleonen im Kern aufgefaßt werden. Bereits in den 50er Jahren wurden die isovektorielle Dipol-Riesenresonanz (GDR) durch photoinduzierte Reaktionen angeregt. Die beobachtete Resonanzstruktur mit einer Breite von 3-6 MeV im totalen Reaktionsquerschnitt wurde als Schwingung aller Protonen gegen die Neutronen im Kern interpretiert. Für viele Kerne ist die GDR durch photoinduzierte Reaktionen gut vermessen und tabelliert [Die88]. Das Resonanzmaximum zeigt eine charakteristische Abhängigkeit von der Masse des Atomkerns, die durch

$$E_x = 80 A_i^{-1/3} \quad (VI.3.1)$$

ungefähr beschrieben wird.

Die $B(E1)$ -Werte lassen sich aus der Summenregel berechnen

$$B(E1, 0^+ \rightarrow 1^-) = 0.19 \frac{N_i Z_i}{A_i^{2/3}} \quad [e^2 \text{fm}^2] \quad (VI.3.2)$$

Hierbei sind N_i die Neutronenzahl, Z_i die Kernladung und A_i die Massenzahl des Atomkerns.

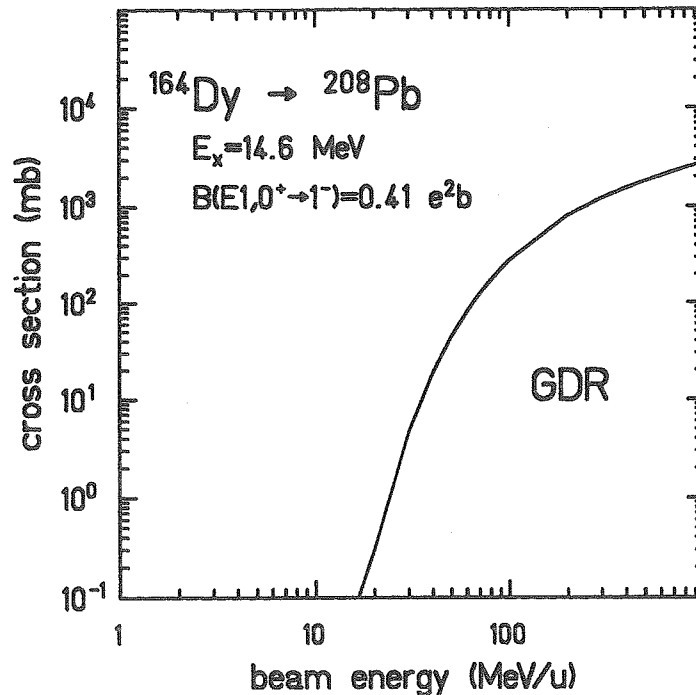


Abb.VI.3.2: Wirkungsquerschnitte für die Anregung der Dipolriesenresonanz als Funktion der Projektilenergie im System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$. Für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E1)$ wurde die volle Summenregel benutzt (Gl.VI.3.2).

Die Wirkungsquerschnitte für die Einfachanregung der Dipolriesenresonanz lassen sich in semiklassischer Näherung berechnen [Win79]. Für das Stoßsystem ^{164}Dy auf ^{208}Pb sind die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Projektilenergie in Abbildung VI.3.2 dargestellt. Für die am Schwerionen-Synchrotron der GSI zur Verfügung stehenden Einschußenergien ergibt sich ein maximaler Anregungsquerschnitt von etwa 3000 mb. Das Hauptinteresse bei diesen Untersuchungen richtet sich auf das Studium der Mehrfachanregung einer Resonanz. Diese Mehrphononenzustände lassen sich nur durch schwere Ionen bei nahezu relativistischen Einschußenergien anregen.

Neben der Anregung der Resonanz ist auch deren Zerfall von großem Interesse, insbesondere ihre Kopplung an andere kollektive Anregungsmoden. Hauptzerfallskanal von Resonanz in schweren Kernen ist die Emission von Neutronen sowie unterhalb der Teilchenschwelle die Emission von γ -Strahlung. Die Verteilung der kinetischen Energie der Neutronen nach der Emission läßt sich sehr gut mit dem statistischen Modell beschreiben. Die restliche Anregungsenergie der Projektilfragmente wird durch γ -Strahlung abgegeben.

Neben dieser Population von Kernzuständen durch den Zerfall der Dipolriesenresonanz, ist die direkte Anregung von kollektiven Kernzuständen in einem relativistischen Coulombanregungsexperiment für die Untersuchung der Kernstruktur besonders wichtig. Aufgrund der kurzen Wechselwirkungszeit ist der maximal übertragbare Drehimpuls jedoch sehr klein (Kapitel II.4). In peripheren relativistischen Schwerionenstößen wird man deshalb

nur kollektive Niederspinzustände anregen können, die jedoch auch bei höheren Anregungsenergien liegen können. Abbildung VI.3.3 zeigt die berechneten Wirkungsquerschnitte [Win79] für das System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$ als Funktion der Einschußenergie und für verschiedene Multipolaritäten und Anregungsenergien.

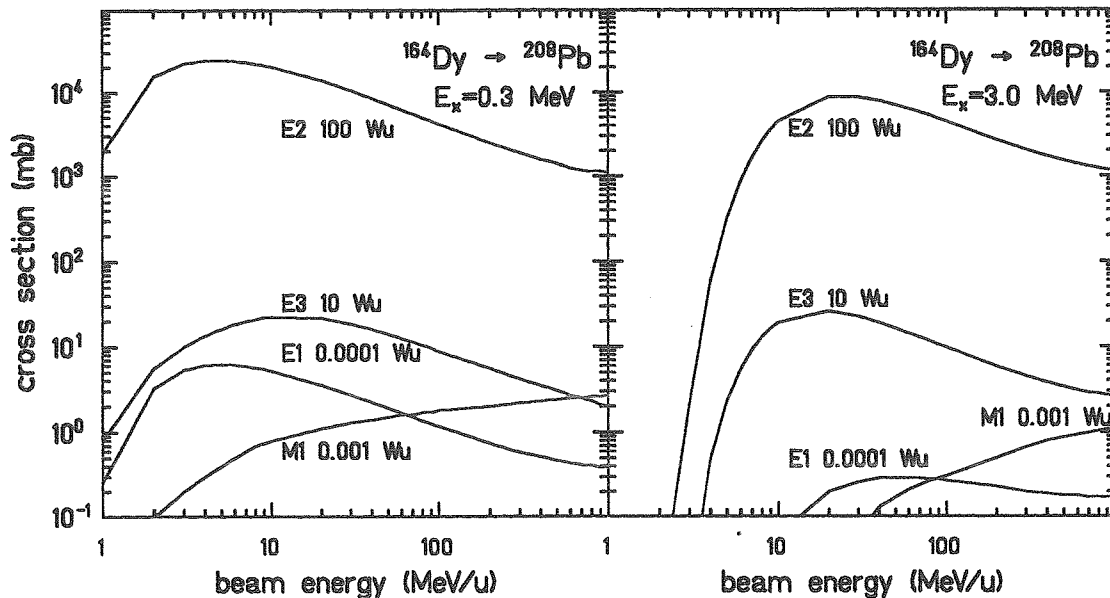


Abb.VI.3.3: Wirkungsquerschnitte für die Anregung von Kernzuständen bei Anregungsenergien von $E_x = 0.3 \text{ MeV}$ und $E_x = 3.0 \text{ MeV}$ für verschiedene Multipolaritäten als Funktion der Projektilenergie im System $^{164}\text{Dy} + ^{208}\text{Pb}$. Die Stärke der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E\lambda)$ und $B(M1)$ sind in "Weißkopf" Einheiten angegeben (Gl.E.7-11).

Man erkennt die Dominanz der kollektiven E2 Anregung, die nahezu unabhängig von der Anregungsenergie ist. Erst bei sehr hohen Anregungsenergien, wie man sie mit Gl.II.18 berechnet, nimmt der Wirkungsquerschnitt deutlich ab. Damit sind Coulombanregungsexperimente mit schweren Ionen bei nahezu relativistischen Einschußenergien bestens geeignet, um kollektive Kernzustände von kurzlebigen Radioisotopen zu untersuchen.

VI.3.4) γ -spektroskopische Untersuchungen bei nahezu relativistischen Energien

Die kollektiven Kernzustände von Projektilfragmenten, die man entweder direkt anregt oder durch den Zerfall der Riesenresonanz populiert, wird man mit γ -spektroskopische Methoden untersuchen. Hierbei spielt der Doppler-Effekt eine noch grössere Rolle als bei Einschußenergien in der Nähe der Coulombbarriere. Insbesondere eine Verschlechterung der Energieauflösung der Ge-Detektoren von $\sim 1.7 \text{ keV}$ läßt sich aufgrund des endlichen

Öffnungswinkels dieser γ -Zählers nicht vermeiden. Diese ist abhängig von der Position des Ge-Detektors relativ zur Strahlachse.

Bei den hohen Einschußenergien werden die inelastisch gestreuten Projektile unter sehr kleine Winkel gestreut, sodaß man für die dargestellten Ergebnisse einen Streuwinkel von $\vartheta_1 \approx 0^\circ$ annehmen kann. Für diesen Spezialfall ist die Dopplerverschiebung und -verbreiterung gegeben durch

$$\frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} = \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos \vartheta_\gamma} \quad (\text{VI.3.3})$$

$$\frac{\Delta E_{\gamma 0}}{E_{\gamma 0}} = \frac{\beta \sin \vartheta_\gamma}{1 - \beta \cos \vartheta_\gamma} \Delta \vartheta_\gamma \quad (\text{VI.3.4})$$

$$\frac{\Delta E_{\gamma 0}}{E_{\gamma 0}} = \frac{\beta - \cos \vartheta_\gamma}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \vartheta_\gamma)} \Delta \beta \quad (\text{VI.3.5})$$

mit

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{931.5}{931.5 + T/A_1}\right)^2} \quad (\text{VI.3.6})$$

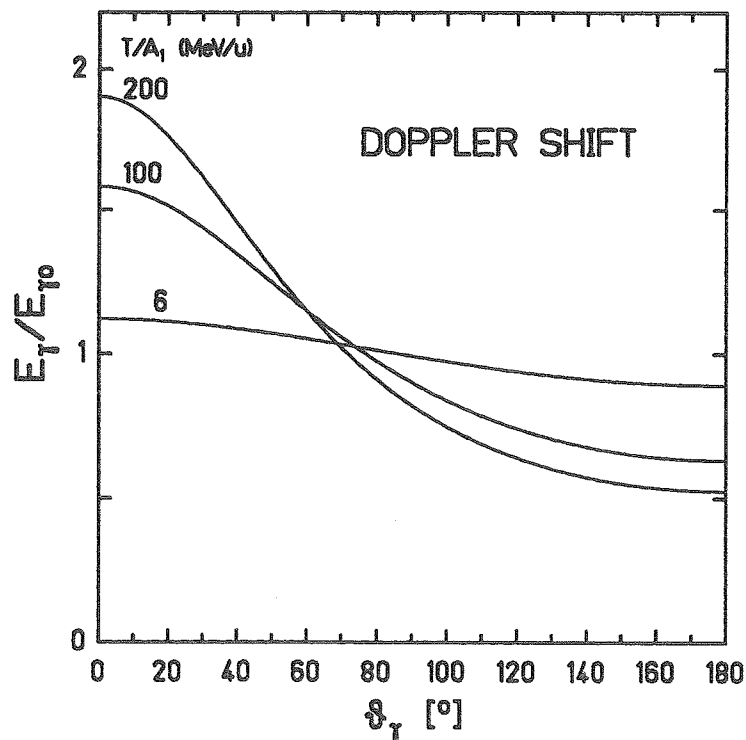


Abb. VI.3.4: Verhältnis von $E_\gamma/E_{\gamma 0}$ für unterschiedliche Projektilenergien T/A_1 in Abhängigkeit vom γ -Emissionswinkel ϑ_γ . Die angeregten Atomkerne werden unter einem Streuwinkel von $\sim 0^\circ$ gestreut.

Abbildung VI.3.4 zeigt die Dopplerverschiebung in Abhängigkeit der Position ϑ_γ des γ -Zählers für unterschiedliche Einschußenergien oberhalb der Coulombbarriere. Zum Vergleich sind die

Ergebnisse bei Einschubenergien in der Nähe der Coulombbarriere (~ 6 MeV) angegeben. Da die γ -Intensitätsverteilung im Laborsystem durch das Quadrat der Dopplerverschiebung gegeben ist, führt dies zu einer deutlich höheren Intensität bei kleinen γ -Winkeln.

Abbildung VI.3.5 zeigt die Dopplerverbreiterung in Abhängigkeit der Position ϑ_γ des γ -Zählers für unterschiedliche Einschubenergien oberhalb der Coulombbarriere und einen Öffnungswinkel von $\Delta\vartheta_\gamma = 10^\circ$. Da sich einerseits die Auflösung eines Ge-Zählers mit der Strahlenergie verschlechtert und andererseits der Wirkungsquerschnitt für die Produktion exotischer Projekttilfragmente unter 100 MeV/u schnell abnimmt, erscheint die Wahl einer Einschubenergie von ~ 200 MeV/u für Kernstrukturuntersuchungen am geeignetsten. Bei diesen peripheren relativistischen Schwerionenstößen läßt sich die Dopplerverbreiterung durch die geeignete Wahl der Detektorposition minimieren. Die beachtliche Dopplerverbreiterung von bis zu 12% bei einem Emissionswinkel von $\sim 60^\circ$ kann nur durch die Benutzung eines ortsempfindlichen γ -Zählers reduziert werden, der vielleicht in naher Zukunft zu Verfügung steht.

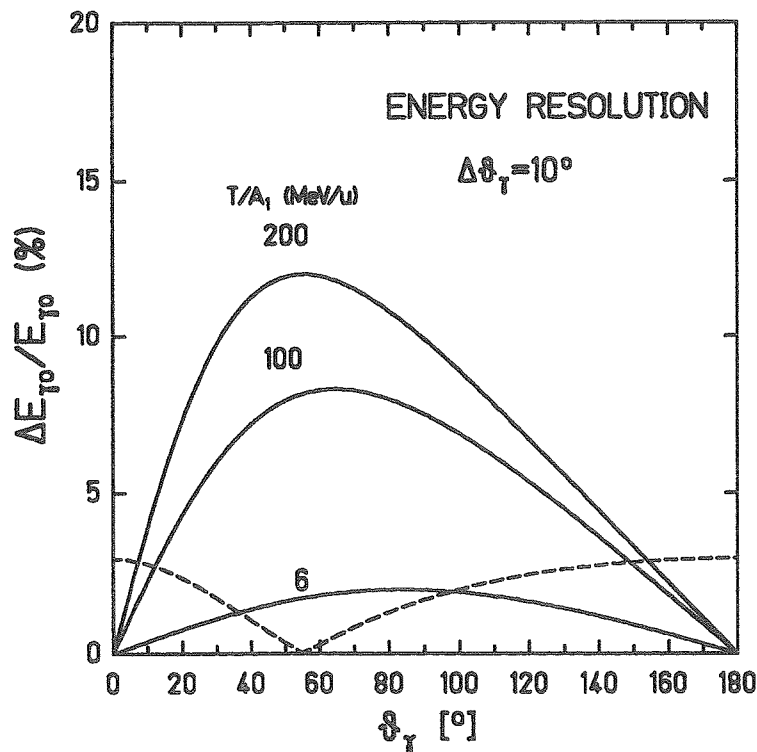


Abb. VI.3.5: Relative Auflösung eines γ -Detektors $\Delta E_{\gamma 0}/E_{\gamma 0}$ als Funktion des γ -Emissionswinkels ϑ_γ für einen Detektoröffnungswinkel von $\Delta\vartheta_\gamma = 10^\circ$. Die gestrichelte Linie stellt den Einfluß der Targetdicke von 250 mg/cm^2 bei einer Projektilenergie von 200 MeV/u dar.

Die im Vergleich zu typischen Coulombanregungsexperimenten geringere Strahlintensität der Projekttilfragmente von 10^5 s^{-1} bei einem Produktionswirkungsquerschnitt von 1 mb (siehe Kapitel VI.3.1) läßt sich teilweise durch die Benutzung eines dickeren Blei-Targets kompensieren. Dieses Target ist für das Studium der Projekttilanregung bestens geeignet, da man die Anregung der Oktupolvibration gegenüber der kollektiven E2-Anregung im Projekttil

vernachlässigen kann (siehe Abb. VI.3.3). Die Targetdicke sollte einen Wert von 250 mg/cm^2 nicht überschreiten, damit die Geschwindigkeitsunschärfe $\Delta\beta$ der Projektile beim Durchflug durch das Target nicht zu einer deutlichen Verschlechterung des Auflösungsvermögens der γ -Detektoren führt. Die Dopplerverbreiterung aufgrund der Targetdicke ist ebenfalls in Abbildung VI.3.5 gezeigt.

Benutzt man ein solches Bleitarget ($\sim 10^{21} \text{ Atome/cm}^2$) für die elektromagnetische Anregung eines Projektilfragments ($\sigma = 10^3 \text{ mb}$), so kann man bei einem Strahlstrom von 10^5 s^{-1} mit einer γ -Ereignisrate von 10^2 s^{-1} rechnen. Zum Nachweis der γ -Strahlung eignet sich die Darmstadt-Heidelberg Kristall-Kugel [Met86], die sich durch eine ausgezeichnete Photopeak Nachweiswahrscheinlichkeit von $\sim 75\%$ bei einer γ -Energie von 1 MeV auszeichnet. Mit diesem 4π -Spektrometer aus 162 NaI-Detektoren lassen sich auch geringere Strahlintensitäten erfolgreich messen, was die Untersuchung einer Vielzahl von exotischen Kernen eröffnet.

VII.) Zusammenfassung

Seit der Verfügbarkeit von schweren Projektilen werden diese "Meßsonden" an Atomkernen gestreut, um deren Struktur zu erforschen. Diese Streuung, bei der Projektil und Targetkern über das elektromagnetische Feld miteinander wechselwirken, führt zu einer kollektiven Anregung vieler Nukleonen. Die beobachteten Anregungsspektren lassen sich analog den Schwingungen und Rotationen eines Flüssigkeitstropfens beschreiben. Das Auftreten von Rotationsspektren ist ein Merkmal von Kernen, deren Gleichgewichtsform von der sphärischen Gestalt abweicht. Die Vielfalt der Kernformen werden an vier exemplarischen Beispielen dargestellt. Theoretisch lassen sich diese Beobachtungen durch eine Deformation der Kerndichte und des Kernpotentials erklären.

Die Experimente zur Coulombanregung der ^{164}Dy , ^{196}Pt , ^{208}Pb und ^{226}Ra Kerne wurden mit Pb-Ionen am UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Zum Nachweis der inelastischen Anregung wurde die nach dem Stoßprozess emittierte γ -Strahlung in Koinzidenz mit den gestreuten Teilchen gemessen. Für deformierte Kerne konnten die Rotationszustände bis zu hohen Drehimpulsen ($I < 20$) beobachtet werden. Hauptziel der Experimente war die Untersuchung der Ladungsverteilung und die damit verknüpften Multipolmomente dieser schnell rotierenden Atomkerne. Aus den gemessenen γ -Intensitäten wurden die elektrischen E1, E2 und E3 Übergangsmomente und die statischen Quadrupolmomente gewonnen, die neben der Kenntnis der Anregungsenergien kollektiver Banden von besonderer Bedeutung sind.

Im Bereich der Lanthaniden- und Aktinidenkerne findet man besonders stark deformierte Atomkerne. Ein typisches Beispiel ist der ^{164}Dy Kern, der sich etwa in der Mitte zwischen zwei abgeschlossenen Schalen befindet. Das beobachtete Rotationsspektrum läßt sich am besten durch das eines starren axialsymmetrischen Ellipsoids beschreiben. Das Auftreten einer zweiten Rotationsbande im Energiespektrum wird als Schwingung der Kernoberfläche um die axialsymmetrische Gleichgewichtsform interpretiert. Die Kopplung der beiden Rotationsbanden, die durch die Messung der Interband-E2 Matrixelemente bestimmt wurde, beeinflußt vor allem die Übergangsenergien, während sich die dynamischen Quadrupolmomente kaum von den Voraussagen eines starren Rotators unterscheiden.

Der ^{196}Pt Kern liegt im Übergangsbereich zwischen den stark deformierten Lanthanidenkernen und dem doppelt-magischen Kern ^{208}Pb . Charakteristisch für diesen Kern ist ein Anregungsspektrum, das nur durch die Einführung einer Triaxialität der Kerngestalt beschrieben wird. Besonders die Messung der statischen Quadrupolmomente erlaubte eine eindeutige Bestimmung der Kerngestalt. Ein solcher triaxialer Atomkern kann sowohl um eine Achse entlang des größten als auch entlang des kleinsten Trägheitsmomentes rotieren. Da sich die Übergangsmomente mit zunehmendem Drehimpuls ändern, ist die Kerngestalt von ^{196}Pt jedoch nicht starr, sondern zeigt eine dynamische Triaxialität.

Die Untersuchung des Kerns ^{226}Ra war motiviert durch die Vorhersage statischer Oktupoldeformationen im Massenbereich $A \sim 222$. Das Anregungsspektrum zeigt zumindest bei hohen Spinzuständen starke Ähnlichkeit mit der Rotation eines axialsymmetrischen, aber nicht spiegelsymmetrischen Atomkerns. Zum ersten Mal wurden die Oktupolmomente bis zu hohen Drehimpulsen gemessen, aus denen sich unter Annahme einer homogenen Ladungsverteilung die Oktupoldeformation bestimmen läßt. Auch die sehr gute Übereinstimmung der selbstkonsistenten cranking-Rechnungen unter Einbeziehung der Oktupoldeformation mit den experimentellen Daten weist auf die Bedeutung des Oktupolfreiheitsgrades für das Kernpotential hin. Weitere Hinweise auf die Oktupolkorrelationen kommen von den ungewöhnlich starken $B(E1)$ -Werten, die für den Kern ^{226}Ra gemessen wurden. Ihre Größenordnung in der Nähe des Grundzustandes läßt sich durch kollektive Kernmodelle unter Berücksichtigung von mikroskopischen Schaleneffekten richtig beschreiben; die beobachtete Drehimpulsabhängigkeit bleibt jedoch unverstanden. Die einzige kollektive Bewegung der Nukleonen, die für einen doppelt-magischen Kern wie ^{208}Pb im Prinzip möglich ist, besteht in der Anregung von Oberflächenschwingungen um die kugelförmige Gleichgewichtslage. Aufgrund der großen Übergangswahrscheinlichkeit wird der erste angeregte 3^- Zustand im ^{208}Pb als Oktupolvibration der Kernoberfläche gedeutet, obwohl die Anregung einer Vibrationsbande bisher nicht beobachtet wurde. Durch die Messung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Teilchen- γ Winkelkorrelationen nach der Reaktion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ konnte ein Kandidat für die 2-Phonon Oktupolvibration gefunden werden. Dieser neue Kernzustand im ^{208}Pb liegt nur etwas oberhalb der erwarteten Energie für einen harmonischen Oszillator. Die beobachtete Übergangswahrscheinlichkeit entspricht der einer kollektiven 2-Phonon Anregung.

Anhang A: Elastische Streuung

Nützliche Formeln für

(Die numerischen Koeffizienten in (A.1-13) sind für E_{lab} in MeV, a , λ und D in fm und k_∞ in fm^{-1})

Sommerfeld Parameter :

$$\eta = k_\infty a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_\infty} = 0.157 Z_1 Z_2 \left[\frac{A_1}{E_{lab}} \right]^{1/2} \quad (A.1)$$

De Broglie-Wellenlänge :

$$\lambda = (k_\infty)^{-1} \quad [fm] \quad (A.2)$$

$$k_\infty = 0.219 \frac{A_2}{A_1 + A_2} (A_1 E_{lab})^{1/2} \quad [fm^{-1}] \quad (A.3)$$

Minimalabstand zwischen den Stoßpartnern bei einer Coulombbahn :

$$D(\theta_{cm}) = a \left[\sin^{-1} \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) + 1 \right] \quad [fm] \quad (A.4)$$

mit

$$a = \frac{0.72 Z_1 Z_2}{E_{lab}} \frac{A_1 + A_2}{A_2} \quad [fm] \quad (A.5)$$

Bahndrehimpuls:

$$\ell = \eta \cot \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) \quad [\hbar] \quad (A.6)$$

$$\ell = k_\infty D \left[1 - \frac{2a}{D} \right]^{1/2} \quad [\hbar] \quad (A.7)$$

Stoßparameter:

$$b = a \cot \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) \quad [fm] \quad (A.8)$$

Rutherford-Wirkungsquerschnitt :

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega_{cm}}(\theta_{cm}) = \frac{a^2}{4} \sin^{-4} \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) \quad \left[\frac{fm^2}{sr} \right] \quad (A.9)$$

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\ell}(\ell) = 2\pi \lambda^2 \ell \quad \left[\frac{fm^2}{\hbar} \right] \quad (A.10)$$

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{dD}(D) = 2\pi(D - a) \quad [fm] \quad (A.11)$$

Raumwinkel-Transformation :

$$\frac{d\Omega_{cm}}{dD} = \frac{8\pi a^2}{(D - a)^3} \quad \left[\frac{sr}{fm} \right] \quad (A.12)$$

$$\frac{d\Omega_{cm}}{d\ell} = \frac{8\pi \eta^2 \ell}{(\ell^2 + \eta^2)^2} \quad \left[\frac{sr}{\hbar^3} \right] \quad (A.13)$$

Anhang B: Kernreaktionen

Nützliche Formeln für

(Die numerischen Koeffizienten in (B.1-12) sind für E_{lab} und E_{cm} in MeV, a , D , C_i , R_i , R_{int} und λ in fm und k_∞ in fm^{-1})

Kernradius für homogene Massenverteilung :

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} \quad [fm] \quad (B.1)$$

Kernradius für diffuse (Fermi-) Massenverteilung :

$$C_i = R_i(1 - R_i^{-2}) \quad [fm] \quad (B.2)$$

Nuklearer-Wechselwirkungsradius :

$$R_{int} = C_1 + C_2 + 4.49 - \frac{C_1 + C_2}{6.35} \quad [fm] \quad (B.3)$$

Bahndrehimpuls für streifende Stöße :

$$\ell_{gr} = k_\infty R_{int} \left[1 - \frac{2a}{R_{int}} \right]^{1/2} \quad [\hbar] \quad (B.4)$$

$$\ell_{gr} = \eta \cot(\theta_{1/4}) \quad [\hbar] \quad (B.5)$$

Streuwinkel für streifende Stöße im Schwerpunktsystem :

$$\theta_{1/4} = 2 \arcsin \left[\frac{\eta}{k_\infty R_{int} - \eta} \right] \quad [^\circ] \quad (B.6)$$

Partieller Reaktions-Wirkungsquerschnitt :

$$\frac{d\sigma_R}{d\ell} = 2\pi\lambda^2 \ell \left[\frac{fm^2}{\hbar} \right] \quad 0 \leq \ell \leq \ell_{gr} \quad (B.7)$$

$$\frac{d\sigma_R}{dD} = 2\pi(D - a) \quad [fm] \quad 2a \leq D \leq R_{int} \quad (B.8)$$

Totaler Reaktions-Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma_R = \pi\lambda^2 \ell_{gr}^2 \quad [fm^2] \quad (B.9)$$

$$\sigma_R = \pi R_{int}^2 \left[1 - \frac{V_C(R_{int})}{E_{cm}} \right] \quad [fm^2] \quad (B.10)$$

Coulombpotential am nuklearen Wechselwirkungsradius

$$V_C(R_{int}) = \frac{1.44Z_1Z_2}{R_{int}} \quad [MeV] \quad (B.11)$$

relative kinetische Energie im Schwerpunktsystem

$$E_{cm} = E_{lab} \frac{A_2}{A_1 + A_2} \quad [MeV] \quad (B.12)$$

Anhang C: Der Doppler-Effekt

Bei Coulombanregungsexperimenten mit schweren Ionen bewegt sich ein angeregter Atomkern, mit bis zu 10% der Lichtgeschwindigkeit relativ zu einem ruhenden γ -Detektor. Im Ruhesystem des angeregten Atomkerns ist die emittierte γ -Energie $E_{\gamma 0} = E_i - E_f$ durch die Differenz der Anregungsenergien des Anfangs- (E_i) und Endzustandes (E_f) gegeben. Diese wird sich von der gemessenen γ -Energie E_γ im Laborsystem als Folge der großen Rückstoßgeschwindigkeit deutlich unterscheiden. Die γ -Strahlung unterliegt damit der Lorentz-Transformation vom Emittersystem in das Laborsystem. Da die Änderung der γ -Energie von der Geschwindigkeit v_i des Atomkerns abhängt, werden im folgenden auch einige kinematische Formeln angegeben.

Im allgemeinen ist die übertragene Anregungsenergie klein gegenüber der Projektilenergie E_{lab} , sodaß die Kinematik einer Coulombanregung sehr gut durch die einer elastischen Streuung beschrieben wird. Für nichtrelativistische Teilchen ist die Geschwindigkeit eines angeregten Atomkerns im Laborsystem gegeben durch

$$\frac{v_1}{c} = \frac{v_{cm}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 + 2 \frac{A_2}{A_1} \cos \theta_{cm}} \quad (C.1)$$

$$\frac{v_2}{c} = 2 \frac{v_{cm}}{c} \cos \vartheta_2 \quad (C.2)$$

wobei ϑ_i und θ_{cm} den Streuwinkel des Atomkerns im Laborsystem bzw. im Schwerpunktsystem bezeichnet. Die Beziehung zwischen dem Streuwinkel ϑ_i , φ_i des angeregten Kerns im Laborsystem und θ_{cm} , ϕ_{cm} im Schwerpunktsystem ist gegeben durch

$$\theta_{cm} = \vartheta_1 + \arcsin \left[\frac{A_1}{A_2} \sin(\vartheta_1) \right] \quad (C.3)$$

$$\theta_{cm} = 180^\circ - 2\vartheta_2 \quad (C.4)$$

$$\phi_{cm} = \varphi_1 \quad (C.5)$$

$$\phi_{cm} = \varphi_2 - 180^\circ \quad (C.6)$$

Der Index $i=1$ wird für das Projektil und $i=2$ für den Targetkern benutzt. Mißt man die Projektilenergie E_{lab} in MeV, so erhält man für die Geschwindigkeit v_{cm} des Schwerpunktsystems

$$\frac{v_{cm}}{c} = 0.04634 (1 + A_2/A_1)^{-1} (E_{lab}/A_1)^{1/2} \quad (C.7)$$

Für die beobachtete γ -Energie E_γ im Laborsystem und das Raumwinkelement $d\Omega_\gamma^{Lab}$ gelten die folgenden Transformationsgleichungen

$$\frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} = \frac{[1 - (v/c)^2]^{1/2}}{1 - v/c \cos \vartheta_{\gamma i}} \quad (\text{C.8})$$

mit

$$\cos \vartheta_{\gamma i} = \cos \vartheta_\gamma \cos \vartheta_i + (-1)^{l-1} \sin \vartheta_\gamma \sin \vartheta_i \cos(\varphi_\gamma - \phi_{cm}) \quad (\text{C.9})$$

und

$$\frac{d\Omega_\gamma^{Rest}}{d\Omega_\gamma^{Lab}} = \left[\frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} \right]^2 \quad (\text{C.10})$$

wobei $\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma$ die γ -Emissionswinkel im Laborsystem sind.

Durch die Messung der Streuwinkel ϑ_i, φ_i des angeregten Atomkerns und die Benutzung der elastischen Kinematik kann die gemessene γ -Energie E_γ mit Gl.C.8 ins Emittersystem transformiert werden, um die Übergangsenergie $E_{\gamma 0}$ zwischen zwei Kernzuständen zu bestimmen.

Anhang D: Teilchen- γ -Richtungskorrelation

Da die Coulombanregung eines Targetkerns durch die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem vorbeifliegenden Projektil in einem sehr kurzen Zeitabschnitt ($\tau_{coll} \simeq 2 \times 10^{-22}$ sec) relativ zur Lebensdauer des angeregten Kernzustands ($\tau_{nuc} \simeq 10^{-12} - 10^{-9}$ sec) geschieht, ist der Wirkungsquerschnitt für die Messung der Zerfalls- γ -Strahlung bei gleichzeitigem Nachweis der angeregten Targetkerne im Laborsystem gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p^{lab} d\Omega_\gamma^{lab}} = \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega_p^{cm}} \frac{d\Omega_p^{cm}}{d\Omega_p^{lab}} \frac{dW(\gamma_{N \rightarrow M})}{d\Omega_\gamma^{Rest}} \frac{d\Omega_\gamma^{Rest}}{d\Omega_\gamma^{Lab}} \quad (D.1)$$

wobei $\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega_p^{cm}}$ der Rutherford-Wirkungsquerschnitt [Gl.A.9] im Schwerpunktsystem ist. Wird der Targetkern experimentell nachgewiesen, so erhält man für die Transformation des Raumwinkelelements vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem

$$\frac{d\Omega_p^{cm}}{d\Omega_p^{lab}} = 4 \cos \vartheta_2 \quad (D.2)$$

Die γ -Winkelverteilung für den Zerfall vom Kernzustand N in den Kernzustand M wird in einem relativ zum angeregten Targetkern ruhenden Koordinatensystem beschrieben durch

$$\frac{dW(\gamma_{N \rightarrow M})}{d\Omega_\gamma^{Rest}} = (4\pi)^{-1/2} \sum_{k=0,2,4} \sum_{-k \leq K \leq k} A_{kk} Q_k G_k F_k(I_M, I_N) Y_{kK}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) \quad (D.3)$$

wobei A_{kk} die statistischen Tensoren der Anregung, Q_k die Korrekturfaktoren aufgrund des endlichen Öffnungswinkels des Ge-Detektor [Cam69], G_k die Deorientierungskoeffizienten (siehe IV.2) und $F_k(I_M, I_N)$ die $\gamma\gamma$ -Korrelationskoeffizienten [Ald75] sind. Die Argumente der sphärischen Kugelfunktionen Y_{kK} sind der Polar- und Azimutwinkel, θ_γ und ϕ_γ , der Emissionsrichtung der γ -Quanten. Sie werden in einem Koordinatensystem gemessen, in dem der Targetkern nach dem Stoß in Ruhe ist. Bei Anregung mit leichten Projektilen ist dieses System mit dem Laborsystem identisch. Im Falle von Schwerionenstößen können dagegen sehr große Rückstoßgeschwindigkeiten auftreten ($v_2/c \simeq 0.1$), sodaß die im Laborsystem gemessene γ -Winkelverteilung durch den Dopplereffekt verzerrt wird. Die Raumwinkeltransformation vom Ruhesystem ins Laborsystem ist gegeben durch Gl.C.10 gegeben.

Im folgenden soll die typische γ -Winkelverteilung eines Übergangs innerhalb der Grundzustandsbande diskutiert werden. Verantwortlich für die Anisotropie der γ -Winkelverteilung ist die unterschiedliche Anregung der magnetischen Unterzustände m mit $-I \leq m \leq +I$ eines Kernniveaus mit Drehimpuls I . Die Population der magnetischen Unterzustände des 8^+ -Zustandes ist für die Streuwinkel $\theta_{cm} = 70^\circ$ und $\theta_{cm} = 150^\circ$ in Abbildung

D.1 gezeigt. Die Anregung ist auf wenige Zustände um $m=0$ konzentriert, wobei die Verteilungen mit abnehmendem Streuwinkel breiter werden.

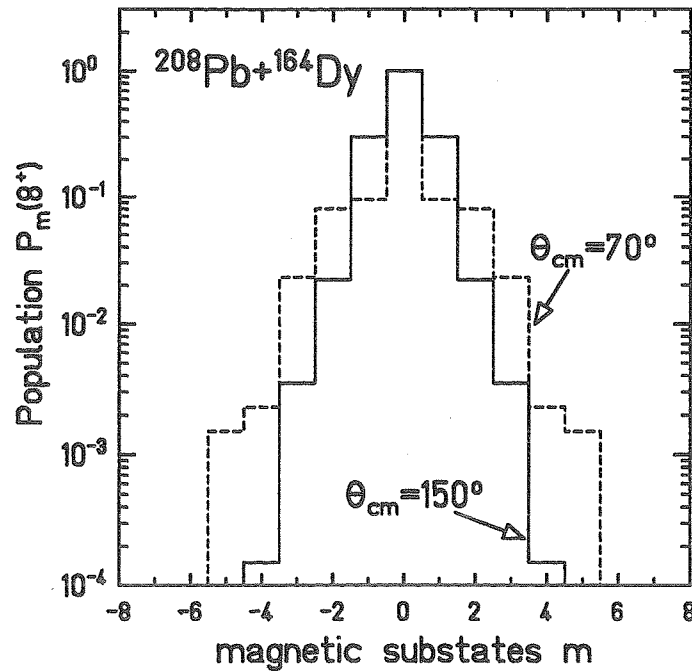


Abb. D.1: Anregung der magnetischen Unterzustände des 8^+ -Zustandes in ^{164}Dy für die Streuung von ^{208}Pb Projektilen unter Winkeln von $\theta_{cm} = 70^\circ$ und $\theta_{cm} = 150^\circ$.

Nimmt man an, daß ausschließlich der magnetische Unterzustand mit $m=0$ populiert wird - was für einen zentralen Stoß ($\theta_{cm} = 180^\circ$) exakt gilt - und vernachlässigt die Anregung höher liegender Kernniveaus, so lautet die γ -Winkelverteilung für einen gestreckten E2-Übergang ($I \rightarrow I - 2$, wobei I der Spin des Anfangszustandes ist) :

$$\frac{dW(\gamma_{N \rightarrow M})}{d\Omega_\gamma^{Rest}} = a_0 \left[1 + \frac{a_2}{a_0} P_2(\cos \vartheta_{\gamma 2}) + \frac{a_4}{a_0} P_4(\cos \vartheta_{\gamma 2}) \right] \quad (D.4)$$

mit

$$\cos \vartheta_{\gamma 2} = \cos \vartheta_\gamma \cos \vartheta_2 + \sin \vartheta_\gamma \sin \vartheta_2 \cos(\varphi_\gamma - \varphi_2) \quad (D.5)$$

wobei $P_k(\cos \vartheta_{\gamma i})$ die Legendre Polynome sind. Die Streuwinkel ϑ_2, φ_2 des angeregten Targetkerns und die Emissionsrichtung der γ -Quanten $\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma$ werden im Laborsystem gemessen. Man erkennt, daß die γ -Winkelverteilung symmetrisch um die Achse des gestreuten Targetkerns ist. Sie ist normiert auf die direkte Anregungswahrscheinlichkeit P_1 des Kernzustands.

$$a_0 = \frac{1}{1 + \alpha_T(I \rightarrow I - 2)} \frac{1}{4\pi} P_1 \quad (D.6)$$

Die totalen Konversionskoeffizienten $\alpha_\gamma(I \rightarrow I - 2)$ können den Tabellen von Hager und Selzer [Hag68] entnommen werden. Die Koeffizienten der γ -Winkelverteilung a_2/a_0 und a_4/a_0 lassen sich als Funktion des Kernspins I berechnen.

$$\frac{a_2}{a_0} = \frac{5}{7} \frac{I+1}{2I-1} \quad (D.7)$$

$$\frac{a_4}{a_0} = -\frac{3}{7} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I-3)(2I-1)} \quad (D.8)$$

Sie erreichen ihren Grenzwert schon bei relativ niedrigen Spins, sodaß die γ -Winkelverteilungen für $I \geq 6$ nahezu identisch sind. Abbildung D.2 zeigt die mit Gl.D.4 berechnete Teilchen- γ -Richtungskorrelation (gestrichelte Kurve) für den $8^+ \rightarrow 6^+$ Übergang bei gleichzeitigem Nachweis des angeregten ^{164}Dy Targetkerns unter einem Streuwinkel von $\vartheta_2 = 30^\circ$. Die benutzte Näherungsformel kann die exakte Teilchen- γ -Richtungskorrelation (durchgezogene Kurve) gut beschreiben. Sollen absolute Wirkungsquerschnitte für ein multiples Coulombanregungsexperiment mit Gl.D.4 berechnet werden, so muß die direkte Anregungswahrscheinlichkeit P_1 in Gl.D.6 durch eine Summe von Anregungswahrscheinlichkeiten $\sum_{i \geq 1} P_i$ ersetzt werden, um die Population des betrachteten Kernzustands durch höher liegende Zustände zu berücksichtigen.

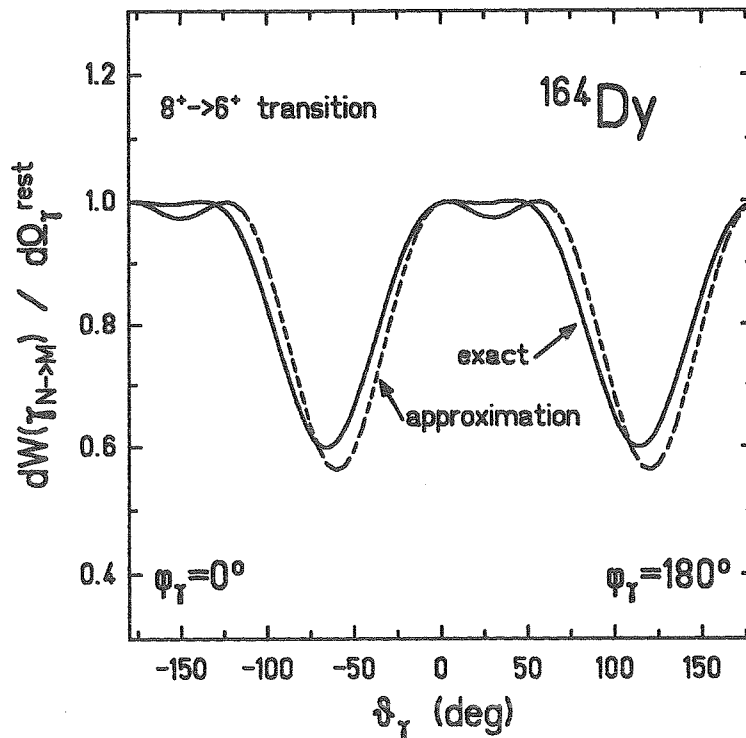


Abb. D.2: Teilchen- γ Richtungskorrelation für einen $8^+ \rightarrow 6^+$ Übergang in ^{164}Dy . Die gestreuten Targetkerne werden unter einem Laborwinkel von $\vartheta_2 = 30^\circ$ ($\theta_{cm} = 120^\circ$) und $\varphi_2 = 180^\circ$ nachgewiesen.

Als zweiter Spezialfall sei die Teilchen- γ -Richtungskorrelation eines $I \rightarrow I - 2$ Übergangs angegeben, bei dem die Messung der angeregten Targetkerne mit einem Ringzähler erfolgt. Die über den Azimutwinkel integrierte Winkelverteilung ist gegeben durch

$$\int_{-\pi}^{\pi} \frac{dW}{d\Omega_{Rest}} d\varphi_2 = 2\pi a_0 \left[1 + \frac{a_2}{a_0} P_2(\cos \vartheta_2) P_2(\cos \vartheta_\gamma) + \frac{a_4}{a_0} P_4(\cos \vartheta_2) P_4(\cos \vartheta_\gamma) \right] \quad (D.9)$$

Die Teilchen- γ -Richtungskorrelation ist im Ruhesystem des Targetkerns symmetrisch um die Strahlachse.

Anhang E: Elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten

Die wichtigsten Übergangswahrscheinlichkeiten (s^{-1}) vom Kernzustand 'i' in den Kernzustand 'f' unter Emission elektromagnetischer Strahlung der Multipolarität $E\lambda$ [Sie68] sind gegeben durch

$$T(E1) = 1.59 \cdot 10^{17} E_{\gamma 0}^3 B(E1, I_i \rightarrow I_f) \quad (E.1)$$

$$T(E2) = 1.23 \cdot 10^{13} E_{\gamma 0}^5 B(E2, I_i \rightarrow I_f) \quad (E.2)$$

$$T(E3) = 5.67 \cdot 10^8 E_{\gamma 0}^7 B(E3, I_i \rightarrow I_f) \quad (E.3)$$

$$T(E4) = 1.69 \cdot 10^4 E_{\gamma 0}^9 B(E4, I_i \rightarrow I_f) \quad (E.4)$$

$$T(M1) = 1.76 \cdot 10^{13} E_{\gamma 0}^3 B(M1, I_i \rightarrow I_f) \quad (E.5)$$

mit den Übergangsenergien $E_{\gamma 0}$ in MeV und den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f)$ in $e^2 b^\lambda$ bzw. $B(M\lambda, I_i \rightarrow I_f)$ in μ_N^2 . Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten sind mit den $E\lambda$ Matrixelementen verknüpft, die man in Coulombanregungsexperimenten mißt.

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} | \langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle |^2 \quad (E.6)$$

E.1 Übergänge zwischen Schalenmodellzuständen

Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich für die Anregung einzelner Nukleonen im Schalenmodell berechnen [Boh75].

$$B(E1, I_i \rightarrow I_{gs}) = 6.45 \cdot 10^{-4} A^{2/3} \quad (E.7)$$

$$B(E2, I_i \rightarrow I_{gs}) = 5.94 \cdot 10^{-6} A^{4/3} \quad (E.8)$$

$$B(E3, I_i \rightarrow I_{gs}) = 5.94 \cdot 10^{-8} A^2 \quad (E.9)$$

$$B(E4, I_i \rightarrow I_{gs}) = 6.28 \cdot 10^{-10} A^{8/3} \quad (E.10)$$

$$B(M1, I_i \rightarrow I_{gs}) = 1.79 \quad (E.11)$$

Die $B(E\lambda)$ -Werte bzw. $B(M\lambda)$ -Werte vom angeregten Zustand 'i' in den Grundzustand 'gs' werden in Einheiten von $e^2(b)^\lambda$ bzw. μ_N^2 gemessen und sind nur von der Massenzahl A des Atomkerns abhängig. Man gibt experimentelle Übergangswahrscheinlichkeiten oft in diesen

„Weißkopf“ Einheiten an und spricht von kollektiven Übergängen, wenn der Wert größer als eins ist.

E.2 Übergänge zwischen kollektiven Rotationszuständen

Im Rotatormodell ist die Gestalt des Atomkerns für alle Kernzustände gleich, sodaß sich alle elektromagnetischen Matrixelemente der Multipolarität E_λ als Funktion eines Multipolmoments Q_λ im körperfesten System berechnen lassen. Für die Quantenzahl $K=0$ ist die Spinabhängigkeit einiger Matrixelemente angegeben [Gre70,Boh75].

$$\langle I - 1 // M(E1) // I \rangle = -\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sqrt{I} Q_1 e \quad (E.12)$$

$$\langle I - 2 // M(E2) // I \rangle = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sqrt{\frac{I(I-1)}{2I-1}} Q_2 e \quad (E.13)$$

$$\langle I // M(E2) // I \rangle = -\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \sqrt{\frac{I(I+1)(2I+1)}{(2I-1)(2I+3)}} Q_2 e \quad (E.14)$$

$$\langle I - 3 // M(E3) // I \rangle = -\sqrt{\frac{35}{32\pi}} \sqrt{\frac{I(I-1)(I-2)}{(2I-3)(2I-1)}} Q_3 e \quad (E.15)$$

$$\langle I - 1 // M(E3) // I \rangle = \sqrt{\frac{21}{32\pi}} \sqrt{\frac{(I-1)I(I+1)}{(2I-3)(2I+3)}} Q_3 e \quad (E.16)$$

Für axialsymmetrisch deformierte Kerne sind die elektrischen Multipolmomente Q_λ in Anhang F angegeben.

E.3 Übergänge zwischen kollektiven Vibrationszuständen

Für einen harmonischen Quadrupol-Oszillator sind im folgenden alle nichtverschwindenden Übergangsmatrixelemente zwischen den Multiphononzuständen bis $n_2=3$ angegeben [Gre70].

Übergangsmatrixelement zum 1-Phononzustand:

$$\langle I = 2, n_2 = 1 // M(E2) // I = 0, n_2 = 0 \rangle = \sqrt{5} Q_{vib} e \quad (E.17)$$

wobei die Größe Q_{vib} im Tröpfchenmodell berechnet wird.

$$Q_{vib} = \frac{3Z_i R_i^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\hbar}{2B_2 \omega_2}} \quad (E.18)$$

Hierbei kennzeichnet B_2 einen Massenparameter (Gl.F.13) und $\hbar\omega_2$ die Übergangsenergie zwischen den Phononzuständen (siehe Anhang F).

Übergangsmatrixelemente zum 2-Phononzustand:

$$\langle I = 4, n_2 = 2 // M(E_2) // I = 2, n_2 = 1 \rangle = \sqrt{18} Q_{vib} e \quad (E.19)$$

$$\langle I = 2, n_2 = 2 // M(E_2) // I = 2, n_2 = 1 \rangle = \sqrt{10} Q_{vib} e \quad (E.20)$$

$$\langle I = 0, n_2 = 2 // M(E_2) // I = 2, n_2 = 1 \rangle = \sqrt{2} Q_{vib} e \quad (E.21)$$

Übergangsmatrixelemente zum 3-Phononzustand:

$$\langle I = 6, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 4, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{39} Q_{vib} e \quad (E.22)$$

$$\langle I = 4, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 4, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{\frac{90}{7}} Q_{vib} e \quad (E.23)$$

$$\langle I = 4, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 2, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{\frac{99}{7}} Q_{vib} e \quad (E.24)$$

$$\langle I = 3, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 4, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{6} Q_{vib} e \quad (E.25)$$

$$\langle I = 3, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 2, n_2 = 2 \rangle = -\sqrt{15} Q_{vib} e \quad (E.26)$$

$$\langle I = 2, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 4, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{\frac{36}{7}} Q_{vib} e \quad (E.27)$$

$$\langle I = 2, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 2, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{\frac{20}{7}} Q_{vib} e \quad (E.28)$$

$$\langle I = 2, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 0, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{7} Q_{vib} e \quad (E.29)$$

$$\langle I = 0, n_2 = 3 // M(E_2) // I = 0, n_2 = 2 \rangle = \sqrt{3} Q_{vib} e \quad (E.30)$$

Anhang F: Das Tröpfchenmodell

Im folgenden wird angenommen, daß der Atomkern eine wohldefinierte Oberfläche besitzt und sich analog eines Flüssigkeitstropfens verhält [Gre70,Boh75]. Innerhalb dieser hat die Massendichte $\rho(r)$ den Wert ρ_0 , während sie im Außenraum verschwindet.

F.1: Bestimmung von Kerndeformationen

Zur Beschreibung von statischen Deformationen definiert man die Kernoberfläche durch einen winkelabhängigen Radius $R(\theta, \phi)$, der für axialsymmetrische Kerne ($\gamma = 0^\circ$) und Multipolaritäten bis $\lambda = 4$ gegeben ist durch

$$R(\theta) = R_i \left[1 - \frac{(\beta_2^2 + \beta_3^2 + \beta_4^2)}{\sqrt{4\pi}} + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_3 Y_{30}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta) \right] \quad (F.1)$$

R_i ist der Kernradius für eine homogene Ladungsverteilung (Gl.B.1) und $Y_{\lambda 0}(\theta)$ die Kugelfunktionen. Die Deformationsparameter β_λ lassen sich durch Annahme einer Ladungsverteilung $\rho(r)$ aus den gemessenen elektrischen Multipolmomenten Q_λ berechnen. Dazu ist das Integral

$$Q_\lambda = \sqrt{\frac{2\lambda + 1}{16\pi}} \int_0^{R(\theta)} \rho(r) r^\lambda Y_{\lambda 0}(\theta) r^2 dr d\Omega \quad (F.2)$$

für $\lambda = 2-4$ zu lösen. Für eine homogene Ladungsverteilung

$$\rho(r) = \frac{3Z}{4\pi R_i^3} \quad \text{für } r \leq R(\theta) \quad (F.3a)$$

$$\rho(r) = 0 \quad \text{für } r > R(\theta) \quad (F.3b)$$

sind die Quadrupol- (Q_2), Oktupol- (Q_3) und Hexadekapolmomente (Q_4) bis zu quadratischen Termen in β_λ gegeben durch

$$Q_2 = \frac{3ZR_i^2}{\sqrt{5\pi}} (\beta_2 + 0.360\beta_2^2 + 0.336\beta_3^2 + 0.328\beta_4^2 + 0.967\beta_2\beta_4) \quad [fm^2] \quad (F.4)$$

$$Q_3 = \frac{3ZR_i^3}{\sqrt{7\pi}} (\beta_3 + 0.841\beta_2\beta_3 + 0.769\beta_3\beta_4) \quad [fm^3] \quad (F.5)$$

$$Q_4 = \frac{ZR_i^4}{\sqrt{\pi}} (\beta_4 + 0.725\beta_2^2 + 0.462\beta_3^2 + 0.411\beta_4^2 + 0.983\beta_2\beta_4) \quad [fm^4] \quad (F.6)$$

Für einen oktupoldeformierten Atomkern läßt sich das elektrische Dipolmoment im körperfesten Koordinatensystem aus den Deformationsparametern β_2 , β_3 und β_4 berechnen.

$$Q_1 = C_{LD}A_iZ_i(\beta_2\beta_3 + 1.46\beta_3\beta_4) \quad [fm] \quad (F.7)$$

Die Konstante $C_{LD} = 5.2 \times 10^{-4}$ (fm) wird aus der Massenformel des Tröpfchenmodells bestimmt und A_i bzw. Z_i bezeichnen die Massen- und Ladungszahl des Kerns.

F.2: Trägheitsmomente

Die Trägheitsmomente eines rotierenden Atomkerns sind für ein starres Ellipsoid gegeben durch

$$\Theta_i^{rig} = \frac{2}{5} A_i M R_i^2 \left[1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos\left(\frac{2\pi}{3} i\right) \right] \quad \text{mit } i = 1, 2, 3 \quad (F.8)$$

wobei die Hauptträgheitsachsen mit den Koordinatenachsen des körperfesten Systems zusammenfallen. Die mit Gl.F.8 berechneten Werte sind jedoch um einen Faktor 2 bis 3 größer als die beobachteten Trägheitsmomente niedrigliegender Rotationszustände. Nilsson und Prior [Nil55] gelang es die kleinen Trägheitsmomente durch die Berücksichtigung der Paarwechselwirkung quantitativ zu erklären, die eine Einschränkung der freien Bewegung der Nukleonen in einem axialsymmetrischen Potential bedeutet.

Abbildung F.1 zeigt für die Kerne im Bereich der Lanthaniden die Korrelation zwischen der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) \sim \beta_2^2$ und dem Trägheitsmoment Θ bzw. der reziproken Anregungsenergie $1/E_2 = \Theta/3\hbar^2$. Mit zunehmendem Trägheitsmoment beobachtet man größere B(E2)-Werte und damit eine größere Quadrupoldeformation des Kerns. Die funktionale Abhängigkeit vom β_2 -Deformationsparameter scheint für beide Observablen die gleiche zu sein. Sie läßt sich nicht durch das Trägheitsmoment eines starren axialsymmetrischen Kerns (Gl.F.8) erklären. Eine wesentlich bessere Beschreibung der Korrelation liefert ein anderes klassisches Modell: die Rotation eines Tropfens einer wirbelfreien Flüssigkeit. Hierbei rotiert nicht die gesamte Kernmaterie, sondern es bewegen sich nur einige Nukleonen als umlaufende Welle um den Flüssigkeitstropfen. Die Trägheitsmomente lassen sich für eine prolate Kerngestalt als Funktion des Trägheitsmoments eines starren Ellipsoids ausdrücken

$$\Theta_{1,2}^{irrot} = \Theta_{1,2}^{rig} 0.89 \left(\beta_2^2 + \frac{5}{3} \beta_4^2 \right) \quad (F.9)$$

$$\Theta_3^{irrot} = 0 \quad (F.10)$$

wobei β_2 und β_4 die Quadrupol- und Hexadekapoldeformationsparameter sind.

Benutzt man Gl.F.10, um die Energie E_2 des ersten angeregten 2^+ -Zustands (Gl.V.1.1) zu bestimmen und die Gleichungen E.6, E.13 und F.4 zur Berechnung des $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ Wertes, so findet man durch Ersetzen des β_2 -Deformationsparameters ($\beta_4 = 0$) den gewünschten Zusammenhang zwischen der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit und der reziproken Anregungsenergie.

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) \sim \frac{Z_i^2}{A_i^{1/3} E_2} \quad (F.11)$$

Die Streuung der experimentellen Daten in Abbildung F.1 wird durch die unterschiedliche β_4 -Deformation der Atomkerne hervorgerufen, die positiv für leichte und negativ für schwere Lanthanidenkerne ist. Der Einfluß der Triaxialität beträgt maximal 7% für die $B(E2)$ -Werte und 30% für die Anregungsenergien im Fall der Os-Isotope ($\gamma \sim 20^\circ$).

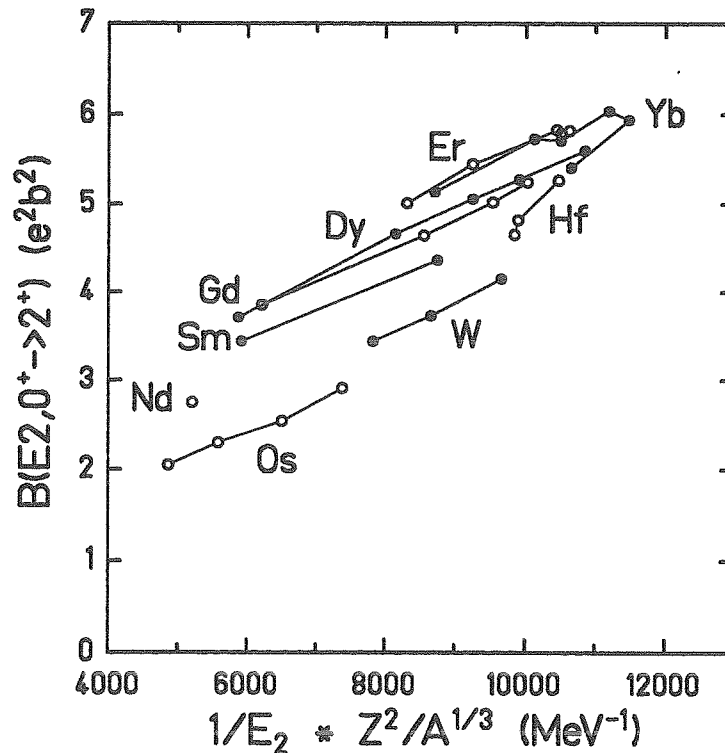


Abb. F.1 : Abhängigkeit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ von der reziproken Anregungsenergie $1/E_2$ für den ersten angeregten Rotationszustand in Lanthanidenkernen. Der Faktor $Z^2/A^{1/3}$ berücksichtigt die triviale Abhängigkeit von der Massen- und Ladungszahl (Gl.F.11).

F.3: Oberflächenschwingungen

Das Spektrum einer harmonischen Quadrupol-Vibration ist in Abbildung F.2 gezeigt, wobei die Anregungsenergie durch

$$E(n_2) = \hbar\omega_2\left(n_2 + \frac{5}{2}\right) \quad (F.12)$$

gegeben ist. Die drei 2-Phononen-Zustände und die fünf 3-Phonon-Zustände sind entartet, da die Anregungsenergie nur von der Anzahl n_2 der Phononen abhängt.

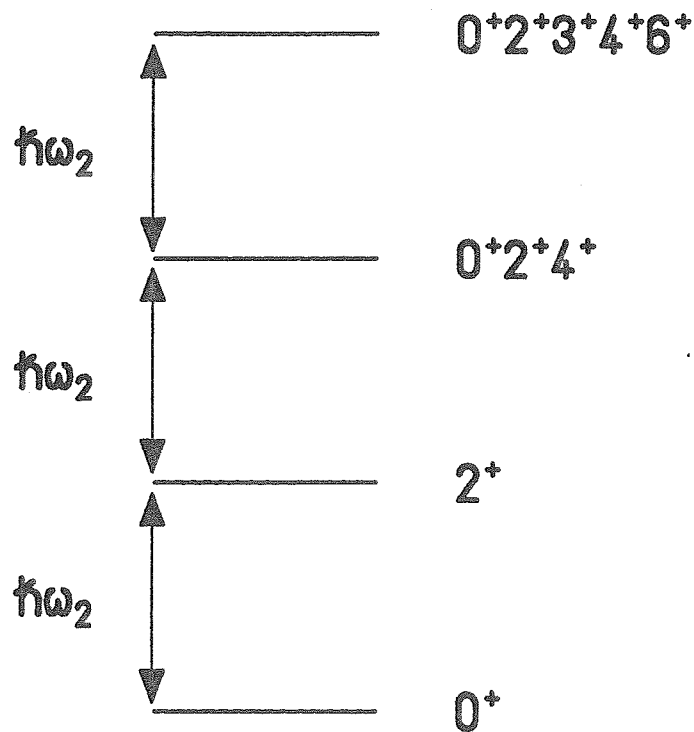


Abb. F.2 : Energiespektrum eines harmonischen Quadrupol-Oszillators

Die Frequenz der Oberflächenschwingungen $\omega_\lambda = \sqrt{C_\lambda/B_\lambda}$ für die Multipolarität λ läßt sich im Tröpfchenmodell berechnen [Gre70]. Der Massenparameter B_λ und der Parameter der rücktreibenden Kraft C_λ sind gegeben durch

$$B_\lambda = \frac{1}{\lambda} \frac{3}{4\pi} A_i M R_i^2 \quad (F.13)$$

$$C_\lambda = \frac{1}{4\pi} (\lambda - 1)(\lambda + 2) b_{surf} A_i^{2/3} - \frac{3}{2\pi} \frac{\lambda - 1}{2\lambda + 1} \frac{Z_i^2 e^2}{r_C A_i^{1/3}} \quad (F.14)$$

Die numerischen Werte $b_{surf} = 17 \text{ MeV}$ für die Oberflächenspannung und den Radiusparameter $r_C = 1.25 \text{ fm}$ für die Coulombenergie beruhen auf der Bethe-Weizsäcker-Massenformel.

Alphabetische Liste der Symbole

Symbol	Bedeutung
Die Nummern in den Klammern geben die mathematischen Gleichung an.	
1	Index für die Bezeichnung des Projektils
2	Index für die Bezeichnung des Targetkerns
a	halber Abstand dichtester Annäherung für 180° Coulomb Streuung (A.5)
A_i	Massenzahl des Atomkerns
b	Stoßparameter (II.8,A.8)
B_λ	Massenparameter im Tröpfchenmodell (F.13)
$B(E\lambda)$	reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit (E.6-10)
c	Lichtgeschwindigkeit
C_i	Kernradius für eine diffuse Massenverteilung (II.1,B.2)
C_λ	rücktreibende Kraft im Tröpfchenmodell (F.14)
D	Abstand kleinster Annäherung (II.8,II.9,A.4)
D_s	Abstand kleinster Annäherung für reine Coulombanregung (II.1)
E_{cm}	relative kinetische Energie im Schwerpunktsystem (B.12)
E_{lab}	relative kinetische Energie im Laborsystem
E_s	sichere Einschußenergie für reine Coulombanregung im Laborsystem (II.3)
$E_{i,f}$	Energie des Anfangs- bzw. Endzustandes (II.12)
ΔE_{max}	maximal übertragbare Anregungsenergie (II.14)
δE	Energieverschiebung der negativen Paritätszustände (V.3.3)
$E_{\gamma 0}$	γ -Energie im Ruhesystem (C.8)
E_γ	γ -Energie im Laborsystem (C.8)
\hbar	Plancksches Wirkungsquantum
I^π	Spin und Parität eines Kernzustands
J_{20}	klassische Bahnintegrale (II.22)
k_∞	asymptotische Wellenzahl (A.3)
ℓ	Bahndrehimpuls (II.10,A.6,A.7)
ℓ_{gr}	Bahndrehimpuls für streifende Stöße (II.10,B.4,B.5)
ΔL_{max}	maximaler Drehimpulstransfer für deformierte Kerne (II.19)
P_I	Anregungswahrscheinlichkeit eines Kernzustands
Q_λ	elektrisches Multipolmoment im körperfesten System (F.2)
Q_s	spektroskopisches Quadrupolmoment (V.2.3)
R_j	Kernradius für eine homogene Massenverteilung (II.2,B.1)
R_{int}	Nuklearer-Wechselwirkungsradius (B.3)
S	Abstand zwischen Kernoberflächen für reine Coulombanregung (II.1)
$T(E\lambda)$	elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeit (E.1-4)
$V_c(R_{int})$	Coulombpotential am nuklearen Wechselwirkungsradius (B.11)
v_{cm}	Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems (C.7)
v_∞	Projektilgeschwindigkeit vor dem Stoß (II.4)
v_i	Geschwindigkeit von Projektil und Targetkern nach dem Stoß (C.1,C.2)
$dW/d\Omega_\gamma$	γ -Winkelverteilung (D.3)
Y_{I-1-2}	γ -Intensität
$Y_{\lambda\mu}$	Kugelfunktion
Z_i	Ladungszahl des Atomkerns

Symbol	Bedeutung
--------	-----------

Die Nummern in den Klammern geben die Formeln im Anhang an.

β_λ	Deformationsparameter der Multipolordnung λ (F.4,F.5,F.6)
γ	Abweichung von der Axialsymmetrie (V.2.1)
ε	Exzentrizität der Rutherford-Trajektorie (II.5,II.6)
η	Sommerfeld Parameter (II.4,A.1)
θ_{cm}	Streuwinkel im Schwerpunktsystem (C.3,C.4)
$\theta_{1/4}$	Streuwinkel für streifende Stöße im Schwerpunktsystem (B.6)
ϑ_i	Streuwinkel eines Teilchens im Laborsystem
ϑ_{yi}	Relativwinkel zwischen γ -Quant und angeregtem Kern im Laborsystem (C.9)
ϑ_{lim}	kinematischer Grenzwinkel (III.3.1)
ϑ_γ	Polarwinkel des γ -Detektors im Laborsystem
Θ	Trägheitsmoment des Atomkerns (V.1.1)
λ	De Broglie-Wellenlänge (A.2)
ξ	Adiabazitäts-Parameter (II.15)
$d\sigma_R/d\ell$	partieller Reaktions-Wirkungsquerschnitt (B.7)
$d\sigma_R/dD$	differentieller Reaktions-Wirkungsquerschnitt (B.8)
σ_R	totaler Reaktions-Wirkungsquerschnitt (B.9,10)
$d\sigma_{Ruth}/d\ell$	Rutherford-Wirkungsquerschnitt (A.10)
$d\sigma_{Ruth}/dD$	Rutherford-Wirkungsquerschnitt (A.11)
$d\sigma_{Ruth}/d\Omega_{cm}$	Rutherford-Wirkungsquerschnitt (A.9)
τ	Lebensdauer eines Kernzustands
τ_{coll}	Kollisionszeit (II.11)
τ_{nuc}	nukleare Schwingungs- bzw. Rotationsdauer (II.12)
ϕ_{cm}	Azimutwinkel im Schwerpunktsystem
φ_i	Azimutwinkel des angeregten Atomkerns im Laborsystem
φ_γ	Azimutwinkel des γ -Detektors im Laborsystem
ω	Rotationsfrequenz

Literaturverzeichnis

- [Abr53] A. Abragam und R. Pound, Phys.Rev. 93 (1953) 943
- [Aga85] Y.K. Agarwal, C. Günther, K. Hardt, P. Schüler, J. Stachel, H.J. Wollersheim, H. Emling, E. Grosse, R. Kulesa und W. Spreng, Z.Phys. A320 (1985) 295
- [Ala55] G. Alaga, K. Alder, A. Bohr und B. Mottelson, Kgl.Dan.Vid.Sel.Mat.-Fys.Medd. 29 (1955) No.9
- [Ald66] K. Alder und A. Winther, Coulomb Excitation, Academic Press, New York und London, 1966
- [Ald75] K. Alder und A. Winther, Electromagnetic Excitation, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1975
- [Ari78] A. Arima und F. Jachello, Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 385
- [Bas80] R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer Verlag (1980)
- [Bau86] G. Baur und C. Bertulani, Phys.Rev. C34 (1986) 1654
- [Blo70] J. Blomqvist, Phys.Lett. 33B (1970) 541
- [Boc79] A. Bockisch, K. Bharuth-Ram, A.M. Kleinfeld und K.P. Lieb, Z.Phys. A291 (1979) 245
- [Boe76] F.W.N. de Boer, P.F.A. Goudsmit, B.J. Meijer, J.C. Kapteyn, J. Konijn und R. Kamermans, Nucl.Phys. A263 (1976) 397
- [Boe84] J. de Boer, Treatise on Heavy-Ion Science, Plenum Press, New York und London, 1984
- [Boe86] F.W.N. de Boer, H.J. Wollersheim, H. Emling, H. Grein, E. Grosse, W. Spreng, G. Eckert, Th.W. Elze, K. Stelzer und Ch. Lauterbach, Z.Phys. A325 (1986) 457
- [Boh52] A. Bohr, Kgl. Dan. Vid. Sel., Mat.-Fys.Medd. 26 (1952) No. 14
- [Boh53] A. Bohr und B. Mottelson, Kgl. Dan. Vid. Sel., Mat.-Fys.Medd. 27 (1953) No. 16
- [Boh57] A. Bohr und B.R. Mottelson, Nucl.Phys. 4 (1957) 529
- [Boh59] A. Bohr und B.R. Mottelson, Nucl.Phys. 9 (1959) 687
- [Boh75] A. Bohr und B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. II, W.A. Benjamin, Inc., Reading (1975)
- [Boh79] H. Bohn, T. Faestermann, F.v. Feilitzsch, P. Kienle, A.W. Sunyar, H. Emling, P. Fuchs, E. Grosse, D. Schwalm und H.J. Wollersheim, Proc. Symp. High Spin Phenomena in Nuclei, Argonne, (1979) 447
- [Brü73] W. Brückner, J.G. Merdinger, D. Pelte, U. Smilansky und K. Traxel, Phys.Rev.Lett. 30 (1973) 57
- [Bon85] W. Bonin, H. Backe, M. Dahlinger, S. Glienke, D. Habs, E. Hanelt, E. Kankleit und B. Schwartz, Z.Phys. A322 (1985) 59
- [Bro71] R.A. Broglia, V. Paar, D.R. Bes, Phys.Lett. 37B (1971) 159 und 257
- [Bro72a] R.A. Broglia und A. Winther, Nucl.Phys. A182 (1972) 112
- [Bro72b] R.A. Broglia und A. Winther, Phys.Rep. 4 (1972) 153
- [Cam69] D.C. Camp und A.L. van Lehn, Nucl.Instr.Meth. 76 (1969) 192
- [Cel85] A. Celler, Ch. Briancon, J.S. Dionisio, A. Lefebvre, Ch. Vieu, J. Zylicz, R. Kulesa, C. Mittag, J. Fernandez-Niello, Ch. Lauterbach, H. Puchta und F. Riess, Nucl.Phys. A432 (1985) 421
- [Chr72] A. Christy und O. Häusser, Nucl.Data Tables 11 (1972) 281
- [Chr77] P.R. Christensen, J.D. Garrett, O. Hansen, D. Hillis, O. Nathan und f. Videbaek, Phys.Lett. 70B (1977) 292
- [Cot84] P.D. Cottle, J.F. Shriner, F. Dellagiacomia, J.F. Ennis, M. Gai, D.A. Bromley, J.W. Olness, E.K. Warburton, L. Hildingsson, M.A. Quader und D.B. Fossan, Phys.Rev. C30 (1984) 1768
- [Cur88] P. Curutchet, J. Blomqvist, R.J. Liotta, G.G. Dussel, C. Pomar und S.L. Reich, Phys.Lett. 208B (1988) 331
- [Dah88] M. Dahlinger, E. Kankleit, D. Habs, D. Schwalm, B. Schwartz, R.S. Simon und P.A. Butler, Nucl.Phys. A484 (1988) 337
- [Dav58] A.S. Davydov und G.F. Filippov, Nucl.Phys. 8 (1958) 237

- [Dav60] A.S. Davydov und A.A. Chaban, Nucl.Phys. 20 (1960) 499
- [Dav66] A.S. Davydov und V.I. Ovcharenko, Soviet.J.Nucl.Phys. 3 (1966) 740
- [Deh90] Ji Dehuang und Fu Deji, J.Phys. G16 (1990) 1685
- [Die88] S.S. Dietrich und B.L. Berman, At.Data Nucl.Data Tables 38 (1988) No.2
- [Dud82] J. Dudek, W. Nazarewicz und Z. Szymanski, Phys.Rev. C26 (1982) 1708
- [Eck90] G. Eckert, Dissertation, Universität Frankfurt, 1990
- [Eck92] G. Eckert, K. Stelzer, R.O. Nelson, Th.W. Elze, Th. Happ, H.J. Wollersheim, H. Emling, H. Grein, R. Kulesa, W. Henning, E. Lubkiewicz und Ch. Lauterbach, Z.Phys. A343 (1992) 267
- [Egi89] J.L. Egido und L.M. Robledo, Nucl.Phys. A494 (1989) 85
- [Esa81] M.T. Esat, M.P. Fewell, R.H. Spear, T.H. Zabel, A.M. Baxter und S. Hinds, Nucl.Phys. A362 (1981) 227
- [Eml89] H. Emling, H. Grein, E. Grosse, W. Henning, R.S. Simon, H.J. Wollersheim, T. Matulewicz, H. Freiesleben, J.V. Kratz, Th.W. Elze, K. Stelzer und R. Kulesa, Nuclear and Electromagnetic Excitation and Cold Production of Exotic Fragments in Relativistic Heavy Ion Collisions, SIS/ESR Proposal, Darmstadt, (1989)
- [Fae65] A. Faessler, W. Greiner und R.K. Sheline, Nucl.Phys. 70 (1965) 33
- [Fah88] C. Fahlander, A. Bäcklin, L. Hasselgren, A. Kavka, V. Mittal, L.E. Svensson, B. Varnestig, D. Cline, B. Kotlinski, H. Grein, E. Grosse, R. Kulesa, C. Michel, W. Spreng und H.J. Wollersheim, Nucl.Phys. A485 (1988) 327
- [Fer82] J. Fernandez-Niello, H. Puchta, F. Rieß und W. Trautmann, Nucl.Phys. A391 (1982) 221
- [Fle92] Ch. Fleischmann, Dissertation, Universität München, 1992
- [Gai88] M. Gai, J.F. Ennis, D.A. Bromley, H. Emling, F. Azgui, E. Grosse, H.J. Wollersheim, C. Mittag und F. Riess, Phys.Lett. B215 (1988) 242
- [Gei87] H. Geissel, P. Armbruster, B. Franczak, B. Langenbeck, O. Klepper, F. Nickel, E. Roeckl, D. Schardt, K.-H. Schmidt, D. Schüll, K. Sümmerer, G. Münzenberg, J.F. Dufour, M.S. Pravikov, Th. Schwab, H. Wollnik, B. Sherrill, Projektil-Fragment Separator, SIS/ESR Proposal, Darmstadt (1987)
- [Gne71] G. Gneuss und W. Greiner, Nucl.Phys. A171 (1971) 449
- [Göt72] U. Götz, H.C. Pauli und K. Alder, Nucl.Phys. A192 (1972) 1
- [Gre70] J.M. Eisenberg und W. Greiner, Nuclear Models, Vol. I, North Holland Publishing Company (1970)
- [Gro62] L. Grodzins, Phys.Lett. 22 (1962) 88
- [Gro81] E. Grosse, A. Balanda, H. Emling, F. Folkmann, P. Fuchs, R.B. Piercey, D. Schwalm, R.S. Simon, H.J. Wollersheim, D. Evers und H. Ower, Phys.Scr. 24 (1981) 337
- [Gün81] C. Günther, H. Hübel, A. Kleinrahm, R. Kulesa, H. Emling, P. Fuchs, E. Grosse, D. Schwalm, H.J. Wollersheim, J. Idzko und H. Ower, Z.Phys. A301 (1981) 119
- [Gui78] M.W. Guidry, P.A. Butler, R. Donangelo, E. Grosse, Y. El Masri, I.Y. Lee, F.S. Stephens, R.M. Diamond, L.L. Riedinger, C.R. Bingham, A.C. Kahler, J.A. Vrba, E.L. Robinson und N.R. Johnson, Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 1016
- [Hag68] R.S. Hager und E.C. Seltzer, Nucl.Data Tables A4 (1968) 1
- [Ham74] I. Hamamoto, Phys.Rep. 10 (1974) 63
- [Hap89] T. Happ, Dissertation, Universität Frankfurt, 1989
- [Har65] S.M. Harris, Phys.Rev. 138 (1965) B509
- [Hes81] P.O. Hess, J. Maruhn und W. Greiner, J.Phys.G 7 (1981) 737
- [Hel68] R.G. Helmer und C.W. Reich, Nucl.Phys. A114 (1968) 649
- [Hel73] R.G. Helmer und C.W. Reich, Nucl.Phys. A211 (1973) 1
- [Hil76] D.L. Hillis, E.E. Gross, D.C. Hensley, L.D. Rickertsen, C.R. Bingham, A. Scott und F.T. Baker, Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 304

- [Idz80] J. Idzko, K. Stelzer, Th.W. Elze, H. Ower, H.J. Wollersheim, H. Emling, P. Fuchs, E. Grosse, R.B. Piercey und D. Schwalm, Int.Conf. on Nuclear Behaviour at High Angular Momentum, Strasbourg (1980) 115
- [Ism86] M. Ismail, M. Rashdan, A. Faessler, M. Trefz und H.M.M. Mansour, Z.Phys. A323 (1986) 399
- [Jul87] R. Julin, J. Kantele, J. Kumpulainen, M. Luontama, A. Passoja und J. Blomqvist, Phys.Rev. C36 (1987) 1129
- [Kho77] T.L. Khoo and G. Lovhoiden, Phys.Lett. 67B (1977) 271
- [Kli80] J. van Klinken, W.Z. Venema, R.V.F. Janssens und G.T. Emery, Nucl.Phys. A339 (1980) 189
- [Küh89] W. Kühn, V. Metag, R. Novotny, F.D. Berg, M. Pfeiffer, O. Schwalb, H. Löhner und N. Brummund, Electromagnetic Excitation in Relativistic Heavy Ion Collisions, SIS/ESR Proposal, Darmstadt, (1989)
- [Kul89] R. Kulesa, R. Bengtsson, H. Bohn, H. Emling, T. Faestermann, F.von Feilitsch, E. Grosse, W. Nazarewicz, D. Schwalm und H.J. Wollersheim, Phys.Lett. B218 (1989) 421
- [Kur76] W. Kurcewicz, N. Kaffrell, N. Trautmann, A. Plochocki, J. Zylicz, K. Stryczniewicz und I. Yutlandov, Nucl.Phys. A270 (1976) 175
- [Kur77] W. Kurcewicz, N. Kaffrell, N. Trautmann, A. Plochocki, J. Zylicz, M. Matul und K. Stryczniewicz, Nucl.Phys. A289 (1977) 1
- [Kur81] W. Kurcewicz, E. Ruchowska, N. Kaffrell, T. Björnstad und G. Nyman, Nucl.Phys. A356 (1981) 15
- [Lea82] G.A. Leander, R.K. Sheline, P. Möller, P. Olanders, I. Ragnarsson, und A.J. Sierk, Nucl.Phys. A388 (1982) 452
- [Lea86] G.A. Leander, W. Nazarewicz, G.F. Bertsch und J. Dudek, Nucl.Phys. A453 (1986) 58
- [Lee75] I.Y. Lee, J.X. Saladin, J. Holden, J. O'Brien, C. Baktash, C. Bemis, P.H. Stelson, F.K. McGowan, W.T. Milner, J.L.C. Ford, R.L. Robinson und W. Tuttle, Phys.Rev. C12 (1975) 1483
- [Lel78] A. Lell, Diplomarbeit, Sektion Physik, Universität München (1978)
- [Mar83] M.A.J. Mariscotti, D.R. Bes, S.L. Reich, H.M. Sofia, P. Hungerford, S.A. Kerr, K. Schreckenbach, D.D. Warner, W.F. Davidson und W. Gelletly, Nucl.Phys. A407 (1983) 98
- [Mau90] A. Mauthofer, K. Stelzer, J. Idzko, Th.W. Elze, H.J. Wollersheim, H. Emling, P. Fuchs, E. Grosse und D. Schwalm, Z. Phys. A336 (1990) 263
- [Mer61] E. Merzbacher, Quantum Mechanics, Wiley International Edition, New York und London (1961)
- [Met86] V. Metag, D. Habs und D. Schwalm, Nucl.Part.Phys. 16 (1986) 213
- [Mic81] C. Michel, H. Emling, E. Grosse, R. Kulesa, R. Piercey, D. Schwalm, G. Seiler-Clark, J. Stachel, H.J. Wollersheim, GSI Scientific Report (1981) GSI 82-1 55
- [Möl70] P. Möller, Nucl.Phys. A142 (1970) 1
- [Möl81] P. Möller und J.R. Nix, Nucl.Phys. A361 (1981) 117
- [Mot60] B.R. Mottelson und J.G. Valentin, Phys.Rev.Lett. 5 (1960) 511
- [Mye77] W.D. Myers, Droplet Model of Atomic Nuclei, New York, IFI/Plenum 1977, W.D. Myers, Nucl.Phys. A204 (1973) 465
- [Naz84] W. Nazarewicz, P. Olanders, I. Ragnarsson, J. Dudek, G.A. Leander, P. Möller und E. Ruchowska, Nucl.Phys. A429 (1984) 269
- [Naz85] W. Nazarewicz und P. Olanders, Nucl.Phys. A441 (1985) 420
- [Nil55] Nilsson und Prior, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) No. 16
- [Nor70] L.C. Northcliffe und R.F. Schilling, Nucl.Data Tables A7 (1970) No. 3,4
- [Nuc86] Nucl.Data Sheets 47 (1986) 797
- [Nuc90] Nucl.Data Sheets 61 (1990) 93
- [Oer87] W.von Oertzen, H.G. Bohlen, B. Gebauer, R. Künkel, F. Pühlhofer und D. Schüll, Z.Phys. A326 (1987) 463

- [Oga92] Yu.Ts. Oganessian, S.A. Karamian, Y.P. Gangrsky, B. Gorski, B.N. Markov, Z. Szeglowksi, Ch. Briancon, D. Ledu, R. Meunier, M. Hussonnois, O. Constantinesco und M.I. Subbotin, J.Phys.G Nucl.Part.Phys. 18 (1992) 393
- [Owe80] H. Ower, Dissertation, Universität Frankfurt, 1980
- [Owe82] H. Ower, Th.W. Elze, J. Idzko, K. Stelzer, E. Grosse, H. Emling, P. Fuchs, D. Schwalm, H.J. Wollersheim, N. Kaffrell und N. Trautmann, Nucl.Phys. A388 (1982) 421
- [Pie81] R.B. Piercey, J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, H. Emling, P. Fuchs, E. Grosse, D. Schwalm, R.S. Simon, H.J. Wollersheim, D.Evers und H. Ower, Phys.Rev.Lett. 46 (1981) 415
- [Pop88] N.A.F.M. Poppelier und P.W.M. Glaudemans, Z.Phys. A329 (1988) 275
- [Pos89] H. Postma, B. Kastelein, N. Severijns, D. Vandeplassche, J. Vanhaverbeke, L. Vanneste, E. van Walle, J. Wouters und J. van Klinken, Hyp.Inter. 52 (1989) 79
- [Ram89] S. Raman, C.W. Nestor, Jr., S. Kahane und K.H. Bhatt, At.Data and Nucl.Data Tables 42 (1989) 1
- [Reh90] K.E. Rehm, C. Beck, A. van den Berg, D.G. Kovar, L.L. Lee, W.C. Ma, F. Videbaek und T.F. Wang, Phys.Rev. C42 (1990) 2497
- [Rho80] M.J. Rhoades-Brown, M.H. Macfarlane und S.C. Pieper, Phys.Rev. C21 (1980) 2417 und 2436
- [Rin80] P. Ring und P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer Verlag 1980
- [Ron77a] R.M. Ronningen, J.H. Hamilton, L. Varnell, J. Lange, A.V. Ramayya, G. Garcia-Bermudez, W. Lourens, L.L. Riedinger, F.K. McGowan, P.H. Stelson, R.L. Robinson und J.L.C. Ford, Phys.Rev. C16 (1977) 2208
- [Ron77b] R.M. Ronningen, R.B. Piercey, J.H. Hamilton, C.F. Maguire, A.V. Ramayya, H. Kawakami, B. van Nooijen, R.S. Grantham, W.K. Dagenhart und L.L. Riedinger, Phys.Rev. C16 (1977) 2218
- [Row75] N. Rowley und P. Colombani, Phys.Rev. C11 (1975) 648
- [Rud66] G. Rudstam, Z.Naturforsch. 21a (1966) 1027
- [Sch76] P. Schuck, Z.Phys. A279 (1976) 31
- [Sch80] D. Schwalm, Proc. Int. Summer School on Nuclear Structure, Dronten, 1980 (Plenum, New York, 1981)
- [Sch86] P. Schüler, Ch. Lauterbach, Y.K. Agarwal, J. de Boer, K.P. Blume, P.A. Butler, K. Euler, Ch. Fleischmann, C. Günther, E. Hauber, H.J. Maier, M. Marten-Tölle, Ch. Schandera, R.S. Simon, R. Tölle und P. Zeyen, Phys.Lett. 174B (1986) 241
- [Sch87] K.-H. Schmidt, E. Hanelt, H. Geissel, G. Münzenberg und J.P. Dufour, Nucl.Instr.Meth. A260 (1987) 287
- [Sim80] R.S. Simon, F. Folkmann, C. Briancon, J. Libert, J.P. Thibaud, R.J. Walen und S. Frauendorf, Z.Phys. A298 (1980) 121
- [Spe83] R.H. Spear, W.J. Vermeer, M.T. Esat, J.A. Kuehner, A.M. Baxter und S. Hinds, Phys. Lett. 128B (1983) 29
- [Spe89] R.H. Spear, At.Data and Nucl.Data Tables 42 (1989) 55
- [Spr83] W. Spreng, F. Azgui, H. Emling, E. Grosse, R. Kulesa, C. Michel, D. Schwalm, R.S. Simon, H.J. Wollersheim, M. Mutterer, J.P. Theobald, M.S. Moore, N. Trautmann, J.L. Egido und P. Ring, Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 1522
- [Sta82] J. Stachel, N. Kaffrell, E. Grosse, H. Emling, H. Folger, R. Kulesa und D. Schwalm, Nucl.Phys. A383 (1982) 429
- [Sta84] J. Stachel, P. Hill, N. Kaffrell, H. Emling, H. Grein, E. Grosse, C. Michel, H.J. Wollersheim, D. Schwalm, S. Brüssermann und F.R. May, Nucl.Phys. A419 (1984) 589
- [Ste55] F.S. Stephens, F. Asaro und I. Perlman, Phys.Rev. 100 (1955) 1543
- [Ste70] F.S. Stephens und R.S. Simon, Nucl.Phys. A354 (1981) 433c

- [Ste77] K. Stelzer, F. Rauch, Th.W. Elze, C.E. Gould, J. Idzko, G.E. Mitchell, H.P. Nottrodt, R. Zoller, H.J. Wollersheim und H. Emling, Phys.Lett. 70B (1977) 297
- [Ste92] K. Stelzer, IKF-52 (1992)
- [Str56] V.M. Strutinsky, Atomnaya Energiya 1 (1956) 150 J.Nucl.Energy 4 (1957) 523
- [Sum89] K. Sümmerer und D.J. Morrissey, Int.Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Berkeley (1989)
- [Tho77] C.E. Thorn, M.J. Le Vine, J.J. Kolata, C. Flaum, P.D. Bond und J.-C. Sens, Phys.Rev.Lett. 38 (1977) 384
- [Wap77] A.H. Wapstra und K. Bos, At.Data Nucl.Data Tables 19 (1977) 185
- [Wil80] W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, H.J. Wollersheim, A.D. Hoover, J.R. Huizenga, W.U. Schröder und L.E. Tubbs, At. Data Nucl. Data Tables 25 (1980) 389
- [Win65] A. Winther und J.de Boer, A Computer Program for Multiple Coulomb Excitation, in Coulomb Excitation, ed. K. Alder und A. Winther, Academic Press, New York (1966)
- [Win79] A. Winther und K. Alder, Nucl.Phys. A319 (1979) 518
- [Wir91] G. Wirth, F. Funke, Wo Fan, J.V. Kratz, K. Sümmerer und N. Trautmann, Phys.Lett. 253B (1991) 28
- [Wol74] H.J. Wollersheim, W.W. Wilcke, Th.W. Elze und D. Pelte, Phys.Lett. 48B (1974) 323
- [Wol77] H.J. Wollersheim und Th.W. Elze, Nucl.Phys. A278 (1977) 87
- [Wol80] H.J. Wollersheim, H. Emling, P. Fuchs, E. Grosse und D. Schwalm, Int.Conf. on band structure and nuclear dynamics, New Orleans, 1980
- [Wol91] H.J. Wollersheim, Int.Conf. on future directions in nuclear physics with 4π gamma detection systems of the new generation, Strasbourg, 1991 GSI-91-24
- [Wol92a] H.J. Wollersheim, P. Egelhof, H. Emling, J. Gerl, W. Henning, R. Holzmann, R. Schmidt, R.S. Simon, N. Martin, G. Eckert, Th.W. Elze, K. Stelzer, R. Kulesa, G. Duchene, B. Haas, J.C. Merdinger, J.P. Vivien, J.de Boer, E. Hauber, K. Kaiser, P.von Brentano, R. Reinhardt, R. Wirowski, R. Julin, C. Fahlander, I. Thorslund und H. Kluge Z.Phys. A341 (1992) 137
- [Wol92b] H.J. Wollersheim, H. Emling, H. Grein, R. Kulesa, R.S. Simon, C. Fleischmann, J.de Boer, T. Czosnyka, E. Hauber, C. Lauterbach, C. Schandera und P.A. Butler, eingesandt zur Veröffentlichung in Nucl.Phys. A (1992)

Danksagung

Die in dieser Arbeit dargestellten Experimente zur Untersuchung der Struktur der Atomkerne wurde im Rahmen verschiedener Kollaborationen am UNILAC-Beschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Erfolg dieser Messungen beigetragen haben. Mein Dank gilt besonders Prof.Dr. Dirk Schwalm und Prof.Dr. Walter Henning, die als Leiter der Abteilung Kernphysik II mich beim Studium der Kernstruktur unterstützten. Genauso danke ich meinen Kolleginnen und Kollegen aus der Kernstrukturgruppe, hier besonders Helmut Bokemeyer, Isia Busch, Hans Emling, Peter Egelhof, Jürgen Gerl, Hans Grein, Eckart Grosse, Romain Holzmann, Günter Ickert, Werner Kreuzer, Reinhard Kulesa und Reinhard Simon. Ein besonderes Dankeschön geht an Gunther Eckert, Christoph Fleischmann, Tom Happ, Nevena Martin und Alois Mauthofer, mit denen ich im Rahmen ihrer Dissertation im Bereich der γ -Spektroskopie eng zusammenarbeitete. Dem Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt fühle ich mich durch die langjährige, intensive und freundschaftliche Zusammenarbeit besonders verbunden. Mein Dank gilt vor allen Prof.Dr. Thomas W. Elze und Prof.Dr. Klaus Stelzer, die mich durch ihr Interesse an der Physik bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützten. Für zahlreiche fruchtbare Diskussionen danke ich auch der Frankfurter Theoriegruppe, hier besonders Prof. Dr. Walter Greiner und Dr. Gerhard Soff. Auch wenn ich hier nicht alle Namen nennen kann, so möchte ich doch nicht versäumen, allen übrigen Mitgliedern der Kollaborationen aus Berlin, Bonn, Darmstadt, Frankfurt, Heidelberg, Jyväskylä, Krakau, Köln, Liverpool, Mainz, München, Rochester, Strasbourg, Uppsala und Warschau herzlich für die vielfältige und angenehme Zusammenarbeit zu danken. Besondere Dank gebührt auch den Angehörigen der Beschleunigergruppe und der verschiedenen GSI-Labors, die zum Gelingen der Experimente beitrugen. Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Renate für ihr Verständnis und ihre Unterstützung; ihr sei diese Arbeit gewidmet.