

Untersuchung der Dipolriesenresonanz im angeregten ^{120}Sn

Fachbereich Physik,
Westfälische Wilhelms-Universität,
Münster

DIPLOMARBEIT

Thomas Baumann

East Lansing, Michigan, im April 1995

Zusammenfassung

In dem hier beschriebenen Experiment wurde die Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen des ^{120}Sn untersucht. Das Experiment baut auf die in [Ram95, Bau93] dargelegte Untersuchung von ^{208}Pb auf, wo erstmals die Methode der inelastischen α -Streuung zur Untersuchung der Dipolriesenresonanz in angeregten Zuständen selektiv als Funktion der Kernanregungsenergie erfolgreich eingesetzt wurde.

Da der mittels inelastischer α -Streuung erreichbare Drehimpuls-Transfer deutlich unter dem von Schwerionen-Fusionsreaktionen liegt, können die Parameter der Riesenresonanz weitgehend unbeeinträchtigt von Drehimpuls-Einflüssen studiert werden.

Im Bereich der Zinn-Isotope liegt eine Vielzahl von Vergleichsdaten über einen weiten Bereich von Anregungsenergien und Drehimpulsen aus Fusionsexperimenten vor, mit denen die Untersuchung des ^{120}Sn mit dieser neuen Methode verglichen werden konnte.

In dem Experiment wurde ein α -Strahl mit 50 bzw. 40 A·MeV auf ein ^{120}Sn -Target gerichtet. Inelastisch gestreute α -Teilchen und andere leichte Fragmente wurden in einem 4π -CsJ-Detektorarray gemessen. Hochenergetische γ -Quanten aus dem Zerfall der Dipolriesenresonanz wurden in BaF_2 -Detektoren in Koinzidenz mit inelastisch gestreuten α -Teilchen detektiert.

In der Analyse der Daten konnte bestätigt werden, daß das ^{120}Sn -Target zu hohen Energien angeregt worden war und ferner konnte in der Koinzidenzmessung der γ -Zerfall der Dipolriesenresonanz nachgewiesen werden.

Die Anregungsenergie des Targets wurde durch den Energieverlust des mit dem γ -Quant in Koinzidenz gemessenen α -Teilchens für Anregungsenergien bis etwa 130 MeV (110 MeV für die niedrige Strahlenergie) bestimmt. Durch Einteilung der Anregungsenergie in Intervalle von jeweils 10 MeV Breite wurden γ -Energiespektren für die verschiedenen Anregungsenergie-Intervalle extrahiert.

In einer Simulation der Zerfallskaskade durch eine statistische Modellrechnung und deren Anpassung an die experimentellen γ -Energiespektren konnten Parameter der Dipolriesenresonanz wie die Resonanzbreite und Resonanzenergie ermittelt werden.

Die Resonanzenergie weicht über den gesamten Anregungsenergiebereich nur geringfügig von dem Wert der Dipolresonanz im Grundzustand ab. Die Resonanzbreite steigt jedoch mit wachsender Kernanregung an, von 5 MeV für die Grundzustands-Resonanz bis zu etwa 12 MeV bei einer Kernanregung von 125 MeV.

für Margret & Josef

Inhaltsverzeichnis

1	Die Dipolriesenresonanz	1
1.1	Einführung zur GDR	1
1.2	Untersuchung der GDR in angeregten Kernen	6
1.3	Die Methode dieses Experimentes	13
2	Das Experiment	17
2.1	Detektorsysteme	17
2.2	Elektronik	22
2.3	Durchführung der Messung	28
3	Die Datenauswertung	31
3.1	Aufbereitung der Daten	31
3.2	Extraktion der Gamma-Spektren	41
4	Die Statistische Modellrechnung	49
4.1	Das Computerprogramm CASCADE	49
4.2	Durchführung der Modellrechnung	56
5	Resultate und Diskussion	65
5.1	Anpassung der Modellrechnung	65
5.2	Ergebnisse der Modellrechnung	69
5.3	Diskussion der Resultate	75

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zeitskala der Dipolriesenresonanz	3
1.2	Schwingungsmoden von Riesenresonanzen	5
1.3	Zerfallskaskade angeregter Kerne	8
1.4	Kernpotential in Abhängigkeit der Deformation bei verschiedenen Kerntemperaturen	11
1.5	Dipolresonanzbreiten in Zinn-Isotopen	12
2.1	Anordnung der Detektoren	18
2.2	Dwarf-Wall, Frontansicht	20
2.3	Elektronik-Blockdiagramm	23
2.4	Zeitdiagramm, schematisch	26
3.1	Eichkurve eines BaF ₂ -Detektors	32
3.2	Energie-Zeit-Spektren der BaF ₂ -Detektoren	33
3.3	Dwarf-Wall-Spektrum zur Teilchenidentifikation	34
3.4	Transformation der Teilchenidentifikations-Spektren	35
3.5	Eichkurve eines Wall-Detektors	36
3.6	α -Spektren der Dwarf-Wall, unterteilt nach Ringen, 200 MeV Strahlenergie	38
3.7	α -Singles Spektren, 200 MeV- und 160 MeV-Strahl	39
3.8	Aufteilung der Dwarf-Wall	40
3.9	Energie-Spektrum von α -Teilchen in Koinzidenz mit γ -Quanten	40
3.10	Extraktion eines γ -Energie-Spektrums	43
3.11	Vergleich von γ -Spektren, 200 MeV und 160 MeV Strahlenergie	45
3.12	γ -Energiespektren, 200 MeV Strahlenergie	46
3.13	γ -Energiespektren, 160 MeV Strahlenergie	47
4.1	Populationsverteilungen im ersten Schritt der Zerfallskaskade	51
4.2	Berechnete γ -Spektren einer Zerfallskaskade	52
4.3	Niveaudichte-Parameter in Abhängigkeit der Kernmassenzahl	54

4.4	Kern-Niveaudichte in Abhängigkeit von Anregungsenergie und Drehimpuls	55
4.5	Inverser Niveaudichte-Parameter in Abhängigkeit der Kerntemperatur	56
4.6	Population eines Anregungsenergie-Intervalls	58
4.7	Vergleich der Spin-Verteilung mit Fusionsreaktionen	59
4.8	Protonen- α -Koinzidenzspektrum, Protonenenergie gegen α -Energie	61
4.9	Variation von CASCADE-Eingabeparametern	63
4.10	Variation der Resonanzbreite	64
5.1	Faltung der berechneten Spektren	66
5.2	Vergleich der gemessenen und berechneten γ -Energiespektren .	68
5.3	Extraktion der Riesenresonanz-Parameter, 200 MeV Strahlenergie, 30–90 MeV Anregungsenergie	70
5.4	Extraktion der Riesenresonanz-Parameter, 200 MeV Strahlenergie, 90–140 MeV Anregungsenergie	71
5.5	Breite der GDR in ^{120}Sn in Abhängigkeit der Kerntemperatur	73
5.6	Extrahierte Breite der GDR in ^{120}Sn in Abhängigkeit der Anregungsenergie	74
5.7	Die ermittelten Werte der Resonanzenergie	76
5.8	Vergleich der Meßergebnisse für Drehimpulstransfer und Resonanzbreite	77
5.9	Spinabhängigkeit der Resonanzbreite	78
5.10	Theoretische Berechnung der Resonanzbreite	79

Tabellenverzeichnis

2.1	Elemente des Experimentes	19
2.2	Bariumfluorid-Kalibrierung	29
5.1	Die ermittelten Dipolriesenresonanzbreiten, 200 MeV Strahl- energie	72
5.2	Die ermittelten Dipolriesenresonanzbreiten, 160 MeV Strahl- energie	74

Kapitel 1

Die Dipolriesenresonanz

1.1 Einführung zur GDR

Schon seit fast fünfzig Jahren werden in Atomkernen *Riesenresonanzen* beobachtet, sie haben sich als eine wichtige Sonde zur Untersuchung der Eigenschaften von Kernmaterie etabliert. Die elektrische Dipolriesenresonanz, im Englischen mit *Giant Dipole Resonance* oder kurz *GDR* bezeichnet, ist eine kollektive Anregung des Atomkerns, bei der die Protonen gegen die Neutronen schwingen.

Übersichtsartikel mit weitergehenden Beschreibungen des aktuellen Kenntnisstandes auf dem Gebiet der Riesenresonanzen wurden u.a. von K. A. Snover [Sno86], J. J. Gaardhøje [Gaa92] und P. Paul/M. Thoennessen [Pau94] verfaßt.

ENTDECKUNG UND GRUNDLAGEN

Riesenresonanzen wurden erstmals in den vierziger Jahren dieses Jahrhunderts beobachtet. Bei der photoneninduzierten Spaltung schwerer Elemente erhielt man einen starken Anstieg des Reaktionsquerschnitts im Bereich von 10–20 MeV [Bal47]. Die Anregung geschieht hier über das elektrische Feld, das das Photon begleitet. Ist die Wellenlänge eines γ -Photons auch viel geringer als die von sichtbarem Licht, so ist sie im Energiebereich einiger MeV dennoch vergleichsweise groß gegenüber der Ausdehnung des Kernes [Bro92].

$$\frac{\lambda}{R} = \frac{2\pi \hbar c / E_\gamma}{1.2 A^{1/3} \text{ fm}} \sim 20 - 200 \quad (1.1)$$

Damit ist das elektrische Feld eines passierenden Photons quasi konstant über den Kerndurchmesser. Durch dieses Feld werden alle Protonen des Kerns in eine Richtung ausgelenkt, während sich die Neutronen relativ zu den Protonen

in die andere Richtung bewegen, da auf sie keine elektrische Kraft einwirkt. Die starken Kernkräfte zwischen den Nukleonen sorgen für die Rückstellkraft und dafür, daß nun Protonen und Neutronen kollektiv aber mit entgegengesetzten Phasen um den gemeinsamen Schwerpunkt schwingen. Dies ist die *elektrische Dipol-Riesenresonanz*, die eine universelle Eigenschaft aller Kerne, mit Ausnahme der leichtesten, darstellt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines γ -Quants und Anregung der Dipolschwingung läßt sich im Bild des gedämpften harmonischen Oszillators durch eine Lorentz-ähnliche Verteilung beschreiben:

$$\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) = \frac{\sigma_0 E_\gamma^2 \Gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2} \quad (1.2)$$

wobei $\sigma_0 = \frac{4\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \frac{1}{\Gamma}$

E_R und Γ sind die Resonanzenergie und -breite, m ist die Nukleonmasse. Um einen Anhaltswert für den zeitlichen Verlauf einer solchen Resonanzschwingung zu erhalten, wurde eine Fourier-Transformation der Frequenzverteilung einer GDR mit typischen Parametern ($E_{\text{GDR}} = 15$ MeV, $\Gamma = 5$ MeV) durchgeführt (Abbildung 1.1). Man erhält eine gedämpfte Schwingung, die nach etwa drei Schwingungsperioden fast vollständig ausgeschwungen ist. Dies entspricht in etwa der mittleren Lebensdauer dieses Zustandes von 1.3×10^{-22} Sekunden.

Den totalen Wirkungsquerschnitt für Dipolübergänge erhält man durch Integration über den gesamten Frequenzbereich:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \int_0^\infty \sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \\ &\approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV} \cdot \text{mb} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dieses ist die *energiegewichtete Thomas-Reiche-Kuhn-Summenregel*, die den theoretischen Vergleichswert für die Stärke einer Dipolriesenresonanz liefert.

MAKROSKOPISCHE MODELLE

Eine makroskopische Beschreibung der Dipolriesenresonanz wurde zuerst von *Goldhaber* und *Teller* geliefert, die diese Resonanz durch eine Schwingung von zwei sich durchdringenden, festen Kugeln beschrieben [Gol48]. Dabei besteht eine Kugel aus allen Neutronen des Kerns und die andere aus den Protonen. Mit diesem Modell erhielt man eine Abhängigkeit der Resonanzenergie von der Kernmasse proportional zu $A^{-1/6}$.

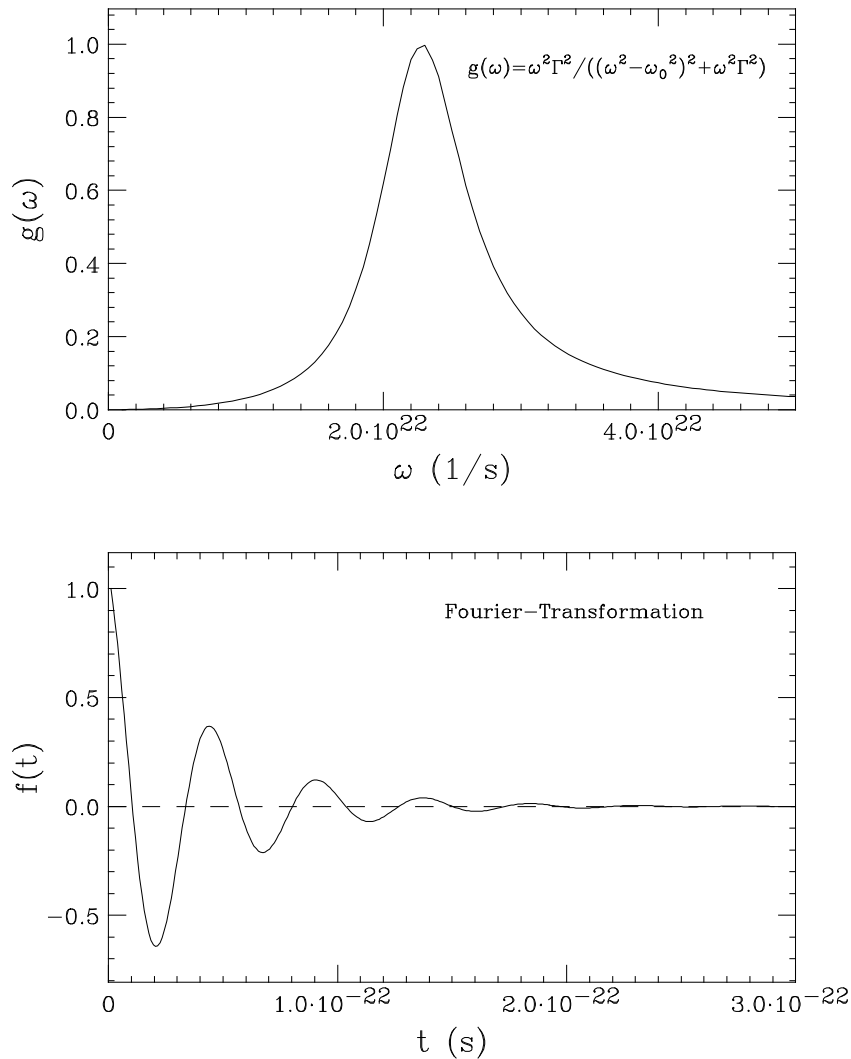


Abbildung 1.1: Zeitskala der Dipolriesenresonanz. Im oberen Diagramm ist eine typische Frequenzverteilung einer Dipolriesenresonanz wiedergegeben, in diesem Fall für eine Resonanzenergie von 15 MeV bei einer Resonanzbreite von 5 MeV, was etwa der Grundzustands-GDR von ^{120}Sn entspricht. Diese Frequenzverteilung führt über eine Fourier-Transformation zu der im unteren Diagramm dargestellten Kurve, einer gedämpften Schwingung, die den zeitlichen Verlauf der Resonanzschwingung wiedergibt. Die Nukleonen durchlaufen etwa drei Schwingungsperioden, bevor die Resonanz abgeklungen ist.

Eine andere Beschreibung, die von dem Flüssigkeitstropfenmodell der Kernmaterie ausgeht, wurde von *Steinwedel* und *Jensen* ausgearbeitet [Ste50] (die Ursprünge dieses Modells liegen ebenfalls bei [Gol48]). Hier setzt sich der Kern aus Protonen- und Neutronenflüssigkeit zusammen. Bei der Dipolriesenresonanz entmischen sich diese beiden Flüssigkeiten so, daß sich Protonen und Neutronen auf gegenüberliegenden Seiten befinden. Die äußere Form des Kernes verändert sich dabei nicht. Die Symmetrieenergie, die Protonen und Neutronen gleichzuveteiligen sucht, wirkt dabei als die rücktreibende Kraft. Diese Beschreibung führt zu einer Massenabhängigkeit von $E_{\text{GDR}} \propto A^{-1/3}$, was auch mit experimentell ermittelten Werten grob übereinstimmt. Als Faustregel für die Resonanzenergie der Dipolriesenresonanz gilt daher auch:

$$E_{\text{GDR}} \approx 78 A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (1.4)$$

Das Modell von *Myers et al.* stellt eine verfeinerte Theorie der Dipolriesenresonanz dar, es verbindet die beiden genannten Modelle, das Goldhaber-Teller-Modell und das Steinwedel-Jensen-Modell [Mye77]. Indem hier die Entmischungsschwingung der Nukleonenflüssigkeiten mit einer Schwingung sich durchdringender Kugeln überlagert wird und die Rückstellkräfte entsprechend dem Tröpfchenmodell berechnet werden, kommt man zu einer besseren Beschreibung des Verhaltens der Dipolriesenresonanz. Die Abhängigkeit der Resonanzenergie von der Kernmasse liegt hier zwischen $A^{-1/6}$ und $A^{-1/3}$ und läßt sich in einer vereinfachten Lösung durch folgende Gleichung beschreiben:

$$E_{\text{GDR}} = (1.13 \times 10^{-4} A^{2/3} + 7.34 \times 10^{-4} A^{1/3})^{-1/2} \text{ MeV} \quad (1.5)$$

Hierbei wird die Resonanzenergie bei leichten Kernen vom Goldhaber-Teller-Term ($\propto A^{-1/6}$) bestimmt, der Steinwedel-Jensen-Anteil ($\propto A^{-1/3}$) gewinnt erst für schwere Kerne an Bedeutung.

Neben der elektrischen Dipolresonanz (E1-Resonanz) gibt es auch noch andere kollektive Schwingungsmoden, in denen eine Riesenresonanz auftreten kann. Zum einen sind die verschiedenen Resonanzen nach ihrer Multipolarität zu unterscheiden, zum anderen danach, ob Protonen- und Neutronenflüssigkeit in Phase (isoskalar, $\Delta T=0$) oder mit verschiedener Phase gegeneinander (isovektoriell, $\Delta T=1$) schwingen. Abbildung 1.2 gibt eine Übersicht über die verschiedenen Schwingungsformen.

MIKROSKOPISCHES MODELL

Mikroskopisch läßt sich eine Riesenresonanz als eine kohärente Überlagerung von Teilchen-Loch-Zuständen (particle-hole- bzw. p-h-Resonanz) im

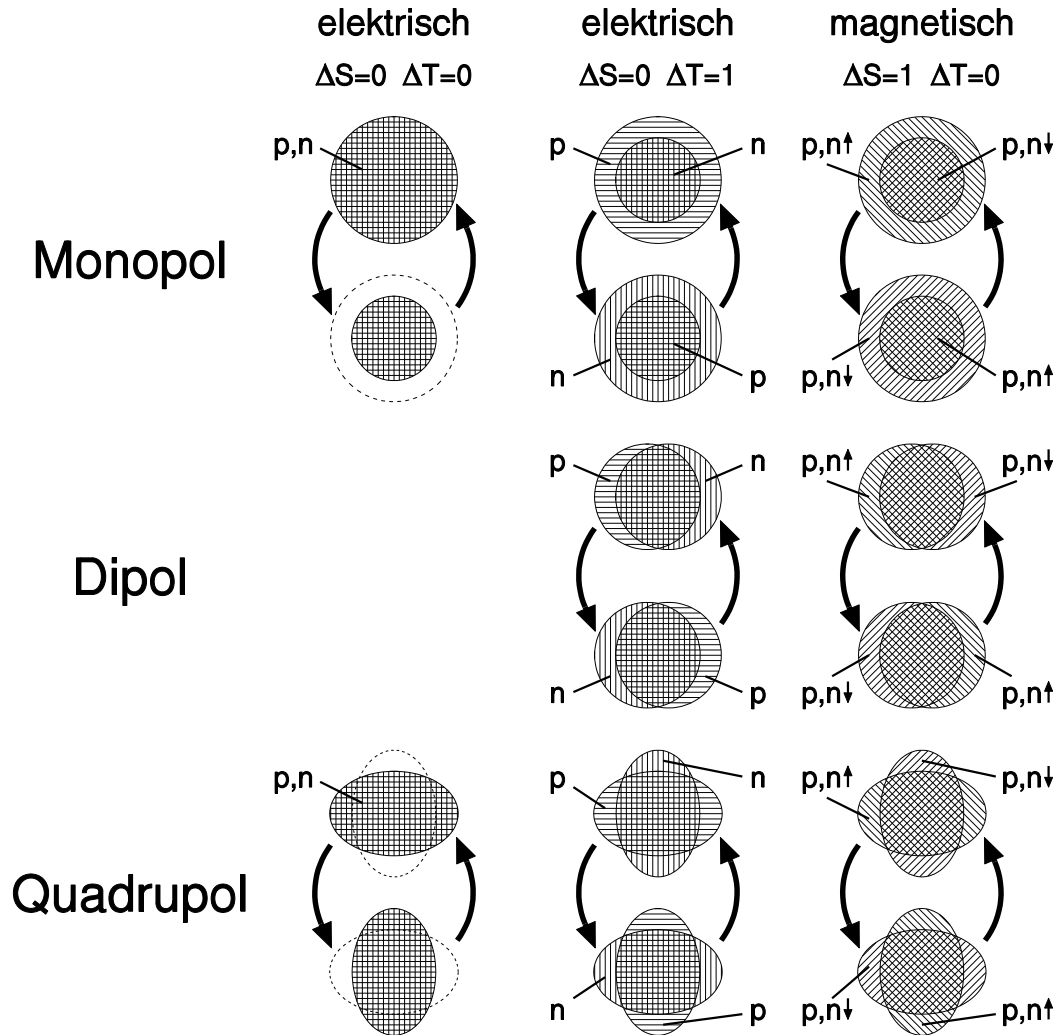


Abbildung 1.2: Riesensonanzen; schematische Darstellung verschiedener Schwingungsmoden. ΔS gibt die Spinänderung, ΔT die Isospinänderung in der jeweiligen Mode an. $\Delta S = 0$ sind die elektrischen, $\Delta S = 1$ die magnetischen Resonanzen. Die Isospinänderung unterteilt die Resonanzen zudem noch in isoskalar ($\Delta T = 0$) und isovektoriell ($\Delta T = 1$). Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Untersuchung der isovektoriellen, elektrischen Dipolriesensonanzen.

Oszillator-Schalenmodell beschreiben. Bei einer elektrischen Dipolresonanz zum Beispiel handelt es sich um Übergänge in eine nächsthöhere Schale mit $\Delta E = 1\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ (1p-1h). Nimmt man die abstoßenden Kräfte zwischen Teilchen und Löchern bei isovektoriellen p-h-Anregungen hinzu, so erhöht sich dieser Wert für die Dipolresonanz auf die beobachteten Energien von etwa $78 A^{-1/3}$ MeV.

Die Breite der Resonanz setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Da ist zum einem die *Escape Width* (mit dem Symbol Γ^\uparrow dargestellt), die von einem Zerfall eines Teilchens aus dem angeregten Zustand in das Kontinuum herrührt. Der andere Anteil, die *Spreading Width* (Γ^\downarrow), ist bei schweren Kernen dominant, wo sie mehr als 80% zur Gesamtbreite beiträgt. Sie kommt zustande durch eine Verteilung der Resonanzenergie auf komplexere Konfigurationen als 1p-1h, in denen mehr als nur ein Teilchen in eine höhere Schale übergehen, z.B. 2p-2h-Konfigurationen. Die Gesamtbreite einer Dipolresonanz, die auf den Grundzustand eines Kernes aufbaut, ist die Summe der beiden genannten Anteile: $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$.

UNTERSUCHUNG VON KERNDEFORMATIONEN

Da die Energie der Dipolriesenresonanz mit $A^{-1/3} \propto R^{-1}$ vom Kernradius abhängt, besteht die Möglichkeit, Kerndeformationen zu untersuchen. Bei einem stark prolat (zigarrenförmig) oder oblat (abgeflacht) deformierten Kern spaltet die Dipolriesenresonanz energetisch auf, dies entspricht Schwingungen entlang der kurzen (höhere Resonanzenergie) und langen Halbachsen (niedrigere Resonanzenergie). Die beiden Deformationen sind sogar zu unterscheiden, bei einem prolat deformierten Kern sind aufgrund der Axialsymmetrie zwei Achsen kürzer und damit ist die energetisch höhere Schwingung stärker vertreten. Bei oblaten Kernen ist dieses Verhältnis genau umgekehrt. So kann das Verhältnis der Peak-Höhen einen Hinweis auf die Art der Deformation, und die Größe der Aufspaltung Informationen zur Stärke der Deformation geben [Thi88].

1.2 Untersuchung der GDR in angeregten Kernen

Die Dipolriesenresonanz stellt ein wichtiges Mittel zur Erforschung der Kernstruktur von Kernen in mittleren bis hohen Anregungszuständen dar. Bereits 1955 wurde von *Brink* die Hypothese aufgestellt, daß neben dem Grundzu-

stand auch in jedem angeregten Zustand eines Kernes die GDR existieren müßte [Bri55].

Die Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen wurde zunächst mit (p,γ) oder (n,γ) -Reaktionen untersucht, wo man anstatt der Photoabsorption die emittierten γ -Quanten aus dem Zerfall der Riesenresonanz gemessen hat. Diese Untersuchungen beschränkten sich auf niedrig liegende Zustände in leichten Kernen [All64, Bea68].

Mit der Verfügbarkeit von Schwerionenbeschleunigern konnte die Brink-Hypothese in den achtziger Jahren auch für hochangeregte Zuständen geprüft werden, indem durch Schwerionen-Fusionsreaktionen ein „heißer“ Compoundkern gebildet wird. Mit Bohrs Begriff des *Compoundkerns* benutzt man hier auch sein Modell, daß Fusion und Zerfall eines Kernes zwei voneinander getrennte Prozesse darstellen [Boh36]. Das heißt, daß ein Compoundkern keine Information mehr darüber enthält, aus welchen Kernen er fusioniert wurde.

Neben der hohen thermischen Anregungsenergie besitzt der Compoundkern einer Fusion zweier Schwerionen auch einen hohen Drehimpuls. Nachdem sich die Energie gleichmäßig über den gesamten Kern verteilt hat (Äquilibration), wird er sich durch Teilchenabdampfung von hauptsächlich Neutronen abkühlen. Allerdings steht diese Teilchenabdampfung in Konkurrenz zur Abgabe von Energie durch γ -Emission. Die Emission hochenergetischer γ -Quanten hat eine viel geringere Wahrscheinlichkeit als die Teilchenabdampfung (in der Größenordnung von etwa 1 zu 10^4), und sie tritt bevorzugt in der frühen Phase der Zerfallskaskade auf, solange der Compoundkern noch die höchsten Anregungsenergien besitzt, also bevor eine Vielzahl von Teilchen abgedampft wurde. So ist es möglich, durch Messung des γ -Spektrums die Dipolriesenresonanz des hochangeregten Compoundkerns zu untersuchen. In Abbildung 1.3 ist eine schematische Darstellung der Zerfallskaskade eines angeregten Kernes gezeigt. Im linken Teilbild sind die Prozesse der γ -Emission und Teilchenabdampfung in der Energie-Spin-Ebene dargestellt, weitere Erläuterungen sind in der Bildunterschrift gegeben.

Schwerionen-Fusionsreaktionen zur Untersuchung der Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen wurden zuerst 1981 am *Lawrence Berkeley Laboratory* eingesetzt, als *J. O. Newton et al.* erstmals γ -Strahlung vom Zerfall der GDR in fusionierten Schwerionen detektierten [New81].

Die Messung der Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen kann nun auch dazu benutzt werden, die Kerndeformation eines Kernes in Abhängigkeit der Anregungsenergie zu bestimmen [Alh86]. Die Bestimmung von Kerndeformationen bedarf allerdings einer genügenden Statistik und Energieauflösung, so

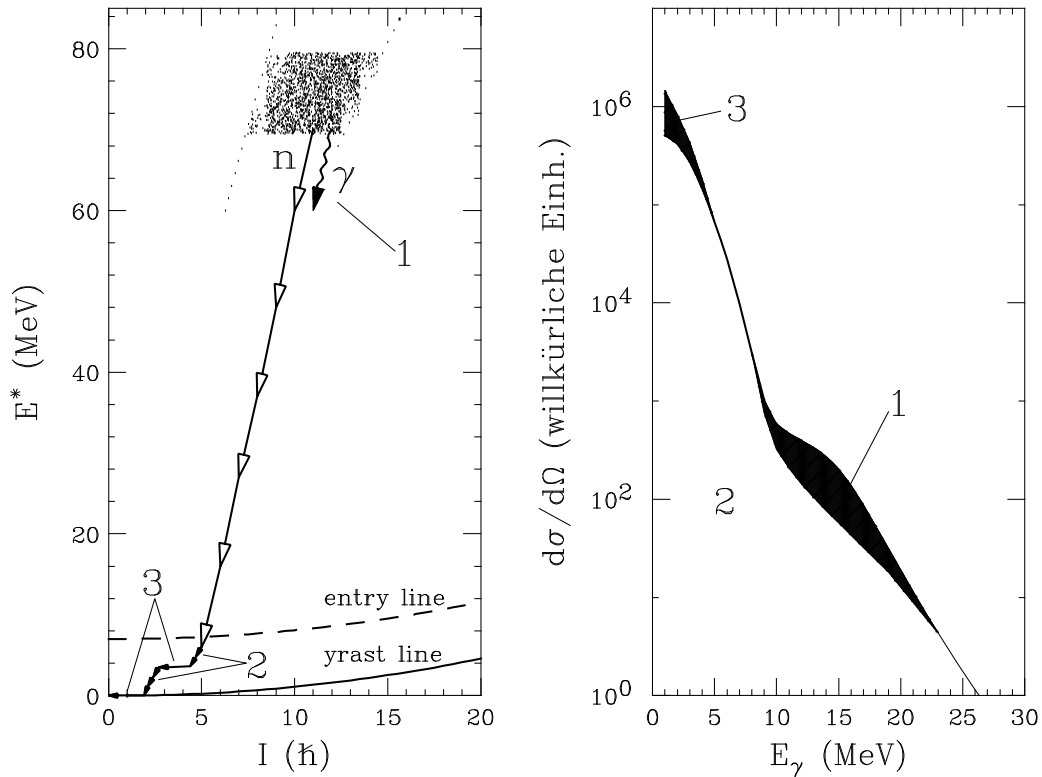


Abbildung 1.3: Zerfallskaskade angeregter Kerne, schematische Darstellung. Im linken Diagramm ist der Zerfallsprozeß eines angeregten Kernes in der Energie-Drehimpuls-Ebene dargestellt. Der schattierte Bereich bei Anregungsenergien zwischen 70 und 80 MeV stellt einen Ausschnitt aus der Verteilung von durch inelastische α -Streuung angeregten Kernen dar. In den ersten Schritten des Zerfalls besteht neben der Neutronenabkühlung die Möglichkeit der Emission eines hochenergetischen γ -Quants (1), dieses stammt aus dem Zerfall der Dipolriesenresonanz. Neutronen können solange abgegeben werden, bis der Kern unter die entry line gelangt, wo die Energie geringer als die Neutronenbindungsenergie ist. Dann folgt die Abgabe von statistischen γ -Quanten (2) und $E2$ - γ -Quanten aus Rotationsübergängen (3). Im rechten Diagramm ist das resultierende γ -Spektrum wiedergegeben. Ein großer Teil der γ -Strahlung im Bereich bis etwa 7 MeV stammt von statistischen γ -Quanten (2); Rotationsübergänge sind niederenergetisch (3). Die γ -Strahlung aus dem Zerfall der GDR zeichnet sich deutlich im Energiebereich um 15 MeV ab.

daß die Aufspaltung des Resonanzpeaks gemessen werden kann, und detaillierte Kenntnis über die Theorie des spezifischen Kernes ist erforderlich. Neben der Messung der Aufspaltung der GDR kann auch die Winkelkorrelation zwischen emittierter γ -Strahlung und Spaltungsfragmenten des angeregten Compoundkernes Aufschlüsse über die Kerndeformation liefern [But90].

Die Dipolriesenresonanz ist eines der wichtigsten Hilfsmittel zur Untersuchung der Deformation von Kernen in hohen Anregungs- und Spinzuständen.

KONSTANZ DER RESONANZENERGIE

Schon in den ersten Versuchen, in denen leichte Compoundkerne in niedrigliegenden angeregten Zuständen durch Protonen- oder Neutronen-Einfang gebildet wurden, fand man heraus, daß die gemessenen γ -Energien von der Anregungsenergie des Kernes unabhängig sind, was auf eine gemeinsame Form der Dipolriesenresonanz zurückgeführt wurde [Sin65]. Die Existenz der GDR mit der gleichen Resonanzenergie in allen Kernzuständen war schon in der Brink-Hypothese [Bri55] vermutet worden.

Die weitgehende Unabhängigkeit der Resonanzenergie vom Anregungszustand blieb auch bestehen, als man durch Fusionsreaktionen zu schwereren Kernen mit höheren Anregungsenergien gelangte [Sno86, Gaa92].

RESONANZVERBREITERUNG

Allerdings fand man, daß die Breite der Resonanz in angeregten Kernen als Funktion der Anregungsenergie zunimmt. *Gaardhøje et al.* führten Fusionsreaktionen der Art $^{20}\text{Ne} + ^{91}\text{Zr} \rightarrow ^{111}\text{Sn}^*$ durch, bei denen der Compoundkern im Energiebereich von 100 MeV angeregt wurde [Gaa86]. Hier und im Vergleich mit Ergebnissen aus einem früheren Experiment [Gaa84], das die GDR in $^{108}\text{Sn}^*$ untersuchte, fand man einen starken Anstieg der Resonanzbreite von etwa 5 MeV im Grundzustand zu 11 MeV im mit 100 MeV angeregten Zustand. Diese Verbreiterung wurde auf den Anstieg der Anregungsenergie und den Zuwachs an Drehimpuls im Compoundkern zurückgeführt. *Chakrabarty et al.* stellten in Fusionsreaktionen, die $^{110,112}\text{Sn}$ mit Anregungsenergien von 62, 80, 110 und 130 MeV bildeten, ebenfalls einen Anstieg in der Resonanzbreite fest, der fast quadratisch verläuft [Cha87].

Daß eine höhere Kernanregung zu einer Vergrößerung der Resonanzbreite führt, ist neben einer möglichen Deformation aufgrund des übertragenen Drehimpulses auch auf thermische Veränderungen der Kernform zurückzuführen, bei denen die GDR an Quadrupol-Deformationen des Kernes ankop-

pelt [Orm90]. Die Deformation eines Kernes wird durch die beiden Parameter β und γ (*Hill-Wheeler-Koeffizienten*) festgelegt, die einen Ellipsoid mit den Radien R_1, R_2, R_3 für die drei Raumachsen x, y und z definieren:

$$R_k = R_0 \exp \left[-\sqrt{5/4\pi} \beta \cos(\gamma + 2\pi k/3) \right], \quad k = 1, 2, 3 \quad (1.6)$$

Der Parameter β bestimmt also die Stärke der Deformation, und γ legt die Form fest.

Aufgrund der Radius-Abhängigkeit der Dipol-Resonanzfrequenz erhält man nun energetisch verschiedene Schwingungen entsprechend der drei fundamentalen Frequenzen

$$\omega_k = \omega_0 \exp \left[-\sqrt{5/4\pi} \beta \cos(\gamma + 2\pi k/3) \right] \quad (1.7)$$

mit ω_0 als Frequenz für den undeforinierten Kern.

Die Hill-Wheeler-Koeffizienten β und γ spannen eine Ebene auf, über der man das Kernpotential auftragen kann, damit erhält man die Potentialoberfläche. Im Grundzustand befindet sich der Kern im Minimum (oder in einem Minimum) dieser Potentialfläche, das ist beim ^{120}Sn z.B. ein undeforierter Zustand, es kann aber auch bereits im Grundzustand eine Deformation vorliegen. Eine höhere Kernanregung sowie ein größerer Drehimpuls verändern diese Potentialfläche, so daß das Minimum nun bei einer anderen Deformation liegen kann. Hinzu kommt, daß aufgrund der Anregungsenergie dem Kern ein größeres Gebiet auf der Potentialfläche zugänglich ist, was die Möglichkeit zu Fluktuationen in der Deformation eröffnet (thermische Fluktuationen). Der Kern ruht also nicht mehr in einem Minimum, sondern er bewegt sich in einem Bereich verschiedener Deformationen.

In Abbildung 1.4 ist ein Schnitt dieser Potentialoberfläche für den ^{120}Sn -Kern wiedergegeben. Mit zunehmender Temperatur weitet sich das Minimum um den undeforinierten Zustand, das Minimum verschiebt sich jedoch nicht. Das bedeutet, daß der Zinn-Kern auch im angeregten Zustand weitgehend undeforiniert ist, allerdings aufgrund des flacheren Minimums größere Fluktuationen in seiner Form erfährt.

Die beobachtete Breite der GDR wird dadurch aber noch nicht in direkter Weise bestimmt. Hinzu kommt noch der entscheidende Faktor, in welcher Zeitskala die thermischen Fluktuationen ablaufen. Ist die Zeitskala lang genug, so daß sich die Frequenz der Resonanz den geänderten Bedingungen anpassen kann (*adiabatische Kopplung*), so erhält man eine Überlagerung von verschiedenen Resonanzen, und in einer Messung wird man eine Verbreiterung der

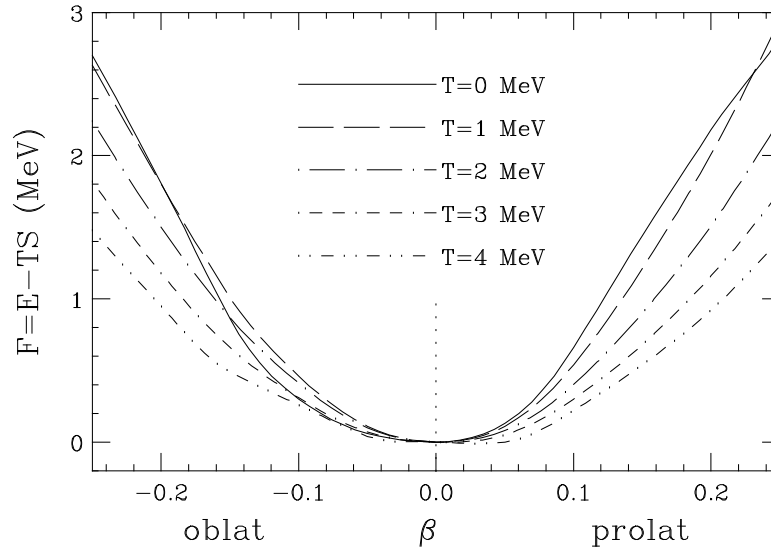


Abbildung 1.4: Dargestellt ist die Freie Energie in Abhängigkeit der Kerndeformation für das ^{120}Sn -Isotop. Die Stärke der Kerndeformation ist durch den Parameter β für oblate und prolate Deformationen angegeben. Dieses Diagramm stellt einen Schnitt der im Text beschriebenen Kern-Potentialoberfläche dar.

Resonanz feststellen [Bro92, Orm90]. Als Abschätzung für die Breite der Frequenzverteilung in Abhängigkeit thermischer Anregung nennt [Bro92]:

$$\delta\omega_k \sim 1.3\sqrt{T} \quad (1.8)$$

Hier wird die der internen Anregungsenergie U entsprechende Temperatur des äquilibrierten Systems in MeV eingesetzt, $T = \sqrt{U/a}$ mit dem Niveaudichte-Parameter a ($a \approx A/9 \text{ MeV}^{-1}$).

MOTIONAL NARROWING

Die Bedingung der adiabatischen Kopplung ist aber nicht immer gewährleistet, denn die Zeitskala hängt von der thermischen Anregung des Kernes ab. Die Verweildauer, die der Kern in einer bestimmten Deformation hat, nimmt mit zunehmender Kerntemperatur ab. Ist diese Dauer zu kurz für einen Angleich der Schwingungsfrequenz an die Deformation, dann tritt der Effekt des *Motional Narrowing* auf, der Kern geht zu einem anderen Deformationszustand

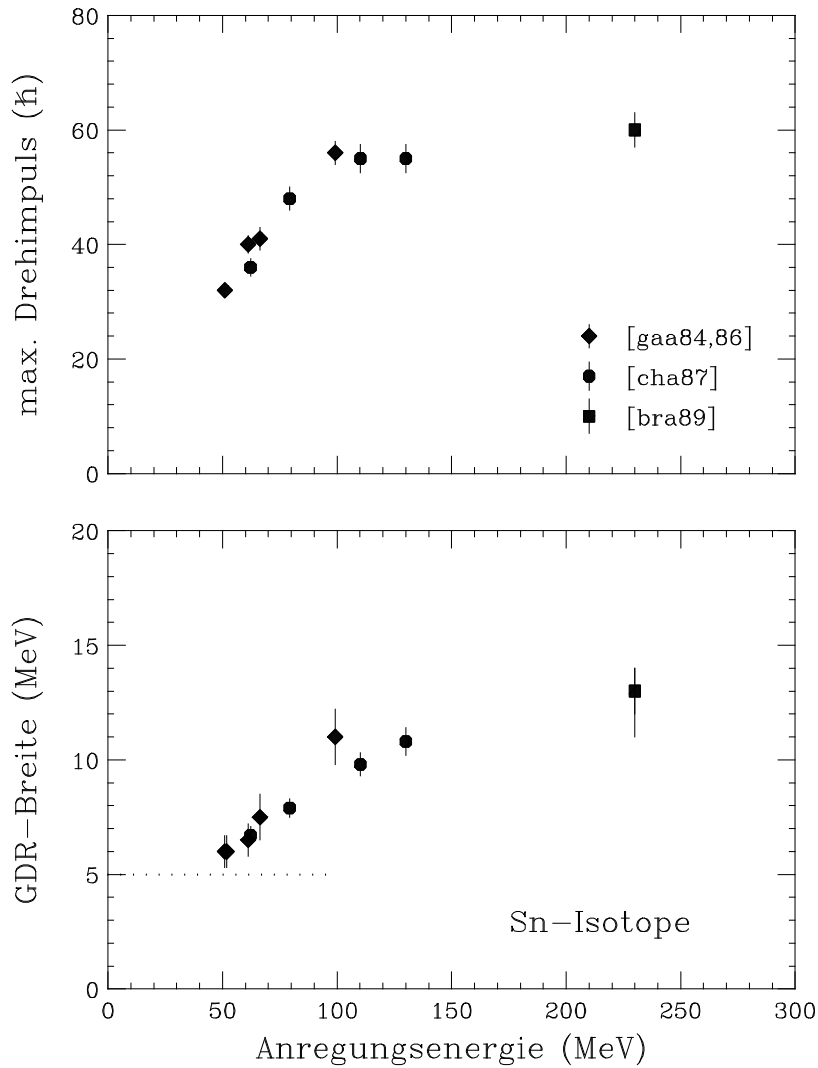


Abbildung 1.5: Gemessene Resonanzbreiten der GDR in Sn-Isotopen (^{108}Sn , ^{110}Sn , ^{111}Sn , ^{112}Sn). Im oberen Diagramm ist der maximale übertragene Drehimpuls des Compoundkerns, im unteren die GDR-Breite dargestellt, jeweils in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Die unterbrochene Linie gibt die Breite der Riesenresonanz im Grundzustand an. Diese Daten wurden in verschiedenen Experimenten ermittelt.

über, bevor sich die Schwingungsfrequenz wesentlich ändern konnte. Der Bereich abgedeckter Frequenzen schrumpft und trotz höherer Kerntemperatur sollte die Resonanzbreite zurückgehen [Orm90]. Tatsächlich beobachtet wurde dieser Effekt jedoch nur in einer Sättigung der Resonanzbreite bei sehr hohen Kerntemperaturen [Bra89].

Hier wurde in einer Fusionsreaktion die GDR in ^{110}Sn bei einer Anregungsenergie von 230 MeV gemessen, und die ermittelte Breite der Resonanz weicht nicht erheblich von einer Messung bei 130 MeV ab.

Abbildung 1.5 zeigt eine Zusammenstellung gemessener Resonanzbreiten der Dipolriesenresonanzen in Zinn-Isotopen. Neben der Resonanzverbreiterung fand man ferner, daß die GDR nicht aufspaltet, was experimentell bestätigt, daß die im Grundzustand sphärischen Zinn-Kerne auch bei hoher Anregung und hohem Drehimpuls keine beständige Deformation erfahren, also im Mittel weiterhin rund sind. Allerdings durchlaufen die Kerne verschiedene Deformationen, an die die Resonanz ankoppelt. Da der Drehimpulsübertrag bei Fusionsreaktionen von Schwerionen groß ist, läßt sich die Entwicklung der Resonanzbreite mit steigender Anregungsenergie jedoch in diesen Experimenten nicht ungekoppelt vom Drehimpuls untersuchen.

1.3 Die Methode dieses Experimentes

Die Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen wurde, wie im vorhergehenden Abschnitt besprochen, in Schwerionen-Fusionsexperimenten über einen weiten Bereich von Anregungsenergien untersucht.

Eine andere Möglichkeit der kollektiven Kernanregung beschränkte sich bisher auf Riesenresonanzen im Grundzustand. Dies ist die Anregung der Riesenresonanz durch *inelastische Streuung* hadronischer Teilchen und stellt ein wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung von Riesenresonanzen dar. Zu diesem Zweck lassen sich Protonen, α -Teilchen und schwerere Ionen wie z.B. ^{16}O einsetzen [Bee89]. Die Riesenresonanz wird durch die gleichzeitige Detektion des gestreuten Projektils und eines Photons aus dem Zerfall der Resonanz gemessen.

In *M. Thoennessens et al.* Experiment [Tho91] wurde erstmals gezeigt, daß es durch inelastische Streuung möglich ist, die GDR in angeregten Zuständen zu erzeugen. Die Methode der inelastischen Streuung wurde nun in diesem Experiment eingesetzt, um die Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen des ^{120}Sn zu untersuchen.

ANREGUNG DURCH INELASTISCHE ALPHASTREUUNG

In diesem Experiment wurde die Dipolriesenresonanz durch inelastische Streuung von α -Teilchen angeregt. Durch die inelastische α -Streuung wird ein geringerer Drehimpuls auf das Target übertragen, als es in Schwerionen-Fusionsreaktionen möglich ist. Während ein Sn-Compoundkern, der aus einer Fusionsreaktion hervorgeht, einen Drehimpuls von bis zu $50\text{--}60\hbar$ haben kann [Bra89], ist der maximale Drehimpulsübertrag auf den Sn-Targetkern bei inelastischer α -Streuung und vergleichbarer Anregungsenergie auf etwa $20\hbar$ beschränkt. Dieser Umstand ermöglicht es, die Entwicklung der Resonanzbreite als Funktion der Anregungsenergie mit einem weitaus geringeren Einfluß des Drehimpulses zu studieren.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode bei der Untersuchung von Dipolriesenresonanzen in angeregten Zuständen liegt darin, daß mit einer Strahlenergie ein weiter Bereich von Anregungsenergien durch die inelastische Streuung abgedeckt wird. Indem nämlich in der Koinzidenz von gestreuten α -Teilchen und vom angeregten Targetkern emittierten γ -Quanten eine Bedingung an die Energie des α -Teilchens gestellt wird, lassen sich Reaktionen selektieren, bei denen das Target mit einer bestimmten Energie angeregt wurde.

In Fusionsexperimenten ist zudem der gebildete Compoundkern typischerweise wegen eines Überschusses an Protonen nicht stabil, und es ist schwierig, die gemessenen GDR-Parameter mit Daten der Grundzustands-Resonanz zu vergleichen. Geht man zur Anregung durch inelastische Streuung über, dann kann man als Target einen stabilen Kern verwenden, für den die GDR im Grundzustand bereits untersucht wurde.

Die Grundzustands-GDR kann durch inelastische α -Streuung nicht angeregt werden, da das α -Teilchen einen Isospin $T=0$ hat und die elektrische Dipolriesenresonanz eine isovektorielle Resonanz mit $\Delta T=1$ ist. Der Isospin ist in schweren Kernen allerdings nur für den Grundzustand oder niedrigliegende angeregte Zustände eine gute Quantenzahl. In höheren angeregten Zuständen ist dies nicht mehr erfüllt, es tritt eine Mischung der Isospins auf (*Isospin-Mixing*), die es nun ermöglicht, die isovektorielle Dipolresonanz anzuregen [Won90].

Neben der inelastischen Streuung bestehen jedoch noch andere Möglichkeiten, wie das Projektil mit dem Target reagieren kann. Ein großer Teil von α -Teilchen wird durch elastische Streuung lediglich abgelenkt und führt zu keiner Anregung des Kerns. Eine Anregung des α -Teilchens im Streuprozeß, die einen Teil der Energie aufnehmen würde, ist ausgeschlossen, da für ${}^4\text{He}$ kein gebundener angeregter Zustand existiert. In einem solchen Fall ließe sich also kein α -Teilchen detektieren. Problematischer ist es, wenn das α -Teilchen mit

Nukleonen des Targets reagiert und diese den Targetkern mit einem Anteil der Energie verlassen, denn dann läßt sich durch Messung des Energieverlustes des α -Projektils nicht auf die Anregung des Targets zurückschließen. Diese Konkurrenzprozesse zur inelastischen α -Streuung werden als *Knock-out*- beziehungsweise *Pick-up-Reaktion* bezeichnet.

Beim Knock-out wird durch den Aufprall des Projektils ein Nukleon aus dem Targetkern herausgeschlagen. Neben der Anregung des Targets geht nun außerdem Energie des α -Teilchens in die Separation des Nukleons und dessen kinetische Energie.

Im Falle der Pick-up-Reaktion (oder auch *pick-up decay*) nimmt das Projektil ein Nukleon des Targets auf, es bildet sich ${}^5\text{Li}$ (Proton-pick-up) oder ${}^5\text{He}$ (Neutron-pick-up). Diese Kerne sind instabil und zerfallen in kürzester Zeit, man erhält am Ende also auch wieder das α -Teilchen plus einem Proton oder Neutron und die Energiebilanz ist die gleiche wie beim Knock-out.

Diese Konkurrenzprozesse haben jedoch einen um ein bis zwei Größenordnungen geringeren Wirkungsquerschnitt als die inelastische α -Streuung. Im Abschnitt 4.2 wird auf diese Frage näher eingegangen.

Kapitel 2

Das Experiment

Das Experiment *Giant Dipole Resonances Built on Highly Excited States via Inelastic Scattering*, so der Titel, wurde im November 1993 am National Superconducting Cyclotron Laboratory durchgeführt. Durch inelastische α -Streuung wurde in ^{120}Sn die Dipolriesenresonanzen angeregt. Zur Beschleunigung der α -Teilchen wurde das K1200-Zyklotron¹ verwendet. Es wurden zwei Detektorsysteme eingesetzt, eines zur Detektion der hochenergetischen γ -Strahlung, die vom Zerfall der GDR stammt, und eines, das die inelastisch gestreuten α -Teilchen und andere leichte Teilchen detektierte. γ -Quanten wurden in Koinkidenz mit α -Teilchen und anderen leichten Fragmenten gemessen.

2.1 Detektorsysteme

DWARF-BALL/-WALL DETEKTORARRAY

Zur Detektion von α -Teilchen und leichten Fragmenten wurde das *Dwarf-Ball/Dwarf-Wall-Detektorarray* der *Washington University, St. Louis*, eingesetzt [Str90]. Dies ist ein 4π -Multidetektor zur Spektroskopie leichter geladener Teilchen, der aus Cäsium-Jodid(Tl) Detektoren besteht. Cäsium-Jodid besitzt zwei verschiedene Abklingkomponenten, deren eine Komponente hier mit *slow*² bezeichnet wird und eine von der Teilchenart abhängige Abklingzeit von 0.3–

¹K=1200 ist ein Maschinenparameter dieses Zyklotrons und legt die maximale pro Nukleon erreichbare Energie fest; dieses Zyklotron kann Protonen mit maximal 1200 MeV beschleunigen.

²Daß die Bezeichnung *slow* für die schneller abklingende Komponente des CsJ-Kristalls verwendet wird, hat seinen Grund darin, daß der Dwarf-Array auch mit Fronten aus noch schnellerem Plastik-Szintillator bestückt werden kann (Phoswich-Bauweise). Dessen Signal wird dann mit *fast* bezeichnet.

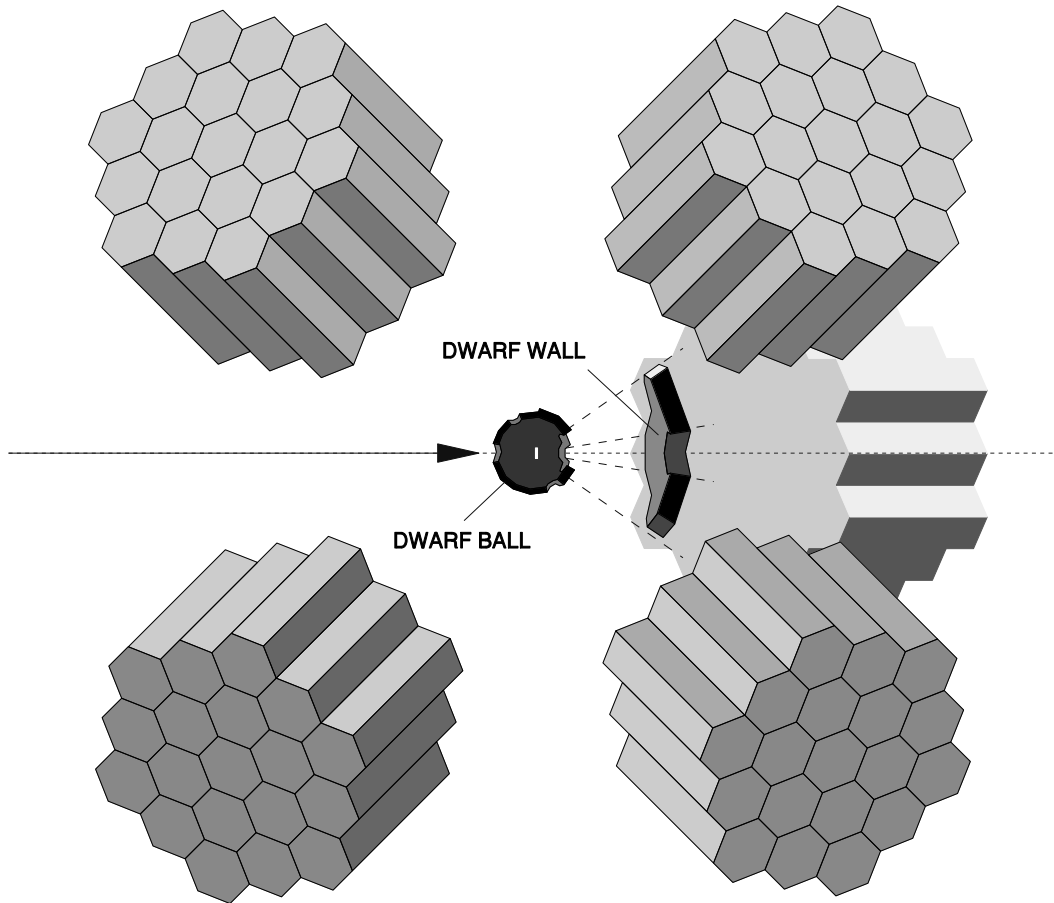


Abbildung 2.1: Anordnung der Detektoren, schematische Darstellung. Das Target ist von dem Dwarf-Ball/-Wall 4π -Detektorarray umschlossen (im Schnitt dargestellt), welches sich innerhalb einer Streukammer befindet. Die BaF_2 -Detektoren sind auf fünf Positionen außerhalb der Streukammer verteilt.

Reaktion	$^{120}\text{Sn}(\alpha, \alpha')^{120}\text{Sn}^*$
Beschleuniger	supraleitendes Zyklotron K1200
Strahl	$^4\text{He}^{2+}$; 160 & 200 MeV
Zyklotron-Frequenz	14.86 MHz
Strahlpuls-Periode	75 ns bzw. 67 ns
Target	16.8 mg/cm ² ^{120}Sn
Nachweis von α -Teilchen und leichten Fragmenten	99 CsJ-Detektoren in einem 4π -Array
γ -Nachweis	95 BaF ₂ -Detektoren

Tabelle 2.1: *Elemente des Experimentes*

1.0 μs hat. Die andere Komponente (*tail*) hat eine Abklingzeit von 7.0 μs , unabhängig von der Art des Teilchens, wodurch über eine Pulsform-Analyse eine Teilchenidentifikation und die Trennung von p, d, t, ^3He , und α -Teilchen erreicht wird. Dieser Schritt der Analyse wird detailliert in Abschnitt 3.1 beschrieben.

Der Dwarf-Ball enthält 64 Detektoren, die einen Winkelbereich von etwa 35° – 168° abdecken. Sie umgeben das Target kugelförmig mit einem inneren Radius von 41.5 mm. Die Dicke der einzelnen Kristalle variiert dabei von 8 mm bis 4 mm, mit den dickeren Kristallen in Vorwärtswinkeln.

In Richtung kleiner Streuwinkel fügt sich die Dwarf-Wall (Abbildung 2.2) in die Geometrie des Dwarf-Balls ein und ist in einem Abstand von 130 mm vom Target positioniert. Sie deckt den Winkelbereich von 4° – 35° ab, so daß in der Kombination von Dwarf-Ball und -Wall der gesamte geometrische Raumwinkel von 4π umschlossen ist, bis auf die Öffnungen für den Strahl, für die Targethalterung und eine Beobachtungsöffnung. Durch die zurückgesetzte Anordnung der Dwarf-Wall wird eine höhere Segmentierung und dadurch verbesserte Auflösung bei kleinen Streuwinkeln erzielt. Die CsJ-Szintillatoren der Wall haben eine Dicke von 20 mm.

Damit die Detektoren nicht den Großteil der elastisch gestreuten α -Teilchen detektieren, die im Streifwinkel (*grazing angle*) von 4.2° (Laborsystem) gestreut werden, ist in dem vorliegenden Experiment der kleinste Ring der Dwarf-Wall entfernt worden. Insgesamt erstreckt sich die Abdeckung der Streuwinkel damit von etwa 9° bis 168° .

Die Signale der Dwarf-Wall-Detektoren gehen in die Koinzidenz-Bedingung

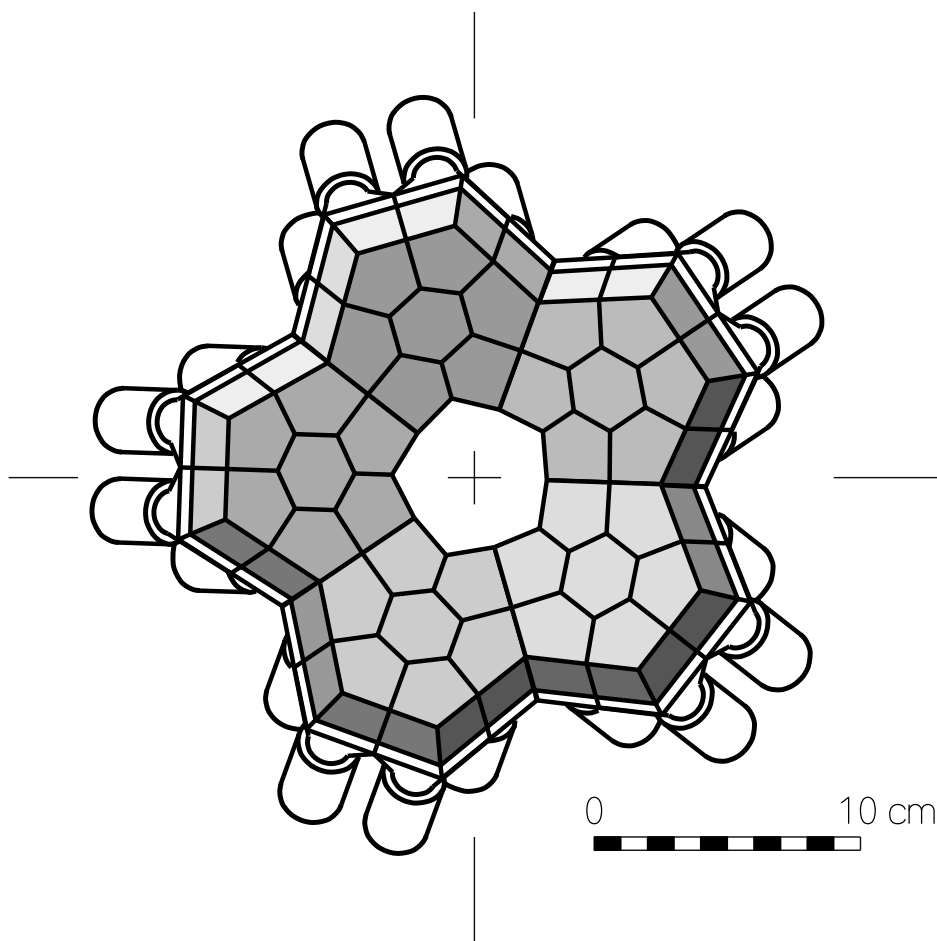


Abbildung 2.2: Dwarf-Wall, Frontansicht. In dieser Darstellung sind die CsJ-Kristalle schattiert, dahinter sind die Lichtleiter und die Photomultiplier zu erkennen. Der kleinste Ring ist nicht gezeigt, entsprechend dem Aufbau für dieses Experiment.

ein und werden eingesetzt, um die Spektren der inelastisch gestreuten α -Teilchen aufzunehmen. Der Dwarf-Ball wird zur Detektion von leichten Fragmenten, die neben der inelastischen Streuung auftreten können, verwendet.

GAMMA-DETEKTOREN

Das zweite Detektorsystem dient dem Nachweis der emittierten γ -Quanten, insbesondere der hochenergetischen γ -Strahlung aus dem Zerfall der Dipolresonanz. Es besteht aus 95 hexagonalen BaF_2 -Szintillationsdetektoren, von denen, zusätzlich zu den 19 am NSCL vorhandenen Detektoren, 76 vom *Oak Ridge National Laboratory* zur Verfügung gestellt wurden. Die BaF_2 -Kristalle haben eine Länge von 20 cm, und der einbeschriebene Durchmesser beträgt 6.5 cm (ORNL-Detektoren), beziehungsweise 25 cm \times 6 cm für die NSCL-Detektoren.

Barium-Fluorid hat aufgrund der hohen Ordnungszahl eine große Nachweiseffizienz pro Volumeneinheit und besitzt zudem eine sehr gute Zeitauflösung. Der BaF_2 -Kristall hat eine schnelle Komponente mit einer Abklingzeit von 0.6 ns und eine langsame Komponente mit 620 ns Abklingzeit. Die schnelle Komponente ist kurzweilig (220 nm) und bedarf Photomultiplier mit einer Empfindlichkeit nahe des Ultravioletts. Aufgrund der hohen Nachweiseffizienz ist dieses Material ideal für die Detektion hochenergetischer γ -Strahlung. Über Reaktionen wie $(n, n'\gamma)$ oder $(n, 2n\gamma)$ werden in den Kristallen auch Neutronen nachgewiesen, die gute Zeitauflösung erlaubt jedoch bei ausreichendem Abstand der Detektoren vom Target die Trennung von Neutronen und γ -Quanten über eine Flugzeit-Messung.

ANORDNUNG DER DETEKTOREN

Das Dwarf-Ball/-Wall Detektorsystem ist zusammen mit dem Target innerhalb einer evakuierten Streukammer untergebracht. Die Streukammer besitzt eine Schleuse, die mit der Targethalterung kombiniert ist, so daß das Target gewechselt werden kann, während die Kammer evakuiert ist. Ein Beobachtungsfenster gestattet den Blick durch die Öffnung des Dwarf-Ball auf einen Szintillator zur Strahlfokussierung.

Die BaF_2 -Detektoren sind in fünf dicht gepackten Gruppen zu neunzehn Detektoren unterteilt, die auf verschiedenen Positionen im Abstand von jeweils etwa 50 cm zum Target außerhalb der Streukammer angeordnet sind. Dieser Abstand ist ausreichend, um Neutronen und γ -Quanten zeitlich trennen zu können. Die fünf Positionen befinden sich in Streuwinkeln von 59° (zwei Grup-

pen), 66° (eine Gruppe) und 118° (zwei Gruppen), bezogen auf das Zentrum jeder Detektorgruppe. In dieser Anordnung decken die Detektoren ungefähr 10% des gesamten Raumwinkels ab. Abbildung 2.1 gibt eine Übersicht über die Anordnung der verschiedenen Detektoren.

Der auslaufende Strahl wurde in einer abgeschirmten Faraday-Cup gestoppt, mit der die Strahlstromstärke überwacht wurde.

2.2 Elektronik

Ein schematisches Blockdiagramm der Elektronik beider Detektorsysteme ist in Abbildung 2.3 wiedergegeben. Weitere Details zur Elektronik der Dwarf-Ball/-Wall-Detektoren finden sich zudem in Artikel [Str90].

Die Elektronik ist auf Modulen im NIM-Standard aufgebaut, der Anschluß zum Datenerfassungssystem erfolgt über CAMAC-Module.

DWARF-ELEKTRONIK

Die Signale der CsJ-Detektoren werden zunächst um einen variablen Verstärkungsfaktor verstärkt (LeCroy Verstärker 612AM), um die Signalamplituden der Einzeldetektoren aufeinander abzugleichen, und in Gruppen von jeweils bis zu 16 Detektoren unterteilt, da die Elektronik-Module über maximal 16 Kanäle verfügen. Die Signale werden dann in einen Logik- und einen Analog-Zweig aufgeteilt.

Im Logik-Zweig wird durch einen *Leading-Edge-Diskriminator* das logische Oder (OR) von jeweils einer Gruppe von Detektoren (bis zu 16 Stück) gebildet, das als Trigger für Gates der *Analog-to-Digital-Converter* (ADC) dient. Eine dieser Detektorgruppen umfaßt alle Wall-Detektoren, deren OR für den Dwarf-Singles- und den Koinzidenz-Trigger der *Trigger-Box* verwendet wird. Die Funktion der Trigger-Box wird im folgenden Abschnitt erläutert (Seite 24).

Über den 16-fach Ausgang des Diskriminators erhält, mit zwischengeschaltetem Verzögerer, ein *Time-to-Digital-Converter* (TDC) ein individuelles Stop-Signal von jedem Dwarf-Detektor. Gestartet wird die Zeitmessung des TDC über das Zyklotron-Frequenz-Signal (*Cyclotron Radio Frequency Signal*, oder kurz *RF*), das die zeitliche Lage jedes Strahlpulses festlegt, sobald durch das *Mastergate* ein Ereignis angezeigt wird. Dieser TDC gibt somit die Zeitlage jedes Detektors, der in einem Ereignis ein Signal abgab, relativ zum Strahlpuls an (RF- α -Zeit).

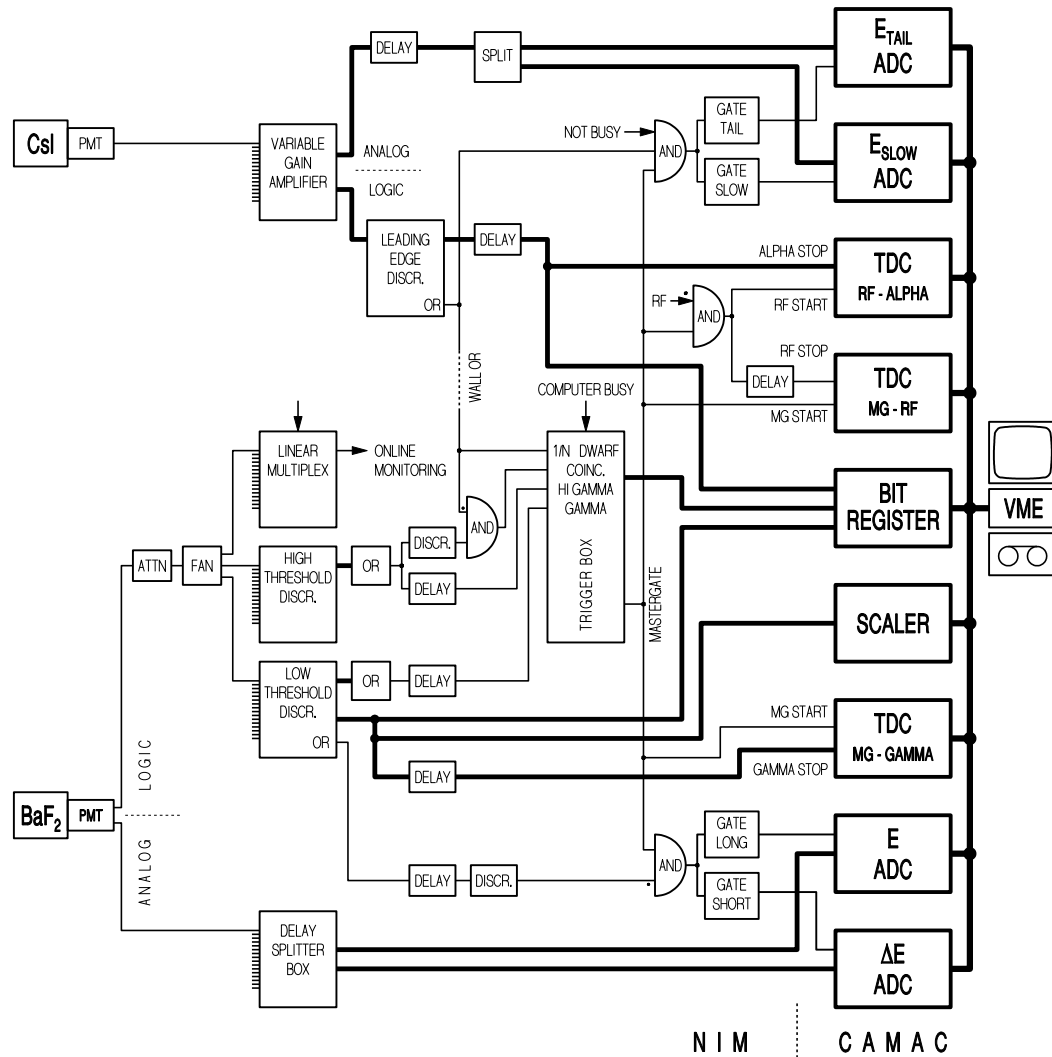


Abbildung 2.3: Blockdiagramm der Elektronik. In der oberen Hälfte des Diagramms ist der für die Dwarf-Detektoren zuständige Teil der Elektronik dargestellt. Die 99 Detektoren werden durch sieben Gruppen von 16-Kanal-Modulen ausgelesen, gezeigt ist nur jeweils ein Gruppe. Der untere Teil bezieht sich auf die BaF_2 -Detektoren, auch hier sind für die 95 Detektoren sieben Gruppen von Modulen vorhanden. Breite Linien stellen 16-fach-Leitungen dar.

Das verzögerte Signal des Diskriminators geht außerdem noch an ein *Bit-Register-Modul*, das ein digitales Bit-Muster mit der Information, welche der Detektoren in einem Ereignis Signale abgaben, erzeugt. Diese Information wird von dem Bit-Register-Modul an den Rechner geleitet.

In dem Analog-Zweig werden die Signale verzögert und auf zwei ADC-Module (LeCroy FERA 4300) aufgeteilt. FERA-Module sind ladungsintegrierende ADC. Das erste FERA-Modul bekommt ein 400 ns breites Gate (*Slow-Gate*). In diesem ADC wird somit über die von der Teilchenart abhängige kurze Komponente des CsJ-Signals integriert. Das zweite FERA-Modul integriert über ein 1.5 μ s langes Gate (*Tail-Gate*), das um 1.5 μ s verzögert liegt und somit einen Wert für die lange, teilchenunabhängige Komponente des CsJ-Signals liefert. Über das Verhältnis dieser beiden Signale läßt sich in der Datenanalyse die Teilchenart identifizieren (siehe Abschnitt 3.1).

BARIUMFLUORID-ELEKTRONIK

Die BaF₂-Kristalle sind mit Photomultipliern mit jeweils zwei Anodenanschlüssen bestückt oder haben einen Splitter, so daß in jedem Fall zwei Signalausgänge vorliegen. Einer dieser Ausgänge führt in den Analog-Zweig der Elektronik, der andere in den Logik-Zweig.

Im Logik-Zweig wird die Signalamplitude zunächst durch einen Abschwächer reduziert, wodurch das Verhältnis der beiden Signalkomponenten in allen Detektoren auf einen gemeinsamen Wert abgeglichen werden kann.

Dann folgt ein linearer Fan-Out, der drei Ausgänge hat. Der erste dieser Ausgänge ist mit einem linearen Multiplex-Modul verbunden. Dieses Multiplex-Modul kann über CAMAC-Befehle angesprochen werden und verbindet eines der Detektorsignale mit einem Anschluß im Kontrollraum, über den mit einem Oszilloskop das Signal geprüft werden kann.

Der zweite Ausgang des Fan-Outs geht zu einem *Leading-Edge-Diskriminator* (LeCroy 4413), der auf einen hohen Schwellenwert entsprechend ca. 5 MeV eingestellt wurde. Die Signale aller Detektoren sind auf sieben Diskriminatoren mit jeweils 16 Kanälen verteilt. Zwei Logic-OR Module mit jeweils vier 16-fach Eingängen und ein OR, das deren Ausgänge verknüpft, sind nachgeschaltet, so daß man ein OR aller Detektorsignale mit einem Puls, der einer Energie über 5 MeV entspricht, erhält. Dieses wird verzögert (100 ns) und geht in die Trigger-Box als Trigger für hochenergetische γ -Quanten.

In der *Trigger-Box* laufen die Trigger für die verschiedenen Ereignistypen zusammen, der Trigger für hochenergetische γ -Quanten ist nur einer davon, weitere werden im folgenden erläutert. An jedem Eingang der Trigger-

Box ist ein 1/N-Glied vorhanden, mit dem die Möglichkeit besteht, entweder nur jedes N-te Ereignis passieren zu lassen oder den Eingang ganz abzuschalten. Aus dem logischen Oder aller Ereignistypen erzeugt die Trigger Box das *Master-Gate*, das zum einen als Startsignal der Zeitmessungen dient, zum anderen die zeitliche Lage der Integrationsgates für die ADC-Module festlegt und darüberhinaus als Triggersignal gegenüber dem Datenaufnahmesystem die Datenauslese initiiert. Neben den Eingängen für die Ereignis-Trigger ist auch ein *Computer-Busy-Eingang* vorhanden, der die Auslösung des Mastergates verhindert, solange das Datenaufnahmesystem ein vorhergehendes Ereignis verarbeitet. Das Mastergate ist auf eine Länge von 250 ns eingestellt. Die Information über die verschiedenen Ereignistrigger, die registriert wurden, wird an ein Bit-Register-Modul weitergegeben, welches an das Datenerfassungssystem angeschlossen ist. So kann in der Datenauswertung jedem Ereignis anhand des charakteristischen Bitmusters ein Ereignistyp zugeordnet werden.

Ein weiterer Ereignis-Trigger wird von dem OR der Dwarf-Wall-Detektoren geliefert, dies ist der *Dwarf-Singles-Trigger*. Von diesen Ereignissen wird nur jedes 200. Signal registriert (bei den Messungen mit der niedrigeren Strahlenergie jedes 400. Signal).

Das OR-Signal der BaF₂-Detektoren, in denen ein hochenergetisches γ -Quant registriert wurde, wird auf 250 ns aufgeweitet und zusammen mit dem kurzen OR-Signal der Dwarf-Wall Detektoren in ein AND-Gatter gegeben. Dieses erzeugt den *Koinzidenz-Trigger* für die Trigger-Box und damit für das Mastergate. Durch den hohen Schwellenwert, der an dem Diskriminator der BaF₂-Detektoren eingestellt ist, wird der Koinzidenz-Trigger nur bei den seltenen hochenergetischen γ -Quanten aus einem GDR-Zerfall ausgelöst, womit der niederenergetische Untergrund der γ -Strahlung unterdrückt wird. Die zeitliche Lage des Mastergates wird beim Koinzidenz-Trigger durch das kurze Dwarf-Wall-OR-Signal bestimmt.

Der dritte Ausgang des Fan-Outs ist an weitere Leading-Edge-Diskriminatoren angeschlossen, diesmal ist ein niedriger Schwellenwert von 250 keV eingestellt. Über zwei Logik-OR und ein OR-Modul wird wie bei den Diskriminatoren mit hohem Schwellenwert ein OR aller Detektoren gebildet. Dieses wird verzögert (110 ns) und an die Trigger-Box als *γ -Singles-Trigger* gegeben. Der γ -Singles-Trigger wird ausgelöst, sobald mindestens ein BaF₂-Detektor ein Signal oberhalb des niedrigen Schwellenwertes hatte und wurde für die Kalibrations-Messungen verwendet.

Außerdem ist jeder der Diskriminatorkanäle mit dem CAMAC-Bit-Register-Modul verbunden, das damit angibt, welche der 95 BaF₂-Detektoren

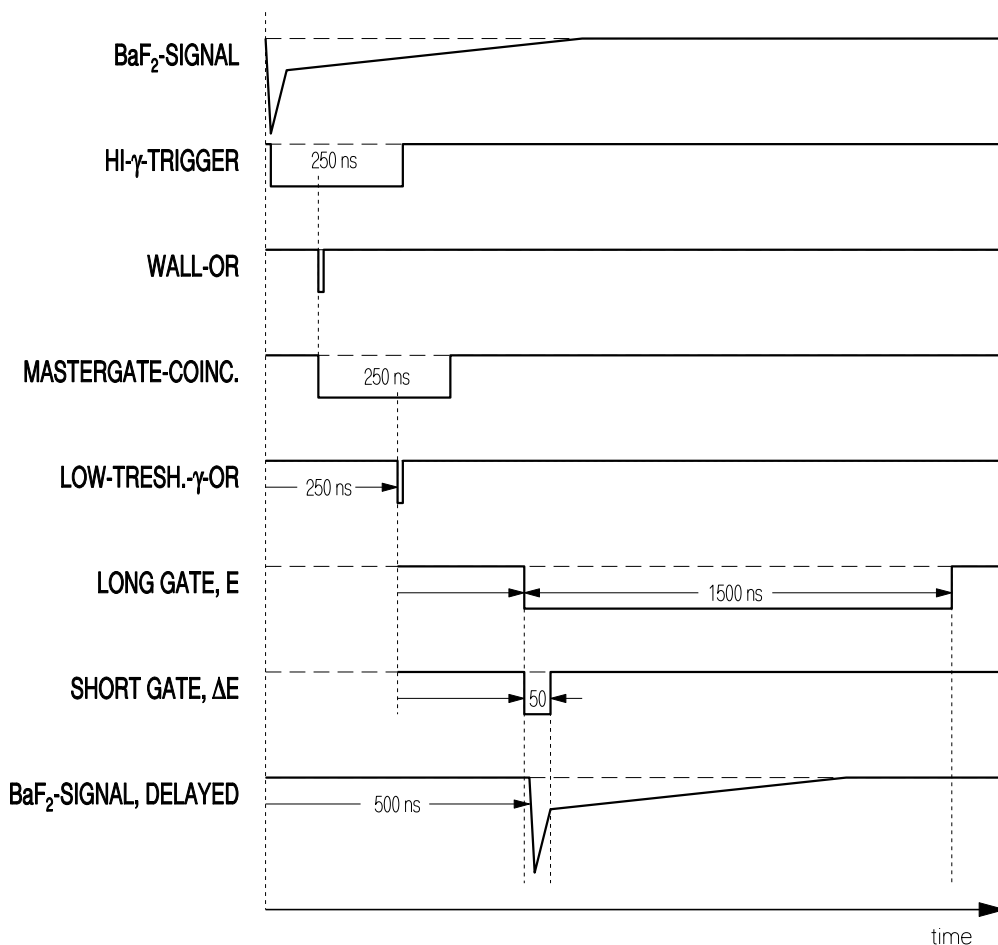


Abbildung 2.4: Schematisches Zeitdiagramm für die Messung mit Koinzidenz-Trigger. Dargestellt ist die zeitliche Lage von analogen und logischen Signalen. Ganz oben ist das BaF_2 -Signal angedeutet, darunter der $\text{Hi-}\gamma$ -Trigger, der dadurch ausgelöst wird. Das AND von $\text{Hi-}\gamma$ -Trigger und Wall-OR -Signal startet das Mastergate. Das AND von Mastergate und $\text{Low-Threshold-}\gamma$ -OR (γ -Quanten mit niedrigem Schwellenwert) steuert die Gate-Generatoren, die zeitlich verzögert das Long- und das Short-Gate erzeugen. Das analoge BaF_2 -Signal wird um 500 ns verzögert, um in die Gates zu fallen.

in einem Ereignis Signale oberhalb des niedrigen Schwellenwertes erzeugten. Parallel zum Bit-Register angeschlossen sind Scaler zur On-line-Überwachung der Zählraten sowie ein CAMAC-Verzögerungs-Modul, über das das logische Signal eines jeweils ansprechenden BaF_2 -Detektors als Stop-Signal an einen TDC geleitet wird. Ein gemeinsames Start-Signal wird vom Mastergate geliefert, das ja die zeitliche Lage des α -Triggers (Dwarf-Wall-OR) hat. Damit man die Zeitlage der BaF_2 -Detektoren relativ zum Strahlpuls ermitteln kann, wurde darüberhinaus auch die Mastergate-RF-Zeit über einen weiteren TDC aufgenommen.

Der Diskriminator mit niedrigem Schwellenwert besitzt neben dem 16-fach Ausgang zusätzlich einen Ausgang, der das OR jener Detektoren enthält, die an diesen Diskriminator angeschlossen sind. Dieses Signal wird zur Erzeugung der Integrationsgates für die ladungsintegrierenden ADC-Module verwendet, die die in den BaF_2 -Detektoren registrierten Energien digitalisieren. Das Signal wird dazu um 250 ns verzögert und durchläuft einen Diskriminator, der eine Signalbreite von 10 ns erzeugt. Dann folgt eine Verknüpfung mit dem Mastergate über ein AND-Gatter. Der Ausgang des AND-Gatters wird an zwei Gate-Generatoren verteilt, die Gates von verschiedener Länge erzeugen. Ein kurzes Gate von 50 ns Länge (*Short-Gate*) geht an das ΔE -ADC-Modul, das damit über die schnelle Komponente des BaF_2 -Signals integriert. Ein Gate mit 1.5 μs Länge (*Long-Gate*) läßt das E -ADC-Modul über das gesamte Signal integrieren und liefert die totale Energie, die im Detektor detektiert wurde (siehe Abbildung 2.4). Über ein ΔE - E -Diagramm kann dann eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden.

Die ADC-Module stehen am Ende des Analog-Zweiges. Für den Analog-Zweig werden die Detektor-Signale nicht abgeschwächt, sie sind direkt mit der *Delay-Splitter-Box* verbunden, die zwei Aufgaben erfüllt: die 16 Eingänge dieses Moduls werden mit zwei 16-fach Leitungen verbunden und die Signale um 500 ns verzögert. Die Verzögerung der Analog-Signale ist notwendig, um eine Verknüpfung mit dem Ende des Logik-Zweiges (Mastergate) zu ermöglichen. Die Ausgänge der Delay-Splitter-Box gehen jeweils an einen ΔE -ADC und einen E -ADC vom Typ LeCroy FERA 4300B.

Sämtliche CAMAC-Module, die am Ende der logischen und analogen Elektronikzweige stehen, geben die digitalisierten Daten an das VME-basierte Datenerfassungssystem weiter, an das ein Rechner zur On-line-Überwachung und -Analyse sowie die Aufzeichnung der Daten auf 8 mm Magnetband-Kassetten angeschlossen sind.

2.3 Durchführung der Messung

Für die Durchführung dieses Experimentes wurden 216 Stunden Strahlzeit des K1200-Zyklotrons bewilligt. Zunächst wurden die Messungen bei einer Strahlenergie von 50 A·MeV durchgeführt. Nach dem Einstellen der Elektronik wurden etwa 80 Stunden Koinzidenzen von BaF₂-Detektoren mit Dwarf-Wall-Detektoren (Koinzidenz-Trigger) und gleichzeitig Ereignisse in den Dwarf-Ball/-Wall-Detektoren ohne Koinzidenzbedingung (Dwarf-Singles-Trigger) aufgezeichnet. Für die zweite Hälfte der Strahlzeit wurde eine Strahlenergie von 40 A·MeV verwendet. Mit der niedrigen Strahlenergie wurden etwa 50 Stunden Daten mit dem Koinzidenz- und dem Dwarf-Singles-Trigger aufgezeichnet. Zwischen den Messungen mit 50 A·MeV-Strahl und den Messungen mit 40 A·MeV-Strahl wurden Kalibrierungen vorgenommen, die im folgenden Abschnitt erläutert werden. Weitere Kalibrierungen wurden außerdem am Ende der Strahlzeit durchgeführt.

KALIBRIERUNG

Zur Kalibrierung der 35 Dwarf-Wall Detektoren wurde der α -Strahl des Zyklotrons auf sieben verschiedene Energien von etwa 15 bis 50 A·MeV abgebremst und an einem Blei-Target (27.8 mg/cm² ²⁰⁸Pb) elastisch gestreut. Die Energien der gestreuten α -Teilchen lagen bei 61, 87, 110, 139, 160, 177 und 200 MeV. Die Ball-Detektoren können mit dieser Methode nicht geeicht werden, weil für sie die Streuwinkel der elastischen Streuung zu klein sind. Da die Ball-Detektoren jedoch nicht dazu verwendet wurden, α -Energiespektren aufzunehmen, war eine Energieeichung dieser Detektoren nicht unbedingt notwendig.

Die BaF₂-Detektoren wurden mit radioaktiven γ -Quellen geeicht, zu diesem Zweck wurde ²⁰⁷Bi, PuBe sowie ²²⁸Th verwendet, die charakteristischen Energien sind in Tabelle 2.2 wiedergegeben. Bei der Plutonium-Berillium-Quelle handelt es sich um eine Mischquelle, in der das Plutonium unter Abgabe eines α -Teilchens zerfällt, welches dann mit dem Berillium zu einem angeregten Zustand des ¹²C fusioniert. Dieser Zustand zerfällt schließlich unter Abgabe eines 4.4 MeV γ -Quants.

Um einen Eichpunkt im Bereich der hochenergetischen γ -Strahlung vom Zerfall der GDR zu erhalten, wurde bei abgeschalteten Dwarf-Detektoren ein 40 A·MeV α -Strahl auf ein 1 mm dickes Kohlenstoff-Target gerichtet, was in der Reaktion ¹²C(α , α')¹²C* eine 15.1 MeV γ -Linie vom Zerfall des angeregten Kohlenstoffs erzeugt. Die Energie, die dieses γ -Quant in dem Kristall deponiert, wurde mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm GEANT [Bru86]

<i>Quelle</i>	<i>Eichlinien (MeV)</i>
kosmische Strahlung	44.100
$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}^*$	14.460
PuBe	4.439
PuBe	3.928 ^a
^{228}Th	2.615
^{207}Bi	1.063
^{207}Bi	0.569

^asingle escape peak

Tabelle 2.2: *Bariumfluorid-Kalibrierung*

berechnet und ist in der Tabelle 2.2 angegeben.

Ein weiterer Eichpunkt für die γ -Detektoren stammt von kosmischer Strahlung. Dazu wurde mittels GEANT berechnet, welche Energie kosmische Myonen in dem BaF_2 -Kristall deponieren. Aufgrund der hohen Energie der Myonen von einigen hundert MeV ändert sich der Energieverlust im Detektor nicht für verschiedene Myon-Energien. Da die deponierte Energie allerdings von der Geometrie der Detektoren und ihrer Anordnung relativ zur Richtung der kosmischen Strahlung abhängt, wurden alle Detektorgruppen für diese Messung in horizontale Lage geschwenkt, um der Simulation zu entsprechen. Ferner wurde der Schwellenwert der Diskriminatoren erhöht. Die Messung ergibt einen breiten γ -Peak, der bei 44.1 MeV liegt.

Spektren zur Zeitkalibrierung wurden aufgenommen, indem ein Zeitpulser, der Pulse in definiertem Zeitabstand abgab, an die TDC-Module der BaF_2 -Detektoren und der Dwarf-Detektoren angeschlossen wurde.

Kapitel 3

Die Datenauswertung

In der dem Experiment folgenden Datenauswertung wurden Eichkurven für die Detektorkalibration erstellt, und eine Teilchenidentifikation wurde vorgenommen. Danach wurden die Daten in ein anderes Format umgeschrieben, wobei aufgrund der Teilchenidentifikation alle relevanten Ereignisse ausgefiltert werden konnten. Am Ende dieses Prozesses standen die extrahierten α - und γ -Spektren, die dann zur weiteren Analyse verfügbar waren.

3.1 Aufbereitung der Daten

EICHUNG DER BARIUMFLUORID-DETEKTOREN

Um Eichkurven für die Energiesignale der BaF₂-Detektoren zu erstellen, wurden aus den Kalibrationsmessungen die ADC-Kanalnummern der Linien-schwerpunkte der verschiedenen γ -Quellen durch Anpassung von Gaußfunktionen bestimmt. Die verwendeten Quellen und deren γ -Linien sind in Tabelle 2.2 im vorhergehenden Kapitel wiedergegeben. Da die Spektren aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}^*$, die eine 15.1 MeV γ -Linie im Zerfall des $^{12}\text{C}^*$ liefert, mit Neutronen verunreinigt waren, wurde für die Kalibrations-Spektren eine Abtrennung der Neutronen über zweidimensionale Gates im ΔE - E -Spektrum vorgenommen, in der späteren Auswertung wurden zur γ -Neutron-Trennung Energie-Flugzeit-Spektren verwendet (siehe dazu nachfolgenden Abschnitt).

Die Eichcharakteristik eines BaF₂-Detektors ist als Beispiel in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Eichkurven wurden mit einem Polynom zweites Grades angepaßt, die quadratischen Terme sind jedoch im allgemeinen klein.

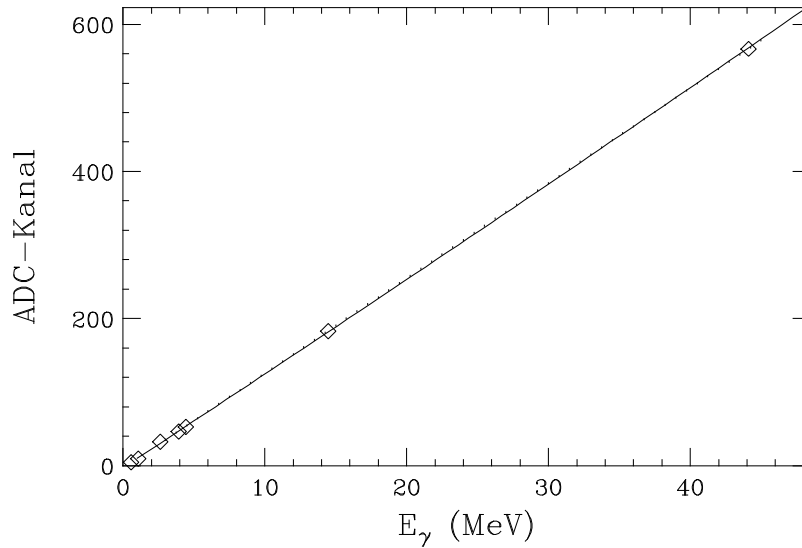


Abbildung 3.1: *Typische Eichkurve eines BaF_2 -Detektors. Die Eichpunkte stammen aus den γ -Übergängen der Quellen ^{207}Bi , ^{228}Th , PuBe , der 15.1 MeV Linie aus der Kohlenstoff-Reaktion sowie aus den Messungen der kosmischen Strahlung. Der quadratische Anteil der Eichcharakteristik und damit die Abweichung von einer Geraden (punktiert) ist gering.*

TRENNUNG VON NEUTRONEN UND GAMMAQUANTEN

Um die detektierten Neutronen von den γ -Quanten abtrennen zu können, wurden zweidimensionale Spektren erzeugt, in denen die γ -Energie gegen die Flugzeit aufgetragen wurde. In den eindimensionalen Flugzeitspektren sind γ -Quanten und Neutronen teilweise überlagert, deshalb konnte damit keine klare Trennung erreicht werden. In Abbildung 3.2 ist ein Energie-Zeit-Spektrum wiedergegeben, die Bereiche von γ -Quanten und später eintreffenden Neutronen sind hier deutlich getrennt.

Nachdem sich davon überzeugt worden war, daß die energieabhängige Zeitauflösung in allen Detektoren gleich war, wurden die γ -Peaks in den Zeitspektren auf eine willkürlich gewählte Lage ausgerichtet. Damit konnte für alle BaF_2 -Detektoren eine gemeinsame zweidimensionale Bedingung zur Neutron- γ -Trennung angewendet werden.

Bei der weiteren Analyse der BaF_2 -Daten wurden dann nur die Ereignisse verwendet, die innerhalb dieses γ -Gates lagen.

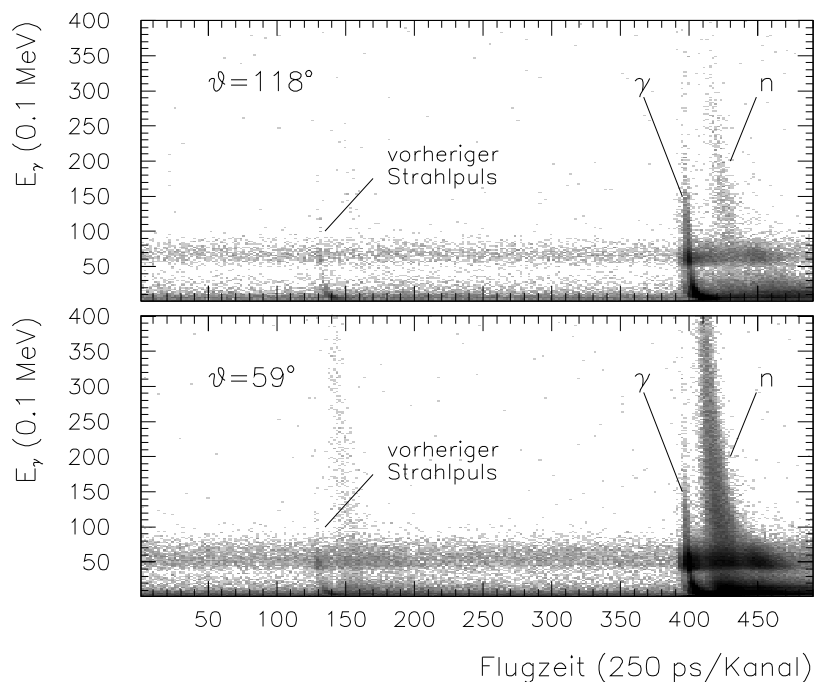


Abbildung 3.2: Energie-Zeit-Spektren der BaF_2 -Detektoren. Im oberen Diagramm ist das Spektrum der Detektoren in Rückwärtsrichtung (bei 118°) wiedergegeben. Der γ -Peak liegt im Zeit-Kanal 400, der Bereich der Neutronen liegt zeitlich später. Neutronen treten verstärkt in Vorwärtsrichtung auf, dies wird im unteren Diagramm deutlich, das von Detektoren im Streuwinkelbereich um 59° aufgenommen wurde. In beiden Spektren läßt sich im Zeitkanal 130 schwach der γ -Peak des vorhergehenden Strahlpulses erkennen. Diese Spektren stammen aus der Messung mit 200 MeV Strahlenergie.

TEILCHENIDENTIFIKATION IN DEN DWARF-SPEKTREN

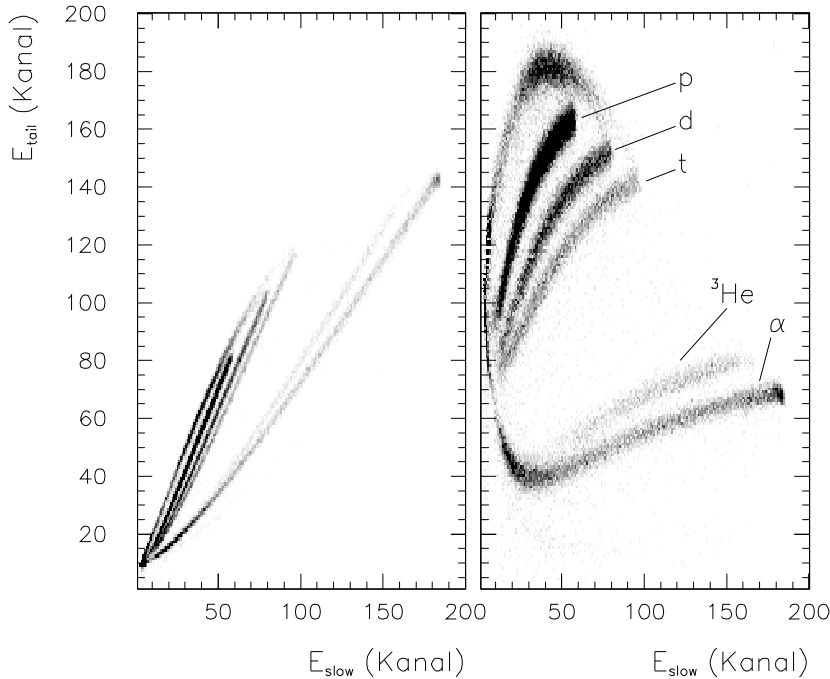


Abbildung 3.3: *Spektrum zur Teilchenidentifikation.* Wiedergegeben ist das zweidimensionale Spektrum eines Dwarf-Wall Detektors, in dem das E -tail-Signal gegen das E -slow-Signal aufgetragen ist (links). Rechts ist das gleiche Spektrum abgebildet, dieses wurde jedoch in der im Text beschriebenen Weise transformiert, wodurch der interessierende Bereich vergrößert dargestellt ist. Von unten nach oben gehören die Äste zu ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, Tritium, Deuteronen und Protonen. Der oberste Bogen stammt von Teilchen, die den Detektor durchdrangen und nicht die volle Energie deponierten.

Zur Teilchenidentifikation in den Spektren der CsJ-Detektoren der Dwarf-Ball/-Wall wurde eine *Pulsformanalyse* durchgeführt. Aufgrund der verschiedenen Integrationsbereiche, mit denen die ADC dieser Detektoren angesteuert wurden, liegen zwei Energiesignale zu jedem detektierten Teilchen vor, das E -slow- und das E -tail-Signal. Jedes dieser beiden Signale entspricht einer der Komponenten des CsJ-Signals, E -slow der kurzlebigen, teilchenartabhängigen, und E -tail der langen, teilchenartunabhängigen Komponente.

Trägt man die E -tail- und die E -slow-Komponenten in einem zweidimensionalen Spektrum gegeneinander auf, so verteilen sich die detektierten Signale

aufgrund der unterschiedlichen Signalamplituden im E -slow-Signal auf verschiedene Äste, je nach Teilchenart. In Abbildung 3.3 ist ein solches Spektrum wiedergegeben (linkes Teilbild), von unten nach oben sind die Äste von ^4He , ^3He , Tritium, Deuteron und Proton erkennbar.

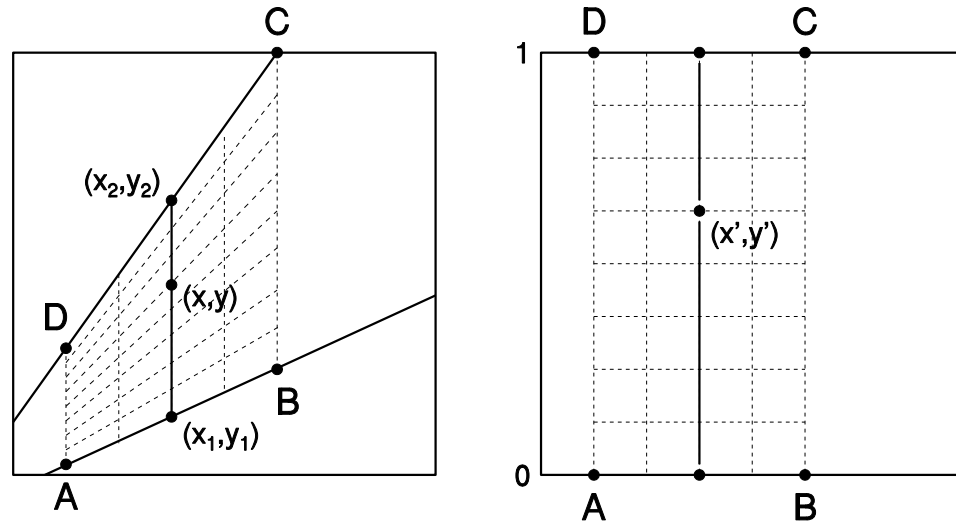


Abbildung 3.4: Transformation der Dwarf-Teilchenidentifikations-Spektren. Dargestellt ist die Transformation der zweidimensionalen Spektren in eine gestreckte Form. Links ist das ungestreckte Bild, rechts das entsprechende Bild nach der Streckung abgebildet (vergleiche mit Abbildung 3.3).

Um die Abgrenzung der Äste voneinander zu verbessern, wurden die zweidimensionalen Spektren in eine gestreckte Form transformiert (siehe Abbildung 3.4). Dazu wurde der interessierende Teil des Spektrums von zwei Geraden eingegrenzt, der Punkt (x_1, y_1) liege auf der unteren Begrenzung und (x_2, y_2) auf der oberen. Die Streckung wirkt nun lediglich auf die y -Komponente, so daß die beiden Linien untere und obere Grenzen des transformierten Spektrums sind. Ein Punkt (x, y) innerhalb der Begrenzungslinien transformiert sich wie folgt:

$$\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= (y - y_1)/(y_2 - y_1) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Das Ergebnis dieser Streckung ist in Abbildung 3.3 rechts wiedergegeben. Mit einer größeren Separation der verschiedenen Teilchen ist es einfacher, Teilchen-Gates einzuzeichnen.

In die transformierten Spektren zur Teilchenidentifikation aller 99 Detektoren des Dwarf-Detektorarrays wurden nun die Teilchengates für α -Teilchen, ${}^3\text{He}$, Tritium, Deuteronen und Protonen eingezeichnet. Dies gibt die Möglichkeit, in der Analyse neben α -Spektren auch die Spektren der leichten Reaktionsfragmente zu extrahieren.

EICHUNG DER DWARF-DETEKTOREN

Zur Energie-Eichung der CsJ-Dwarf-Detektoren standen die Daten aus der elastischen Streuung des abgebremsten α -Strahls an einem Blei-Target zur Verfügung. Aufgrund der vorgenommenen Teilchenidentifikation konnten die Kalibrations-Spektren vom Untergrund anderer Teilchen getrennt werden. Mit den Daten aus elastischer Streuung ist lediglich eine Eichung der Wall-Detektoren, die den Winkelbereich bis 35° abdecken, möglich. Die Detektoren des Dwarf-Ball blieben unkalibriert. Die Eichkurven für die Wall-Detektoren wurden in zweiter Ordnung an die Kalibrationspunkte angepaßt (siehe Abbildung 3.5).

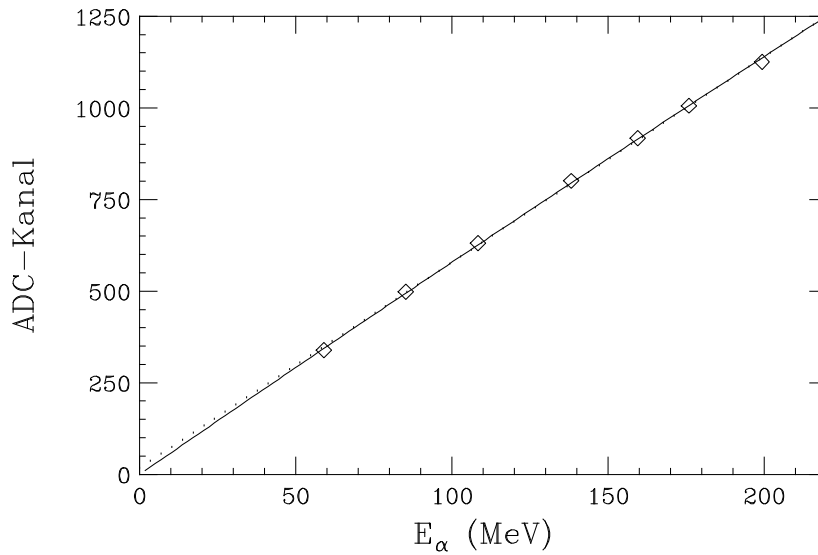


Abbildung 3.5: *Eichkurve eines Wall-Detektors. Die Eichpunkte stammen aus der inelastischen Streuung eines α -Strahls an einem Blei-Target bei sieben verschiedenen Strahlenergien. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anpassung mit einem Polynom zweiten Grades, zum Vergleich ist eine lineare Anpassung punktiert eingezeichnet.*

FILTERN DER DATEN

Nachdem für die γ -Komponente in den BaF₂-Spektren sowie für die verschiedenen Teilchenarten in den Dwarf-Spektren die in den vorhergehenden Abschnitten erläuterten Gates vorlagen, wurden sämtliche Daten gefiltert. Das heißt aus dem Ensemble der Rohdaten wurden nur die für die weitere Analyse relevanten, nach Teilchenarten getrennten Daten extrahiert und auf Speichermedien transferriert. Bei jedem Ereignis ist eine Kennung des Ereignistyps (Koinzidenz- oder Singles-Ereignis zum Beispiel), der Detektornummer und der Teilchenidentifikation zu den Energiekomponenten (E -slow und E -tail bzw. E -short und E -long) und Zeiten hinzugefügt.

Bei dem Zurücklesen der Daten wurde eine Summierung der Signale von Nachbardetektoren vorgenommen. Zu jedem Detektor, der ein hochenergetisches γ -Quant detektiert (oberhalb des 5 MeV Schwellenwertes), werden die direkt angrenzenden Detektoren ebenfalls ausgelesen. Indem die Signale aufsummiert werden, werden Verluste durch Compton-Streuung und insbesondere Paarbildung ausgeglichen. Auf der anderen Seite wird durch die Auswahl der nächsten Nachbarn, in Gegensatz zu einem Auslesen der gesamten Detektorgruppe, der Untergrund gering gehalten.

DIE ALPHA-SPEKTREN

Zur Erstellung der α -Singles-Spektren wurden die Daten der Dwarf-Wall-Detektoren verwendet. In Abbildung 3.6 sind die α -Spektren dargestellt, die in den einzelnen Ringen der Dwarf-Wall detektiert wurden. Der elastische Peak bei 200 MeV (50 A·MeV Strahlenergie) tritt am deutlichsten bei kleinsten Streuwinkeln hervor, der Streifwinkel liegt bei 4.2° und ist durch die Dwarf-Wall nicht abgedeckt. In Ring 4, bei Streuwinkeln von über 25°, ist der elastische Peak fast völlig verschwunden. Für die nachfolgende Auswertung wurde die Summe der Spektren von Ring 1 bis 4 gebildet, diese ist in Abbildung 3.7 für beide Strahlenergien gezeigt.

Neben den α -Singles-Spektren wurden auch α -Spektren erzeugt, für die eine Koinzidenz zwischen einem α -Teilchen in der Wall und dem Nachweis eines hochenergetischen γ -Quants in einem der BaF₂-Detektoren zur Bedingung gemacht wurde.

Diese Spektren zeigen eine Struktur (Abbildung 3.9), die, mit der ansteigenden Anregung des Targets, von der sukzessiven Auslösung von Neutronen herrührt [Tho91]. Der elastische Peak ist in den Koinzidenzspektren nicht sichtbar, da bei einer elastischen Streuung keine Anregung des Targetkerns

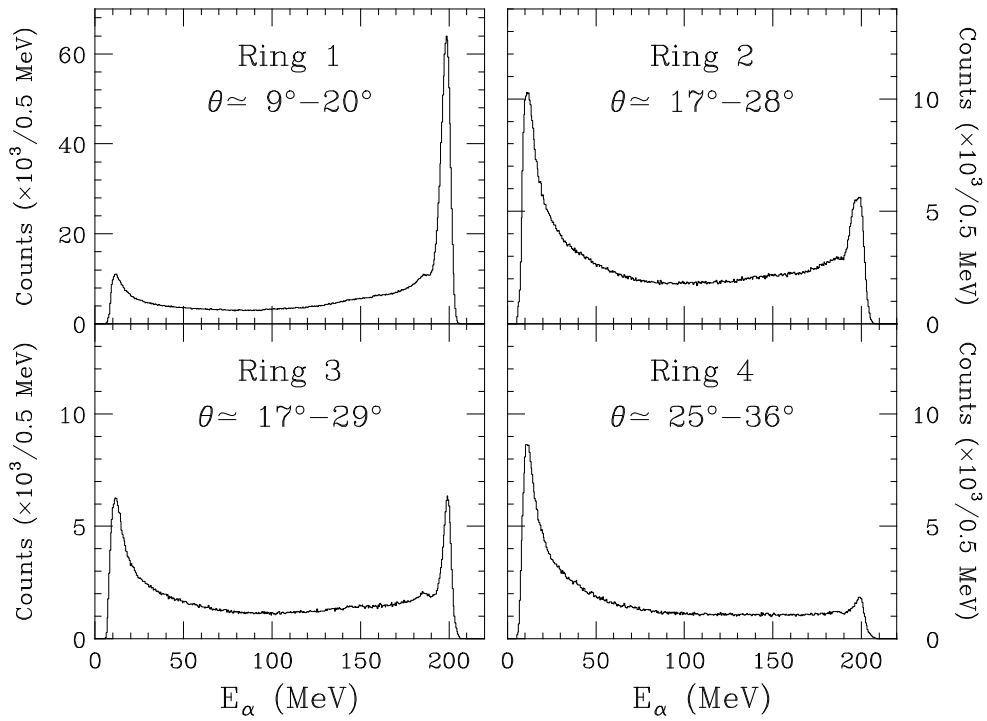


Abbildung 3.6: α -Spektren der Dwarf-Wall bei 200 MeV Strahlenergie. Die Spektren sind aufgeteilt nach den Ringen verschiedener Streuwinkelbereiche.

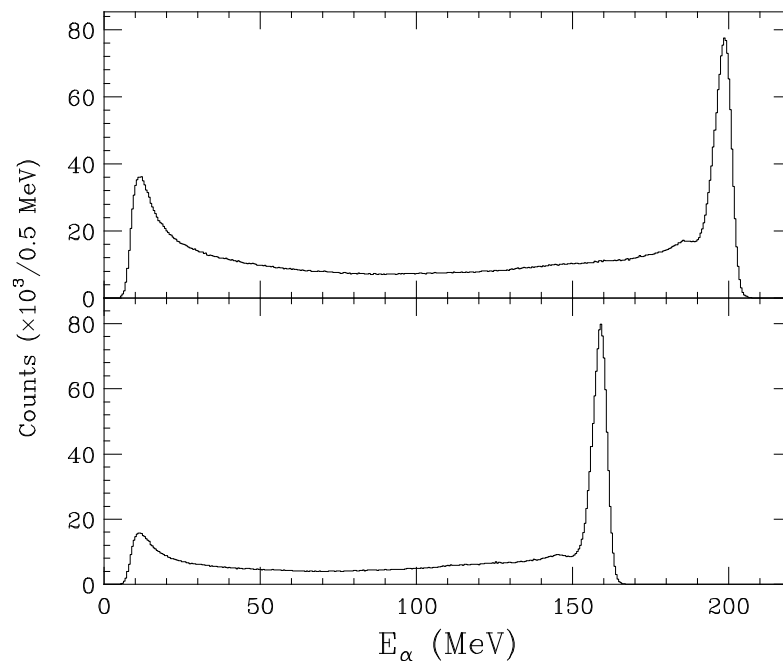


Abbildung 3.7: α -Singles Spektren. Im oberen Diagramm ist das α -Singles-Spektrum bei einer Strahlenergie von 200 MeV, im unteren Diagramm bei 160 MeV gezeigt; die Strahlenergie ist am elastischen Peak ablesbar. Neben dem elastischen Peak steigt das Streuspektrum auch zu niedrigen Energien hin an, dieses wird verursacht durch Beiträge von Prä-Äquilibrium-Emissionen, bei denen α -Teilchen emittiert werden (siehe Abschnitt 4.2).

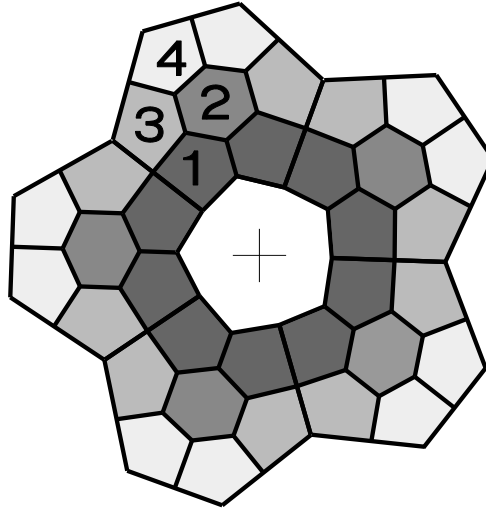


Abbildung 3.8: Aufteilung des Dwarf-Wall-Detektorarrays in Ringe. Ring 1 deckt einen Winkelbereich von etwa 9° bis 20° ab, Ring 2 von 17° bis 28° , Ring 3 17° – 29° und Ring 4 25° – 36° .

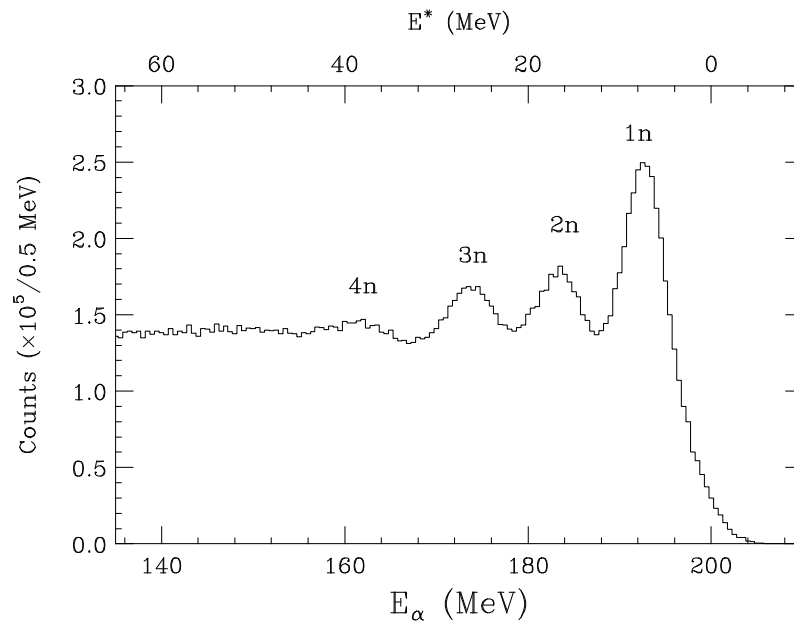


Abbildung 3.9: Energie-Spektrum von α -Teilchen in Koinzidenz mit γ -Quanten bei 200 MeV Strahlenergie. Die Peaks im Spektrum zeigen an, wo ein neuer Kanal zur Neutronenabdampfung öffnet.

erfolgt und somit auch keine γ -Strahlung abgegeben wird. Wird jedoch das Target durch inelastische Streuung angeregt, dann wird ein Teil der Anregungsenergie in Form von γ -Quanten abgegeben. In diesem Fall werden α -Teilchen und γ -Quanten in Koinzidenz gemessen. Mit zunehmender Kernanregung steigt daher der Wirkungsquerschnitt zunächst an. Sobald die Kernanregung jedoch groß genug ist, um ein Neutron auszulösen — dies ist bei etwa 7–8 MeV möglich — nimmt der Wirkungsquerschnitt für den γ -Ausgangskanal ab. Nun tritt die Abgabe eines Neutrons in Konkurrenz zur Abstrahlung von γ -Quanten, weniger γ -Quanten bedeuten aber auch weniger Koinzidenzereignisse, und so nimmt auch der Wirkungsquerschnitt im Koinzidenzspektrum ab.

Dieses Verhalten wiederholt sich mit jedem neuen sich öffnenden Neutronenkanal. Im Koinzidenzspektrum läßt sich das bis zum vierten Neutron nachverfolgen, und dies ist ein Indiz dafür, daß der Targetkern durch die inelastische Streuung tatsächlich in einen hochangeregten Zustand versetzt wurde.

3.2 Extraktion der Gamma-Spektren

Das Kernstück der Analyse sind die γ -Spektren, die in Koinzidenz mit gestreuten α -Teilchen aufgenommen wurden, denn darin ist die hochenergetische γ -Strahlung vom Zerfall der Dipolriesenresonanz enthalten. Durch die inelastische α -Streuung wurden zur gleichen Zeit Kerne in einem weiten Bereich von Anregungsenergien populiert. Um nun Informationen über das Verhalten der Riesenresonanz in einem bestimmten Anregungsenergiebereich zu erhalten, muß eine Auswahl aus der Gesamtzahl der Koinzidenzereignisse getroffen werden.

BESTIMMUNG DER KERNANREGUNG

Die Anregungsenergie des Targetkerns ist bei inelastischer α -Streuung durch den Energieverlust des α -Teilchens festgelegt, über die in einem Koinzidenzereignis detektierte α -Energie läßt sich also die Anregungsenergie des Targetkerns bestimmen.

Um genügend Statistik zu erhalten, wurde das α -Energiespektrum und damit die Anregungsenergien des Targets in Intervalle von jeweils 10 MeV Breite unterteilt. Die γ -Energiespektren wurden daraufhin für jedes dieser Anregungsenergie-Intervalle erzeugt. Abbildung 3.10 zeigt im oberen Diagramm das α -Energiespektrum für α - γ -Koinzidenzereignisse in Verbindung

mit den gewählten Energieintervallen zur energiedifferentiellen Analyse der γ -Spektren. Darunter ist exemplarisch das γ -Energiespektrum dargestellt, das mit dem Anregungsenergie-Intervall von 70–80 MeV korrespondiert.

Für die hohe Strahlenergie (50 A·MeV) wurden γ -Spektren bei Kernanregungen von 10 bis 180 MeV erzeugt, die Spektren enthalten jeweils die Summe der Ereignisse aus einem 10 MeV breiten Anregungsintervall. Für die niedrige Strahlenergie (40 A·MeV) reichen die Spektren von 10–140 MeV.

Hierbei ist als Einschränkung allerdings zu sagen, daß oberhalb der Anregungsenergie-Intervalle von etwa 120–140 MeV (für die niedrige Strahlenergie bei 100–110 MeV) eine Aussage über die tatsächliche Kernanregung schwierig wird, da bei hohen Anregungsenergien Effekte wie Prä-Äquilibrium-Emissionen von α -Teilchen aus dem Targetkern zunehmend eine Rolle spielen. Im inelastischen Streuspektrum der α -Singles machen sie sich durch einen Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei kleineren α -Energien bemerkbar. Siehe hierzu auch Abschnitt 4.2.

ZUFALLS-KOINZIDENZEN

Zusammen mit der ständig vorhandenen Untergrundstrahlung können Koinzidenzen zwischen unkorrelierten γ -Quanten und α -Teilchen auftreten. Außerdem wird mit jedem Strahlpuls, der auf das Target trifft, durch Bremsstrahlung oder auch Verunreinigungen des Targets γ -Strahlung erzeugt, die ebenfalls als ein Koinzidenzereignis mit einem gestreuten α -Teilchen detektiert werden kann, wobei das γ -Quant nicht aus dem Zerfall einer Riesenresonanz stammt. Solche Ereignisse sind zufällige Koinzidenzen von unkorrelierten Ereignissen und tauchen in den extrahierten γ -Spektren auf, wo sie allerdings unerwünscht sind.

Die zufälligen Koinzidenzen können jedoch von den Spektren abgezogen werden. Das Mastergate hat eine Breite von 250 ns, das heißt sobald der Koinzidenz-Trigger das Mastergate auslöst, bleibt es für 250 ns offen und für diese Zeit können Signale der BaF₂-Detektoren registriert werden. Bei einem Abstand der Strahlpulse von etwa 70 ns (siehe Tabelle 2.1) werden dann auch die Untergrund- γ -Quanten sowie die γ -Quanten eines weiteren Strahlpulses aufgezeichnet.

In den Energie-Zeit-Spektren der BaF₂-Detektoren, auf die schon die γ -Gates zur γ -Neutron-Trennung angewendet wurden, wurde nun auf die γ -Quanten des vorhergehenden Strahlpulses ein Gate gesetzt, das also zufällige Koinzidenzen mit γ -Quanten Untergrundes und des Strahlpulses enthält. Die damit erzeugten Spektren der zufälligen Koinzidenzen konnten nun von den

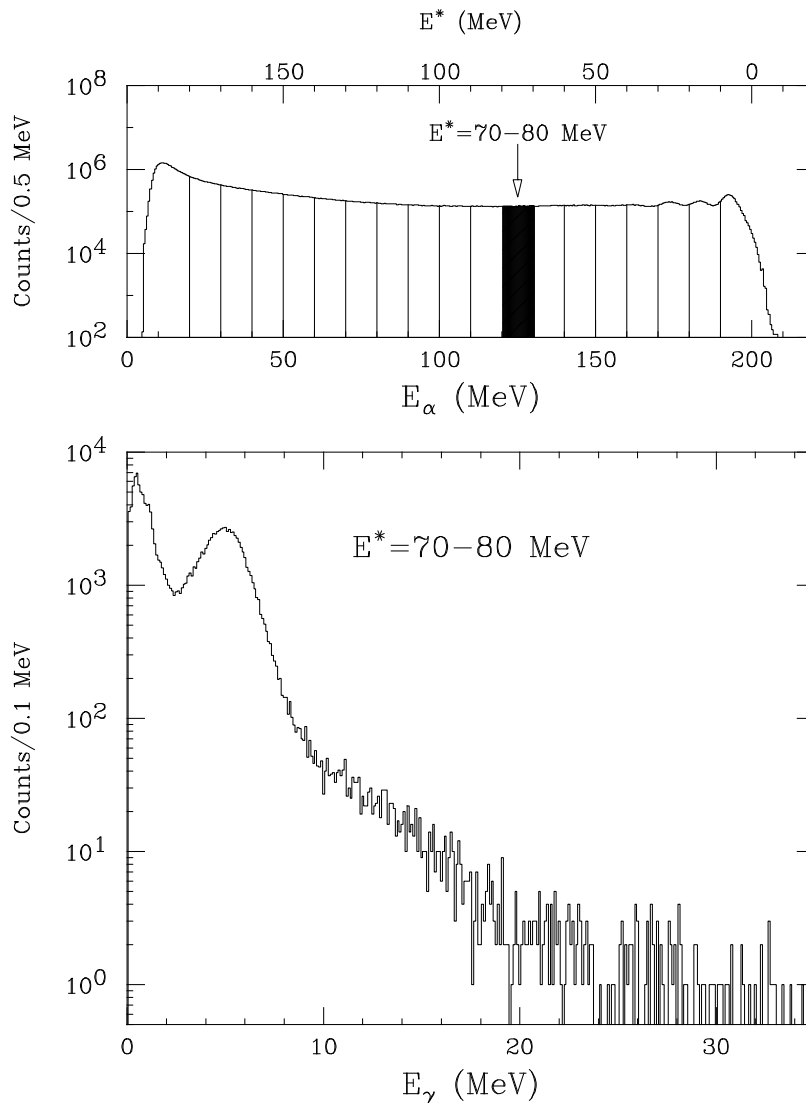


Abbildung 3.10: *Extraktion eines γ -Energie-Spektrums.* Im oberen Diagramm ist das Energie-Spektrum von α -Teilchen in Koinkzidenz mit γ -Quanten gezeigt, eingetragen sind die Energieintervalle, die mit der jeweiligen Target-Anregung korrespondieren. Das gefüllte Feld entspricht einer Target-Anregung von 70–80 MeV. Im unteren Diagramm ist das extrahierte Energie-Spektrum von γ -Quanten in Koinkzidenz mit α -Teilchen aus dem gleichen Anregungsenergie-Intervall $E^* = 70-80$ MeV wiedergegeben. Das Schwellenverhalten im Spektrum bei Energien zwischen 2.5 und 5 MeV spiegelt die Unterdrückung niederenergetischer γ -Quanten durch eine hochenergetische Signal-Triggerschwelle von etwa 5 MeV wieder.

γ -Spektren abgezogen werden.

In Abbildung 3.2 sind die Energie-Zeit-Spektren gezeigt, sie enthalten drei Elemente: den Haupt-Strahlpuls, der den Koinzidenztrigger ausgelöst hat, den Untergrund, der kontinuierlich über die Zeitachse verteilt ist, und den vorhergehenden Strahlpuls. Untergrund und vorheriger Strahlpuls enthalten zufällige Koinzidenzen, die auch im Haupt-Strahlpuls überlagert sind.

DIE EXTRAHIERTEN GAMMA-SPEKTREN

An dem γ -Spektrum in Abbildung 3.10 erkennt man typische Merkmale eines GDR-Spektrums. Zunächst tritt deutlich hervor, wo die hochenergetische Triggerschwelle von 5 MeV in das Spektrum einschneidet. Auf den exponentiellen Abfall der statistischen γ -Strahlung baut die GDR auf, die als leichte Überhöhung bei ca. 15 MeV sichtbar wird.

In Abbildung 3.11 sind die γ -Spektren der hohen Strahlenergie (200 MeV) mit denen des niederenergetischen Strahles (160 MeV) verglichen. Setzt man das Anregungsenergie-Intervall in beiden Fällen auf die gleiche α -Energie, dann sind die extrahierten γ -Spektren verschieden, da sie mit verschiedenen Anregungsenergien korrespondieren.

Setzt man die Anregungsenergie-Intervalle dagegen so, daß die Anregungsenergien gleich sind, wie es in der rechten Bildhälfte in Abbildung 3.11 dargestellt ist, dann erhält man trotz verschiedener Strahlenergien übereinstimmende γ -Spektren.

Die γ -Spektren bei verschiedenen Anregungsenergien lassen sich anhand von Abbildung 3.12 vergleichen. Gezeigt ist eine Auswahl von Spektren, die den gesamten Bereich von Anregungsenergien abdecken, für die Spektren extrahiert wurden. An der untersten Grenze liegt das γ -Spektrum bei einer Targetanregung von 10–20 MeV, hier ist der Beitrag der GDR nur gering. Mit steigender Anregungsenergie wird die Überhöhung im Bereich der GDR-Energie deutlicher sichtbar, aufgrund des exponentiell abfallenden Kontinuums statistischer γ -Strahlung, auf das die GDR-Überhöhung aufbaut, ist ein Vergleich ohne weitere Analyse jedoch schwierig. Man kann neben den Veränderungen im Bereich der GDR-Energie allerdings eine deutliche Zunahme des Untergrundes im Bereich ab 20 MeV feststellen, der auf Kern-Bremsstrahlung zurückgeführt wird.

Abbildung 3.13 zeigt zum Vergleich noch einmal γ -Spektren bei einer Anregungsenergie von 60–70 MeV und 110–120 MeV, diese wurden jedoch mit dem 160 MeV-Strahl gemessen.

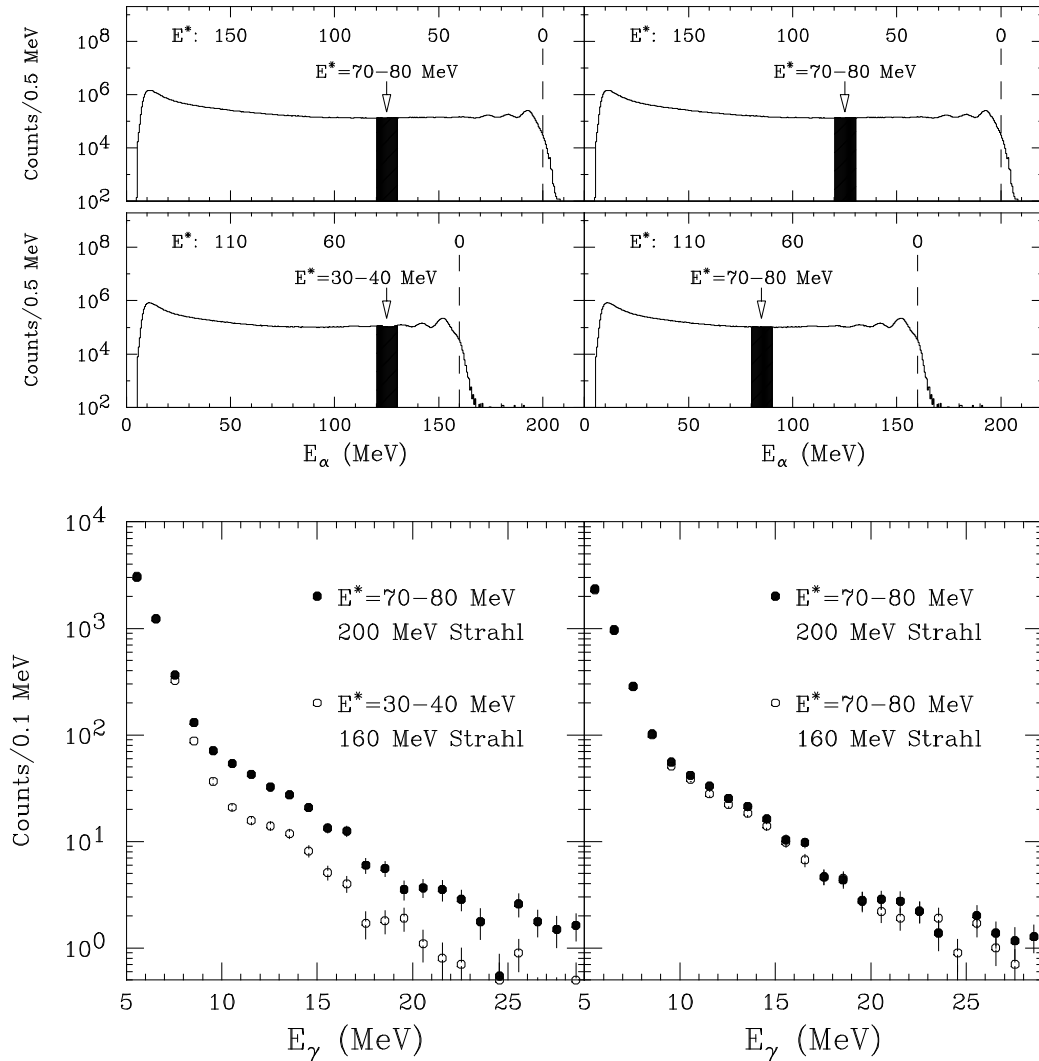


Abbildung 3.11: Vergleich von γ -Spektren aus den Messungen mit verschiedenen Strahlenergien. In der oberen Hälfte der Abbildung sind wiederum die α -Koinzidenzspektren mit eingezeichneten Anregungsenergie-Intervallen dargestellt. In der linken Hälfte wurden diese Intervalle für beide Strahlenergien auf die gleiche α -Energie gelegt. Die resultierenden γ -Energiespektren (unten links) entsprechen verschiedenen Anregungsenergien und sind daher verschieden. Werden dagegen die Intervalle so gelegt, daß die Anregungsenergien übereinstimmen (rechts), dann erhält man für beide Strahlenergien sehr ähnliche Spektren. Die γ -Spektren sind jeweils im Bereich 7–8 MeV aufeinander normiert.

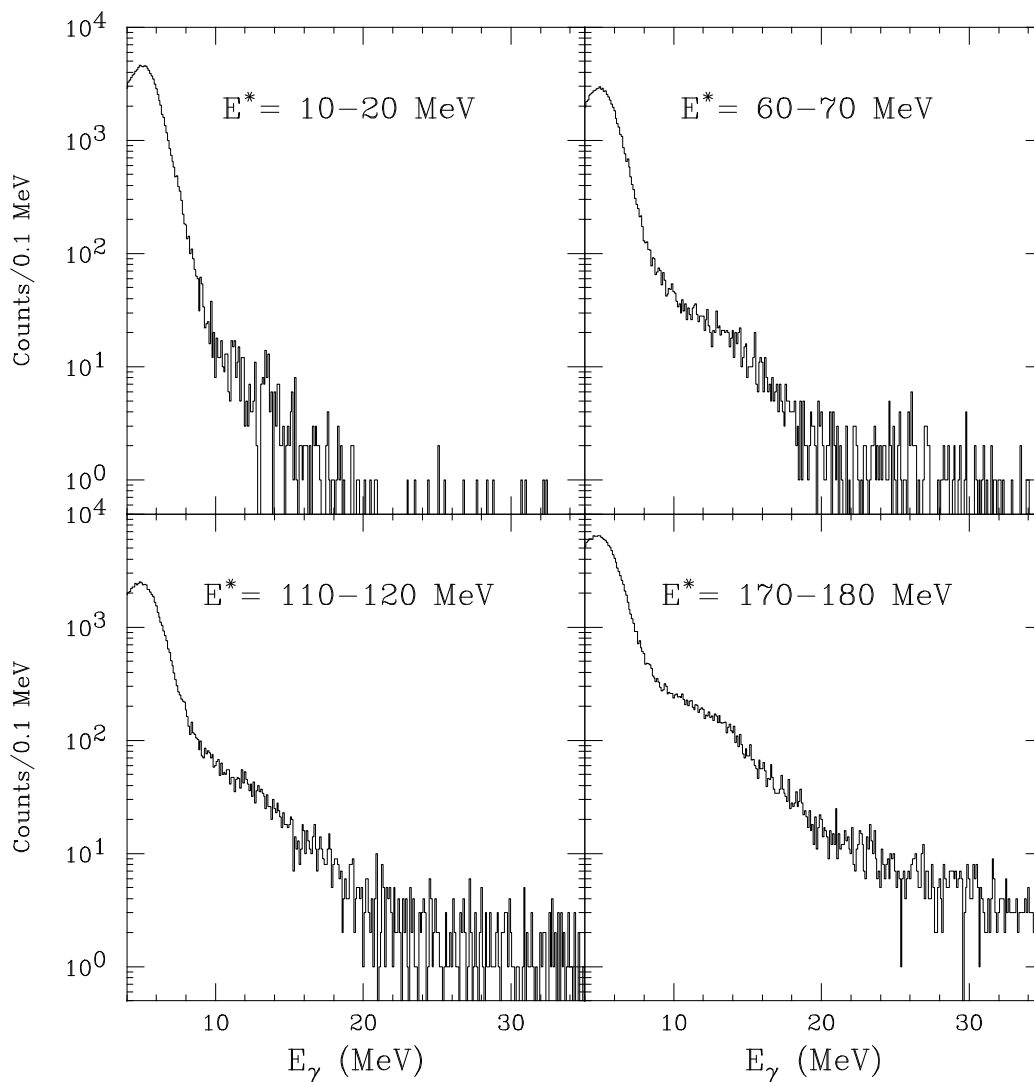


Abbildung 3.12: Auswahl von γ -Energiespektren, die mit der hohen Strahlenergie (200 MeV) aufgenommen wurden.

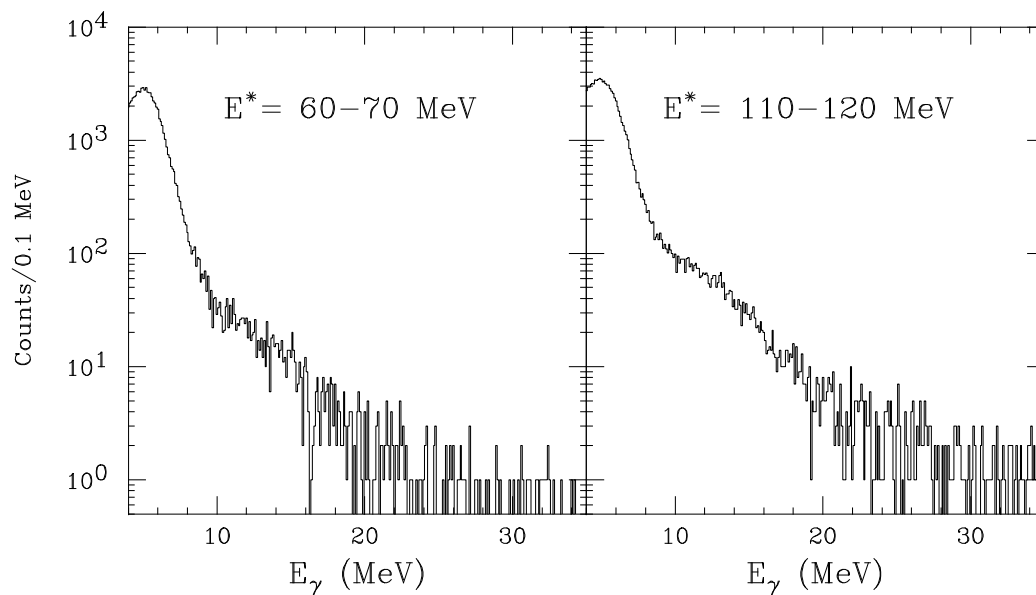


Abbildung 3.13: Hochenergetischer Ausschnitt von γ -Energiespektren für zwei ausgewählte Anregungsenergiebereiche, die mit der niedrigen Strahlenergie (160 MeV) aufgenommen wurden.

Kapitel 4

Die Statistische Modellrechnung

Um die Parameter der gemessenen Dipolriesenresonanzen aus den vorhandenen γ -Spektren zu ermitteln, wurden Berechnungen im Rahmen des *statistischen Modells* [Hau52] durchgeführt, mit denen die experimentellen Daten verglichen werden konnten.

In diesem Kapitel wird ein kurzer Einblick in das statistische Modell gegeben und das Computerprogramm CASCADE in seiner Funktionsweise erläutert.

Im Anschluß ist dargelegt, wie eine modifizierte Version dieses Programms zur Analyse der experimentellen Daten eingesetzt wurde.

4.1 CASCADE, ein Programm für Statistische Modellrechnungen

Das Computerprogramm CASCADE wurde 1977 von F. Pühlhofer entwickelt, um Massenspektren von Verdampfungsrestkernen aus Schwerionen-Fusionsreaktionen zu berechnen [Püh77]. Es basiert auf dem statistischen Modell und fand viele Anwendungen in der Analyse von Teilchen- und γ -Energiespektren aus dem Zerfall hochangeregter Compoundkerne.

DAS STATISTISCHE MODELL

Die grundlegende Annahme, die in das statistische Modell für den Zerfall eines angeregten Kernes eingeht, ist, daß die Anregungsenergie auf sämtliche relevanten Freiheitsgrade des Kernes verteilt ist, bevor der Zerfall eintritt. Nach der Compoundkern-Hypothese [Boh36] ist der Zerfall des Compoundkerns ein

von seiner Bildung getrennter Prozeß, so daß im statistischen Modell der äquilibrierte Compoundkern mit einer gegebenen Anregungsenergie und weiteren bestimmten Parametern wie dem Spin, der Parität und der Deformation den Ausgangspunkt für den folgenden Zerfall bildet. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten lassen sich dann durch die Zustandsdichten im jeweiligen Endzustand sowie die Transmissionskoeffizienten berechnen.

DER COMPUTER-CODE

Das ursprüngliche Programm CASCADE wurde, um zur Analyse von γ -Energiespektren aus dem GDR-Zerfall eingesetzt werden zu können, dahingehend modifiziert, als daß Riesenresonanz-Stärkefunktionen in die Berechnung des γ -Zerfalls mit einbezogen wurden. Beschreibungen des Programms bezogen auf die Berechnung von Dipolriesenresonanzen in γ -Energiespektren finden sich in [Sno86, Kic87].

Ist für einen Compoundkern die Anregungsenergie und der Spin vorgegeben, dann berechnet CASCADE die Zerfallswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zerfallskanäle, dies sind die Emission von Neutronen, Protonen, α -Teilchen und γ -Quanten, sowie die Möglichkeit der Spaltung des Kernes. Ausgehend davon erzeugt das Programm eine Populationsmatrix für jeden Tochterkern, in der die resultierende Energie-Spin-Verteilung eingetragen wird. Für die Tochterkerne wird die Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeiten nun jeweils wiederholt, und man erhält eine sich in alle Möglichkeiten verzweigende Zerfallskaskade. In Abbildung 4.1 ist dargestellt, wie eine gegebene Anzahl angeregter Kerne aus einem Intervall von Anregungsenergien und Drehimpulsen durch den ersten Zerfallsschritt auf die Tochterkerne verteilt wird. Der Zerfall eines Tochterkernes endet, sobald ein langlebiger Zustand erreicht ist oder die Population unter einen Minimalwert (etwa das 10^{-6} -fache der Eingangspopulation) gesunken ist.

Für jeden Zerfallsschritt erhält man zudem die Energie der emittierten Teilchen und natürlich der γ -Quanten, am Ende ergeben sich daraus die entsprechenden Energiespektren. Die γ -Energiespektren werden gebildet aus der Summe der γ -Spektren des ursprünglichen Compoundkernes und aller durch Teilchenemissionen bevölkerten Tochterkerne. Abbildung 4.2 zeigt einige solcher γ -Spektren, die von Kernen stammen, die durch sukzessive Neutronenemissionen bevölkert werden.

Diese Spektren stellen einen Ausschnitt aus der Gesamtheit der berechneten Spektren dar, es läßt sich jedoch erkennen, daß die Emission hochenergetischer γ -Quanten im Energiebereich der GDR bevorzugt in den ersten Schritten

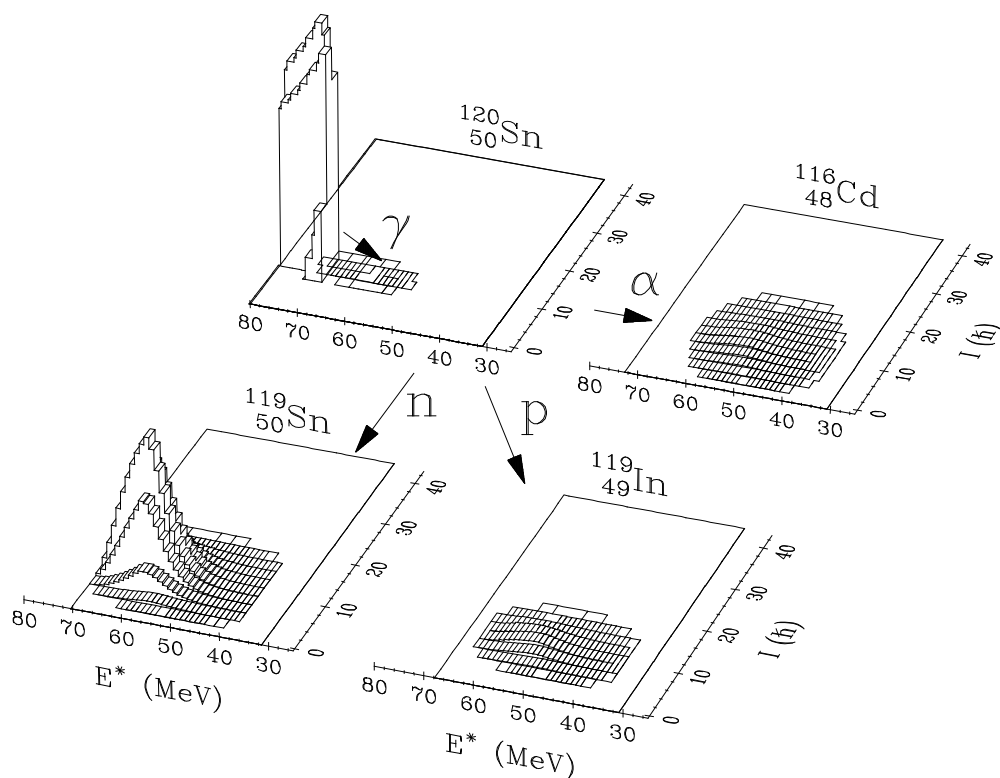


Abbildung 4.1: Mit dem Programm CASCADE berechnete Populationsverteilungen nach dem ersten Zerfallsschritt des ^{120}Sn aus dem Anregungsenergie-Intervall von 70–80 MeV. Gezeigt ist die jeweilige Verteilung in der Energie-Spin-Ebene; die Ausgangspopulation ist mit $^{120}_{50}\text{Sn}$ bezeichnet, daneben sind die aus Neutronen-, Protonen- und α -Zerfall resultierenden Verteilungen abgebildet. Die aus dem γ -Zerfall folgende Population ist in der Ausgangspopulation mit eingezeichnet, sie ist allerdings um einen Faktor von etwa 10^{-3} kleiner. Die Größe der Populationen ist in willkürlichen Einheiten wiedergegeben.

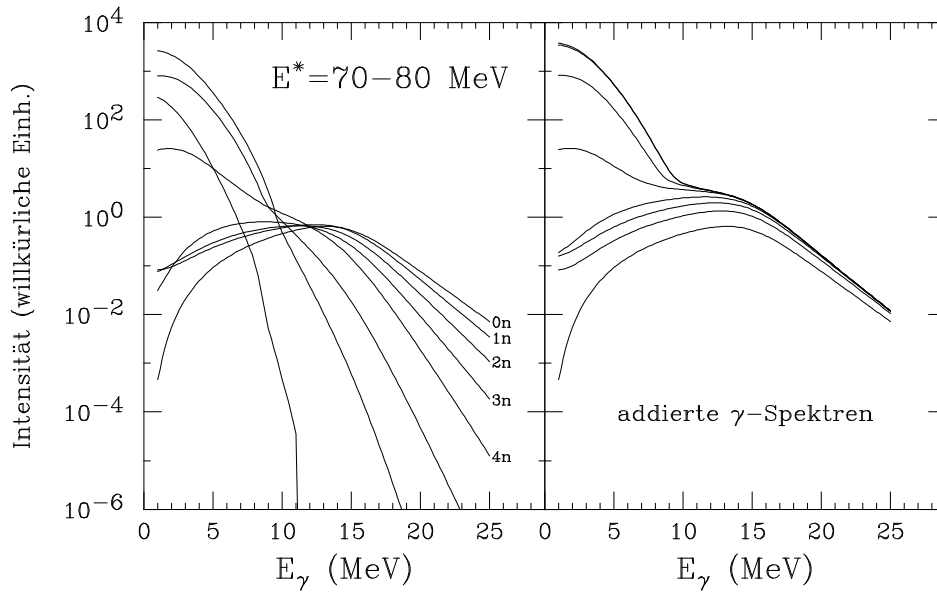


Abbildung 4.2: Mit CASCADE berechnete γ -Spektren einer Zerfallskaskade von ^{120}Sn . Gezeigt sind die γ -Spektren, die aus den einzelnen Zerfallsstufen des Neutronen-Zerfalls resultieren (links). Die einzelnen Beiträge sind mit $0n$ bis $4n$ bezeichnet, $0n$ bezieht sich auf das γ -Spektrum vor jeglicher Neutronenemission. Im rechten Teildiagramm sind diese Spektren sukzessive aufsummiert worden und formen das typische γ -Energiespektrum mit der Überhöhung im Bereich der GDR um 15 MeV γ -Energie.

der Zerfallskaskade auftritt. Nach der Emission der ersten drei Neutronen werden zunehmend niederenergetische γ -Quanten abgestrahlt, dies ist im linken Teildiagramm von Abbildung 4.2 zu erkennen (vergleiche mit Abbildung 1.3).

KERN-NIVEAUDICHTE

In der Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeiten im statistischen Modell spielt die Niveaudichte der an der Zerfallskaskade beteiligten Kerne eine zentrale Rolle. Sie steigt mit der Massenzahl und der Anregungsenergie in etwa exponentiell an und ist zudem noch vom Spin abhängig. Um die statistische Modellrechnung durchführen zu können, ist es notwendig, die Niveaudichte über den gesamten Bereich der Anregungsenergie und des Spins zu kennen.

Die Niveaudichte in Abhängigkeit von Anregungsenergie E und Spin I ist

durch folgende Gleichung [Kic87] gegeben:

$$\rho(E, I) = \frac{a^{1/2}(2I+1)}{12\theta^{3/2}} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{(U+T)^2} \quad (4.1)$$

wobei

$$\begin{aligned} U &= E - \Delta - \frac{I(I+1)}{\theta'} = aT^2 - T \\ \theta' &= \theta(1 + \delta I^2 + \delta' I^4) \\ \theta &= 2J_{\text{rigid}}/\hbar^2 \end{aligned}$$

Dabei ist a der Niveaudichte-Parameter, T die Kerntemperatur und Δ die Paarungsenergie. J_{rigid} ist das Trägheitsmoment einer festen Kugel mit $J_{\text{rigid}} = \frac{2}{5}mR^2$ und θ' ist das Trägheitsmoment eines deformierbaren Tropfens mit den Deformationskoeffizienten δ und δ' .

Für den Bereich kleiner Anregungsenergien E bis etwa 10 MeV liegen experimentell ermittelte Daten für a und Δ zu einen Großteil von Kernen vor [Dil73]. Der Verlauf der Niveaudichte in diesem Bereich ist sehr strukturiert, da der Effekt von Schalenabschlüssen und Paarungskräften groß ist. Für das Programm wurde eine Parametrisierung dieser experimentellen Daten ermittelt, die zu jedem Kern a und Δ für die Eingabe in Gleichung 4.1 liefert.

Diese Parametrisierung führt jedoch, besonders im Bereich schwerer Kerne und an den Grenzen von Schalenabschlüssen, teilweise zu starken Abweichungen von den experimentell ermittelten Daten (Abbildung 4.3).

Für höhere Anregungsenergien mit E oberhalb von etwa 20 MeV nimmt man an, daß Schalen- und Paarungseffekte verschwunden sind. Hier erhält man die Werte für a aus dem Tröpfchenmodell

$$a = \frac{A}{da} \quad (4.2)$$

mit der Massenzahl A und dem konstanten da (typischerweise $8 \text{ MeV} \leq da \leq 10 \text{ MeV}$), und Δ aus der Differenz der experimentellen und der Tröpfchenmodell-Bindungsenergie.

In dem Zwischenbereich interpoliert CASCADE die Werte der Niveaudichte und der Paarungsenergie linear, was zu einem nicht in jedem Fall glatten Übergang führt. Ferner werden durch die Möglichkeit der Wahl des Energieabschnitts, in denen die Interpolation vorgenommen wird, zwei weitere Parameter in die Modellrechnung eingeführt.

Aus diesen Gründen wurde eine andere Art der Berechnung der Niveaudichte in CASCADE eingebaut, die aus dem von W. Reisdorf entwickelten Evaporationscode HIVAP übernommen wurde [Rei81] und über den gesamten Bereich der Anregungsenergie angewendet wird (siehe Abbildung 4.4).

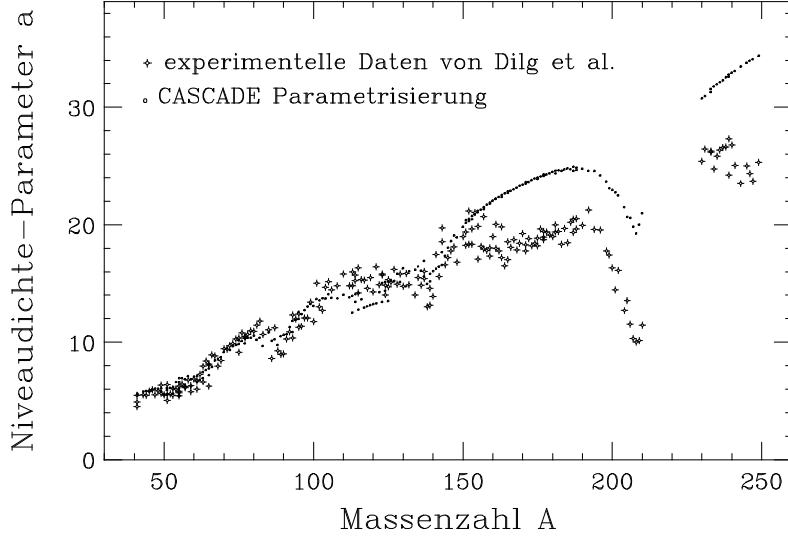


Abbildung 4.3: Niveaudichte-Parameter a in Abhängigkeit der Kernmassenzahl für Anregungsenergien $E^* < 10$ MeV. Gezeigt sind experimentell ermittelte Werte von [Dil73] und als Vergleich dazu Werte, die die Parametrisierung von CASCADE liefert [Ram95].

Der Niveaudichte-Parameter a wird hier als abhängig von der Schalenkorrektur-Energie für den Grundzustand δU und der Kernanregung beschrieben. Die Niveaudichte bei einem Drehimpuls I und gegebener Anregungsenergie E ist hier

$$\rho(E, I) = \frac{a^{1/2}(2I + 1)}{12 \theta^{3/2}} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{U^2} \quad (4.3)$$

mit

$$U = E - \frac{I(I + 1)}{\theta} + \delta P .$$

Der energieabhängige Parameter a wird durch

$$a = \tilde{a} \left[1 + \frac{\delta U}{U} (1 - e^{-\gamma U}) \right] \quad (4.4)$$

definiert. δP steht für den Energieunterschied zwischen gerade-gerade (bzw. ungerade-ungerade) und gerade-ungerade Kernen, γ ist ein Dämpfungsparameter, der die Stärke der Energieabhängigkeit von a bestimmt. Der Niveaudichte-Parameter \tilde{a} wurde aus einer Parametrisierung erhalten, die die Kernanregung mit einbezieht und anstelle von $\tilde{a} = A/da$ mit konstantem da

$$\tilde{a} = \frac{A}{da + 2.3 U/A} \quad (4.5)$$

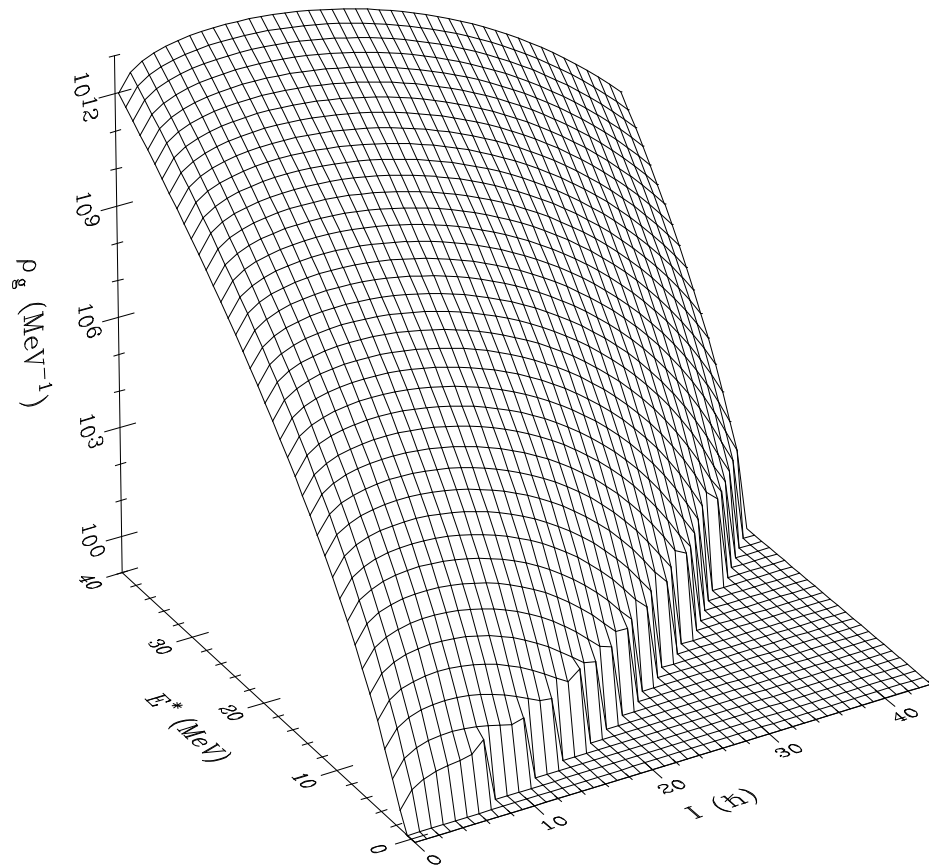


Abbildung 4.4: Die Kern-Niveaudichte nach Reisdorfs Methode, aufgetragen gegen Anregungsenergie E^* und Drehimpuls I . Neben dem einheitlichen Verlauf, hier im Energiebereich von 0 bis 40 MeV, ist auch die Yrast-Linie deutlich sichtbar.

benutzt, entsprechend der Beschreibung in [Fin94]. Diese Parametrisierung lehnt sich an eine theoretische Berechnung von [Shl91] an und wurde mit dem Wert 2.3 für $A = 120$ angepaßt (siehe Abbildung 4.5).

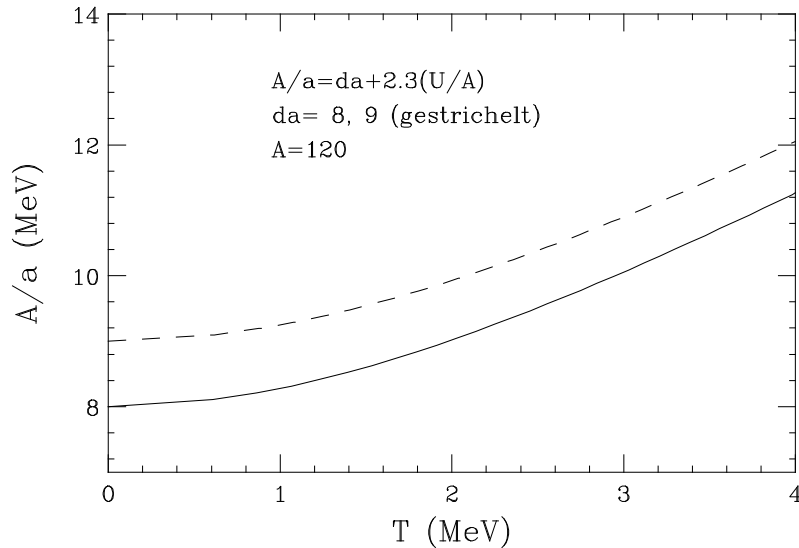


Abbildung 4.5: *Inverse Niveaudichte-Parameter A/a in Abhängigkeit der Kerntemperatur.*

4.2 Durchführung der statistischen Modellrechnung

In diesem Abschnitt wird die Methode beschrieben, mit der die Modellrechnungen durchgeführt wurden und ferner, wie die Werte für die Resonanzbreite der GDR bestimmt wurden.

EINGABEN FÜR DAS COMPUTERPROGRAMM

Die essentielle Eingabe, die CASCADE für die Berechnung der Zerfallskaskade benötigt, ist die Verteilung der Ausgangskerne in der Energie-Spin-Ebene. Die Information über die Verteilung auf der Energieachse wurde aus den inelastischen α -Streuspektren gewonnen. In Abbildung 4.6 ist das α -Singlespektrum der Dwarf-Wall wiedergegeben. Die Anzahl der inelastisch gestreuten α -Teilchen, die in der Dwarf-Wall innerhalb eines Energieintervalls detektiert wurden, gibt Aufschluß darüber, wieviele Kerne in diesem Energieintervall

angeregt wurden. Beiträge von nicht-inelastischen Reaktionen werden in einem folgenden Abschnitt behandelt (siehe 4.2).

Im Gegensatz zur gemessenen Verteilung auf der Energieachse wurde die Verteilung auf die verschiedenen Spin-Werte in einer Simulation des Streuprozesses berechnet. Dazu wurde der Impulsübertrag p_t von dem Projektil auf das Target durch Differenzbildung aus Eingangsimpuls p und Impuls des detektierten Teilchens p' bestimmt.

$$\begin{aligned} p &= \sqrt{2m_\alpha E_{\text{beam}}} \\ p' &= \sqrt{2m_\alpha E_{\alpha'}} \\ p_t &= p - p' \end{aligned} \quad (4.6)$$

Um eine obere Grenze für den übertragenen Spin ΔI zu erhalten, wurde nun angenommen, daß der gesamte Impuls in Form von Drehimpuls übertragen wird.

$$\Delta I = p_t b / \hbar \quad (4.7)$$

Für den Stoßparameter b wurde als untere Grenze der *Halb-Dichte-Radius* $r_{1/2}$ und als obere Grenze der *Wechselwirkungradius* r_{ww} entsprechend [Wil80] eingesetzt.

$$\begin{aligned} r_{1/2} &= r_{1/2,\alpha} + r_{1/2,\text{Sn}} \\ &= 1.21 \text{ fm} + 5.54 \text{ fm} = 6.75 \text{ fm} \\ r_{\text{ww}} &= r_{1/2} + 4.49 \text{ fm} - r_{1/2}/6.35 \approx 10.18 \text{ fm} \end{aligned} \quad (4.8)$$

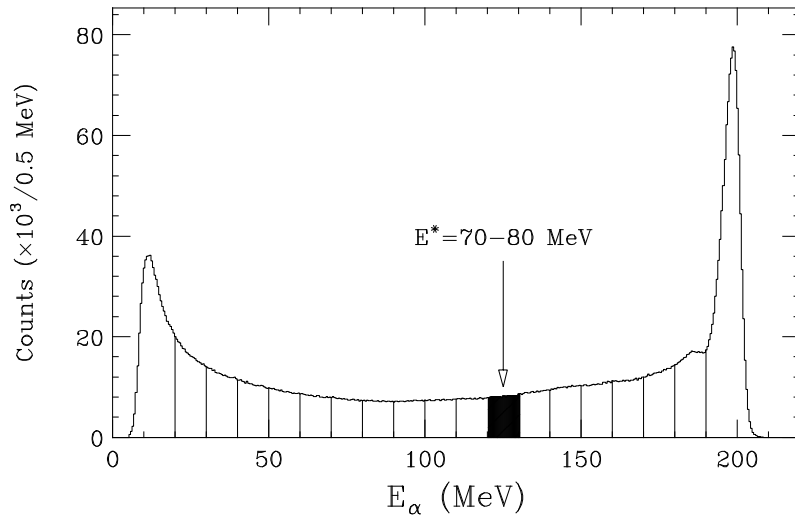
Eine Monte-Carlo-Rechnung verteilte die Streuereignisse gleichmäßig auf eine Ringfläche, die von den beiden Radien $r_{1/2}$ und r_{ww} begrenzt war, und der maximal übertragene Drehimpuls wurde berechnet. Damit konnte die Eingangspopulation auf die berechneten Spinwerte verteilt werden.

Das Ergebnis dieser Simulation ist exemplarisch für das Energieintervall von 70–80 MeV in Abbildung 4.6 (unten) dargestellt.

Ein Vergleich zeigt, daß der durch inelastische Streuung maximal übertragene Drehimpuls nur etwa ein Drittel von dem beträgt, was in vergleichbaren Fusionsreaktionen auftritt. Ferner ist die Breite der Spinverteilung bei Anregung durch inelastische Streuung kleiner (siehe Abbildung 4.7).

KONKURRENZREAKTIONEN ZUR INELASTISCHEN STREUUNG

Im inelastischen Streuspektrum der α -Singles tauchen auch solche Ereignisse auf, in denen das Projektil zwar nicht inelastisch gestreut wurde, jedoch am



Populations-
verteilung

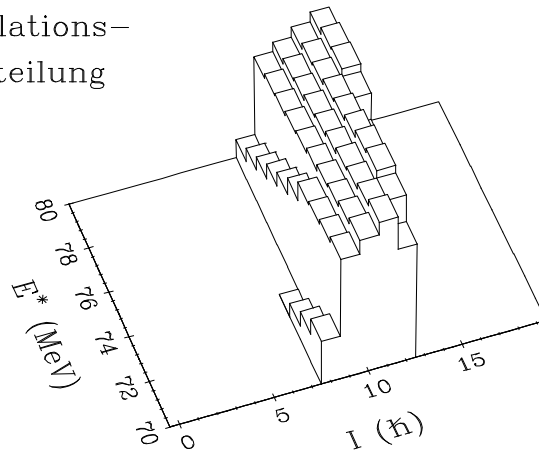


Abbildung 4.6: α -Singles-Energiespektrum der Dwarf-Wall, 200 MeV Strahl (oben). Dieses Spektrum wird verwendet, um die Population der jeweiligen Anregungsenergie-Intervalle zu ermitteln. Die Intervallgrenzen sind eingezeichnet. Das einer Anregungsenergie von 70-80 MeV entsprechende Intervall ist hervorgehoben. Darunter ist die Populationsverteilung in der Energie-Spin-Ebene für dieses Energieintervall dargestellt (Population in willkürlichen Einheiten). Für höhere Anregungsenergien verschiebt sich die Verteilung hin zu höheren Spins (vergleiche auch Abbildung 4.7).

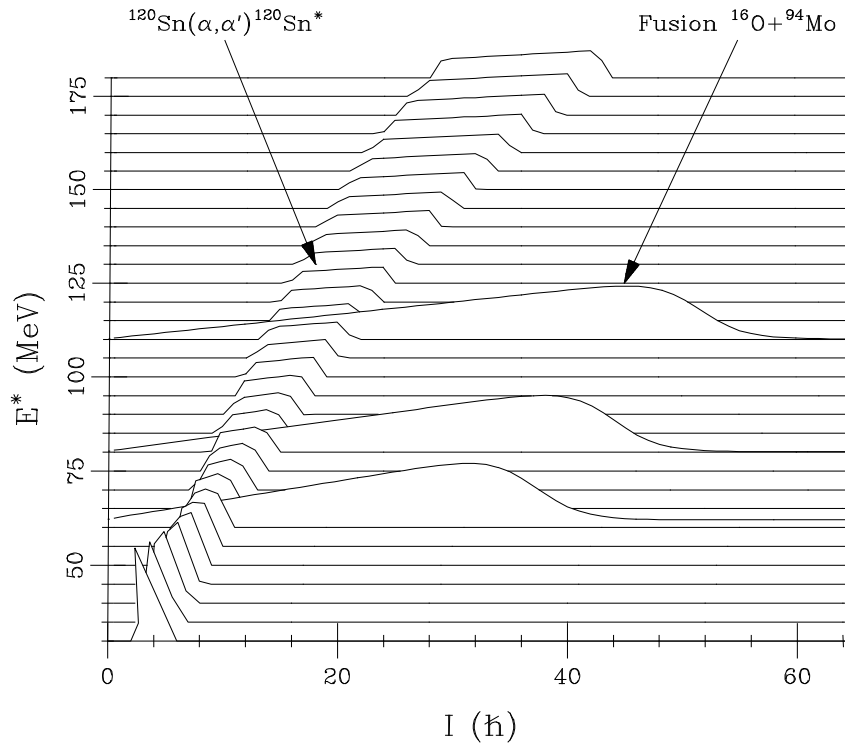


Abbildung 4.7: Vergleich der Spin-Verteilung mit Fusionsreaktionen. In diesem Diagramm ist die für inelastische α -Streuung an ^{120}Sn bei 200 MeV Strahlenergie simulierte Populationsverteilung in der Energie-Spin-Ebene zusammen mit dem Drehimpuls-Transfer, der bei Fusionsreaktionen auftritt, dargestellt. Die Fusionsreaktionen bilden ^{110}Sn bei einer Anregungsenergie von 62, 80 und 110 MeV [Cha87].

Ende wieder ein α -Teilchen vorlag, oder es werden α -Teilchen detektiert, die in einer Prä-Äquilibrium-Emission vom Targetkern abgegeben wurden.

Die erstgenannten Ereignisse entsprechen direkten Reaktionen des Projektils mit dem Target, wie z.B. die *Pick-up-Reaktion* und die *Knock-out-Reaktion*. Im Pick-up nimmt das Projektil ein Proton oder ein Neutron aus dem Target auf, bildet einen neuen Kern, der dann wieder in Projektil plus Proton bzw. Neutron zerfällt. Im Falle eines α -Projektils bildet sich also ein ${}^5\text{Li}$ - oder ein ${}^5\text{He}$ -Kern, beide haben Lebensdauern von unter 10^{-21} Sekunden und zerfallen damit sofort nach ihrer Bildung. Im Detektor wird dann wieder ein α -Teilchen detektiert, jedoch wurde Energie von dem ausgelösten Proton bzw. Neutron abgeführt. Bei einer Knock-out-Reaktion wird durch das Projektil ein Nukleon des Targets ausgelöst, jedoch ist dieses sofort ungebunden, es wird quasi aus dem Targetkern herausgeschlagen. Der Effekt ist derselbe, ein α -Teilchen wird detektiert, ein Teil der Eingangsenergie wird jedoch von dem herausgeschlagenen Nukleon abgeführt. Bei Ereignissen, bei denen eine Pick-up- oder Knock-out-Reaktion auftritt, führt die Bestimmung der Targetanregung mit der zuvor besprochenen Methode damit zu einem falschen Ergebnis.

Um den Anteil von Pick-up- und Knock-out-Reaktionen am inelastischen Streuspektrum abzuschätzen, wurden Koinzidenzereignisse von α -Teilchen mit Protonen in einem zweidimensionalen Spektrum mit Protonenenergie gegen α -Energie aufgetragen (Abbildung 4.8). Das Spektrum in der Abbildung zeigt Koinzidenzen, bei denen beide Teilchen in Ring 1 der Dwarf-Wall, entsprechend einem Streuwinkel von etwa 9° bis 20° , detektiert wurden.

Am rechten Spektrumrand ist ein Band von zufälligen Koinzidenzen aus elastisch gestreuten α -Teilchen und Protonen zu erkennen. Bei niedrigeren α -Energien ist der Anteil von zufälligen Koinzidenzen allerdings gering. Ein weiteres, schräg verlaufendes Band ist zwischen 100 und 175 MeV α -Energie zu erkennen. In diesem liegen Koinzidenzereignisse, bei denen die Strahlenergie von 200 MeV zwischen Proton und α -Teilchen aufgeteilt wurde. Dies resultiert aus direkten Reaktionen, bei denen ein Proton aus dem Kern entfernt wird, wobei im Targetkern keine Anregungsenergie zurückbleibt.

Die Proton- α -Koinzidenzen bei niedrigeren α -Energien stammen von verschiedenen Quellen. Protonen, die aus der Zerfallskaskade des angeregten Targets stammen, werden natürlich auch in Koinzidenz mit dem gestreuten α -Teilchen gemessen. Ein weiterer Anteil sind Protonen und α -Teilchen aus der *Prä-Äquilibrium-Verdampfung* des angeregten Targets. Das sind Kernteilchen, die der hochangeregte Kern abgibt, bevor die Energie auf alle relevanten Frei-

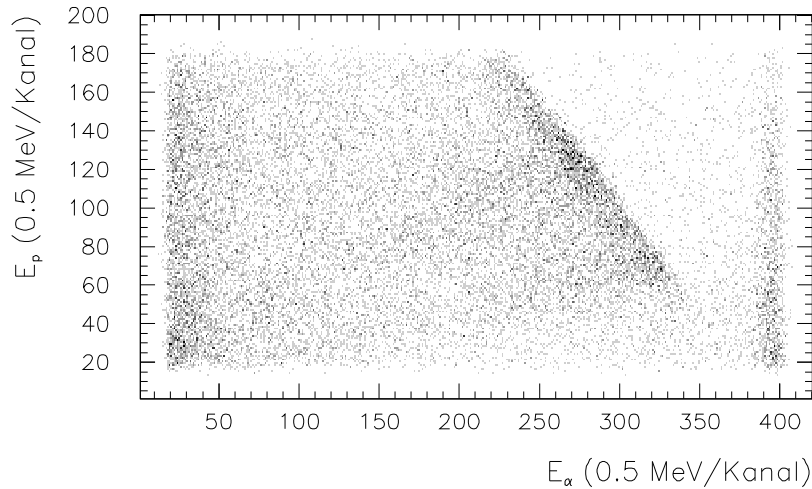


Abbildung 4.8: *Protonen- α -Koinzidenzspektrum, die Protonenenergie ist gegen die α -Energie aufgetragen; gemessen wurden Protonen und α -Teilchen in Ring 1 der Dwarf-Wall (Streuwinkelbereich 9° – 20°). In der rechten Hälfte dieses Spektrums sind zwei Bänder erkennbar. Eines liegt senkrecht bei einer α -Energie von etwa 200 MeV, dies sind zufällige Koinzidenzen von Protonen mit elastisch gestreuten α -Teilchen. Das diagonal verlaufende Band zwischen 100 und 175 MeV α -Energie (Kanal 200–350) stammt von Pick-up- und Knock-out-Reaktionen, bei denen die volle Strahlenergie zwischen Proton und α -Teilchen aufgeteilt wird.*

heitsgrade verteilt ist, d.h. bevor ein Äquilibrium erreicht ist. Es ist schwierig, die Anteile direkter Reaktionen und von Prä-Äquilibrium-Emissionen von dem inelastischen Streuspektrum abzutrennen.

Prä-Äquilibrium-Emissionen sind in den inelastischen α -Singles-Streuspektren im Bereich unter etwa 70 MeV für die hohe Strahlenergie und 50 MeV für die niedrige Strahlenergie nicht vernachlässigbar. Das ist im Anstieg der α -Singles Spektren in Abbildung 3.7 zu erkennen.

Damit spielen Prä-Äquilibrium-Emissionen bei Targetanregungen über etwa 130 MeV für den 200 MeV-Strahl und etwa 110 MeV für den 160-MeV-Strahl eine entscheidende Rolle. Das bedeutet, daß für die Anregungsenergie-Intervalle jenseits von 130 MeV bzw. 110 MeV keine genaue Aussage über die tatsächlich vorhandene Targetanregung gemacht werden kann.

PARAMETER ZUR MODELLRECHNUNG

Neben der Populationsverteilung benötigt CASCADE noch eine Vielzahl von Parametern, die für die Zerfallskaskade mitbestimmend sind. Das sind die Parameter der Niveaudichte da , γ und δP , die in der *Reisdorf-Parametrisierung* auftauchen, sowie die Übergangsstärken für E1-, M1- und E2-Übergänge als auch die Parameter für Dipolriesenresonanz und Quadrupolriesenresonanz.

Variiert wurden jedoch nicht alle diese Parameter, sondern lediglich die Parameter der Dipolriesenresonanz, dies sind die GDR-Stärke S_{GDR} , die GDR-Energie E_{GDR} und schließlich die Resonanzbreite Γ_{GDR} , der das eigentliche Interesse gilt.

In Abbildung 4.9 sind die γ -Energiespektren aus CASCADE-Berechnungen mit variierenden Parametern gezeigt. Sämtliche Spektren wurden für eine Anregungsenergie von 70–80 MeV berechnet. Für den Niveaudichte-Parameter da werden Werte zwischen 8 und 10 gewählt, in der Abbildung ist auch ein Spektrum für $da = 12$ gezeigt, um die Wirkung dieses Parameters zu verdeutlichen. Der Parameter p_{reis} , der die Größe der Paarungs-Korrektur bestimmt ($\delta P = p_{\text{reis}} A^{-1/2}$), beeinflusst das γ -Spektrum bei einer Variation über typische Werte nur unerheblich.

In den unteren beiden Diagrammen der Abbildung 4.9 sind die Stärke und die Resonanzenergie der Dipolriesenresonanz variiert. Eine GDR-Stärke $S_{\text{GDR}} = 1$ entspricht der vollen Ausschöpfung der Thomas-Reiche-Kuhn-Summenregel (Gleichung 1.3). Für die Resonanzenergie kann die Energie der Grundzustands-GDR eingesetzt werden, die für ^{120}Sn bei etwa 15.4 MeV [Die88] liegt. Auch bei hohen Kernanregungen sollte diese Energie weitgehend konstant bleiben [Cha87].

Eine Variation der Dipolresonanzbreite, die aus den experimentellen Daten ermittelt werden soll, ist in Abbildung 4.10 wiedergegeben. Im folgenden Kapitel wird beschrieben, wie die Ergebnisse der CASCADE-Berechnungen mit den experimentell gemessenen γ -Spektren verglichen wurden, um so Aufschluß über die Entwicklung der Resonanzbreite bei ansteigender Anregungsenergie zu gewinnen.

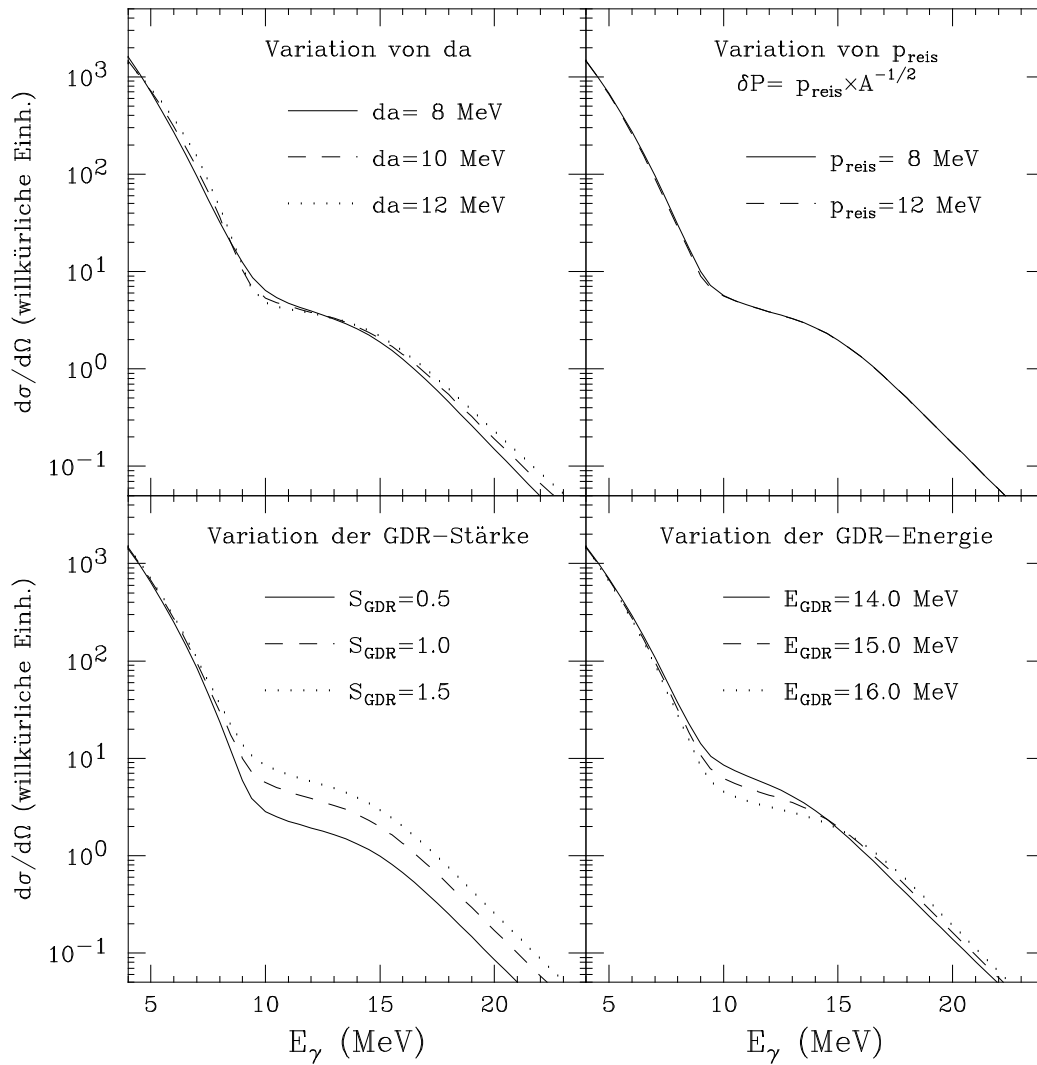


Abbildung 4.9: Variation von CASCADE-Eingabeparametern. Gezeigt sind die γ -Energiespektren für das Anregungsenergie-Intervall von 70 bis 80 MeV vor der Faltung mit der Detektor-Ansprechfunktion.

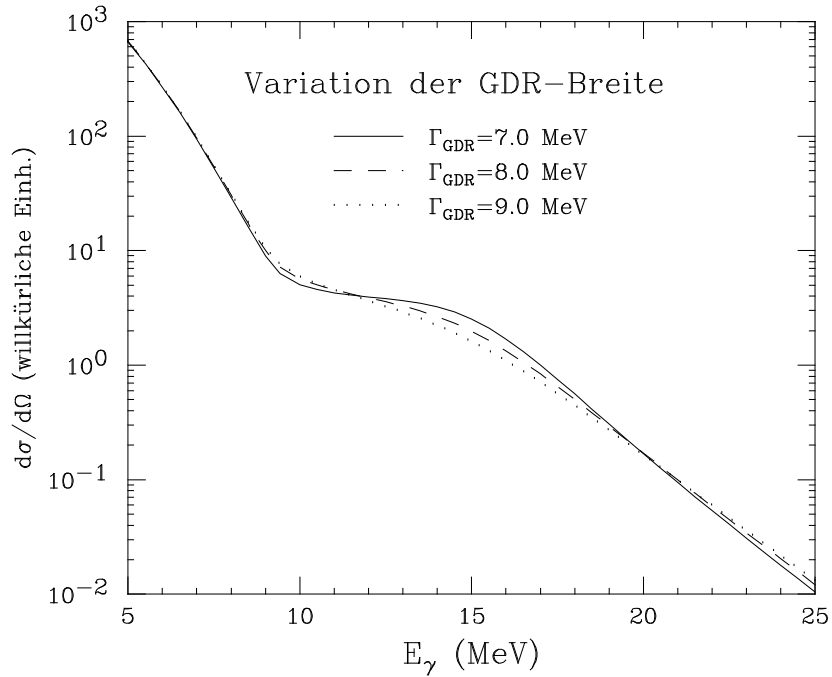


Abbildung 4.10: *Variation der Resonanzbreite.* Dargestellt sind die γ -Energiespektren für das 70–80 MeV Anregungsenergie-Intervall aus CASCADE-Berechnungen mit verschiedenen GDR-Breiten. Mit Zunahme der Resonanzbreite verteilt sich die Stärke auf einen größeren Energiebereich, weshalb die GDR-Überhöhung abflacht.

Kapitel 5

Resultate und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Modellrechnungen dargestellt und es wird erläutert, wie diese an die experimentell gemessenen Spektren angepasst wurden. Die ermittelten Parameter der Dipolriesenresonanz werden im Abschluß besprochen.

5.1 Anpassung der Modellrechnung an die gemessenen Spektren

Durch eine Auswahl der grundlegenden Parameter wie die Niveaudichte-Parameter da und p_{reis} sowie eine Variation der Resonanzstärke, Resonanzenergie und insbesondere der Resonanzbreite, wurden Anpassungen der CASCADE-Berechnungen an die gemessenen γ -Energiespektren gefunden.

FALTUNG DER BERECHNETEN SPEKTREN

Die γ -Energiespektren, die man aus der Modellrechnung des Programms CASCADE erhält, geben die energetische Verteilung der von den angeregten Kernen im Laufe der Zerfallskaskade emittierten γ -Quanten wieder. Um diese Spektren mit den gemessenen vergleichen zu können, muß berücksichtigt werden, in welcher Weise ihre Form durch die Detektoren wiedergegeben wird. Dazu benötigt man eine Energie-Ansprechfunktion, mit der die Ergebnisse der Modellrechnung gefaltet werden. Die Ansprechfunktion wurde mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm GEANT [Bru86] in 100 keV-Stufen berechnet und in eine 320×320 Matrix geschrieben, mit der die Spektren bis zu einer Energie von 32 MeV multipliziert werden konnten. Dabei wird das Detektormaterial, die Geometrie, die Energieauflösung und die Addition der nächsten

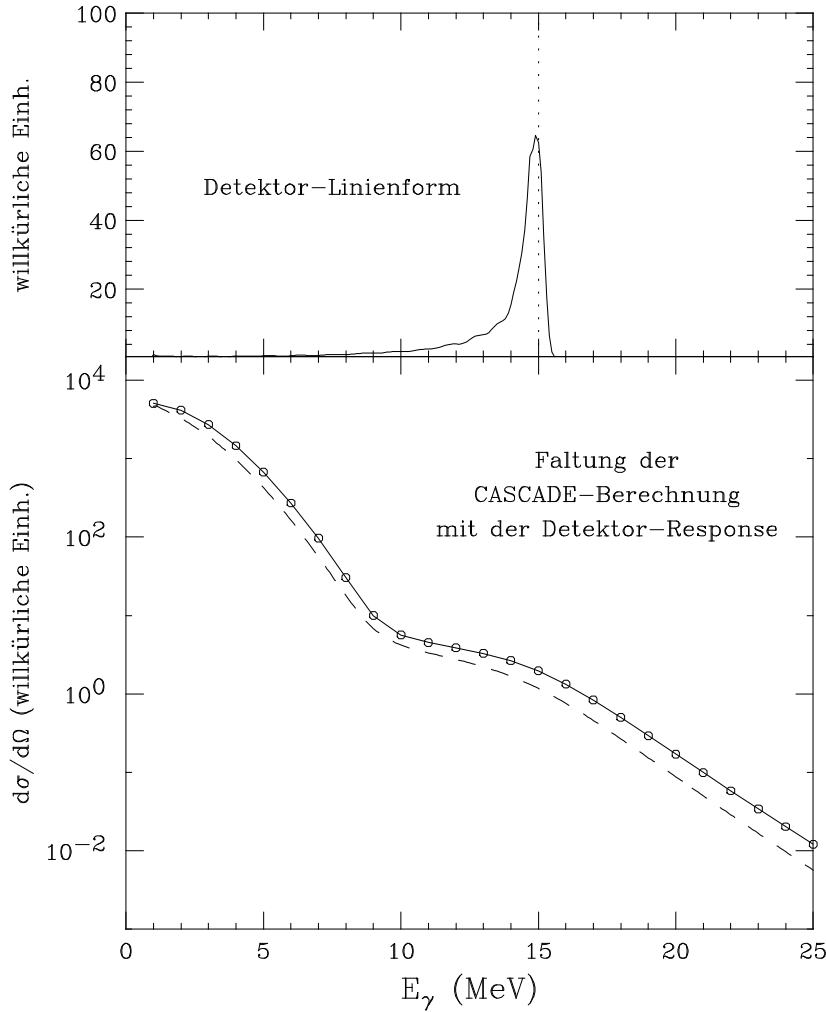


Abbildung 5.1: Faltung der berechneten γ -Spektren mit der Energie-Ansprechfunktion der BaF_2 -Detektoren. Im oberen Diagramm ist exemplarisch die mit GEANT ermittelte [Bee95] Linienform der Detektor-Ansprechfunktion für ein 15 MeV γ -Quant angegeben. Die Detektor-Response ist unterbrochen eingezeichnet. Im unteren Diagramm sind die von CASCADE berechneten Werte als offene Symbole eingetragen, dazu ist ihre Interpolation (durchgezogene Linie) und die Detektor-Response (unterbrochene Kurve) dargestellt.

Nachbardetektoren, die bei der Datenanalyse vorgenommen wurde, berücksichtigt [Bee95]. Da die CASCADE-Ergebnisse in 1 MeV-Schritten ausgegeben werden, wurden die berechneten Spektren vor der Multiplikation mit der Ansprechmatrix interpoliert. Abbildung 5.1 zeigt die Detektor-Response auf ein γ -Quant der Energie 15 MeV. Im unteren Diagramm dieser Abbildung ist eine CASCADE-Berechnung und das dazugehörige mit der Ansprechfunktion gefaltete Spektrum wiedergegeben.

VERGLEICH VON GEMESSENEN UND BERECHNETEN SPEKTREN

Die mit der Detektor-Ansprechfunktion gefalteten Spektren aus der CASCADE-Berechnung wurden im Bereich von $E_\gamma = 7\text{--}16$ MeV, d.h. im Energiebereich der γ -Quanten vom Zerfall der Dipolriesenresonanz, auf die gemessenen Spektren normiert.

Im Bereich jenseits der GDR-Überhöhung, dies ist typischerweise bei γ -Energien über 20–25 MeV, wurde an den Bremsstrahlungs-Untergrund eine exponentiell abfallende Funktion angepaßt. Der Bremsstrahlungs-Untergrund ist proportional zu $\exp(-E_\gamma/E_0)$ mit dem Parameter $E_0 = 14$ MeV aus [Nif90]. Dieser Untergrund wurde zum berechneten Spektrum addiert (siehe Abbildung 5.2). Da die Anpassung an das gemessene Spektrum erfolgte, ist es richtig, den Bremsstrahlungs-Untergrund zu der bereits mit der Ansprechfunktion gefalteten Berechnung zu addieren.

Da aufgrund des exponentiellen Abfalls, auf die die GDR-Überhöhung aufbaut, ein Vergleich von berechneten und gemessenen Spektren im logarithmischen Maßstab nur schwer zu bewerten ist, wurden die Spektren linearisiert. In einer speziellen CASCADE-Berechnung, in der die Stärke der Dipolriesenresonanz auf Null gesetzt war, wurde zu jedem Anregungsenergie-Intervall ein Spektrum erzeugt, das keinen GDR-Beitrag enthält. Dieses wurde auf die gleiche Weise wie das mit GDR-Anteil berechnete Spektrum auf das gemessene Spektrum normiert. Eine Division der GDR-Spektren durch das statistische γ -Spektrum führt dann zu einem linearisierten Diagramm, das die Stärkefunktion der Dipolriesenresonanz auf einer linearen Skala wiedergibt.

Ein solches Diagramm ist in Abbildung 5.2, rechts, wiedergegeben. Im linken Teilbild ist neben den Meßdaten die CASCADE-Berechnung mit (durchgezogene Linie) und ohne GDR-Anteil (punktiert) eingetragen.

Da bei der Berechnung ohne GDR-Anteil der Parameter der E1-Stärke nicht angepaßt wurde, kann es zu einem Kreuzen der beiden Kurven bei niedrigen Energien kommen. Bei der hier beschriebenen Methode des Linearisierens geht es in erster Linie um eine empfindlichere Darstellung zum Vergleich

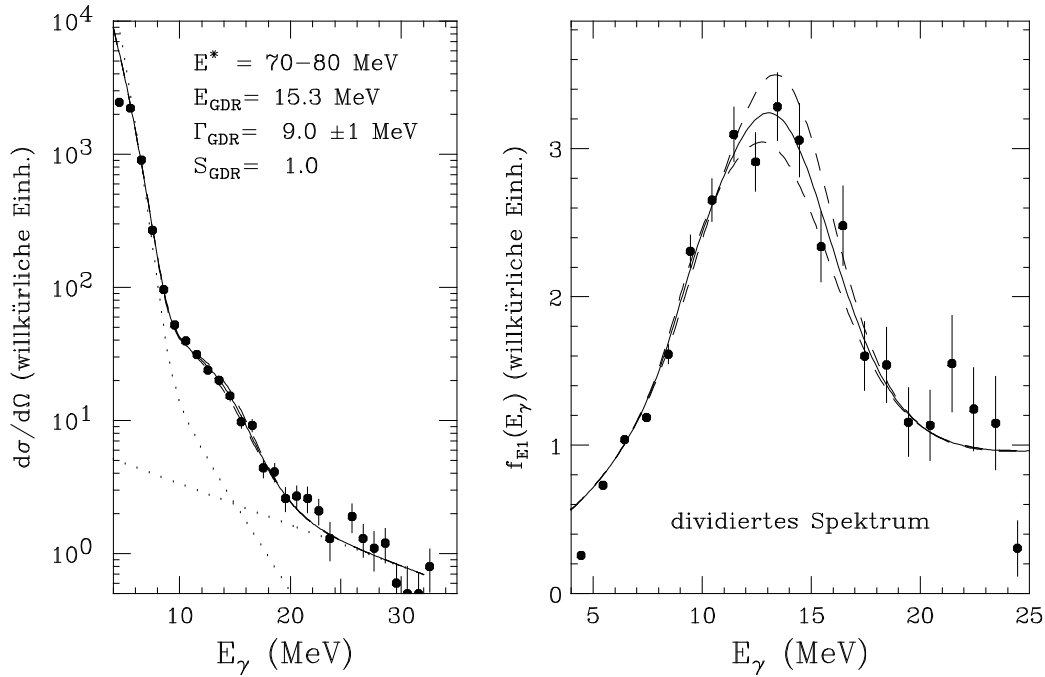


Abbildung 5.2: Gemessene und berechnete γ -Energiespektren im Vergleich. Im linken Diagramm ist mit vollen Kreisen das gemessene Spektrum aus dem Anregungsenergie-Intervall 70–80 MeV wiedergegeben (200 MeV Strahlenergie). Dazu ist das mit der Detektor-Response gefaltete, normierte und mit dem Bremsstrahlungs-Untergrund addierte CASCADE-Ergebnis eingezeichnet (durchgezogene Kurve). Unterbrochen sind die CASCADE-Kurven für Resonanzbreiten von ± 1 MeV eingetragen. Bei den gepunkteten Kurven handelt es sich zum einen um die Berechnung ohne GDR-Anteil (die steile Kurve) und zum anderen um die Anpassung für den Bremsstrahlungs-Untergrund. Rechts sind das gemessene und die berechneten Spektren in der linearisierten Darstellung wiedergegeben. Die Kurve gibt die Stärkeverteilung der Dipolriesenresonanz relativ zu der Berechnung ohne GDR-Komponente wieder.

der Daten, und nicht um den detaillierten Verlauf des γ -Spektrums aus dem rein statistischen Zerfall der angeregten Kerne ohne GDR-Anteil. Dazu wäre eine genauere Kenntnis der in die Rechnung eingehenden konstanten Matrixelemente für die E1- und E2-Stärke notwendig, hier wurden Werte von 0.2 Weisskopf-Einheiten für die E1-Stärke und 0.0 Weisskopf-Einheiten für die E2-Stärke verwendet.

Aus diesem Grund lassen sich auch in den linearisierten Spektren die Parameter der GDR nicht direkt ablesen, das Maximum der Stärkeverteilung fällt nicht auf den in CASCADE eingegebenen Wert, sondern liegt um etwa 2 MeV darunter.

Für das GDR-Spektrum bei einer Kernanregung von 70–80 MeV, das in Abbildung 5.2 gezeigt ist, wurde eine Resonanzbreite von 9 MeV als beste Anpassung an die experimentellen Daten gefunden. Dabei wurde für den Niveaudichte-Parameter da ein Wert von 9 MeV gewählt, der auch in allen anderen Berechnungen konstant gehalten wurde. Ferner wurde eine Resonanzstärke S_{GDR} von 1.0, das entspricht 100% der Summenregel (Gleichung 1.3), und eine Resonanzenergie von 15.3 MeV in die CASCADE-Berechnung eingegeben. Neben der besten Anpassung zeigt Abbildung 5.2 auch Kurven, die mit einer um ± 1 MeV abweichenden Resonanzbreite berechnet wurden (unterbrochen). Mit diesen ist eine Abschätzung des absoluten Fehlers in der Resonanzbreite gegeben.

5.2 Ergebnisse der Modellrechnung

Eine Anpassung der CASCADE-Modellrechnung an die experimentellen Daten wurde für alle Anregungsenergie-Intervalle von 30 bis 180 MeV für die hohe Strahlenergie (200 MeV-Strahl) und von 30 bis 140 MeV für die niedrige Strahlenergie (160 MeV-Strahl) durchgeführt. Da jedoch für hohe Anregungsenergien der Prä-Äquilibrium-Anteil in den α -Singles-Spektren nicht zu vernachlässigen ist, beschränkt sich die weitere Analyse auf Anregungsenergien unter 130 MeV (für die hohe Strahlenergie) bzw. 110 MeV (für die niedrige Strahlenergie).

ERMITTELTE ANPASSUNGEN AN DIE GAMMA-SPEKTREN

Abbildung 5.3 zeigt die mit dem Programm CASCADE gefundenen Anpassungen an die experimentellen γ -Energiespektren für ausgewählte Anregungsenergie-Bereiche von 30 bis 90 MeV. Die in die Modellrechnung

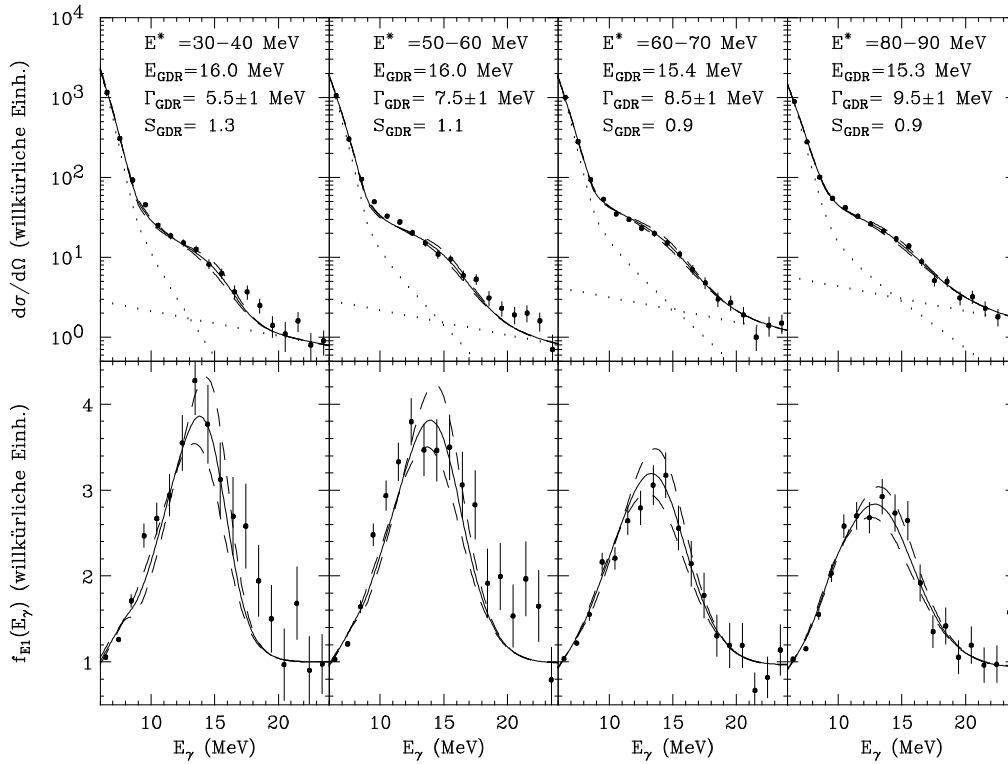


Abbildung 5.3: *Extraktion der Riesenresonanz-Parameter. Gezeigt sind die bei 200 MeV Strahlenergie experimentell ermittelten Spektren im Vergleich mit CASCADE-Berechnungen für verschiedene Anregungsenergie-Intervalle von 30–90 MeV (obere Reihe). Die eingesetzten Parameter sind jeweils angegeben. In der unteren Reihe sind die linearisierten Spektren wiedergegeben, die unterbrochenen Kurven sind CASCADE-Berechnungen mit einer um 1 MeV nach oben und unten abweichenden Resonanzbreite.*

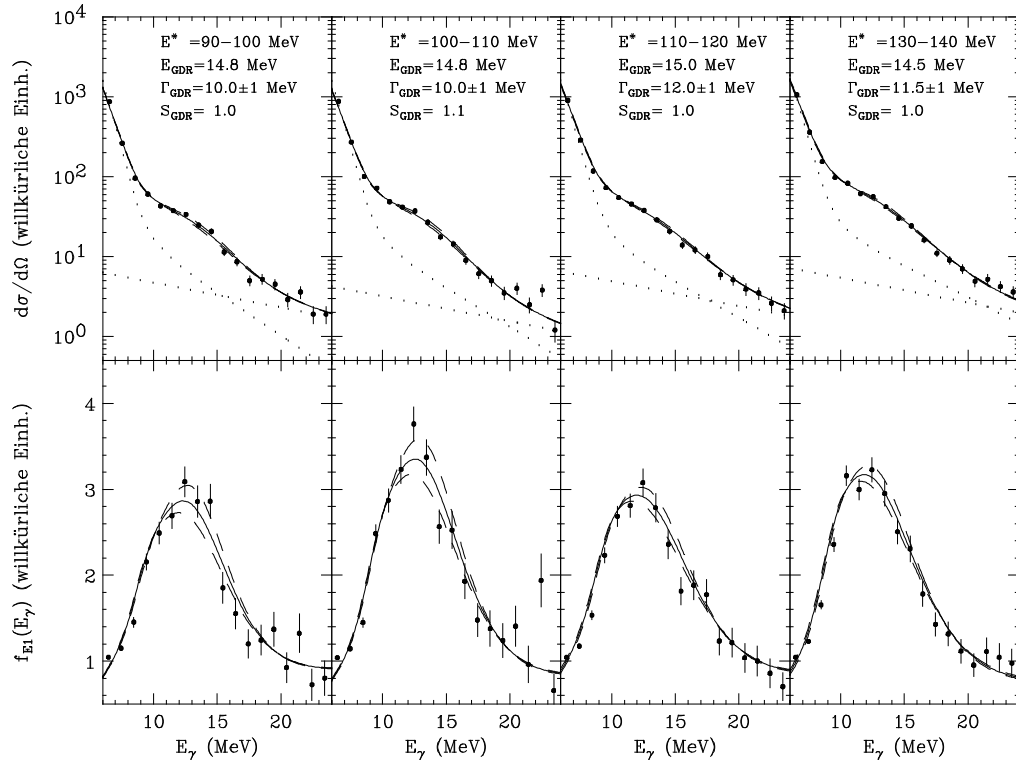


Abbildung 5.4: *Extraktion der Riesenresonanz-Parameter. Gezeigt sind die bei 200 MeV Strahlenergie experimentell ermittelten Spektren im Vergleich mit CASCADE-Berechnungen, hier für Anregungsenergien von 90–140 MeV.*

einggegebenen Parameter sind für das jeweilige Anregungsenergie-Intervall angegeben. Die Resonanzenergie und -Stärke wurde in einem kleinen Bereich variiert, um möglichst gute Anpassungen zu erzielen. Für die Resonanzbreite erhält man einen deutlichen Anstieg mit der Anregungsenergie des Targets, was in den linearisierten Spektren direkt ablesbar ist.

Die Zunahme der GDR-Breite ist bei den höheren Anregungsenergien nicht so offensichtlich (Abbildung 5.4), und sobald man in die Region der Prä-Äquilibrium-Emissionen (etwa ab 120 MeV) kommt, ist tatsächlich kein Anstieg mehr festzustellen.

DIE EXTRAHIERTEN GDR-PARAMETER

Die ermittelten Breiten der Dipolriesenresonanz bei Anregungsenergien von 30 bis 130 MeV sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben. Die jeweiligen Werte wurden der mittleren Anregungsenergie und dem mittleren Drehimpuls eines Anre-

E^* (MeV)	$\overline{E^*}$ (MeV)	\overline{I} (\hbar)	$\overline{E^*} - E_{\text{rot}}$ (MeV)	T (MeV)	Γ_{GDR} (MeV)
Grundzust.			15.37	0.00	5.0 ± 0.1
30–40	34.44	4.80	34.30	1.24	5.5 ± 1.0
40–50	44.43	6.29	44.07	1.54	7.5 ± 1.0
50–60	54.44	7.81	53.94	1.80	7.5 ± 1.0
60–70	64.42	9.39	63.55	2.02	8.5 ± 1.0
70–80	74.46	11.05	73.14	2.23	9.0 ± 1.0
80–90	84.48	12.77	82.89	2.43	9.5 ± 1.0
90–100	94.48	14.55	92.29	2.61	10.0 ± 1.0
100–110	104.47	16.43	101.59	2.79	10.0 ± 1.0
110–120	114.53	18.42	110.85	2.96	12.0 ± 1.0
120–130	124.57	20.53	120.01	3.12	11.5 ± 1.0

Tabelle 5.1: Die ermittelten Dipolriesenresonanzbreiten aus der Messung mit einer Strahlenergie von 200 MeV. Die Anregungsenergien, die für den Targetkern bestimmt werden konnten, reichen von 30 bis 130 MeV. In der ersten Zeile sind die Werte für die Grundzustands-Resonanz angegeben [Die88]. Die erste Spalte gibt den Anregungsenergie-Intervall an, in der zweiten ist der Mittelwert angegeben. Die dritte Spalte enthält den berechneten Wert des übertragenen Drehmoments, die daraus berechnete Rotationsenergie wurde von der mittleren Kernanregung subtrahiert (vierte Spalte). Mit dem resultierenden Wert läßt sich die Kerntemperatur bestimmen (fünfte Spalte).

gungsintervalls zugeordnet. Die Mittelwerte wurden aus der gemessenen Energieverteilung und der berechneten Drehimpulsverteilung bestimmt.

Aus den mittleren Drehimpulsen läßt sich der Anteil der Rotationsenergie an der totalen Anregungsenergie berechnen. Folgende Gleichung wurde verwendet (vergleiche mit 4.1):

$$E_{\text{rot}} = \frac{I(I+1)}{\theta(1 + \delta I^2 + \delta' I^4)} \quad (5.1)$$

Die einzusetzenden Deformationsparameter δ und δ' sowie der Wert für das Trägheitsmoment θ wurden aus der CASCADE-Berechnung entnommen. Die erhaltene Rotationsenergie wurde dann von der mittleren Kernanregung $\overline{E^*}$ subtrahiert. Da der Wert der inneren Kernanregung, auf den die Riesenresonanz aufbaut, von Interesse ist, wurde neben der Rotationsenergie auch die Resonanzenergie von der totalen Kernanregung abgezogen. Für die Resonan-

zenergie wurde der Betrag der Grundzustands-GDR aus [Die88] verwendet. Daraus erhielt man die innere Kernanregung:

$$U = \overline{E^*} - E_{\text{rot}} - E_{\text{GDR}} \quad (5.2)$$

Damit läßt sich über die Formel $T \approx \sqrt{U/a(E)}$ die Kerntemperatur bestimmen. Der energieabhängige Niveaudichte-Parameter a wurde mit Gleichung 4.4 berechnet.

Die ermittelte Resonanzbreite läßt sich nun in Abhängigkeit der Kerntemperatur auftragen, für die Daten der Messungen beider Strahlenergien ist dies in Abbildung 5.5 getan.

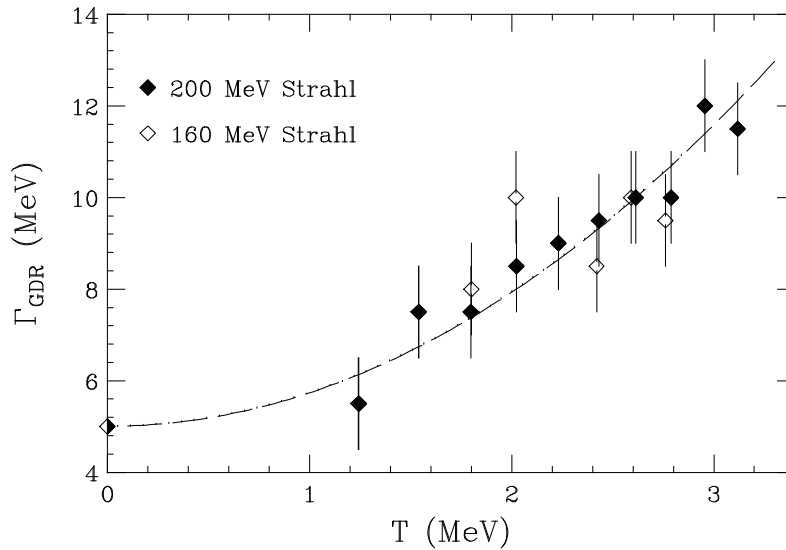


Abbildung 5.5: Die Resonanzbreite der GDR in ^{120}Sn aus der Messung mit 200 MeV (volle Symbole) und 160 MeV (offene Symbole) Strahlenergie. Die unterbrochene Linie ist eine Anpassung eines Polynoms zweiten Grades an die Datenpunkte und ist für beide Datensätze gleich.

In Abbildung 5.6 ist die ermittelte Resonanzbreite für alle Anregungsenergien aufgetragen, die mit einer CASCADE-Berechnung angepaßt werden konnten. Im Bereich der Prä-Äquilibrium-Emissionen steigt die Resonanzbreite nicht weiter an. Ein Abknicken ist für die Daten aus der Messung mit der niedrigen Strahlenergie bei etwa 100 MeV, für die Daten der hohen Strahlenergie bei 120 MeV feststellbar. Dies spiegelt wieder, daß bei der niedrigen Strahlenergie Prä-Äquilibrium-Emissionen schon bei geringeren Anregungsenergien eine Rolle spielen (siehe 3.2). Treten Prä-Äquilibrium-Emissionen auf, dann verliert der angeregte Kern schon einen Teil seiner Energie durch

E^* (MeV)	$\overline{E^*}$ (MeV)	\overline{T} (\hbar)	$\overline{E^*} - E_{\text{rot}}$ (MeV)	T (MeV)	Γ_{GDR} (MeV)
Grundzust.			15.37	0.00	5.0 ± 0.1
30–40	34.55	5.43	34.31	1.24	5.5 ± 1.0
40–50	44.56	7.14	44.06	1.54	7.5 ± 1.0
50–60	54.65	8.92	53.98	1.80	8.0 ± 1.0
60–70	64.58	10.81	63.50	2.02	10.0 ± 1.0
70–80	74.56	12.79	72.97	2.23	9.0 ± 1.0
80–90	84.53	14.89	82.34	2.42	8.5 ± 1.0
90–100	94.46	17.15	91.19	2.59	10.0 ± 1.0
100–110	104.44	19.58	100.26	2.76	9.5 ± 1.0

Tabelle 5.2: Die ermittelten Dipolriesenresonanzbreiten aus der Messung mit 160 MeV Strahlenergie. Die Anregungsenergien des Targetkerns konnten in einem Bereich von 30 bis 110 MeV bestimmt werden.

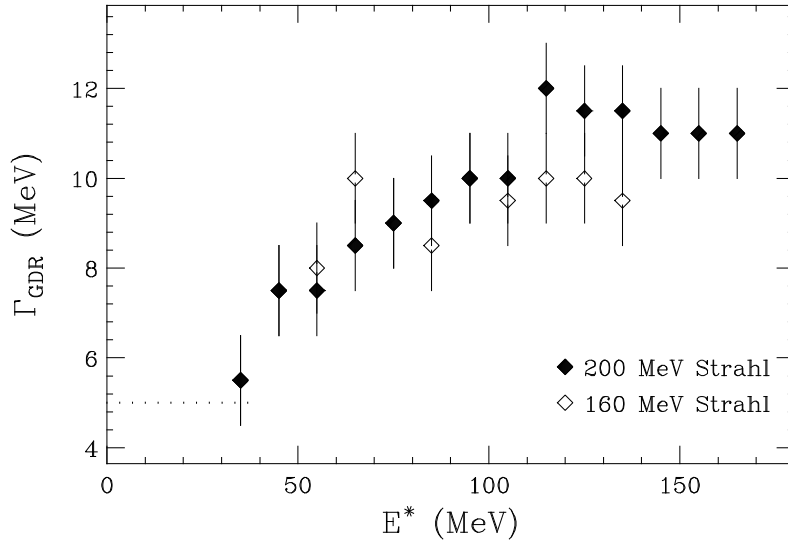


Abbildung 5.6: Die Resonanzbreite der GDR in ^{120}Sn aus der Messung 160 MeV Strahlenergie im Vergleich mit den ermittelten Werten aus der 200 MeV-Messung. Gezeigt sind die ermittelten Werte der Resonanzbreiten auch für die Anregungsenergien, die im Bereich der Prä-Äquilibrium-Emissionen liegen.

Teilchenabdampfung, bevor sich die GDR ausbilden kann. Die beobachtete Resonanzbreite korrespondiert demnach mit einem Kern, der eine niedrigere Anregungsenergie besitzt, als dem Energieverlust des gestreuten α -Teilchens entspricht.

5.3 Diskussion der Resultate

In der Anpassung der berechneten Spektren an die Meßdaten wurde eine leichte Abnahme der Resonanzenergie der GDR im angeregten Zustand mit steigender Kernanregung gefunden. In Abbildung 5.7 ist die ermittelte Resonanzenergie gegen die Anregungsenergie für die beiden verwendeten Strahlenergien aufgetragen. Die GDR-Spektren niedriger Anregungsenergien konnten besser mit höheren Energien, die Spektren bei hohen Kernanregungen besser mit niedrigeren Resonanzenergien als die Grundzustands-GDR angepasst werden. Bei Anregungsenergien über 135 MeV liegen die zur Anpassung eingegebenen Resonanzenergien erheblich unter dem Wert der Grundzustandsresonanz, hier spielen jedoch Effekte wie die in 4.2 besprochenen Prä-Äquilibrium-Emissionen eine Rolle.

K. A. Snover stellt in seinem Übersichtsartikel über die Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen [Sno86] fest, daß die Konstanz der Resonanzenergie nur in guter Näherung (± 1 MeV) erfüllt ist. In D. R. Chakrabartys Artikel [Cha87] wird die Vermutung geäußert, daß eine solche Abnahme der Resonanzenergie auf eine Reduzierung der Symmetrie-Energie bei ansteigender Kerntemperatur zurückgeführt werden könnte. Eine systematische Untersuchung dazu ist jedoch noch nicht durchgeführt worden.

VERGLEICH MIT ERGEBNISSEN ANDERER EXPERIMENTE

In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse dieses Experimentes aus der Messung mit dem 200 MeV-Strahl (volle Symbole) zusammen mit Werten aus Fusionsexperimenten (offene Symbole) für verschiedene Zinn-Isotope gezeigt. Im oberen Diagramm dieser Abbildung ist der mittlere Drehimpuls des Compound-Kerns gegen die Kernanregungsenergie $\overline{E^*} - E_{\text{rot}}$ aufgetragen. Die Werte der Fusionsexperimente wurden basierend auf die entsprechenden Fusionsreaktionen berechnet, der Drehimpuls, der bei der inelastischen α -Streuung am ^{120}Sn übertragen wird, ist durch ein Kurvenstück eingezeichnet, welches die Mittelwerte der berechneten Drehimpulse verbindet.

In dem unteren Diagramm der Abbildung 5.8 ist der Verlauf der Resonanz-

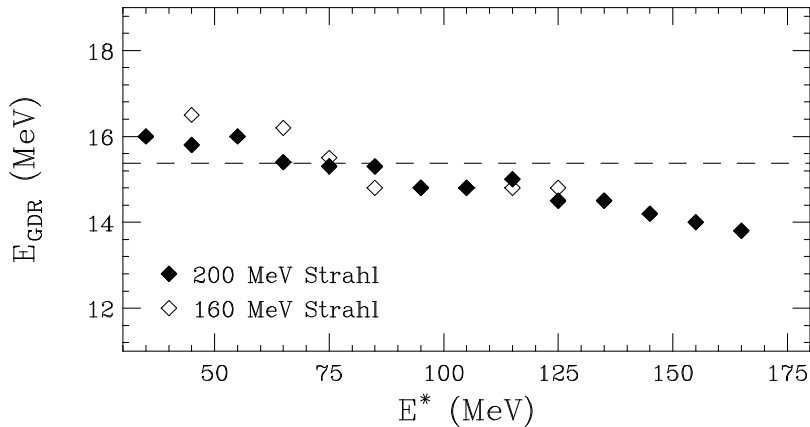


Abbildung 5.7: Die aus der CASCADE-Berechnung ermittelten Werte der Resonanzenergie in den verschiedenen Anregungsenergie-Intervallen für beide Strahlenergien. Unterbrochen eingezeichnet ist die Energie der Dipolriesenresonanz in Grundzustand des ^{120}Sn .

breite in Abhängigkeit der Kernanregungsenergie wiedergegeben.

Im Vergleich dieser beiden Diagramme wurde aus den Fusionsdaten geschlossen, daß der Spin des Compoundkernes einen großen Einfluß auf die Resonanzbreite der Dipolriesenresonanz hat [Cha87, Bra89]. Mit dieser Voraussetzung müßte sich in dieser Untersuchung, in der der Drehimpuls des angeregten Kernes viel geringer ist, ein langsamerer Anstieg der Resonanzbreite ergeben.

Tatsächlich folgt der in dieser Messung festgestellte Anstieg jedoch mit nur geringfügiger Abweichung dem gleichen Trend, wie er in Fusionsexperimenten gemessen wurde, was mit einer starken Spinabhängigkeit der Resonanzbreite nicht im Einklang steht.

Abbildung 5.9 zeigt ein Diagramm, in dem die Resonanzbreite gegen den Drehimpuls aufgetragen ist. Die Werte stammen von [Bra94] aus der spin-differentiellen Analyse einer Messung an einem ^{110}Sn -Compoundkern. Hier wurde eine Fusionsreaktion durchgeführt, was eine breite Spinverteilung mit sich führt. Über die γ -Multiplizität wurde diese Verteilung gemessen und in der Analyse konnte damit eine Spin-Selektion vorgenommen werden. In das Diagramm eingefügt ist ein weiterer Punkt aus [Cha87], der der gleichen Kerntemperatur entspricht, allerdings nicht durch eine Spin-Selektion ermittelt wurde. Dieser Punkt entspricht dem mittleren Spin und der Resonanzbreite, die von Kernen einer breiten Spinverteilung herrührt. Das volle Symbol repräsentiert die Resonanzbreite aus diesem Experiment, die für eine Kerntemperatur von

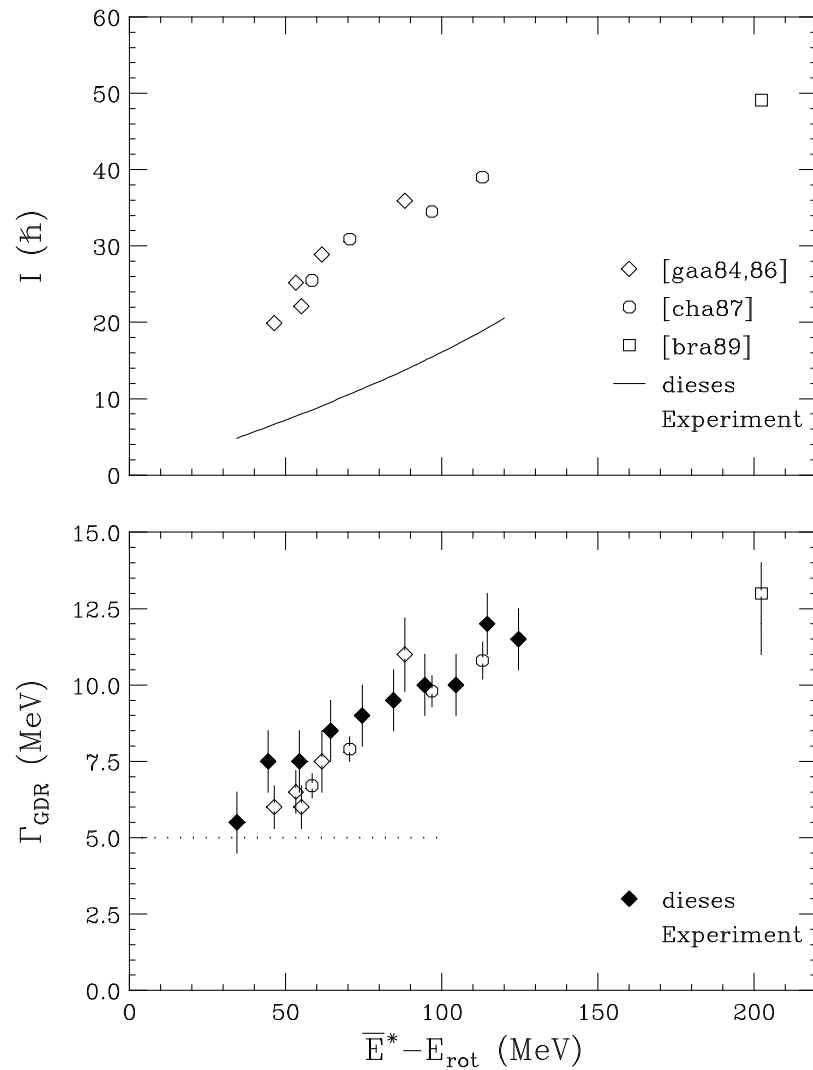


Abbildung 5.8: Die extrahierten Resonanzbreiten dieses Experimentes (200 MeV Strahlenergie) im Vergleich mit Daten aus Fusionsexperimenten (unteres Diagramm) und die entsprechenden Drehimpulse der Compoundkerne (oben). In den wiedergegebenen Fusionsexperimenten wurden folgende Zinn-Isotope untersucht: ^{108}Sn [Gaa84], ^{111}Sn [Gaa86], $^{110,112}\text{Sn}$ [Cha87] und ^{110}Sn durch [Bra89]. Der mittlere Drehimpulstransfer und die innere Kernanregung wurden für die Fusionsdaten berechnet. Im unteren Diagramm ist die Resonanzbreite der GDR im Grundzustand durch eine punktierte Linie angezeigt.

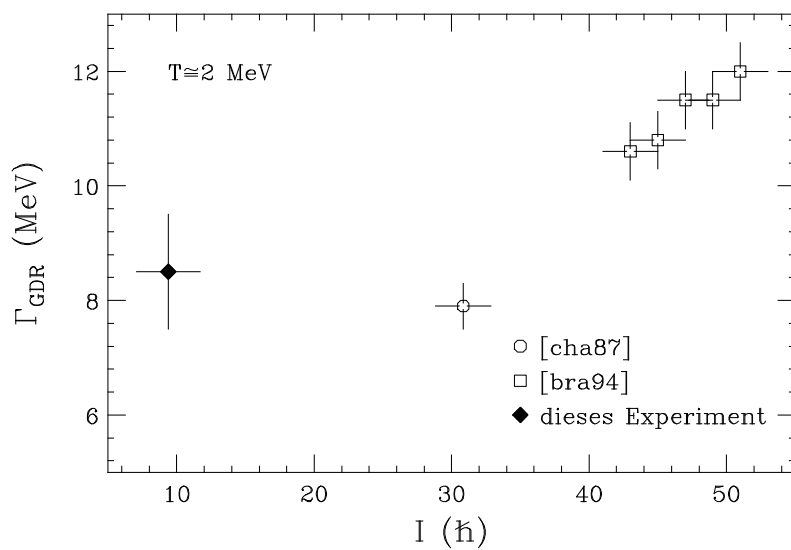


Abbildung 5.9: *Spinabhängigkeit der Resonanzbreite bei einer Kerntemperatur von etwa 2 MeV.*

2 MeV ermittelt wurde. Hier ist die Spinverteilung aufgrund der Methode der inelastischen α -Streuung von sich aus schmal.

Sollte die Spinabhängigkeit bei niedrigen Spin-Werten gering sein, wie es das Diagramm in Abbildung 5.9 vorschlägt, dann bedeutet dies, daß in dieser Messung, die sich in diesem Bereich von Spin-Werten befindet, der Anstieg der Resonanzbreite zum Großteil dem Ansteigen der Kerntemperatur zugeschrieben werden muß. In Fusionsexperimenten ist die beobachtete Spinabhängigkeit größer, dies ist bei Spin-Werten von über $30\hbar$ der Fall. Hier müßte der Einfluß der Kerntemperatur relativ zur Spin-Abhängigkeit geringer sein, denn ansonsten wäre der Verlauf der Resonanzbreite gegen die Anregungsenergie, wie er in Abbildung 5.8 aufgetragen ist, für Fusionsexperimente verschieden von dem in diesem Experiment gefundenen Verlauf.

VERGLEICH MIT EINER THEORETISCHEN BERECHNUNG

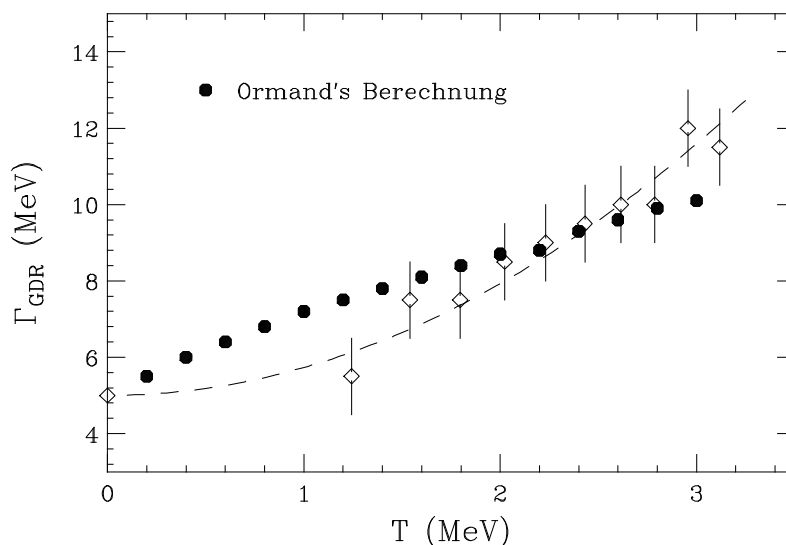


Abbildung 5.10: *Theoretische Berechnung der Resonanzbreite durch W. E. Ormand im Vergleich mit den Werten aus diesem Experiment (200 MeV Strahlenergie). Die unterbrochene Kurve ist eine quadratische Anpassung an die experimentellen Daten, um deren Verlauf zu verdeutlichen.*

Von *W. E. Ormand et al.* wurde in einem theoretischen Modell die Entwicklung der Dipolriesenresonanz-Breite mit steigender Anregungsenergie berechnet [Orm95]. Hierbei wurde von einer adiabatischen Kopplung der Resonanz an thermische Fluktuationen in der Form des Kernes ausgegangen, das

heißt, daß sich die Schwingungsfrequenz der Resonanz an die Formänderung anpassen kann (siehe auch Abschnitt 1.2). In einer Monte-Carlo-Rechnung nimmt der Kern verschiedene Kerndeformationen an, dabei wird für die Potentialoberfläche der Freien Energie die *Nielsson–Strutinsky*-Formel verwendet [Str67]. Diese Berechnung ist für einen Drehimpuls $I = 0\hbar$ vorgenommen worden. Sie folgt in etwa der in Gleichung 1.8 angegebenen Abhängigkeit, die einem Anstieg der Resonanzbreite mit der Wurzel der Kerntemperatur entspricht. Eine gute Übereinstimmung dieser Berechnung mit den in diesem Experiment gefundenen Meßdaten konnte noch nicht erzielt werden.

AUSBLICK

Aufbauend auf den Erfahrungen und Resultaten der vorliegenden Arbeit lassen sich im Hinblick auf künftige Untersuchungen einige Verbesserungsmöglichkeiten ableiten.

Will man den bei der inelastischen α -Streuung übertragenen Drehimpuls experimentell bestimmen, um so von den durchgeführten Berechnungen unabhängig zu werden, so erfordert dies die Messung der emittierten γ -Multiplizität in einem 4π -Detektorarray. Ein solches Detektorarray würde zugleich eine winkeldifferentielle Untersuchung der γ -Emission erlauben.

Für die Bestimmung der tatsächlichen Anregungsenergie des Compound-Kerns ist es wichtig, Prozesse wie Prä-Äquilibrium-Emissionen, die das inelastische Streuspektrum beeinflussen, entweder auszuschließen oder in der Analyse zu bestimmen.

Ein weiterer Punkt, der in einer alternativen Weise durchgeführt werden könnte, ist die Berechnung des Dipolresonanz-Zerfalls im Computerprogramm CASCADE. Dieses verwendet für alle Stufen der Zerfallskaskade die gleiche Resonanzenergie und Resonanzbreite, was im Fall der Breite ungerechtfertigt ist, da diese ja mit abnehmender Anregungsenergie geringer wird. Eine energieabhängige Resonanzbreite könnte in CASCADE eingesetzt werden, um die Abnahme der Breite im Fortschreiten der Zerfallskaskade zu berücksichtigen. Allerdings würde dadurch wiederum ein weiterer Parameter in die Berechnung eingehen, der die Eindeutigkeit der Ergebnisse in Frage stellt, zumal die Energieabhängigkeit ja eine der Größen ist, die ermittelt werden soll.

Die mit der Dipolriesenresonanz in angeregten Kernen verbundenen Phänomene sind noch nicht vollständig aufgeklärt. Um im Moment noch offene Fragen, wie z.B. die des *Motional Narrowing* oder wie stark die vom Spin herrührenden Auswirkungen auf den Zuwachs der Resonanzbreite sind, zu klären, sind sicherlich weitere Experimente nötig.

Die hier angewendete Methode kann dabei, und das wurde mit diesem Experiment gezeigt, von großer Hilfe sein.

Literaturverzeichnis

- [Alh86] Y. Alhassid, S. Levit, J. Zingman,
Universal Features of Shape Transitions in Hot Rotating Nuclei,
Phys. Rev. Lett. **57**, 539 (1986)
- [All64] R. G. Allas, S. S. Hanna, L. Meyer-Schützmeister, R. E. Segel,
Radiative Capture of Protons by ^{11}B and the Giant Dipole Resonance in ^{12}C ,
Nucl. Phys. **A58**, 122 (1964)
- [Bal47] G. C. Baldwin, G. S. Klaiber,
Photo-Fission in Heavy Elements,
Phys. Rev. **71**, 3 (1947)
- [Bau93] T. Baumann, E. Ramakrishnan, A. Azhari, R. A. Kryger, R. Pfaff,
M. Thoennessen, S. Yokoyama, J. R. Beene, F. E. Bertrand, M.
L. Halbert, P. E. Mueller, D. W. Stracener, R. L. Varner, G. Van
Buren, R. J. Charity, J. F. Dempsey, P-F. Hua, D. G. Sarantites,
L. G. Sobotka,
*Excitation Energy Dependence of the Giant Dipole Resonance
Width in ^{120}Sn and ^{208}Pb* ,
NSCL Annual Report, 97 (1993)
- [Bea68] R. C. Bearse, L. Meyer-Schützmeister, R. E. Segel,
*The $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ Reaction and the Giant Dipole Resonance in
 ^{24}Mg* ,
Nucl. Phys. **A116**, 682 (1968)
- [Bee89] J. R. Beene, F. E. Bertrand, M. L. Halbert, R. L. Auble, D. C.
Hensley, D. J. Horen, R. L. Robinson, R. O. Sayer, T. P. Sjoreen,
*Heavy-Ion Excitation and Photon Decay of Giant Resonances in
 ^{208}Pb* ,
Phys. Rev. C **39**, 1307 (1989)

- [Bee95] J. R. Beene, private Mitteilungen
- [Bla52] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf,
Theoretical Nuclear Physics,
Wiley, New York (1952)
- [Boh36] N. Bohr,
Nature **137**, 344 (1936)
- [Bri55] D. M. Brink, Dissertation,
Univ. Oxford (1955), nicht veröffentlicht
- [Bra89] A. Bracco, J. J. Gaardhøje, A. M. Bruce, J. D. Garrett, B. Herskind, M. Pignanelli, D. Barnéoud, H. Nifenecker, J. A. Pinston, C. Ristori, F. Schussler, J. Bacelar, H. Hofmann,
Saturation of the Width of the Giant Dipole Resonance at High Temperature,
Phys. Rev. Lett. **62**, 2080 (1989)
- [Bra94] A. Bracco, F. Camera, M. Mattiuzzi, B. Million, M. Pignanelli, C. Volpe, J. J. Gaardøje, A. Maj, Z. Zelazny, T. Tveter,
Thermal and Quantal Fluctuations as probed by the GDR Observables,
Nucl. Phys. **A569**, 51c (1994)
- [Bro92] R. A. Broglia, P. F. Bortignon, A. Bracco,
The Giant Dipole Resonance in Hot Nuclei,
Prog. Part. Nucl. Phys. **28**, 517-522 (1992)
- [Bru86] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zanrini,
GEANT3 Users Guide,
Data Handling Division DD/EE/84-1, CERN (1986)
- [But90] R. Butsch, M. Thoennessen, D. R. Chakrabarty, M. G. Herman, P. Paul,
Nuclear Deformation in Excited Pb Isotopes from Giant Dipole γ -Ray-Fission Angular Correlations,
Phys. Rev. C **41**, 1530 (1990)
- [Cha87] D. R. Chakrabarty, S. Sen, M. Thoennessen, N. Alamanos, P. Paul, R. Schicker, J. Stachel, J. J. Gaardøje,
Giant Resonances in Excited Sn Isotopes,
Phys. Rev. C **36**, 1886 (1987)

- [Die88] S. S. Dietrich, B. L. Berman,
Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **38**, 199 (1988)
- [Dil73] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl,
Level Density Parameters for The Back-Shifted Fermi Gas Modell in The Mass Range $40 < A < 250$,
Nucl. Phys. **A217**, 269 (1973)
- [Fin94] B. J. Fineman, K.-T. Brinkmann, A. L. Caraley, N. Gan, R. L. McGrath, J. Velkovska,
Preresidue Light Charged Particles From $^{28}\text{Si} + ^{165}\text{Ho}$, $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$, and $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ Fusion,
Phys. Rev. C **50**, 1991 (1994)
- [Gaa84] J. J. Gaardhøje, C. Ellegaard, B. Herskind, S. G. Steadman,
Nuclear Shape at High Spin and Excitation Energy,
Phys. Rev. Lett. **53**, 148 (1984)
- [Gaa86] J. J. Gaardhøje, C. Ellegaard, B. Herskind, R. M. Diamond, M. A. Deleplanque, G. Dines, A. O. Macchiavelli, F. S. Stephens,
Gamma Decay of Isovector Giant Resonances Built on Highly Excited States in $^{111}\text{Sn}^$* ,
Phys. Rev. Lett. **56**, 1783 (1986)
- [Gaa92] J. J. Gaardhøje,
Nuclear Structure at High Excitation Energy Studied with Giant Resonances,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42**, 483 (1992)
- [Goe82] K. Goeke, J. Speth,
Theory of Giant Resonances,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **32**, 65 (1982)
- [Gol48] M. Goldhaber, E. Teller,
On Nuclear Dipole Vibrations,
Phys. Rev. **74**, 1046 (1948)
- [Hau52] W. Hauser, H. Feshbach,
Inelastic Scattering of Neutrons,
Phys. Rev. **87**, 366 (1952)

- [Kic87] M. Kicińska-Habior, K. A. Snover, C. A. Gosset, J. A. Behr, G. Feldman, H. K. Glatzel, J. H. Gundlach, E. F. Garman,
Statistical Giant Dipole Resonance Decay of Highly Excited States of ^{63}Cu
Phys. Rev. C **36**, 612 (1987)
- [Kno89] G. F. Knoll,
Radiation Detection and Measurement, Second Edition,
John Wiley and Sons, (1989)
- [Mye77] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, T. Kodama, L. J. El-Jaick, E. R. Hilf,
Droplet Model of the Giant Dipole Resonance,
Phys. Rev. C **15**, 2032 (1977)
- [New81] J. O. Newton, B. Herskind, R. M. Diamond, E. L. Dines, J. E. Draper, K. H. Lindenberg, C. Schück, S. Sith, F. S. Stephens,
Observation of Giant Dipole Resonances Built on States of High Energy and Spin,
Phys. Rev. Lett. **46**, 1383 (1981)
- [Nif90] H. Nifenecker, J. A. Pinston,
High Energy Photon Production in Nuclear Reactions,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **40**, 113 (1990)
- [Orm89] W. E. Ormand, P. F. Bortignon, A. Bracco, R. A. Broglia,
Nuclear Level-Density Parameter in Hot Nuclei,
Phys. Rev. C **40**, 1510 (1989)
- [Orm90] W. E. Ormand, P. F. Bortignon, R. A. Broglia, T. Døssing, B. Lauritzen,
Time-Dependent Thermal Fluctuations and the Giant Dipole Resonance in Hot, Rotating Nuclei,
Phys. Rev. Lett. **64**, 2254 (1990)
- [Orm95] W. E. Ormand, private Mitteilungen
- [Pau94] P. Paul, M. Thoennesen,
Fission Time Scales from Giant Dipole Resonances,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **44**, 65 (1994)

- [Püh77] F. Pühlhofer,
On The Interpretation of Evaporation Residue Mass Distributions in Heavy-Ion Induced Fusion Reactions,
Nucl. Phys. **A280**, 267 (1977)
- [Ram95] E. Ramakrishnan,
Giant Dipole Resonances in Highly Excited ^{208}Pb Nuclei,
Dissertation, Michigan State University (1995), nicht veröffentlicht
- [Rei81] W. Reisdorf,
Analysis of Fissionability Data at High Excitation Energies,
Z. Phys. A **300**, 227 (1981)
- [Shl91] S. Shlomo, J. B. Natowitz,
Temperature and Mass Dependence of Level Density Parameter,
Phys. Rev. C **44**, 2878 (1991)
- [Sin65] P. P. Singh, R. E. Segel, L. Meyer-Schutzmeister, S. S. Hanna, R. G. Allas,
Giant Resonances and Fine Structure in ^{28}Si from the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ Reaction,
Nucl. Phys. **65**, 577 (1965)
- [Sno86] K. A. Snover,
Giant Resonances in Excited Nuclei,
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **36**, 545 (1986)
- [Ste50] H. Steinwedel, J. H. D. Jensen,
Hydrodynamik von Kerndipolschwingungen,
Z. Naturforschg. **5a**, 413 (1950)
- [Sto85] R. G. Stokstad,
The Use of Statistical Models in Heavy-Ion Reaction Studies,
in *Treatise on Heavy Ion Science*, Vol. 3, editiert von D. A. Bromley; Plenum, New York, London (1985)
- [Str67] V. M. Strutinsky,
Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies,
Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967)

- [Str90] D.W. Stracener, D. G. Sarantites, L. G. Sobotka, J. Elson, J. T. Hood, Z. Majka, V. Abenante, A. Chbihi, D. C. Hensley, *Dwarf Ball and Dwarf Wall: Design, Instrumentation, and Response Characteristics of a 4π CsI(Tl) Plastic Phoswich Multidetektor System for Light Charged Particle and Intermediate Mass Fragment Spectrometry*, Nucl. Instr. and Meth. **A294**, 485 (1990)
- [Thi88] P. Thirolf, D. Habs, D. Schwalm, R. D. Fischer, V. Metag, *Angular Momentum Splitting and Spin Dependence of the Giant Dipole Resonance in Hot Nuclei*, Nucl. Phys. **A482**, 93c (1988)
- [Tho91] M. Thoennessen, J. R. Beene, F. E. Bertrand, D. J. Horen, M. L. Halbert, D. C. Hensley, J. E. Lisantti, W. Mittig, Y. Schutz, N. Alamanos, F. Auger, J. Barrette, B. Fernandez, A. Gillibert, B. Haas, J. P. Vivien, A. M. Nathan, *High-Energy Target Excitations in Heavy Ion Inelastic Scattering*, Phys. Rev. C **43**, R12 (1991)
- [Wil80] W. W. Wilcke, J. R. Birkelund, H. J. Wollersheim, A. D. Hoover, J. R. Huizenga, W. U. Schröder, L. E. Tubbs, *Reaction Parameters for Heavy-Ion Collisions*, Atomic and Nuclear Data Tables **25**, 389 (1980).
- [Won90] S. S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, P T R Prentice Hall (1990)

„What is necessary ‘for the very existence of science’, and what the characteristics of nature are, are not to be determined by pompous preconditions, they are determined always by the material with which we work, by nature herself. We look, and we see what we find, and we cannot say ahead of time successfully what it is going to look like. The most reasonable possibilities often turn out not to be the situation. If science is to progress, what we need is the ability to experiment, honesty in reporting results — the results must be reported without somebody saying what they would like the results to have been — and finally — an important thing — the intelligence to interpret the results.“

RICHARD FEYNMAN

Danksagung

Ich möchte ganz herzlich allen danken, die es mir ermöglicht haben, meine Diplomarbeit hier am NSCL in Michigan zu schreiben. Da ist *Wolfgang Bauer*, der mit seinem Programm für Stipendiaten der Studienstiftung den Aufenthalt am NSCL anbietet, und mir damit die Möglichkeit gegeben hat, in den USA zu studieren.

Besonders danken möchte ich *Michael Thoennesen*, in dessen Gruppe ich arbeiten und meine Diplomarbeit anfertigen konnte, und *Rainer Santo*, der meine Arbeit von Münster aus betreute. *Easwar Ramakrishnan* bin ich sehr dankbar für seine Anleitungen in der Datenanalyse und die vielen Diskussionen, die mit zu dieser Arbeit beigetragen haben. Für wertvolle Unterstützung danke ich den Forscher-Kollegen meiner Gruppe *Peter Thirolf*, *Afshin Azhari* und *Shigeru Yokoyama*. *Gerd Kortemeyer* möchte ich für seine Bemühungen um die deutsche Sprache danken.

Bei dem Experiment haben außerdem noch eine Vielzahl weiterer Personen mitgeholfen, das sind *R. A. Kryger*, *R. Pfaff*, *J. R. Beene*, *F. E. Bertrand*, *M. L. Halbert*, *P. E. Mueller*, *D. W. Stracener*, *R. L. Varner*, *G. Van Buren*, *R. J. Charity*, *J. F. Dempsey*, *P-F. Hua*, *D. G. Sarantites* und *L. G. Sobotka*, denen ebenfalls mein Dank gilt.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und nur unter Zuhilfenahme
der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Münster, im April 1995