



Der 2- γ Zerfall im ^{16}O

Diplomarbeit

von

Jürgen Kramp

Max-Planck-Institut für Kernphysik

HEIDELBERG 1985

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird zum ersten Mal mit guter Statistik der doppelte γ -Zerfall des ersten angeregten 0^+ -Zustandes im ^{16}O nachgewiesen. Charakteristisch für einen Zweiquantenübergang ist, daß sich die kontinuierlich verteilten Energien der beiden einzelnen Quanten zur vollen Übergangsenergie aufaddieren.

Die seltene Zerfallsform des 2- γ Zerfalls wurde mit dem Kristallkugelspektrometer untersucht. Der 0_2^+ -Zustand des ^{16}O wurde mit einer (p, α) und einer (p,p') Reaktion angeregt. Um Einflüsse von Targetverunreinigungen auszuschließen, wurden bei der (p,p') Messung zwei verschiedene Oxidverbindungen als Target verwendet. Alle Messungen lieferten im Rahmen ihrer Fehler das gleiche Verzweigungsverhältnis:

$$W_{\gamma\gamma}/W_{\text{tot}} = (6.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4} .$$

Aus der Relativwinkelverteilung der 2- γ Ereignisse konnte auf das gleichzeitige Auftreten von $\langle 2M1 \rangle$ und $\langle 2E1 \rangle$ Beiträgen geschlossen werden. Für das Verhältnis der Matrixelemente erhielten wir : $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle = 6.2 \pm 1.5$ oder $\langle 2E1 \rangle / \langle 2M1 \rangle = 6.2 \pm 1.5$. Im Gegensatz zu analogen früheren Messungen an ^{40}Ca und ^{90}Zr läßt sich bei ^{16}O mit Hilfe einer Linearpolarisationsmessung nicht entscheiden, ob der $\langle 2E1 \rangle$ oder der $\langle 2M1 \rangle$ Beitrag dominant ist, da die Kristallkugel bei der hohen Übergangsenergie (6.05 MeV) nur eine geringe Polarisationsempfindlichkeit ($< 10\%$) besitzt. Für einen 2E2 Beitrag wurde eine obere Grenze von : $W_{\gamma\gamma}(2E2)/W_{\gamma\gamma}(2E1) \leq 9\%$ abgeschätzt.

Die für den 2- γ Zerfall relevanten Matrixelemente, die eng mit der elektrischen Polarisierbarkeit und der paramagnetischen Suszeptibilität verknüpft sind, werden im Rahmen einfacher Modelle diskutiert.

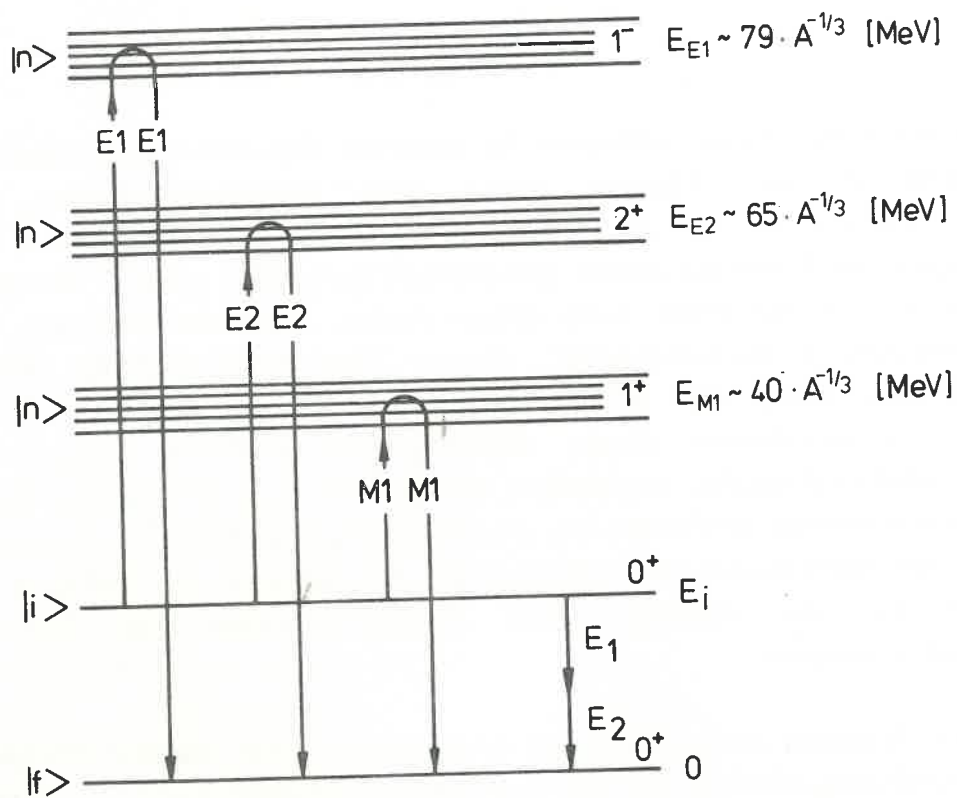
INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Die Theorie des zwei Photonen-Zerfalls	5
3. Das Experiment	9
3.1 Anregung des $ 0_2^+\rangle$ Zustandes	9
3.2 Experimenteller Aufbau	12
Die $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}^*$ Messung	14
Die $^{16}\text{O}(p, p')^{16}\text{O}^*$ Messung	15
4. Datenauswertung	17
4.1 Die Teilchenspektren	17
4.2 Die γ -Spektren	22
Eichung der Kugeldetektoren	22
Photopeakeffizienz der Kristallkugel	22
Korrekturen der Kugelgeometrie	25
Störprozesse	27
Positronvernichtung im Fluge	27
Abtrennung des 3^- Zustandes	30
Allgemeine Analysebedingungen	32
4.3 Analyse der 2- γ Zerfälle	33
Analyse der Messung mit dem Li_2O -Target	33
Analyse der Messung mit dem MgO Target	47
Die p, α -Reaktion	50
Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse	52
5. Interpretation der 2- γ Matrixelemente	55
5.1 Darstellung der beiden $ 0^+\rangle$ Zustände	55
5.2 Verknüpfung der Matrixelemente mit der Suszeptibilität	60
5.3 Das $\langle 2M1 \rangle$ -Matrixelement	66
5.4 Das $\langle 2E1 \rangle$ -Matrixelement	70
6. Ausblick	77
Literaturverzeichnis	79
Abbildungsverzeichnis	85

Die Wechselwirkung nuklearer Systeme mit dem elektromagnetischen Feld wird in der Theorie durch eine Reihenentwicklung des Hamiltonoperators in der Feinstrukturkonstanten α beschrieben [FEY 49]. Wegen der Kleinheit dieser Konstanten ($\alpha \approx 1/137$) wird in den meisten Fällen nur der erste Term dieser Reihe, die erste Ordnung der Störungsrechnung, berücksichtigt. Dieser Term beschreibt die einmalige Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem Atomkern. Die Entwicklungskoeffizienten dieser Störungsreihe enthalten sogenannte Übergangsmatrixelemente, symbolisch durch $\langle i | H_{\text{int}} | f \rangle$ ausgedrückt. Diese Matrixelemente enthalten die physikalische Information, die sowohl in H_{int} , den Wechselwirkungs-Hamiltonian, als auch in die Zustände $|i\rangle$ und $|f\rangle$, die die Anfangs- und Endkonfiguration des Systems beschreiben, eingeht.

Wenn Prozesse erster Ordnung unterdrückt sind, werden Prozesse höherer Ordnung wichtig, die die mehrfache Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem Atomkern beschreiben. Bei dem $2-\gamma$ Zerfall handelt es sich um einen Prozeß der zweiten Ordnung der Störungstheorie. Er beschreibt den Zerfall eines angeregten Zustandes durch simultane Emission zweier Quanten, die eine kontinuierliche Einzelenergieverteilung besitzen, deren Summenenergie jedoch der Übergangsenergie entspricht.

Theoretisch wird die Emission von Photonen durch die Entwicklung des relativistischen Hamiltonoperators nach dem Vektorpotential A beschrieben [BJO 66]. Dabei ist die erste Ordnung des A^2 -Terms und die zweite Ordnung des $j \cdot A$ -Terms für die Zweiquantenemission relevant (siehe Kapitel 2). Wie Abbildung 1 zeigt, tragen zum $2-\gamma$ Zerfall in 2. Ordnung der Störungsrechnung [EIC 74] diese zwei Prozesse bei: die gleichzeitige Erzeugung zweier Quanten (A^2 -Term) und die Emission eines reellen Photons mit Drehimpuls J , wobei der Kern aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation in einen energetisch höherliegenden Zwischenzustand mit Drehimpuls J übergeht. Dieser Zustand zerfällt durch die Emission eines weiteren Quants in den Grundzustand (2. Ordnung der Entwicklung des $j \cdot A$ -Terms). Auf diese Weise werden



1606-83 MPI H

Abb. 1. Schematische Darstellung des 2- γ Zerfalls

alle Erhaltungssätze erfüllt. Die hochliegenden Zwischenzustände werden in den theoretischen Modellen mit den entsprechenden Riesenresonanzen identifiziert, da nur diese große Übergangsstärken zu den beiden 0^+ Zuständen besitzen.

Der 2- γ Zerfall wurde bereits 1929 theoretisch berechnet [GOP 29], konnte aber erst in den 60er Jahren in der Atomphysik experimentell nachgewiesen werden [MAR 78]. In der Kernphysik gelang der endgültige Nachweis des 2- γ Zerfalls erstmals mit dem Kristallkugelspektrometer [SCH 84], nachdem es in drei Jahrzehnten nicht gelungen war, störende Effekte abzutrennen. Watson [WAT 75], der die letzte 2- γ Messung (am ^{16}O) durchführte, behauptet zwar in seiner Arbeit, erstmals 'frei von Kontaminationen und anderen störenden Effekten' zu sein, erhielt aber einen Wert für das 2- γ Verzweigungsverhältnis, der um drei Standardabweichungen von dem in dieser Arbeit bestimmten abweicht.

Um den 2- γ Zerfall experimentell zu untersuchen, ist ein (J^π) $0^+ \rightarrow 0^-$ Übergang, bei dem alle Prozesse der ersten Ordnung, d.h. Einquantenemission, innere Konversion und innere Paarbildung verboten sind, wünschenswert. Da ein Kern mit einem 0_1^- (0_1^+) Grundzustand und einem ersten angeregten 0_2^+ (0_2^-) Zustand nicht bekannt ist, werden $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge untersucht, bei denen die Emission eines γ -Quants aus Drehimpulserhaltungsgründen verboten ist. Der Hauptzerfallskanal des angeregten 0^+ -Zustandes ist dann die innere Konversion oder die innere Paarbildung, die experimentell leichter vom echten 2- γ Zerfall zu unterscheiden sind als die Emission eines γ -Quants, daß gestreut werden, und damit ein 2- γ Ereignis vortäuschen kann.

Eine Möglichkeit den 2- γ Zerfall in $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergängen zu messen bietet ^{16}O , bei dem aufgrund der geringen Nukleonenzahl und den magischen Protonen- und Neutronenschalen, eine bedeutende Motivation für die Messung aus der Hoffnung auf eine quantitative theoretische Beschreibung entstammt. Eine Zusammenstellung der bisher am ^{16}O durchgeführten 2- γ Messungen zeigt Tabelle 1.

TABELLE 1:

Jahr	$W_{\gamma\gamma}/W_{\text{tot}}$	Referenz
1961	$(2.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$	GOD 61
1963	$(2.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$	SUT 63
1964	$< 1.4 \cdot 10^{-4}$	ALB 64
1975	$(2.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$	WAT 75

Das 2- γ Verzweigungsverhältnis wurde z.B. bei [WAT 75] mit zehn 2- γ Ereignissen bestimmt. Da sich darüberhinaus alle Messungen innerhalb der angegebenen Fehler widersprechen, erschien uns ein erneuter Anlauf, den 2- γ Zerfall des ^{16}O zu messen, angebracht.

In der vorliegenden Messung wurde die Heidelberg-Darmstädter Kristallkugel eingesetzt, ein 4π γ -Spektrometer, daß durch seinen modu-

laren Aufbau aus 162 NaJ-Kristallen in der Lage ist, alle für den 2- γ Zerfall wichtigen Parameter zu erfassen. Neben verlässlichen Daten über das Verzweungsverhältnis liegen somit erstmals auch experimentelle Daten über Winkel- und Einzelenergie-Korrelationen für den 2- γ Zerfall vor, die für eine theoretische Beschreibung wichtig sind.

Die vorliegende Messung ist nach denen an ^{40}Ca und ^{90}Zr die dritte 2- γ Messung, die mit diesem Spektrometer durchgeführt wurde. Die bisher gewonnenen Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt [SCH 84].

TABELLE 2:

Kern	$W_{\gamma\gamma}/W_{\text{tot}}$	$\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$	$W_{\gamma\gamma}(2E2)/W_{\text{tot}}$
^{40}Ca	$(4.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$	$+2.7 \pm 0.5$	$< 2\%$
^{90}Zr	$(1.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$	$+0.53 \pm 0.2$	$< 4\%$

Das nachfolgende Kapitel stellt die Theorie des 2- γ Zerfalls dar. In Kapitel 3 wird die Konzeption des Experiments und in Kapitel 4 die Auswertung der Daten behandelt. Kapitel 5 beschäftigt sich mit einem Vergleich von Theorie und Experiment und einer anschaulichen Beschreibung der Matrixelemente.

2. DIE THEORIE DES ZWEI PHOTONEN-ZERFALLS

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Formeln zusammengestellt, eine vollständigere Darstellung findet man bei [GRE 62, EIC 74, PEL 82, SCH 84].

Wir betrachten die Wahrscheinlichkeit für die Zweiquanten-Emission eines Systems von nichtrelativistischen Teilchen der Ladung e_μ und Masse m_μ , die sich in einem mittleren, zeitlich konstanten nuklearen Potential bewegen. Dabei wird die Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld in nichtrelativistischer Näherung durch die Substitution

$$p_\mu^2/2m_\mu \rightarrow (p_\mu - e_\mu A/c)^2/2m_\mu$$

berücksichtigt, wobei p_μ den Impulsoperator des Teilchens μ und A das Vektorpotential mit der Coulombbeziehung $\nabla A=0$ darstellt.

Für den Hamiltonoperator folgt damit:

$$H = H_0 + H' + H'' = H_0 - j \cdot A/c + \sum (e_\mu A)^2/2m_\mu c^2 \quad (2.1)$$

Die Übergangsamplitude f_γ wird in erster Ordnung Störungstheorie durch folgenden Ausdruck beschrieben:

$$f_\gamma = \sqrt{\frac{2k}{\hbar}} \langle i | H' | f \rangle \quad (2.2)$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit $W_{\gamma\gamma}$, d.h. der Wahrscheinlichkeit, zwei Photonen mit der Energie $E_{\gamma i}$ und Richtung Ω_i zu finden gilt:

$$W_{\gamma\gamma} = dP(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, \Omega_1, \Omega_2) \cdot \sum F_{\gamma\gamma}(I_i M_i', I_f M_f') \cdot F_{\gamma\gamma}^*(I_i M_i, I_f M_f) \quad (2.3)$$

Die winkel- und energieabhängige Übergangsamplitude $F_{\gamma\gamma}$ spaltet in $F'_{\gamma\gamma}$, die zur 2. Ordnung der Entwicklung des $j \cdot A$ -Terms gehört und $F''_{\gamma\gamma}$, die zur ersten der Entwicklung des $(eA)^2$ Terms gehört, auf.

$F'_{\gamma\gamma}$ entspricht einem Übergang über virtuelle Zwischenzustände, $F''_{\gamma\gamma}$ beschreibt die direkte Erzeugung zweier Quanten, was einer Entwicklung 1. Ordnung des $(eA)^2$ Terms entspricht. $F'_{\gamma\gamma}$ hat die Struktur:

$$F'_{\gamma\gamma} = \sum_n \sqrt{\frac{2k_1}{\hbar} \frac{2k_2}{\hbar}} \frac{\langle f | H'(k_2) | n \rangle \langle n | H'(k_1) | i \rangle}{E_i - E_n - E_{\gamma 1}} + (1 \leftrightarrow 2) \quad (2.4)$$

und $F''_{\gamma\gamma}$ lautet:

$$F''_{\gamma\gamma} = \text{const.} \langle i | H''(k_1, k_2) | f \rangle \quad (2.5)$$

Bei $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergängen müssen die beiden Quanten gleiche Multipolarität und Parität haben. Die Übergangsamplituden lassen sich dann unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit umformen und die Kerninformation ist enthalten in:

$$\Gamma'(2M\lambda) = K(\lambda) E_{\gamma 1}^{\lambda+1/2} E_{\gamma 2}^{\lambda+1/2} \langle 2M\lambda \rangle \quad (2.6)$$

$$\Gamma'(2E\lambda) = K(\lambda) (E_{\gamma 1}^{\lambda+1/2} E_{\gamma 2}^{\lambda+1/2} \langle 2E\lambda \rangle + E_{\gamma 1}^{\lambda-1/2} E_{\gamma 2}^{\lambda-1/2} [2E\lambda])$$

$$\Gamma''(2\sigma\lambda) = K(\lambda) E_{\gamma 1}^{\lambda-1/2} E_{\gamma 2}^{\lambda-1/2} \{2\sigma\lambda\}$$

mit:

$$K(\lambda) = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{\lambda+1}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2 (2\lambda+1)^{1/2}} \frac{1}{(\hbar c)^{2\lambda+1}}$$

Das Matrixelement $\Gamma'(2E\lambda)$ für elektrische Übergänge spaltet in zwei Anteile auf, die sich nur durch verschiedene Energieabhängigkeit unterscheiden. Das $[2E\lambda]$ -Matrixelement ist linear von der Energie der Zwischenzustände abhängig, während das $\langle 2E\lambda \rangle$ -Matrixelement durch den Energienenner gewichtet wird. Eichler [EIC 74] zeigt, daß sich das $[2E\lambda]$ -Matrixelement mit dem $\{2E\lambda\}$ -Matrixelement exakt aufhebt. Als einzige Forderung wurde dabei die Eichinvarianz des Gesamthamiltonoperators gefordert. Die Bedingung der Eichinvarianz auf die magnetischen $2-\gamma$ Matrixelemente ist bisher noch nicht allgemein untersucht worden. Es wurde jedoch gezeigt [KWO 84], daß im vorliegenden Fall $\{2M\lambda\} \ll \langle 2M\lambda \rangle$ gilt.

Es bleiben also nur die Beiträge von den $\langle 2\sigma\lambda \rangle$ -Matrixelementen übrig, die die folgende Form haben:

$$\langle 2\sigma\lambda \rangle = \sum_{n_\nu, \nu=1,2} \frac{\langle 0_f || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} Mm(\sigma\lambda) || n_\nu \rangle \langle n_\nu || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} Mm(\sigma\lambda) || 0_i \rangle}{E_i - E_{n_\nu} - E_{\gamma\nu}} \quad (2.7)$$

wobei E_i die Anregungsenergie des Anfangszustandes $|0_i\rangle$ ist und $\langle 0 || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} Mm(\sigma\lambda) || n_\nu \rangle$ die reduzierten Matrixelemente [PEL 82] in der Langwellennäherung ($k \cdot R \ll 1$) mit $\Lambda(E) = 1$ und $\Lambda(M) = 0$ sind. Es wird über alle Zwischenzustände $|n\rangle$ mit Spin λ , Parität $(-1)^{1+\Lambda(\sigma)}$ und Anregungsenergie E_n summiert. Im Folgenden werden nur 2E1, 2E2 oder 2M1 Übergänge diskutiert, da die Beiträge höherer Multipole vernachlässigt werden können. Der Übergang wird hauptsächlich über die $(J^\pi) 1^+ 2^+$ und 1^- Riesenresonanzen ablaufen, deren Lage und Übergangsstärke für die beiden 0^+ Zustände in Kapitel 5 behandelt wird. Abbildung 1 zeigt diese Übergänge schematisch. Man sieht, daß $|E_i - E_{n_\nu}| \gg E_{\gamma\nu}$ gilt, so daß die Energieabhängigkeit der $\langle 2\sigma\lambda \rangle$ -Matrixelemente schwach ist; sie wird deshalb im folgenden nicht berücksichtigt.

Wir berechneten eine allgemeine Formel für die Korrelation $W_{\gamma\gamma}(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, \theta_{12})$ für Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ der beiden Photonen und ihren Relativwinkel θ_{12} . Dabei wurden 2E1, 2M1 und 2E2 Übergänge berücksichtigt (siehe auch GRE 62).

$$\begin{aligned} dW_{\gamma\gamma}(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, \theta_{12}) &= dP' \cdot 2^6/3^4 \pi^2/\hbar^2 1/(\hbar c)^5 E_{\gamma 1}^3 E_{\gamma 2}^3 \\ &\cdot [\langle 2M1 \rangle^2 + \langle 2E1 \rangle^2 + E_{\gamma 1}^2 E_{\gamma 2}^2 \langle 2\tilde{E}2 \rangle^2 + 2E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \langle 2\tilde{E}2 \rangle \langle 2M1 \rangle \\ &- 4\langle 2E1 \rangle \langle 2M1 \rangle \cos\theta_{12} \\ &+ (\langle 2M1 \rangle^2 + \langle 2E1 \rangle^2 - 3E_{\gamma 1}^2 E_{\gamma 2}^2 \langle 2\tilde{E}2 \rangle^2 - 6E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \langle 2\tilde{E}2 \rangle \langle 2M1 \rangle) \cos^2\theta_{12} \\ &- 4E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \langle 2E1 \rangle \langle 2\tilde{E}2 \rangle \cos^3\theta_{12} \\ &+ 4E_{\gamma 1}^2 E_{\gamma 2}^2 \langle 2\tilde{E}2 \rangle^2 \cos^4\theta_{12}] \end{aligned} \quad (2.8)$$

mit

$$\langle 2E2 \rangle = 0.03(\hbar c)^{-2} \langle 2E2 \rangle$$

und

$$dP'(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, \theta_{12}) = \hbar/2\pi \delta(E_i - E_f - E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}) dE_{\gamma 1} dE_{\gamma 2} d\Omega_{12}/4\pi$$

Die Gleichung ist von den drei Matrixelementen $\langle 2E1 \rangle$, $\langle 2M1 \rangle$ und $\langle 2E2 \rangle$ abhängig. Für reine 2E1 oder 2M1 Übergänge reduziert sich die Winkelkorrelation auf eine $1 + \cos^2 \theta_{12}$ Verteilung. Da man die $\langle 2E2 \rangle$ Matrixelemente vernachlässigen kann, wie in Kapitel 4.3 gezeigt (Abb.22) hat die Energieverteilung der 2- γ Quanten die Form $E_{\gamma 1}^3 E_{\gamma 2}^3$. Erst die Beimischung von 2E2 Übergängen würde die Energieverteilung ändern und zu energieabhängigen Winkelverteilungskoeffizienten führen, aber bei sehr guter Statistik kann man aus der Energieverteilung eine Aussage über die Beimischungen verschiedener Multipolaritäten erhalten.

Durch die Winkelkorrelation kann nicht bestimmt werden, welche Parität der dominierende Übergang hat. Dazu muß die Linearpolarisation durch Messung der Compton-Streuung eines der beiden γ -Quanten untersucht werden. Beschränkt man sich auf Dipolübergänge, so gilt für die entsprechende Korrelationsfunktion:

$$dW_{\gamma\gamma}(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, \theta_{12}, \phi_c) \propto E_{\gamma 1}^3 E_{\gamma 2}^3 \cdot [\langle 2M1 \rangle^2 + \langle 2E1 \rangle^2 - 4 \langle 2E1 \rangle \langle 2M1 \rangle \cos \theta_{12} + (\langle 2M1 \rangle^2 + \langle 2E1 \rangle^2) \cos^2 \theta_{12} + (\langle 2E1 \rangle^2 - \langle 2M1 \rangle^2) Q \sin^2 \theta_{12} \cos 2\phi_c] \quad (2.9)$$

wobei ϕ_c der Winkel zwischen der Ebene der beiden primären Quanten und der durch das primäre und Compton gestreute γ -Quant aufgespannten Ebene ist und Q die (energieabhängige) Polarisationsempfindlichkeit der Kristallkugel bezeichnet.

Bei Beschränkung auf 2E1- und 2M1-Übergänge folgt aus Gleichung (2.8) nach Integration über $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ und Ω_{12} für die totale 2 γ -Übergangsrate:

$$W_{\gamma\gamma} = \frac{2^5}{3^5 35} \frac{\pi}{\hbar(\hbar c)^6} E_i^7 (|\langle 2E1 \rangle|^2 + |\langle 2M1 \rangle|^2) \quad (2.10)$$

3.1 ANREGUNG DES $|0_2^+\rangle$ ZUSTANDES

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Möglichkeiten, den 0_2^+ Zustand des ^{16}O anzuregen und den damit verbundenen experimentellen Anforderungen.

In der Mitte der Abbildung 2 ist das Niveauschema des ^{16}O [LED 78] mit Angabe der Halbwertszeit des 0_2^+ -Zustandes dargestellt. Der 0_2^+ Zustand zerfällt zu fast 100% über innere Paarbildung in den Grundzustand. Das Verhältnis von innerer Konversion zu innerer Paarbildung beträgt $(4.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$ und liegt damit eine Größenordnung unterhalb des erwarteten $2-\gamma$ Verzweigungsverhältnisses.

Da die Halbwertszeit des 0_2^+ Zustandes nur 67 ps beträgt, ist man nicht in der Lage, wie im Falle des ^{40}Ca und ^{90}Zr , Targetverunreinigungen durch eine verzögerte Koinzidenz abzutrennen [SCH 84]. Deshalb müssen mögliche Verunreinigungen soweit unvermeidbar, klar erkennbar sein. Dies wird durch die Kristallkugel gewährleistet. Fernerhin liegt der 3_1^- Zustand energetisch nur 81 KeV oberhalb des 0_2^+ Zustandes und kann durch die NaJ-Detektoren der Kristallkugel nicht separiert werden, die bei einer γ -Energie von 6 MeV eine Energieauflösung von 320 KeV (fwhm) besitzen. Es ist klar, daß für eine gute Separation des 0_2^+ Zustandes vom dicht benachbarten 3_1^- Zustand eine selektive Anregung des 0_2^+ Zustandes erforderlich ist und eine quantitative Trennung der beiden Anregungszustände des Kerns über eine Teilchen- γ Koinzidenz erreicht werden muß. Dazu wird die Energie der unter Rückwärtswinkeln gestreuten Teilchen bestimmt, die durch den Kern und den jeweiligen Zustand, den sie anregen, festgelegt ist.

Um den 0_2^+ Zustand des ^{16}O bevorzugt zu populieren, ist bei der p, α -Reaktion eine Einschußenergie von 1.89 MeV am besten geeignet (siehe Pfeil in Abbildung 2). Wie aber in Abbildung 2 zu erkennen, bevölkert eine p, p' -Reaktion bei Einschußenergie von 7.58

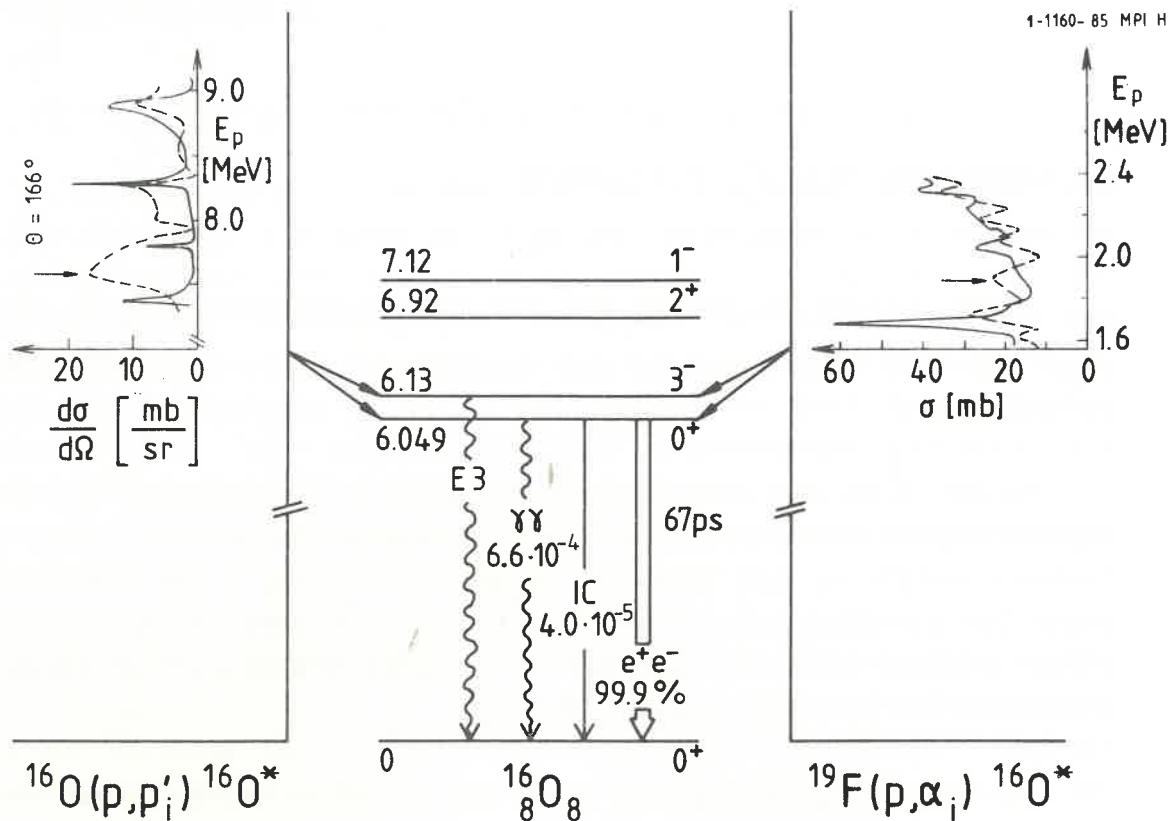


Abb. 2. Termschema des ^{16}O .: Wirkungsquerschnitte für Anregung des $|3_1^- \rangle$ (durchgezogene Linie) und des $|0_2^+ \rangle$ Zustands (gestrichelte Linie) bei der p,p' und der p,α -Reaktion. Die optimale Einschußenergie wurde jeweils durch einen Pfeil markiert.

MeV den 0_2^+ Zustand 16 mal stärker als den 3_1^- Zustand (siehe Pfeil in Abbildung 2). Diese Reaktion scheint deshalb wesentlich geeigneter zu sein.

Bei der Selektion des 0_2^+ -Zustandes durch die Energie der rückgestreuten Teilchen ist noch folgendes zu beachten: Der Energieübertrag des Projektils auf den Targetkern vermindert die Energiedifferenz der Teilchen, die den 0_2^+ und den 3_1^- Zustand anregen. Außerdem wird die Energie der rückgestreuten Teilchen vom Streuwinkel abhängig. Diese Winkelabhängigkeit führt zu einer kinematischen Verbreiterung der beiden Linien, die sowohl von dem Winkelbereich, den die Detektoren abdecken, als auch von dem Winkel, unter dem die Detektoren montiert sind abhängig ist.

Abbildung 3 zeigt die Energie der inelastisch gestreuten Teilchen, die den 0_2^+ und den 3_1^- Zustand anregen, als Funktion des Teilchenstreuwinkels für die p,α und die p,p' Reaktion. Der Winkelbereich, in dem die Detektoren bei den jeweiligen Messungen montiert waren, ist durch je zwei senkrechte Linien eingetragen. Wir erhielten mit unseren Meßaufbauten einen Peak zu Peak Abstand der Teilchenlinien, die den 0_2^+ und den 3_1^- Zustand im ^{16}O anregen, von 54.3 KeV bei der p,α und 55.1 KeV bei der p,p' Reaktion (statt 81 KeV Niveauabstand). Die kinematische Verbreiterung der Teilchenlinien betrug in beiden Fällen 12 KeV.

Obwohl die p,p' -Reaktion wegen der selektiveren Anregung des 0_2^+ Zustandes bei 7.58 MeV Einschußenergie am besten für eine untergrundfreie $2-\gamma$ Messung geeignet scheint, wurden beide Reaktionen benutzt, um zu zeigen, daß die in dieser Arbeit gemessenen Verzweungsverhältnisse in sich konsistent sind und die beobachtete Abweichung von den von anderen Autoren gemessenen Werten (siehe Tabelle 1) nicht auf p,p' spezifische Untergrundprobleme zurückzuführen sind.

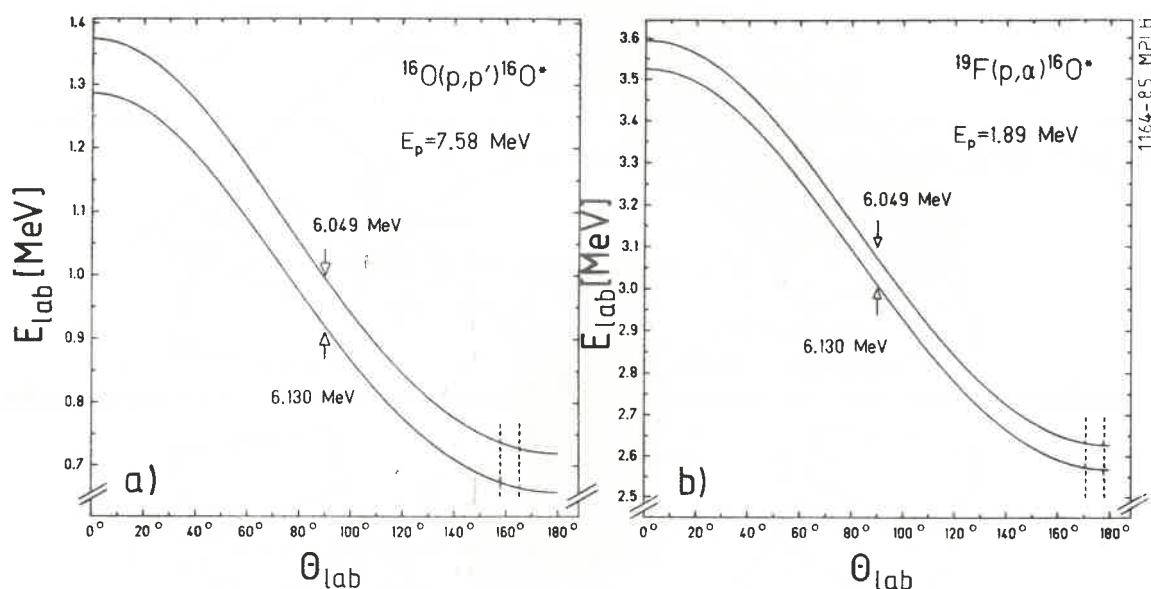


Abb. 3. Kinematik der gestreuten Teilchen: Berechnete Energie der rückgestreuten Teilchen als Funktion des Streuwinkels für die p,p' und die p,α -Reaktion.

3.2 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Um möglichst sensitiv auf die seltenen $2\text{-}\gamma$ Ereignisse zu sein und störende Prozesse (z.B. Positronen Vernichtung im Flug = PAF) separieren zu können, ist es notwendig, möglichst vollständige Information über die konkurrierenden γ -Zerfälle zu erhalten. Insbesondere ist man an der γ -Einzelenergie, der γ -Summenenergie, der Relativwinkelverteilung, der Linearpolarisation der Quanten und der Multiplizität der Ereignisse interessiert. Das Kristallkugelspektrometer ist deshalb für diese Untersuchung ideal geeignet.

Das Kristallkugelspektrometer ist ein modular aufgebautes 4π Detektorsystem, dessen 20cm dicke Schale aus 162 NaJ Kristallen (150 Hexagons, 12 Pentagons) besteht, die alle den gleichen Raumwinkel abdecken. Bei dieser Messung wurden 3 Kristalle für das Strahlrohr und den Targethalter entfernt. Die Kugel besitzt einen Innenradius von 25 cm. Durch ihren modularen Aufbau ist man mit der Kristallkugel in der Lage, den Relativwinkel zweier im Zentrum der Kugel erzeugter γ -Quanten mit einer Genauigkeit von $\pm 9^\circ$ zu messen.

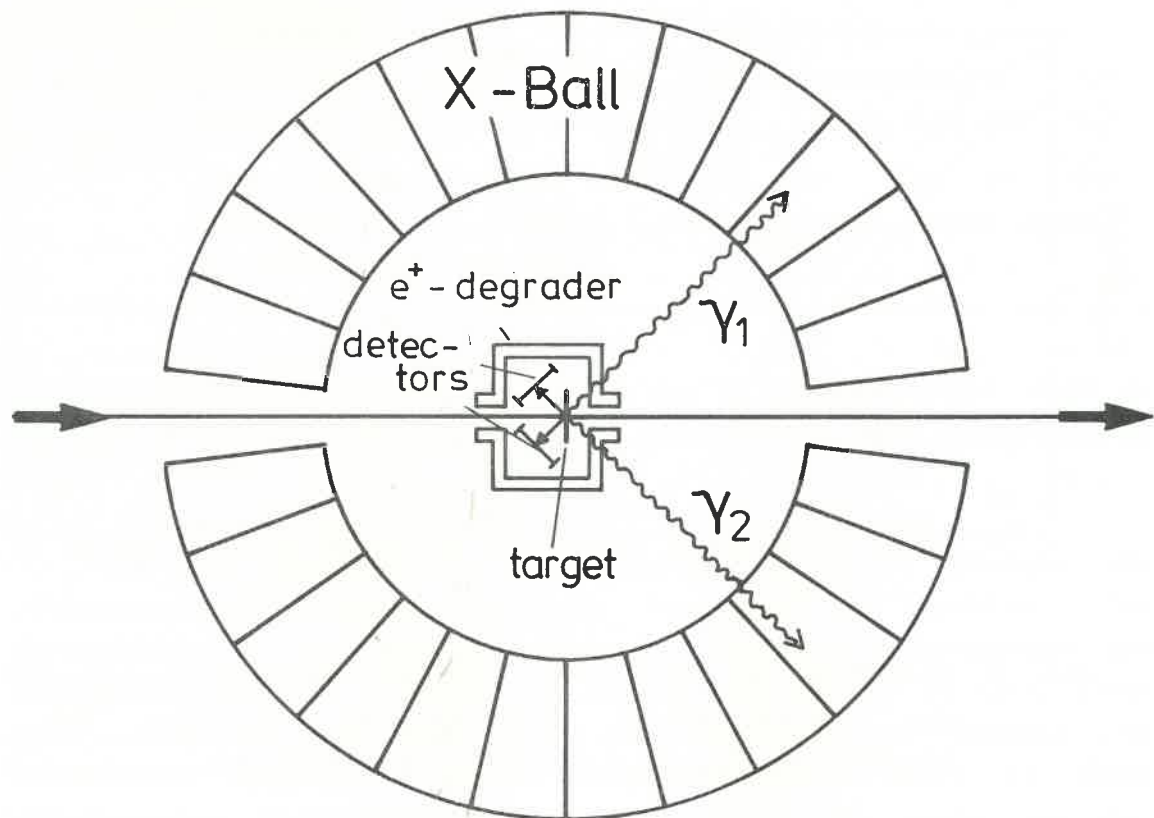


Abb. 4. Schematische Darstellung des Aufbaus in der Kristallkugel.

Abbildung 4 zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus in der Kristallkugel. Zur Bevölkung des O_2^+ Zustandes im ^{16}O benutzen wir einen gepulsten Protonenstrahl mit 72ns Pulsabstand und 1ns Pulsbreite, der nach dem Durchlaufen des Targets aus dem Spektrometer herausgeführt wurde. Um die Anregungszustände des ^{16}O zu identifizieren, wurden Teilchendetektoren in die Streukammer eingebaut, mit denen die Energie der unter Rückwärtswinkeln gestreuten Partikel bestimmt wurde. Um den störenden Einfluß der Positronenzerstrahlung im Flug nachträglich unterdrücken zu können, wurde im Zentrum der Streukammer eine Plastikdose mit 7mm Wandstärke installiert, die den Targetbereich vollständig umschloß, sodaß die Positronen den Zentrumsbereich nicht ohne Zerstrahlung oder nachweisbaren Energieverlust verlassen konnten. An dieser Dose, die zur Vermeidung von Aufladungen mit Leitsilber beschichtet wurde, wurden auch

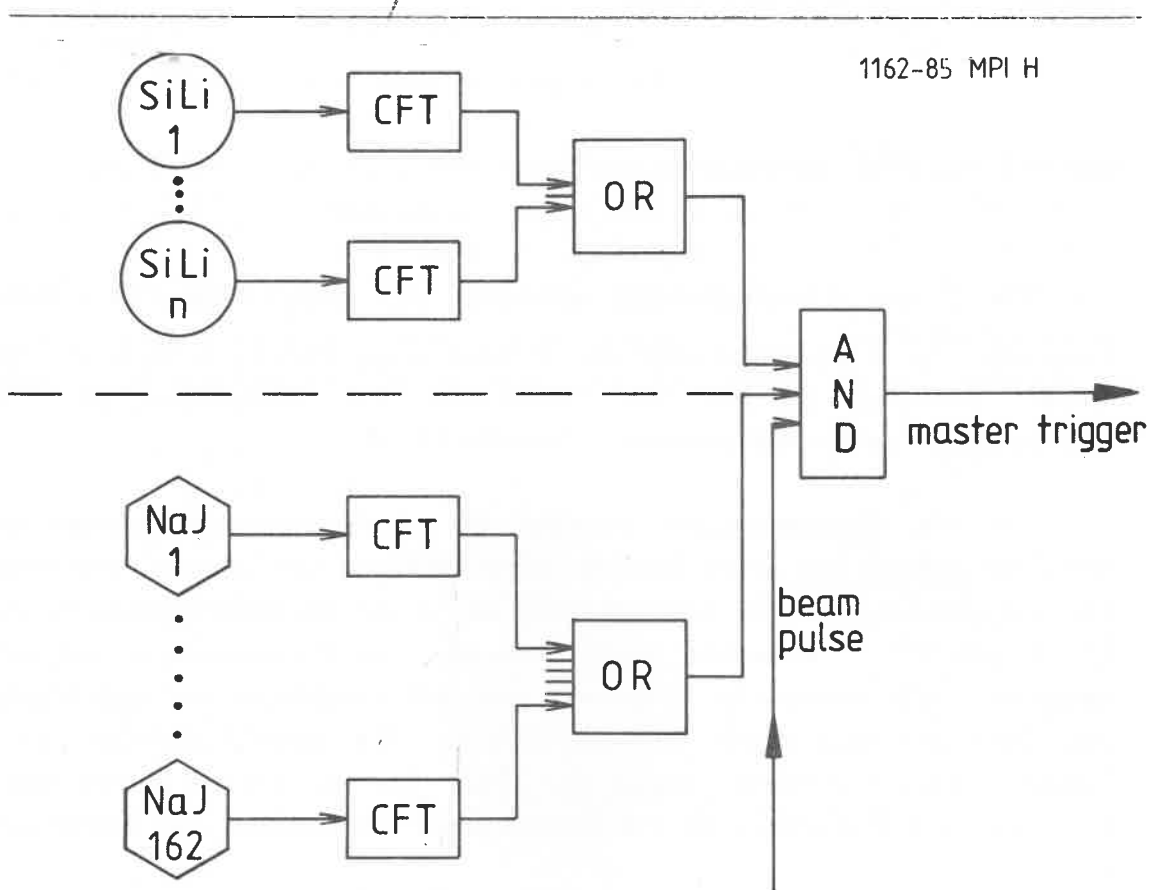


Abb. 5. Schematische Darstellung der Triggerelektronik.

die Teilchendetektoren befestigt. Um die Energieauflösung der Halbleiterdetektoren zu verbessern, wurden die Zähler mit Hilfe einer Alkoholkühlung auf Temperaturen knapp über 0° C gehalten. Da wir nur an α -koinzidenten Ereignissen interessiert waren, wurde bei dieser Messung die in Abbildung 5 dargestellte Triggerelektronik verwendet, mit deren Hilfe nur Ereignisse akzeptiert wurden, bei denen sowohl ein Teilchen in den Teilchendetektoren und gleichzeitig dazu mindestens ein α -Quant in der Kristallkugel nachgewiesen wurde. Es wurde eine zeitliche Koinzidenz der schnellen Zeitsigale der Halbleiterdetektoren mit den NaJ-Detektoren verlangt, bevor mit der aufwendigeren Verarbeitung der Energiesignale begonnen wurde. Die ADC (analog digital converter) und TDC (time digital converter) Systeme wurden von einem PDP11/45 Prozeßrechner über CAMAC ausgelesen und auf Magnetband geschrieben. Nähere Einzelheiten zum Aufbau der Kristallkugel kann man bei [HEY 83, MET 83] finden.

DIE $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}^*$ MESSUNG

Als Target benutzten wir ein $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ CaF_2 Target auf einer $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{12}C Trägerfolie und die Strahlenergie betrug 1.89 MeV. Mit dieser Reaktion wurden alle bisherigen 2- α Messungen am ^{16}O durchgeführt (siehe Referenzen in Tabelle 1).

Um die rückgestreuten Partikel zu identifizieren montierten wir einen Ringzähler mit einer aktiven Detektorfläche von 300mm^2 und einer Energieauflösung von 30 KeV (fwhm), der einen Streuwinkelbereich von 170.4° bis 177.7° abdeckte (siehe Abb.3). Die Plastikdose wurde aufrecht in die Streukammer eingebaut und der Ringzähler auf dem Mantel der Dose befestigt (siehe Abbildung 6.a). Bei einer Meßdauer von 3 Tagen und einem mittleren Strom von 20nA, konnten wir bei dieser Reaktion neun 2- α -Ereignisse im 2- α Summenpeak nachweisen und identifizieren.

DIE $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}^*$ MESSUNG

Wie in Abbildung 2 gezeigt [DAN 64], wird der 0_2^+ Zustand des ^{16}O bei einer Einschubenergie von 7.58 MeV 16 mal stärker als der 3_1^- Zustand angeregt ($\theta_{\text{lab}}=165^\circ$).

Als Target setzten wir $^7\text{Li}_2\text{O}$ ein, das oberhalb von 4.5 MeV Anregungsenergie teilcheninstabil ist und die Messung nicht durch zusätzliche hochenergetische γ -Quanten verunreinigt. Ein ^{24}MgO Target wurde hauptsächlich zu Eichungszwecken eingesetzt. Die Metalloxide wurden auf eine $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke ^{12}C Trägerfolie aufgebracht. Der erste angeregte 4.4391 MeV Zustand des ^{12}C wurde ebenfalls zur Eichung verwendet. Die Dicke der Oxidbeläge betrug $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ im Falle des MgO und $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ beim Li_2O . Der Sauerstoff in den Oxidverbindungen hatte eine natürliche Isotopenzusammensetzung ($> 99.7\%$ ^{16}O).

Bei dieser Messung wurde eine 7 mm dicke Plastikdose in Längsrichtung eingebaut, um Maßnahmen gegen Pile up durch δ -Elektronen treffen zu können (siehe Abbildung 6.b). Es wurden 5 Halbleiterdetektoren mit einer aktiven Fläche von 100 mm^2 , einer Dicke von $100\mu\text{m}$ und einer Energieauflösung von 13 KeV (fwhm) eingesetzt. Um auch die hochenergetischen elastischen Linien nachzuweisen, wurde als 6. Detektor ein

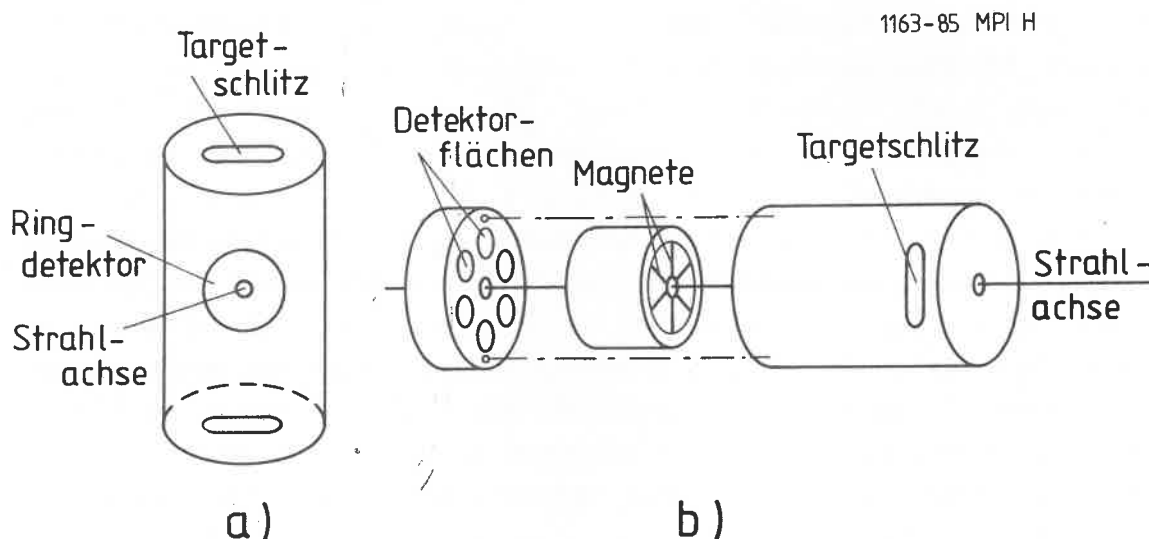


Abb. 6. Skizze der beiden verwendeten Innenaufbauten.

1000 μm dicker Monitorzähler eingebaut, dessen Abmessungen mit denen der anderen Detektoren identisch waren und der eine Energieauflösung von 25 KeV (fwhm) besaß. Diese 6 Detektoren wurden konzentrisch um die Strahlachse in dem Deckel der Dose montiert (siehe Abb.6.b). Vor den Detektoren wurden extrem dünne ($20\mu\text{g}/\text{cm}^2$) Nickelfolien angebracht, um eine Auflösungsver schlechterung durch Röntgenquanten zu verhindern.

Um Pile up durch δ -Elektronen zu unterdrücken, wurde ein 'Rad' gefertigt, dessen Speichen aus (Sm-Co) Permanentmagneten bestanden, die ein starkes, um die Strahlachse konzentrisches, Magnetfeld erzeugten. Durch den konischen Aufbau der 'Achse' und eine äußere Plexiglasabschirmung, konnten nur Partikel in einem Streuwinkelbereich von 155° bis 165° , in dem sich die aktive Fläche der Detektoren befand, das 'Rad' passieren. Dabei wurden die niederenergetischen δ -Elektronen, die aufgrund ihrer geringen Energie und kleinen Masse wesentlich weniger Impuls als die Protonen besitzen, durch das konzentrische Magnetfeld vollständig nach außen abgelenkt.

Das Li_2O Target wurde während 90% der Strahlzeit eingesetzt, während das MgO -Target fast ausschließlich zur Eichung verwendet wurde. Die Meßzeit betrug 4 Tage und wir erhielten dabei etwa 1000 $2\text{-}\alpha$ Ereignisse.

Die Auswertung der Daten erfolgte mit dem IBM 3084-Rechner der GSI- Darmstadt und dem SATAN Auswerteprogramm.

4.1 DIE TEILCHENSPEKTREN

In diesem Kapitel werden die gammakoinzidenten Spektren der rückgestreuten Teilchen behandelt (siehe Abb.5). In Abbildung 7.a, die das gammakoinzidente Gesamtteilchenspektrum der p, α -Reaktion zeigt (Teilchen- γ Koinzidenzforderung siehe Abbildung 5), erkennt man deutlich die gegenüber den Protonenlinien stark verbreiterten α -Linien. Der Grund für diese Verbreiterung ist die große Energieverschmierung der α -Teilchen in der Totschicht des Ringzählers. Deshalb wurden für die p, p' Messung Teilchendetektoren mit einer sehr guten Energieauflösung angeschafft.

Man erkennt in Abb.7.a weiterhin, daß α_{π} (α_1), die zum 0_2^+ (3_1^-) Zustand des ^{16}O führen, nicht ohne eine zusätzliche γ -Koinzidenzbedingung getrennt werden konnten. Um α_{π} zu präparieren, wurden zwei diametrale 511 KeV Quanten verlangt, die aus dem Hauptzerfallskanal des 0_2^+ Zustandes stammen, bei dem die Positronen aus der inneren Paarbildung in Ruhe zerstrahlen. Durch Forderung eines 6.13 MeV γ -Quants, dem eine Streuung in einen Nachbardetektor gestattet war (Compton-Mode), wurde α_1 präpariert. Nachträglich wurde die energieabhängige Photopeakeffizienz, d.h. die Wahrscheinlichkeit ein Quant einer bestimmten Energie im Photopeak nachzuweisen, korrigiert (siehe Kapitel 4.2). Das Resultat zeigt Abbildung 7.b, in der α_{π}, α_1 und die Überlagerung der beiden Linien in dem richtigen relativen Verhältnis dargestellt sind. Man erkennt, daß der 3_1^- -Zustand bei diesem Streuwinkel fast doppelt so stark wie der 0_2^+ -Zustand angeregt wird. Außerdem sieht man, daß die rechten Flanken der α -Linien nicht um mehrere Zehnerpotenzen steil

abfallen, sondern nach etwa zwei Größenordnungen in ein flaches Plateau münden. Dieses wird dem Pile up durch δ Elektronen zugeschrieben. Dadurch wird die Möglichkeit einer selektiven Anregung des 0_2^+ Zustandes eingeschränkt. Man kann die Beimischung des 3_1^- Zustandes nur gering halten, wenn man Teilchen in der äußerst rechten Flanke des α_π -Peaks als Trigger verlangt (siehe Abb.7.b).

Abbildung 8 zeigt die Teilchenspektren der p, p' Reaktion mit dem Li_2O Target. In Abb.8.a ist das gammakoinzidente Gesamtteilchenspektrum (Teilchen - γ Koinzidenz siehe Abb.5) dargestellt. Dieses Spektrum wurde mit dem Monitordetektor aufgenommen, der auch die hochenergetischen elastischen Linien auflösen kann. Die elastischen Linien, bei denen kein γ -Quant nachfolgt, sollten wegen der γ -Koinzidenzforderung nicht in den Teilchenspektren sichtbar sein. Diese Protonen treten jedoch in Koinzidenz mit sogenannten 'zufälligen' γ -Quanten auf. Diese zufälligen Ereignisse stammen (bis auf Koinzidenzen mit Höherstrahlungsquanten) von Mehrfachanregungen (siehe auch Kap.4.3), bei denen ein inelastisch gestreutes Projektil nicht in einem der Teilchendetektoren nachgewiesen werden konnte. Die Energieverteilung dieser zufälligen γ -Quanten besteht dominant aus einem 4.4391 MeV

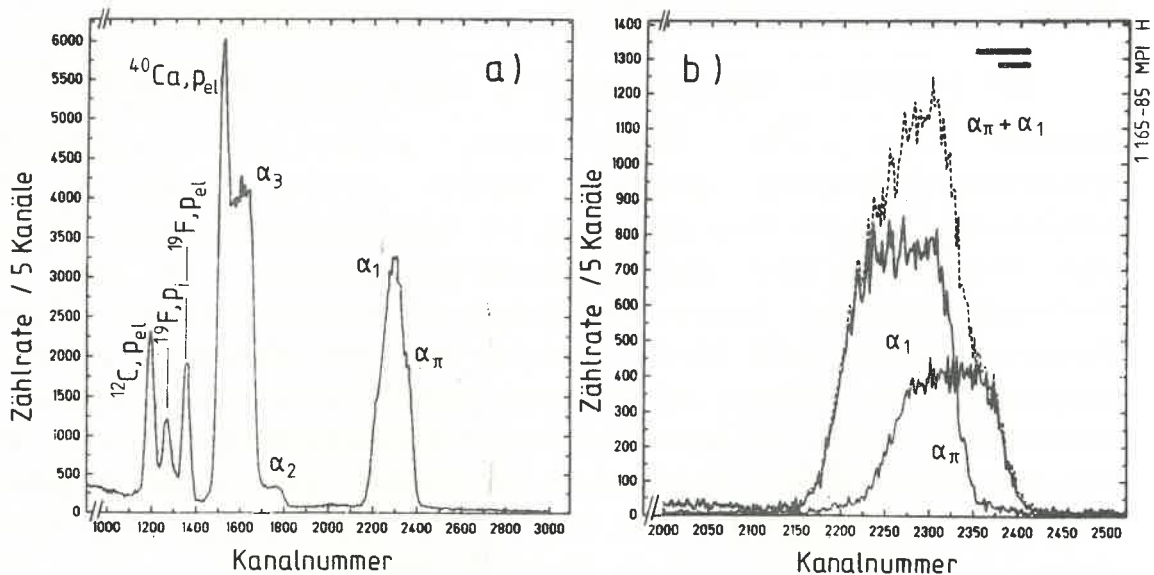
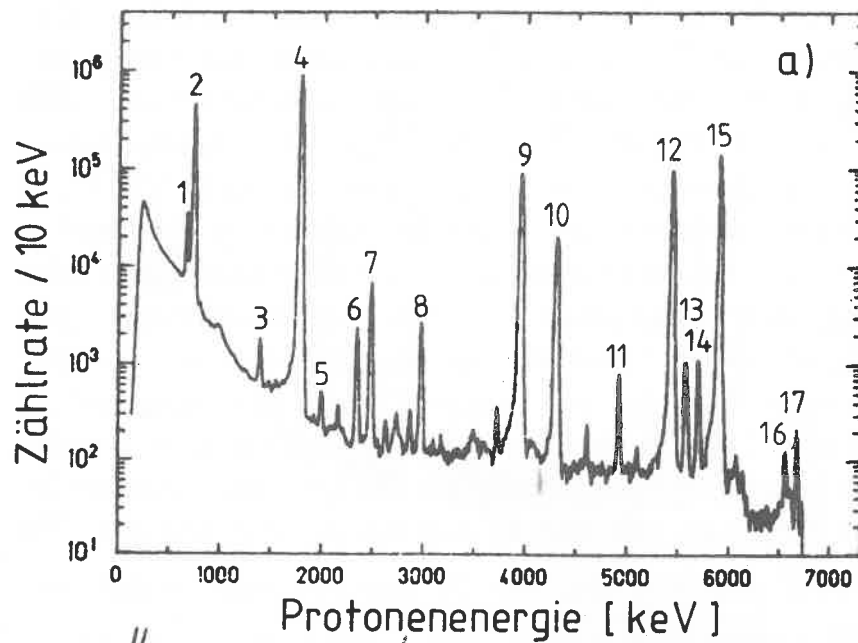


Abb. 7. Teilchenspektren der p, α Reaktion: a.) γ -koinzidentes Gesamtspektrum b.) Für α_π wurden zwei 511-KeV Quanten, für α_1 ein 6.13 MeV-Quant verlangt; die horizontalen Balken entsprechen den beiden Triggerbereichen.



No.	E[MeV]	Isotop
1	6.130	^{16}O
2	6.049	^{16}O
3	5.105	^{14}N
4	4.439	^{12}C
5	4.971	^{28}Si
6	3.947	^{14}N
7	3.684	^{13}C
8	3.089	^{13}C
9	0.477	^7Li
10	0.000	^7Li
11	1.778	^{28}Si
12	0.000	^{12}C
13	0.000	^{13}C
14	0.000	^{14}N
15	0.000	^{16}O
16	0.000	^{28}Si
17	0.000	^{32}S

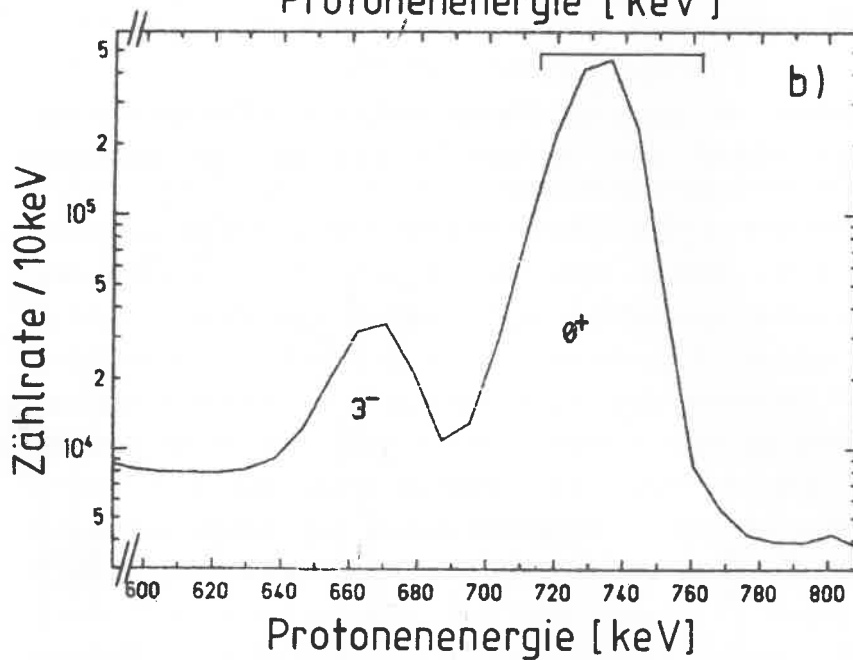


Abb. 8. Teilchenspektren der p, p' Reaktion mit Li_2O Target.: a.) γ -koinzidentes Gesamtteilchenspektrum b.) vergrößerter Ausschnitt im Bereich der 0_2^+ -Linie, der horizontale Balken entspricht dem Triggerbereich (siehe Kap.4.3).

Quant des ^{12}C oder aus zwei 511 KeV Quanten, die aus dem Zerfall des 0_2^+ Zustandes stammen, bei dem das Positron in Ruhe zerstrahlt.

Anhand der elastischen Linien kann man die Kerne identifizieren. Der Hauptbestandteil stammt von ^{16}O , ^7Li und ^{12}C , aus denen das Target bestand. Zusätzlich erkennt man noch ^{13}C , daß ebenfalls von dem Kohlenstoffbacking stammt (98.9% ^{12}C , 1.1% ^{13}C). Die Identifikation weiterer Linien im Teilchenspektrum zeigte, daß es sich nicht um Targetverunreinigungen, sondern um Elemente handelt, die sich im Restvakuum des Strahlrohres ansammeln. Die Identifikationen der Linien sind in Abbildung 8.a angegeben. Durch Untersuchungen der Gesamtteilchenspektren konnte gewährleistet werden, daß bei Verwendung der rückgestreuten Protonen als Trigger für die Anregung des 0_2^+ Zustandes kein anderer Kernzustand versehentlich analysiert wurde. Abbildung 8.b zeigt einen vergrößerten Ausschnitt aus dem Gesamtspektrum im Bereich der Protonen, die den 0_2^+ und den 3_1^- Zustand des ^{16}O anregen. Man erkennt deutlich, daß der 3_1^- Zustand etwa 16 mal weniger als der 0_2^+ Zustand angeregt wird.

Um zu untersuchen, ob auch bei diesem Meßaufbau Pile up vorhanden ist, wurde der Abfall der rechten Flanke der am stärksten

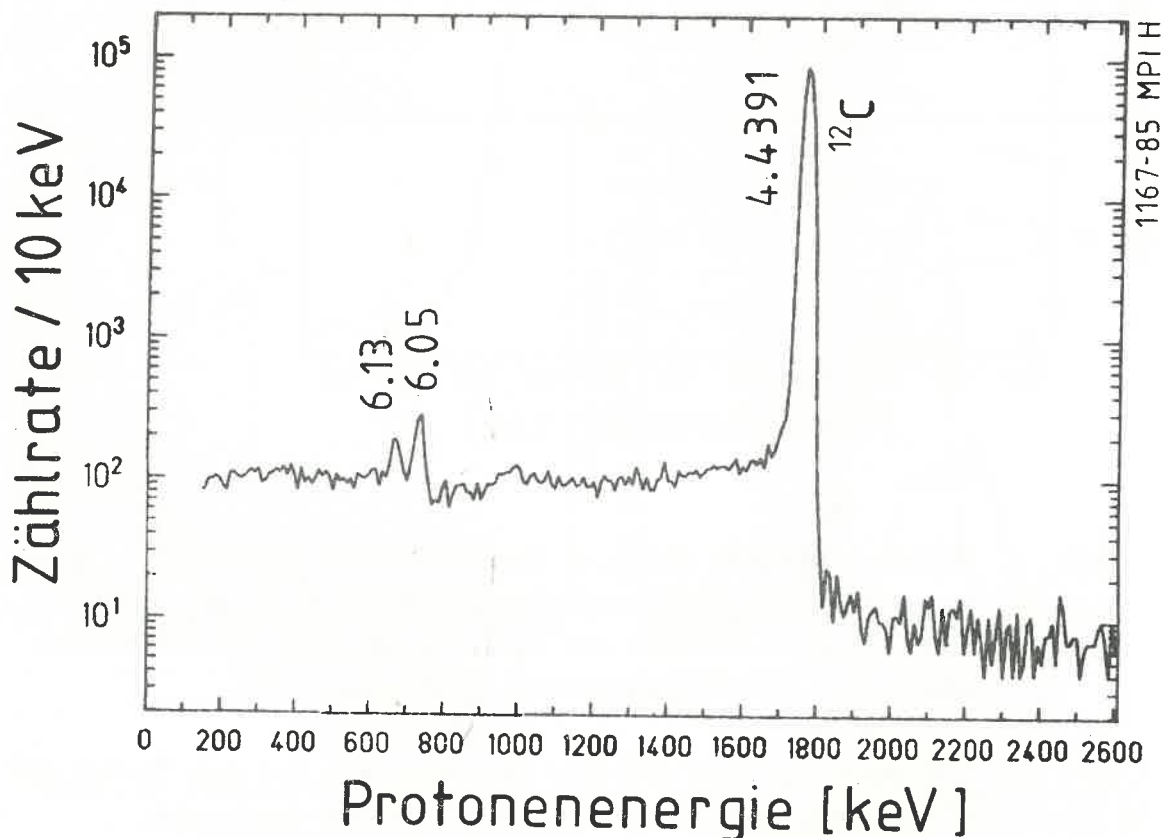


Abb. 9. Beweis der Pile-up Unterdrückung.: Teilchenspektrum in Koinzidenz mit einem 4.4391 MeV γ -Quant.

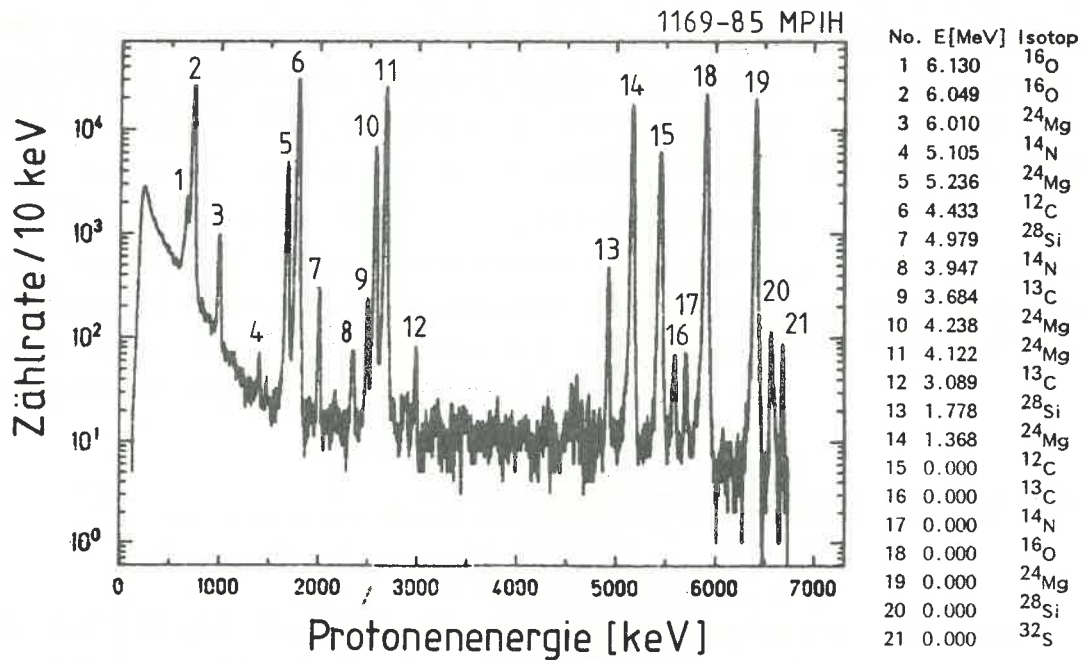


Abb. 10. γ -koinzidentes Gesamteilchenspektrum mit MgO Target

populierten Protonenlinie, die den 4.4391 MeV Zustand des ¹²C anregt, durch die gleichzeitige Forderung eines 4.4391 MeV Quants präpariert. Das Resultat zeigt Abbildung 9, in der man den Abfall der rechten Flanke um 4 Größenordnungen erkennt. Das Plateau auf der rechten Seite der Protonenlinie stammt nur zu einem geringen Teil aus einem Pile up, zum größten Teil ist es auf zufällige Ereignisse zurückzuführen, bei denen Protonen, die gleichzeitig mit einem zufälligen 4.4391 MeV-Quant kommen, ins Spektrum aufgenommen werden. Damit ist sichergestellt, daß ein eventueller auftretender Pile up um mindestens 4 Größenordnungen unterdrückt ist. Auf der linken Seite der ¹²C Protonenlinie erkennt man schwach die Linien, die zu den beiden hochenergetischen angeregten Zuständen des ¹⁶O führen. Das 6.13 MeV Quant durch das der 3_1^- Zustand zerfällt, kann nach entsprechendem Energieverlust die γ -Koinzidenzbedingung erfüllen. Der 0_2^+ Zustand liefert dominant zwei 511 KeV Quanten, die von den in Ruhe zerstrahlenden Positronen des Hauptzerfallskanals stammen. Diese γ -Quanten können in Koinzidenz mit zufälligen γ -Quanten die γ -Summenenergiebedingung erfüllen.

In Abbildung 10 ist das γ -koinzidente Gesamtteilchenspektrum des Monitorzählers für die p,p' Reaktion mit dem MgO Target dargestellt. Die Kerne wurden durch die an ihnen elastisch gestreuten Protonen identifiziert. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Targets besteht darin, daß statt der einen ${}^7\text{Li}$ Linie nun fünf zusätzliche angeregte Zustände des ${}^{24}\text{Mg}$ auftreten.

4.2 DIE γ -SPEKTREN

EICHUNG DER KUGELDETEKTOREN

Für die γ -Energieeichung der Kristallkugel wurde bei der p,p'-Reaktion der Zerfall folgender angeregter Zustände verwendet:

Isotop	Anregungsenergie	Zerfall in G.Z.
${}^7\text{Li}$	477.59 KeV	100%
${}^{24}\text{Mg}$	1.368 MeV	100%
${}^{12}\text{C}$	4.439 MeV	100%
${}^{16}\text{O}$	6.130 MeV	100%

Bei der p, α Reaktion wurden eine ${}^{24}\text{Na}$ Quelle, die zwei γ -Quanten mit 1.368 MeV und 2.754 MeV mit der gleichen Intensität emittiert und die 6.13 MeV (3_1^- -Zustand) und 511 KeV (Zerfall des 0_2^+ Zustandes in 2 diametrale 511 KeV Quanten) Linien zur Eichung benutzt. Damit konnte der für diese Auswertung wichtige Energiebereich abgedeckt werden ($E_{\gamma\text{max}} = 6.05$ MeV). In einer Fitroutine wurde ein Polynom zweiten Grades an diese Eichpunkte für alle NaJ Detektoren angepasst.

PHOTOPEAKEFFIZIENZ DER KRISTALLKUGEL

Da die Kristallkugel nicht alle Quanten im Photopeak nachweist, muß man die energieabhängige Photopeakeffizienz bestimmen. Diese gibt an, wieviel Prozent der Gammaquanten mit bestimmter Energie im Photopeak nachgewiesen werden.

Da nur gammakoinzidente Ereignisse aufgezeichnet wurden, setzt sich die Photopeakeffizienz ϵ_{pp} aus zwei Anteilen zusammen. Zum einem aus dem Peak zu Total Verhältnis ϵ_{pT} , das angibt, welcher Bruchteil der nachgewiesenen γ -Quanten im Photopeak liegt und aus der totalen Ansprechwahrscheinlichkeit der Kristallkugel ϵ_{CB} , die die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß ein γ -Quant die Kristallkugel ansprechen läßt. Die Werte der Ansprechwahrscheinlichkeiten ϵ_{CB} wurden anderen Arbeiten, die an der Kristallkugel durchgeführt wurden, entnommen [HEY 83]. Die Photopeakeffizienz ϵ_{pp} ist die Faltung dieser beiden energieabhängigen Funktionen.

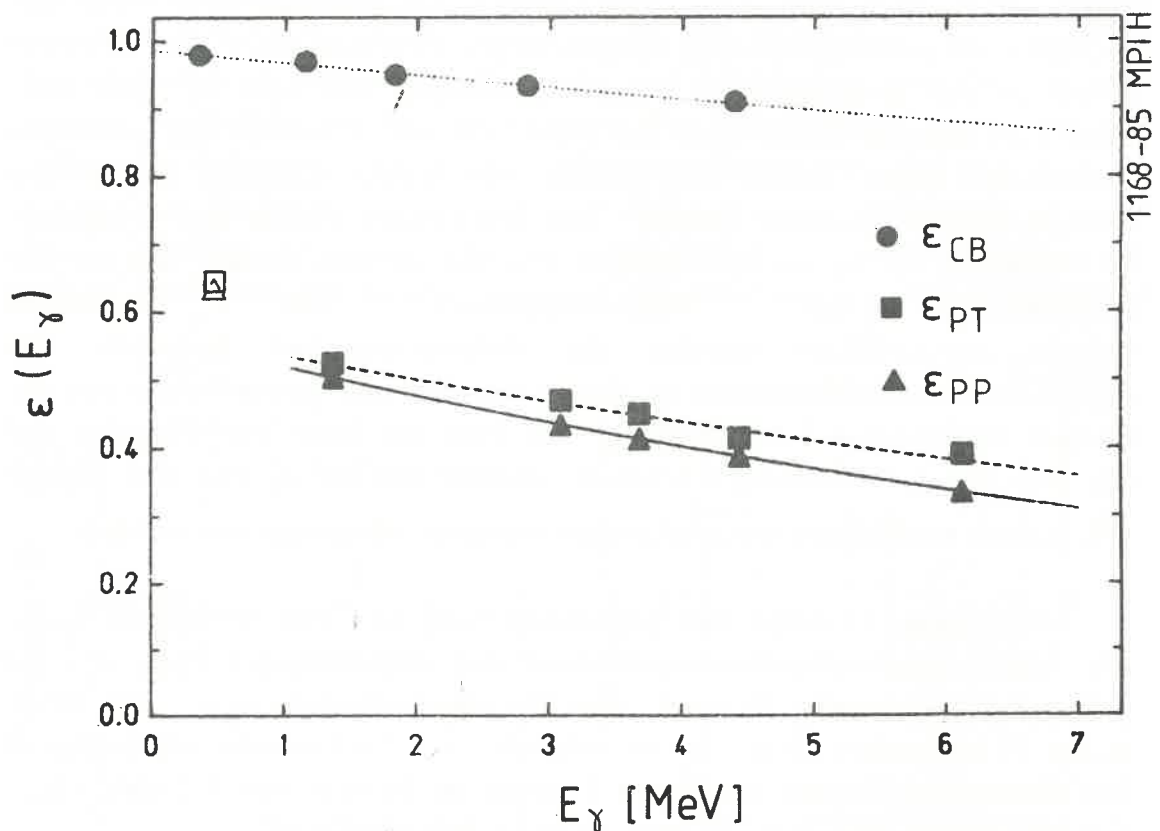


Abb. 11. Effizienzwerte der Kristallkugel: ϵ_{CB} absolute Nachweiswahrscheinlichkeit; ϵ_{pT} Peak zu Total Verhältnis; ϵ_{pp} Photopeak Nachweiswahrscheinlichkeit der Kristallkugel.

Man kann das Peak zu Total Verhältnis [HEY 83, SCH 84] der Kristallkugel dadurch verbessern, daß man auch Ereignisse berücksichtigt, bei denen ein Quant in einen Nachbardetektor gestreut wurde. Dabei wird dem Detektor mit der höheren Energie die Summenenergie der beiden Detektoren und die primäre γ -Richtung zugeordnet (Compton Mode). In der späteren Auswertung durfte jedes der beiden γ -Quanten diese Bedingung erfüllen. Damit konnte ein 2- γ -Ereignis eine Multiplizität von maximal vier haben, wenn je zwei Detektoren benachbart waren. Um den relevanten γ -Energiebereich vollständig abzudecken, wurde das Peak zu Total Verhältnis neben den bei der Eichung verwendeten Linien noch bei den beiden ersten angeregten Zuständen des ^{13}C (1.11% nat. Isotopenzusammensetzung) bestimmt. Diese haben eine Anregungsenergie von 3.089 MeV bzw. 3.684 MeV und liegen damit im Bereich der wahrscheinlichsten 2- γ Einzelenergie. Alle zur Photopeakeffizienzbestimmung ausgewählten Zustände zerfallen dominant direkt in den Grundzustand. Zur Bestimmung des Peak zu Total Verhältnisses wurden Ereignisse, die innerhalb von 1.5 fwhm des jeweiligen Photopeaks lagen, durch die Anzahl der diesen Zustand anregenden rückgestreuten Teilchen geteilt. Der statistische Fehler der Ereignisse im Photopeak ist zu vernachlässigen ($<0.1\%$). Um den Fehler, der bei der Bestimmung der Halbwertsbreiten der Photopeaks auftritt, abzuschätzen, wurden die Halbwertsbreiten mehrmals bestimmt. Die Standardabweichung dieser Werte ergab einem Fehler von 4%. Daraus resultiert ein Gesamtfehler des Peak zu Total Verhältnisses von 4%. Wie man in Abbildung 8 erkennt, mußten bei der 3_1^- und den beiden ^{13}C -Linien zusätzliche Untergrundkorrekturen vorgenommen werden.

Abbildung 11 zeigt das gemessene Peak zu Total Verhältnis ϵ_{PT} , die totale Ansprechwahrscheinlichkeit der Kristallkugel ϵ_{CB} und die Faltung dieser beiden Kurven - die Photopeakeffizienz ϵ_{PP} . Wie Abbildung 11 außerdem zeigt, ist es möglich, die funktionelle Abhängigkeit der Photopeakeffizienz von der γ -Energie im Bereich von $1.0 \text{ MeV} < E_\gamma < 6.5 \text{ MeV}$ durch eine zweiparametrische Exponentialfunktion:

$$\epsilon_{PP}(E_\gamma) = 0.47 \cdot \exp[-0.067 \cdot (E_\gamma - 3)], \quad E_\gamma \text{ in [MeV]}$$

anzunähern, wobei der Schwerpunkt des Exponenten auf die wahrscheinlichste 2- γ Einzelenergie von 3 MeV gelegt wurde. Der Vorteil, die Photopeakeffizienz ϵ_{PP} durch eine Exponentialfunktion beschreiben zu können besteht darin, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, beide γ -Quanten aus dem 2- γ Zerfall im Photopeak nachzuweisen, unabhängig von den Energien der beiden γ -Quanten ist. Die Photopeakeffizienz der

511 KeV-Quanten wird nicht durch die o.g. Exponentialfunktion, sondern durch eine Extrapolation des Messwertes der 477.2 KeV-Linie des ${}^7\text{Li}$ bestimmt (offener Meßpunkt in Abbildung 11), wobei die E_γ Abhängigkeit von ε_{pp} aus früheren Messungen [HEY 83] übernommen wurde.

KORREKTUREN DER KUGELGEOMETRIE

Bevor auf die Korrekturen eingegangen werden kann, muß das Polarkoordinatensystem, in dem die $2\text{-}\gamma$ Zerfälle beschrieben werden, dargestellt werden (eine graphische Darstellung der Geometrie befindet sich in Abbildung 24). Die Kernreaktionen und die anschließenden γ -Zerfälle finden im Zentrum der Kristallkugel statt, das den Nullpunkt definiert. Es wird ein Ereignis betrachtet, bei dem sich ein γ -Quant in Richtung k_1 bewegt und seine Energie vollständig in einem NaJ-Detektor deponiert oder in einen Nächsten Nachbardetektor gestreut wird und ein zweites γ -Quant mit Richtung k_2 , daß ebenfalls in

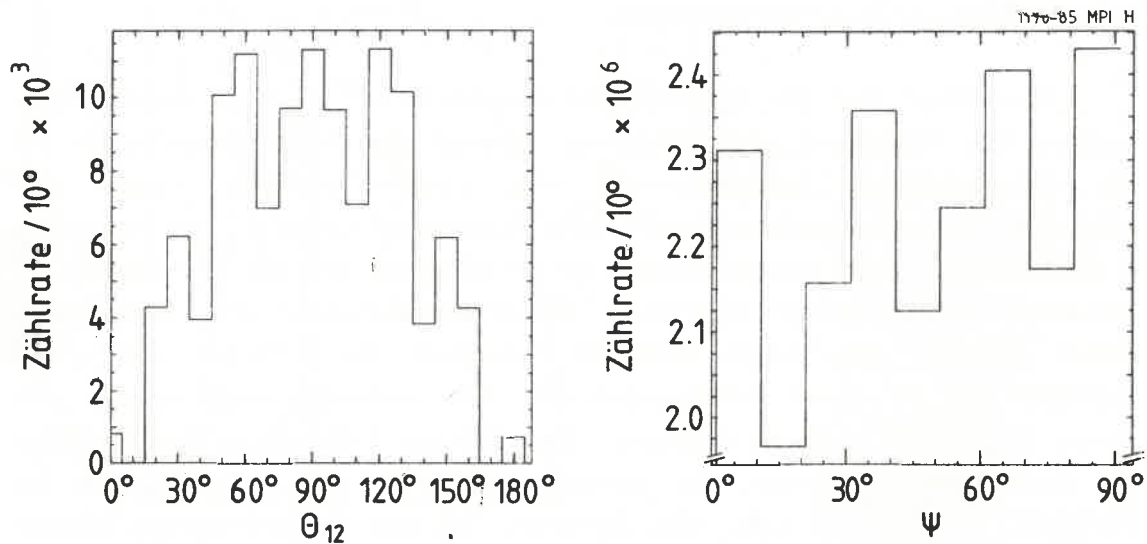


Abb. 12. Geometrie Korrekturspektren der Kristallkugel.: a.) Relativwinkelspektrum mit ${}^{88}\text{Y}$ Quelle. b.) Azimuthwinkelspektrum mit ${}^{88}\text{Y}$ Quelle.

einen Nachbardetektor Compton-gestreut werden kann, wobei k_3 die Flugrichtung des gestreuten Quants angibt. Der Winkel zwischen k_1 und k_2 definiert den Relativwinkel θ_{12} , während der Schnittwinkel der beiden durch k_1 und k_2 bzw. k_2 und k_3 gebildeten Ebenen den Winkel ϕ_c bestimmt.

Korrektur für die Relativwinkelspektren (ϕ_c ignoriert) : Aufgrund ihrer Geometrie besitzt die Kristallkugel für verschiedene Relativwinkel eine unterschiedliche Anzahl von möglichen Detektorkombinationen. Für 90° findet man die meisten, für 180° Relativwinkel nur eine mögliche Detektorkombination. Dieser geometrische Einfluß wurde experimentell bestimmt.

Dabei wurde eine ^{88}Y -Quelle benutzt, die zwei γ -Quanten mit 898 und 1898 KeV emittiert. Um eine isotrope Relativwinkelverteilung zu erhalten, wurde der Relativwinkel zwischen zwei γ -Quanten, die aus verschiedenen Ereignissen stammen analysiert, wodurch gewährleistet wird, daß der Relativwinkel zwischen den beiden Quanten nicht korreliert ist. Diese Relativwinkelverteilung wird durch die Kugelgeometrie verzerrt. Abbildung 12.a zeigt dieses Spektrum, das in erster Näherung proportional zu $\sin(\theta_{12})$ ist. Die Division durch dieses Spektrum korrigiert den Einfluß der Kugelgeometrie; man erhält die korrekten $dW(\theta_{12})/d\theta_{12}$ -Verteilungen.

Korrektur für die Azimutwinkelspektren : Bedingt durch ihren Aufbau aus Pentagons und Hexagons, besitzt die Kristallkugel auch für die verschiedenen Azimutwinkel eine unterschiedliche Anzahl von möglichen Detektorkombinationen (die Pentagons haben 5, die Hexagons 6 Nachbarn). Auch diese werden mit Hilfe eines mit der ^{88}Y -Quelle erhaltenen ursprünglich isotropen Azimutwinkelspektrums korrigiert. Dabei werden von einem Ereignis, bei dem ein γ -Quant von einem Detektor D2 in einen Nachbardetektor D3 Compton-gestreut wurde, und einem beliebigen anderen Ereignis, bei dem ein γ -Quant in dem Detektor D1 nachgewiesen wurde, die Normalenvektoren der beiden durch das Zentrum, D2 und D3 bzw. das Zentrum, D1 und D2 definierten Ebenen bestimmt. Der Schnittwinkel dieser beiden Normalenvektoren liefert ein isotrop verteiltes Azimutwinkelspektrum, da die durch D1 und D2 definierte Ebene völlig zufällig ist. Die Division durch dieses Spektrum, daß in Abbildung 12.b dargestellt ist, korrigiert den Einfluß der Kugelgeometrie; man erhält die korrekten $dW(\theta_{12}, \phi_c)/d\phi_c$ -Verteilungen.

POSITRONVERNICHTUNG IM FLUGE

Bei der Positronen Vernichtung im Fluge (PAF) wird die kinetische Energie des Positrons auf zwei γ -Quanten verteilt. Dieser Prozess kann einen $2\text{-}\gamma$ Zerfall vortäuschen, wenn das Positron des Paarzerfalls die maximal mögliche kinetische Energie erhält und auch bei dieser Energie zerstrahlt. Abbildung 13 zeigt die Paarbildungswahrscheinlichkeit als Funktion des Positronenimpulses für ^{16}O , ^{40}Ca und ^{90}Zr [NES 62, RAS 50]. PAF fällt im Gegensatz zu den Messungen am ^{40}Ca (3.35MeV) und ^{90}Zr (1.76MeV) bei ^{16}O wegen der hohen Übergangsenergie nicht so sehr

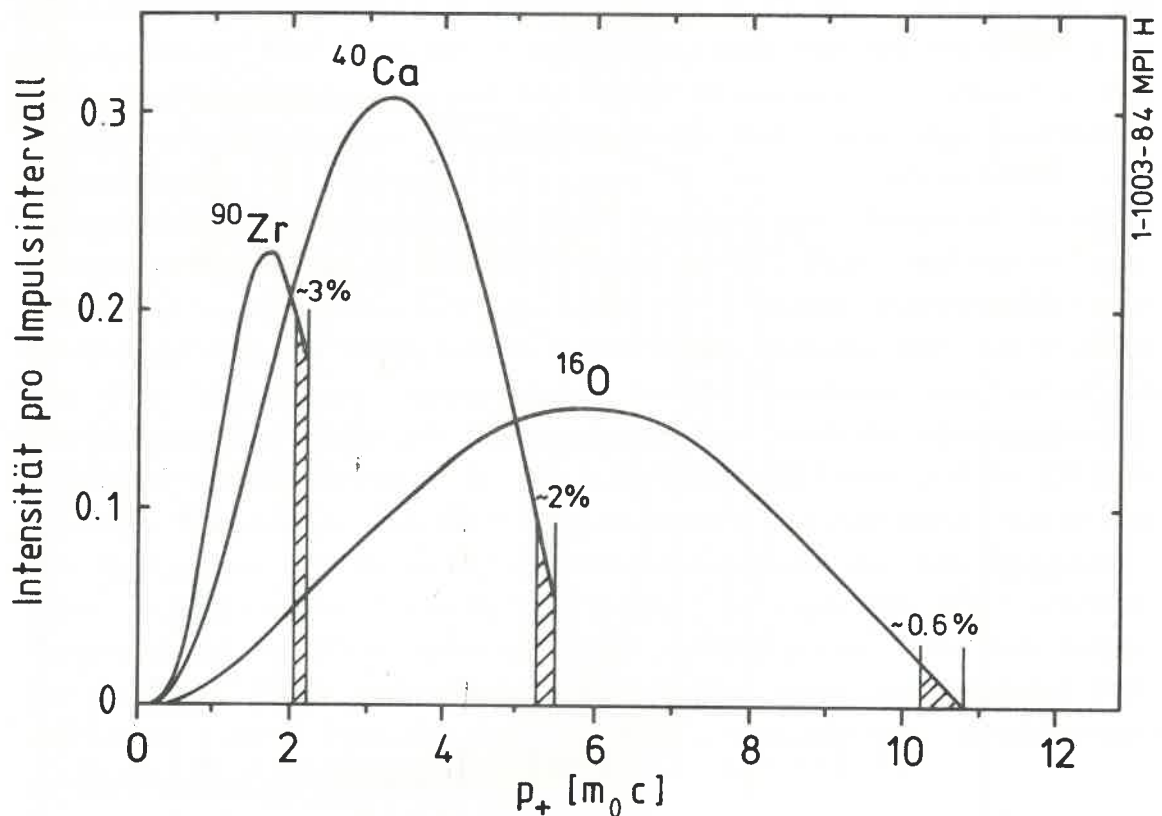


Abb. 13. Paarbildungswahrscheinlichkeit als Funktion des Positronen-Impulses.

ins Gewicht, weil vergleichsweise weniger Positronen mit der maximalen kinetischen Energie emittiert werden. Wie Abbildung 13 zeigt, besitzen nur 0.6% der Positronen eine kinetische Energie, die, wenn die Positronen bei dieser Energie zerstrahlen, eine energetische Trennung vom 2- γ -Zerfall nicht mehr gestattet, da die Kristallkugel nach Faltung von zwei 3 MeV γ -Linien eine Energieauflösung von ≈ 320 KeV besitzt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Positron mit einer kinetischen Energie von 5 MeV zerstrahlt, bevor es 320 KeV verloren hat, ist nach [BET 34] ungefähr $5 \cdot 10^{-3}$. Damit ist das Verhältnis der Positronenzerstrahlung im Flug, bei der zwei Quanten mit einer Summenenergie größer als 5.75 MeV emittiert werden zu der Anzahl aller emittierten Positronen $\approx 3 \cdot 10^{-5}$

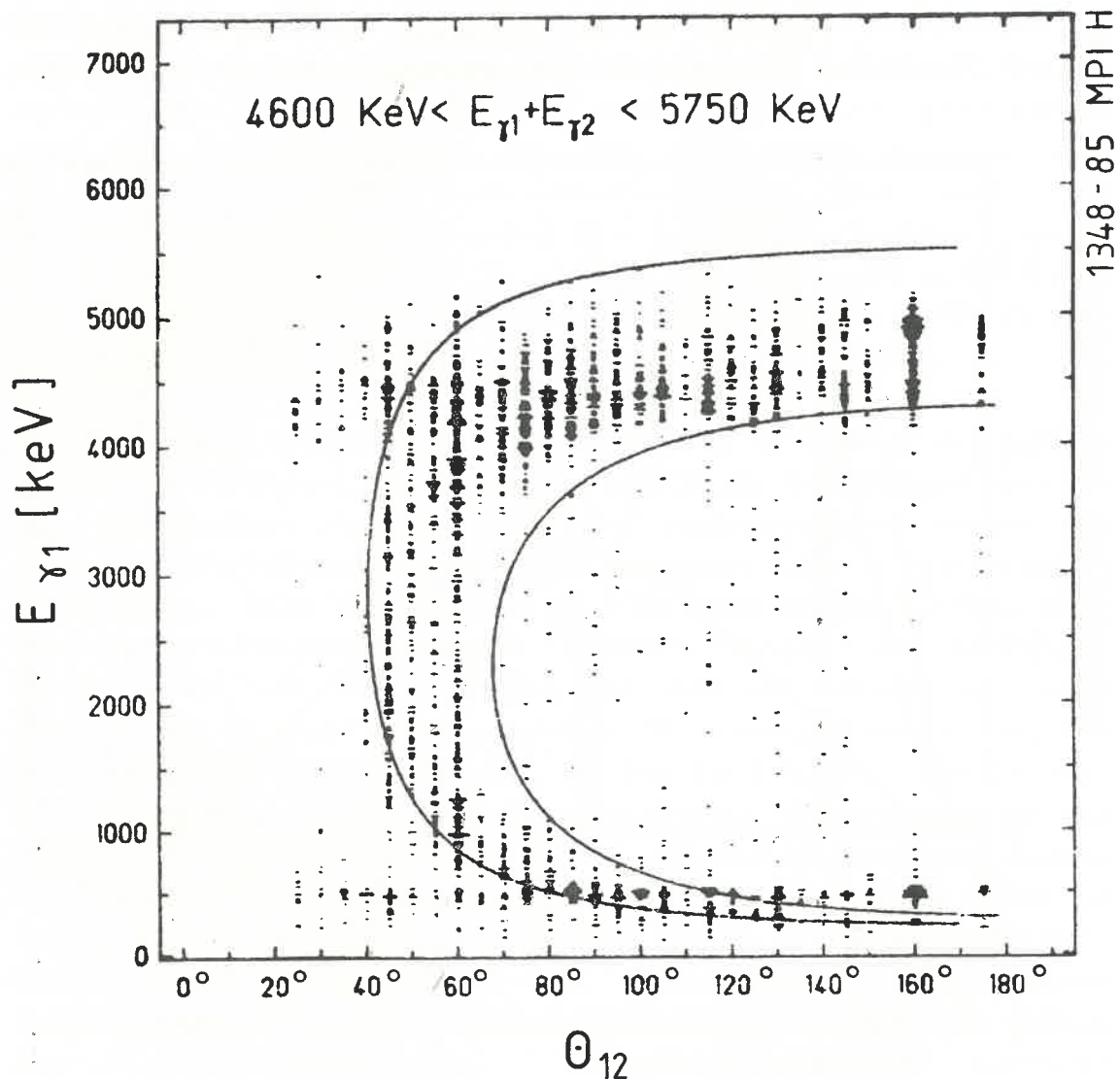


Abb. 14. Positronen Vernichtung im Flug (PAF): Spektrum in Koinzidenz mit O_2^+ -Protonen.

Deshalb erwartet man, daß bei einem Verzweungsverhältnis $W_{\gamma\gamma}/W_{\text{tot}} \approx 6.6 \cdot 10^{-4}$ der Beitrag der Positronen Zerstrahlung im Flug zum 2- γ Summenpeak ohne weitere Unterdrückungsmaßnahmen bereits kleiner als 5% ist. Dies ist in Übereinstimmung mit Abbildung 16.a, die unsere Abschätzung auch experimentell bestätigt. Die Plastikdose, die das Targetgebiet vollständig umschließt, gewährleistet, daß die Positronen im Zentrum der Kugel zerstrahlen und PAF somit nachträglich, unter Zuhilfenahme der für den Zweikörperzerfall geltenden kinematischen Relation:

$$1/E_{\gamma 1} + 1/E_{\gamma 2} = (1 - \cos\theta_{12})/m_0 c^2$$

unterdrückt werden kann, oder daß die Positronen soviel an kinetischer Energie verlieren, daß die Summenenergie der beiden Zerstrahlungsquanten deutlich unter der vollen 2- γ Übergangsenergie liegt. In Abbildung 14, die die Energie-Relativwinkel-Matrix für einen Summenenergiebereich ($4.6 \text{ MeV} < \Sigma E_{\gamma} < 5.75 \text{ MeV}$) zeigt, in dem hauptsächlich PAF auftritt, sieht man, daß die Quanten der o.g. kinematischen Relation folgen. Sie liegen im wesentlichen zwischen den beiden eingezeichneten Grenzkurven, die mit Hilfe der genannten kinematischen Relation und den Winkel- und Energieauflösungseigenschaften der Kristallkugel bestimmt wurden. Ereignisse, die nicht im eingezeichneten Bereich (d.h. bei kleinen Winkeln und unsymmetrischen Einzelenergien) liegen, stammen von den Positronen, die die Plexiglasdose durchfliegen konnten und erst in einem der NaJ Detektoren zerstrahlen. Andere stammen von zufälligen Ereignissen, bei denen die Teilchenkoinzidenz- und die Summenenergiebedingung erfüllt wurde (z.B. ein zufälliges 4.4391 MeV und ein 511 KeV Quant). Beschränkt man die Energiedifferenz und den Relativwinkel der 2- γ Ereignisse auf Bereiche, die keinen Überlapp mit den eingezeichneten kinematischen Grenzkurven haben, so kann man die Positronen Zerstrahlung im Flug sehr effizient unterdrücken. Es muß betont werden, daß diese Maßnahmen nur aufgrund einer vollständigen Aufzeichnung des Zerfalls, wie es das Kristallkugel Spektrometer ermöglicht, getroffen werden konnten.

Prozesse durch Konversionselektronen, wie einfache oder zweifache Bremsstrahlung oder Bremsstrahlung mit anschließender Comptonstreuung kommen dadurch, daß die innere Konversion sehr

stark unterdrückt ist ($W_{IC}/W_{e^+e^-} = 4.0 \cdot 10^{-5}$) nicht als störende Faktoren in Betracht.

ABTRENNUNG DES 3_1^- ZUSTANDES

Der dem 0_2^+ Zustand dicht benachbarte 3_1^- Zustand, der über ein 6.13 MeV γ -Quant zerfällt, das durch Streuprozesse in der Kugel einen 2- γ Zerfall vortäuschen kann, wird bereits dadurch, daß zwei γ -Quanten gefordert werden, behindert. Im folgenden sind weitere Maßnahmen genannt, die den 3_1^- Zustand unterdrücken:

- 1.) Bei der p,p' Reaktion wird der 3_1^- Zustand gegenüber dem 0_2^+ Zustand einen Faktor 16 weniger angeregt.
- 2.) In Abbildung 15.a ist das Teilchenspektrum in Koinzidenz mit einem γ -Quant der Energie 6.0 ± 0.25 MeV im dem Bereich der Protonen, die den 3_1^- Zustand anregen, gezeigt. Eine Abschätzung zeigt, daß die rechte Flanke dieser Linie bei Erreichen des Bereiches der Protonen, die den 0_2^+ -Zustand anregen, bereits um einen Faktor 500 abgefallen ist. Dies wird auch in Abbildung 9 bestätigt, in der die Linienform der den 4.4391 MeV Zustand des ^{12}C anregenden Teilchen dargestellt ist. Dort erreicht die Protonenlinie auf der rechten Flanke nach etwa 50 KeV ihr Plateau, was einem Abfall um 4 Größenordnungen entspricht.
- 3.) Durch die nachträglichen Analysebedingungen werden die 3_1^- γ -Quanten im Photopeak nochmals um einen Faktor 65 relativ zu den 2- γ Quanten unterdrückt: Es wurden nur Ereignisse akzeptiert, für die $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 3$ MeV und $25^\circ < \theta_{12} < 35^\circ$ oder $70^\circ < \theta_{12}$ gilt. Dadurch werden Streuereignisse von 6.13 MeV Quanten, die am häufigsten eine unsymmetrische Energieverteilung und einen kleinen Streuwinkel haben, stark unterdrückt. Abbildung 15.b zeigt die Summenenergiespektren für den Zerfall des 3_1^- Zustandes mit und ohne Bedingungen an den Relativwinkel und die Energiedifferenz. Dabei liefert die Energiedifferenzbedingung den Hauptbeitrag (90%). Damit folgt für die Unterdrückung des 3_1^- Zustandes:

$$\frac{N(3_1^-)}{N(0_2^+)} = \frac{1}{F_{\text{reak}} \cdot F_{\text{Det}} \cdot F_{\text{anal.}}} \leq \frac{1}{16 \cdot 500 \cdot 65} \approx 2 \cdot 10^{-6}$$

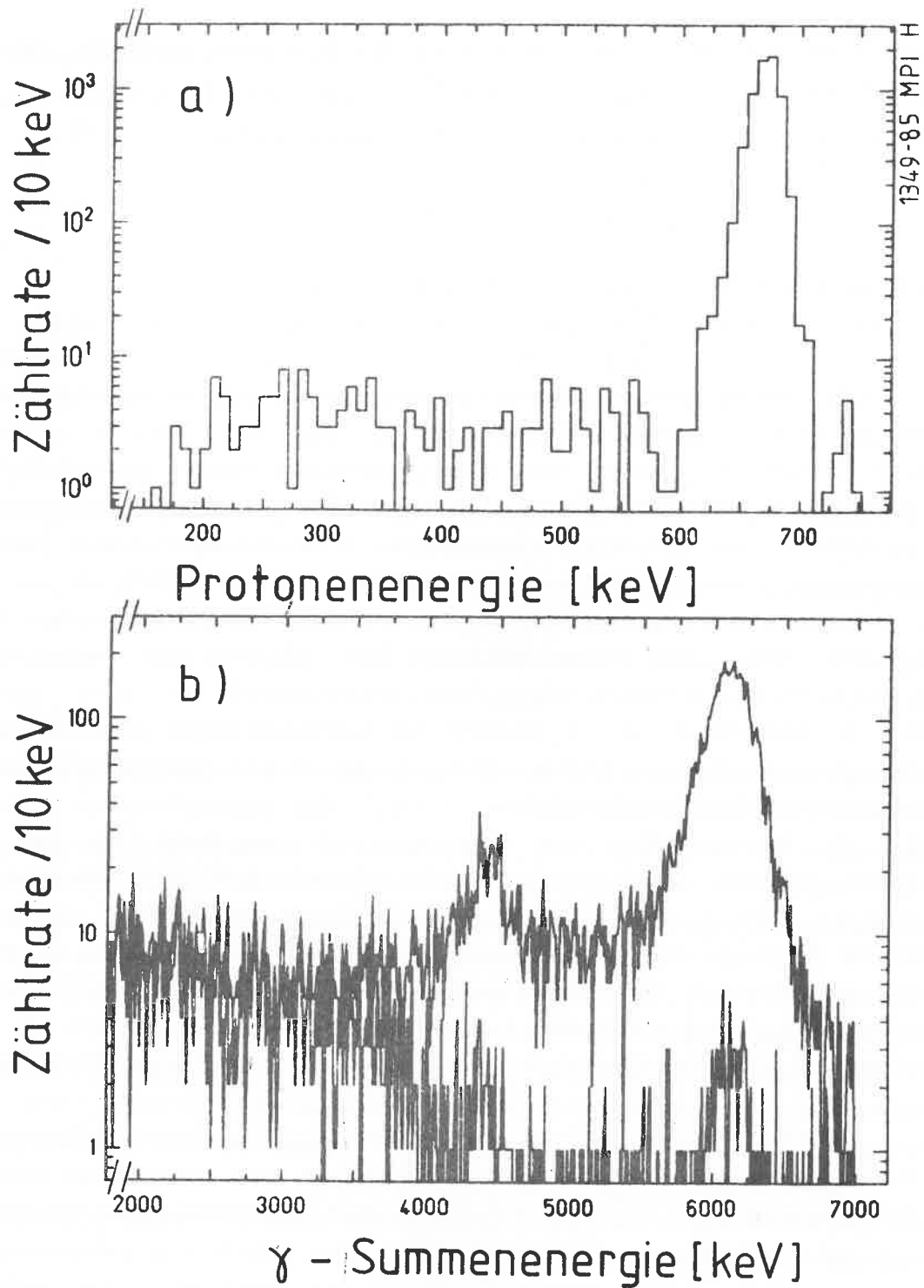


Abb. 15. Unterdrückung des 3_1^- -Zustandes. a.) Linienform der 3_1^- Protonen (in Koinzidenz mit γ -Quant von 6.1 ± 0.24 MeV)
 b.) Unterdrückung des Photopeaks des 3_1^- -Zustandes durch : $25^\circ < \theta_{12} < 35^\circ, 70^\circ < \theta_{12}$ und $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 3$ MeV

Dabei wurden alle Faktoren relativ zu den 3_1^- Werten bestimmt. Da das 2- γ -Verzweigungsverhältnis $6.6 \cdot 10^{-4}$ beträgt, liegt die Beimischung des 3_1^- Zustandes im Bereich des 2- γ Summenpeaks bei maximal 0.5%.

ALLGEMEINE ANALYSEBEDINGUNGEN

Alle nachfolgenden γ -Spektren wurden, wenn nicht extra genannt, folgenden Bedingungen unterworfen:

- 1.) Ereignisse werden nur dann analysiert, wenn gleichzeitig ein Teilchen in einem vorher definierten Energiebereich nachgewiesen wird. Durch diese Teilchen- γ -Koinzidenz wird der 0_2^+ Zustand selektiv präpariert (siehe auch Balken in Abbildungen 7.b und 8.b).
- 2.) Es werden Ereignisse mit einer Multiplizität von 2 zugelassen. Dabei werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen zwei benachbarte Detektoren angesprochen haben (Anticompton Mode).
- 3.) Multiplizitäten von 3 werden nur berücksichtigt, wenn bei einem Detektor ein, bei dem anderen Detektor jedoch kein Nachbardetektor angesprochen hat (Compton Mode).
- 4.) Bei Multiplizitäten von 4 werden nur Ereignisse zugelassen, bei denen je zwei benachbarte Detektoren angesprochen haben, wobei 'Cluster' von 3 oder 4 Detektoren ausgeschlossen werden. Dabei bekommt derjenige der beiden benachbarten Detektoren, der die größere γ Energie aufweist, die Summenenergie aus beiden Detektoren und den primären Winkel des γ -Quants zugewiesen (Compton Mode).
- 5.) Multiplizitäten größer als 4 oder kleiner als 2 werden nicht beachtet.

Um PAF zu unterdrücken, wird für einige Spektren die Energiedifferenz der beiden Photonen auf maximal 3 MeV beschränkt und nur Relativwinkel $\theta_{12} > 70^\circ$ bzw. $25^\circ < \theta_{12} < 35^\circ$ zugelassen (PAF-Schnitt).

4.3 ANALYSE DER 2- γ ZERFÄLLE

ANALYSE DER MESSUNG MIT DEM Li_2O -TARGET

Abbildung 16 zeigt die Summenenergiespektren ohne und mit PAF-Schnitt. Das Maximum beider Summenenergiespektren liegt bei 1.022 MeV (2 \cdot 511 KeV), das von den in Ruhe zerstrahlenden Positronen der inneren Paarbildung stammt.

Oberhalb von diesem Peak erstreckt sich die Region, die durch die Positronen Vernichtung im Flug gekennzeichnet ist. Diese reicht bei Abb.16.a bis hinauf zum 2- γ -Summenpeak bei 6.05 MeV. In Abb.16.b werden die Maßnahmen zur Unterdrückung von PAF ab etwa 4 MeV wirksam und lassen den 2- γ -Summenpeak bei 6.05 MeV deutlich sichtbar werden. Man erkennt außer dem Photopeak des 2- γ Zerfalls den 'single escape' Peak, bei dem ein 511 KeV Quant nicht in der Kristallkugel nachgewiesen werden konnte.

Durch die Anticomptonbedingung bei der Multiplizität zwei und der Forderung von mindestens zwei Quanten, wird der 4.4391 MeV Zustand des ^{12}C , der durch ein γ -Quant zerfällt, stark unterdrückt, bleibt aber dennoch in Abb.16.a sichtbar. Dafür sind Koinzidenzen mit zufälligen γ -Quanten ($\approx 50\%$ 4.4391 MeV ^{12}C) verantwortlich, die gleichzeitig mit den Protonen auftreten, die den 0_2^+ Zustand anregen.

Es bleibt die Frage, ob alle Ereignisse im 2- γ Summenpeak wirklich dem 2- γ Zerfall zugeordnet werden können. Da die Teilchendetektoren nur einen kleinen Raumwinkel abdecken, können Mehrfachanregungen nicht ausgeschlossen werden. Dabei kann es geschehen, daß in den Teilchendetektoren ein Proton, daß den 0_2^+ Zustand des ^{16}O anregt, nachgewiesen wird, gleichzeitig jedoch ein anderes Proton, das beispielsweise den 4.4391 MeV Zustand des ^{12}C anregt nicht detektiert werden kann. Diese Ereignisse erfüllen die Teilchentriggerbedingung und weil die zufälligen Ereignisse hauptsächlich aus dem 4.4391 MeV Quant des ^{12}C bestehen, erhöht sich die γ -Summenenergie in den meisten Fällen um etwa 4.4 MeV. Deshalb muß geklärt werden, wie oft diese Ereignisse alle Bedingungen, die an 2- γ Zerfälle gestellt werden, erfüllen. Mit den elastisch gestreuten Protonen, die nur wegen einer Koinzidenz

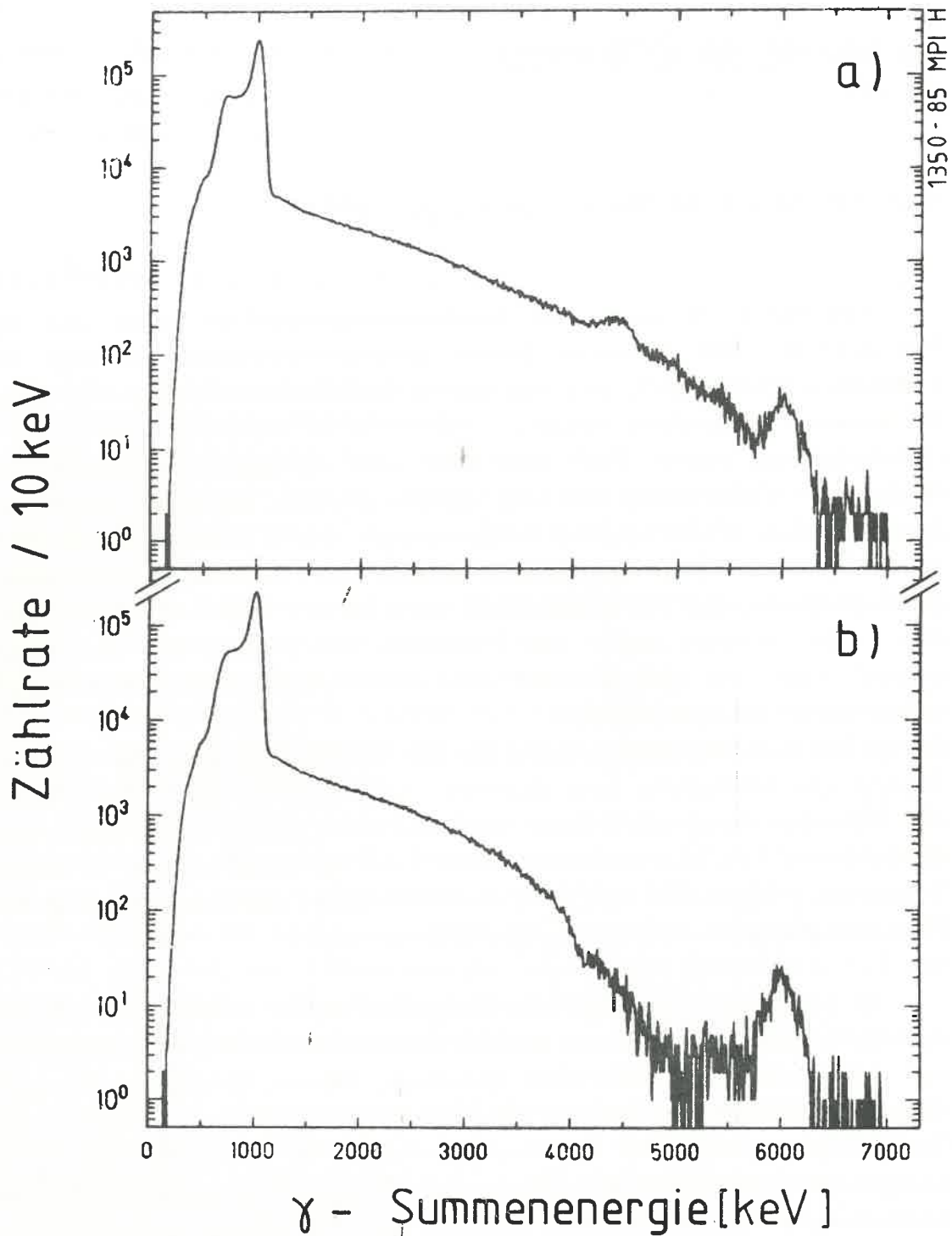


Abb. 16. Summenenergiespektren in Koinzidenz mit 0_2^+ -Protonen a.) Mult=2, Mult=3 und Mult=4 ohne 'Cluster' (siehe Kap.4.3) b.) zusätzlich $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 3 \text{ MeV}$ und $25^\circ < \theta_{12} < 35^\circ, 70^\circ < \theta_{12} < 180^\circ$.

mit zufälligen γ -Quanten aufgezeichnet werden, besitzt man einen Trigger auf die zufälligen Ereignisse. Verknüpft man die γ -Quanten aus zwei Ereignissen, bei denen zum einen ein 0_2^+ Proton und zum anderen

ein elastisch gestreutes Proton nachgewiesen wurde, zu einem Ereignis, so kann man die o.g. zufällig koinzidenten Ereignisse simulieren. Die EOR Spektren (Spektrum, in das alle γ -Quanten eines Ereignisses aufgenommen werden) von Ereignissen, die nur einen 0_2^+ Trigger haben, und von den simulierten zufälligen Ereignissen stimmen bei einer γ -Summenenergieforderung von 6.55 ± 0.25 MeV überein. Da in diesem Energiebereich nur zufällige Ereignisse zu erwarten sind, ist damit bewiesen, daß zufällige Ereignisse im 2- γ Summenpeak von Mehrfachanregungen abstammen.

Um den Beitrag dieser Ereignisse im 2- γ Summenpeak abzuschätzen, unterwirft man die simulierten zufälligen Ereignisse der 2- γ Analyse. Das der Abbildung 16.b äquivalente Summenenergiespektrum der simulierten Ereignisse ist in Abbildung 17 dargestellt. Da die

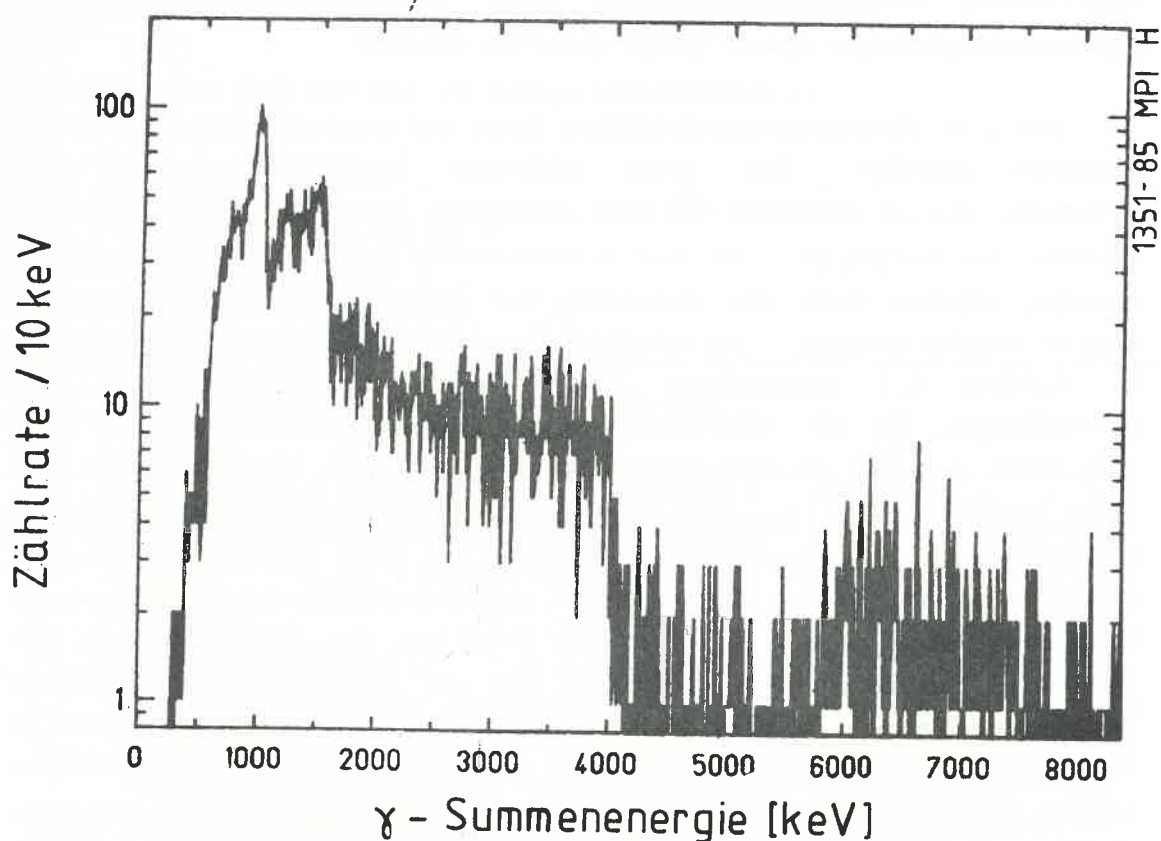


Abb. 17. Summenenergiespektrum der simulierten Untergrundereignisse.: Analysebedingungen die gleichen wie in Abbildung 16.b.

Energieverteilung der zufälligen Ereignisse sehr unsymmetrisch ist (z.B. ein 4.4391 MeV Quant und zwei Quanten mit geringer Energie), beschneidet der PAF-Schnitt dieses Spektrum oberhalb von 4 MeV Summenenergie sehr stark. Paßt man das zufällige Summenenergiespektrum (Abb.17) im Energiebereich 6.55 ± 0.25 MeV an das 2- γ Summenenergiespektrum (Abb.16.b) an, so erhält man 28 Ereignisse im 2- γ Summenenergiebereich (Energiebereich 6.0 ± 0.25 MeV in Abb.17) des zufälligen Spektrums. Durch die Analyse der 'zufälligen' Ereignisse, konnte ebenfalls deren Relativwinkel und Einzelenergieverteilung bestimmt werden. Somit konnte der Untergrundbeitrag in allen Spektren korrigiert werden. Ein Fit des 2- γ Peaks in Abbildung 16.b liefert 615 Ereignisse ohne und 587 Ereignisse mit Untergrundkorrektur. Dabei wurden die Ereignisse innerhalb von 1.5 fwhm um das Zentrum des Photopeaks berücksichtigt. Auf diesen Bereich wurde auch die Photopeakeffizienz bezogen. Da die Halbwertsbreite der γ -Linie der Wurzel aus der γ -Energie proportional ist, stimmen die Halbwertsbreiten einer 6 MeV Linie mit der des Summenenergiepeaks zweier 3 MeV-Quanten überein.

Das 2- γ Verzweigungsverhältnis kann auf zwei verschiedene Arten bestimmt werden. Die erste Methode besteht darin, auf die Protonen, die als Nachweis für eine Anregung des 0_2^+ Zustandes benutzt wurden, zu normieren. Da nur γ -koinzidente Ereignisse aufgezeichnet wurden, müssen auch die Protonen, bei denen kein γ -Quant nachgewiesen werden konnte, berücksichtigt werden. Dies geschieht durch die in Kapitel 4.2 angegebene Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{CB} der Kristallkugel, die als Wahrscheinlichkeit für das Entkommen der zwei γ -Quanten aus der Positronenzerstrahlung mit einer Summenenergie von 1.022 MeV den Wert $[1 - \epsilon_{CB}(0.511\text{MeV})]^2$ liefert. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, die Anzahl der in Ruhe in zwei diametrale 511 KeV Quanten zerstrahlenden Positronen in dem γ -Summenenergiespektrum zu bestimmen (Abb.16.a). Diese in 1.5 fwhm um den 1022 KeV Peak liegenden Ereignisse werden durch die in Kapitel 4.2 angegebene Photopeakeffizienz ϵ_{pp} korrigiert. Außerdem muß der Anteil der nicht in Ruhe zerstrahlenden Positronen durch einen experimentell bestimmbarer Faktor 'f_{PAF}' berücksichtigt werden. In beiden Fällen muß man den Einfluß der Energiedifferenz und Relativwinkelbedingungen auf die Anzahl der im 2- γ Summenpeak nachgewiesenen Ereignisse beachten. Da sogenannte 'Cluster' (siehe allgem. Analysebed.) nicht zugelassen wurden, werden kleine Relativwinkel nochmals unterdrückt. Da man die Relativwinkel und die γ -Einzelenergieverteilung der 2- γ Zerfälle experimentell bestimmt, kann man diese Einflüsse durch einen Faktor

$f(E_\gamma, \theta_{12})$ korrigieren. Bei Normierung auf die Protonen, die den 0_2^+ Zustand anregen, erhält man :

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = \frac{N_{\gamma\gamma} \cdot f(E_\gamma, \theta_{12}) \cdot [1 - \epsilon_{\text{CB}}(0.511\text{MeV})]^2}{N_{\text{tot}} \cdot \epsilon_{\text{PP}}^2(3\text{MeV})}$$

$N_{\gamma\gamma} = 587 \pm 24$ Zahl der gemessenen 2γ Ereignisse

$N_{\text{tot}} = (6.656 \pm 0.0026) \cdot 10^6$ Zahl der 0_2^+ Trigger

$f(E_\gamma, \theta_{12}) = 1.5 \pm 4.5\%$ Analysebed. Korrekturfaktor

$\epsilon_{\text{PP}}^2(3\text{MeV}) = 0.192 \pm 2.8\%$ Photopeakeffizienz ($2 \cdot 3$ MeV)

$\epsilon_{\text{CB}}^2(0.511\text{MeV}) = 0.98 \pm 2.0\%$ absol. Ansprechwahrscheinl. (0.511 MeV)

Damit ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis:

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (6.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$$

Bestimmt man das Verzweigungsverhältnis durch die Normierung auf den e^+e^- Zerfall des 0_2^+ Zustandes, so erhält man :

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = \frac{N_{\gamma\gamma} \cdot f(E_\gamma, \theta_{12}) \cdot \epsilon_{\text{PP}}^2(0.511\text{MeV})}{N_{1022} \cdot f_{\text{PAF}} \cdot \epsilon_{\text{PP}}^2(3\text{MeV})} \cdot \frac{W_{e^+e^-}}{W_{\text{tot}}}$$

$N_{1022} = (2.341 \pm 0.0015) \cdot 10^6$ Ereignisse im 1.022 MeV Peak

$f_{\text{PAF}} = 1.25 \pm 4\%$ Faktor für e^+ , die im Flug zerstrahlen

$\epsilon_{\text{PP}}^2(0.511\text{MeV}) = 0.389 \pm 6\%$ Photopeakeffizienz ($2 \cdot 511$ MeV)

$$W_{e^+e^-}/W_{\text{tot}} = 1$$

Damit ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis :

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (6.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$$

Abbildung 18 zeigt die mit den O_2^+ -Protonen koinzidente $E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$ -Matrix, bei der die Höhenlinien so gewählt wurden, daß im besonderen der 2- γ Bereich sichtbar wird, der Hauptzerfallskanal $e^+ e^-$ in Ruhe jedoch ausgeschlossen ist. In dieser Abbildung erkennt man deutlich, wie wenig Untergrund bei dieser Messung auftritt, da nur sehr wenig zufällige 4.4391 MeV 6.130 MeV oder 4.4391 MeV 4.4391 MeV Koinzidenzen zu erkennen sind. Projiziert man Abbildung 18 im Bereich

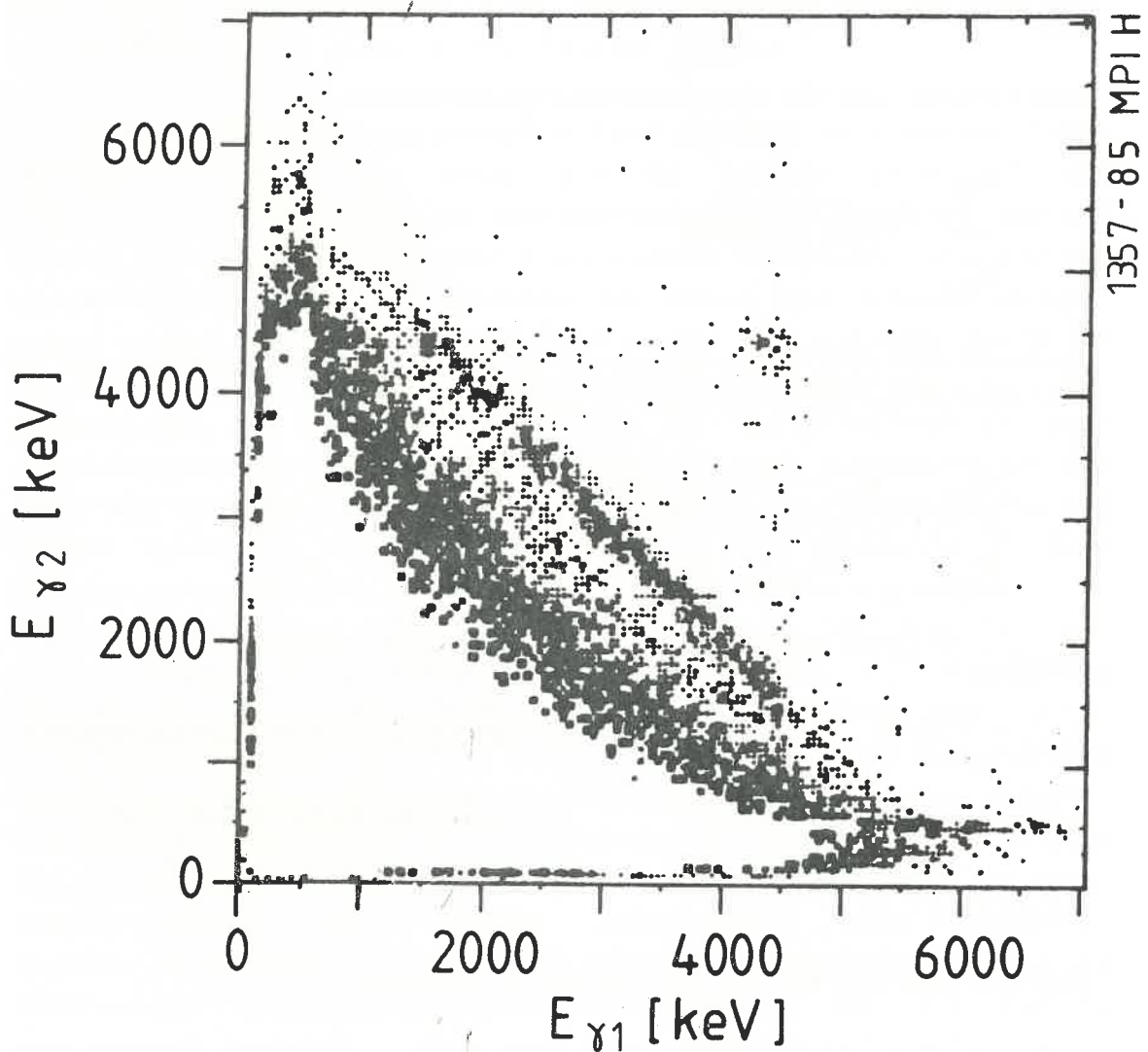


Abb. 18. $E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$ -Matrix in Koinzidenz mit O_2^+ -Protonen.

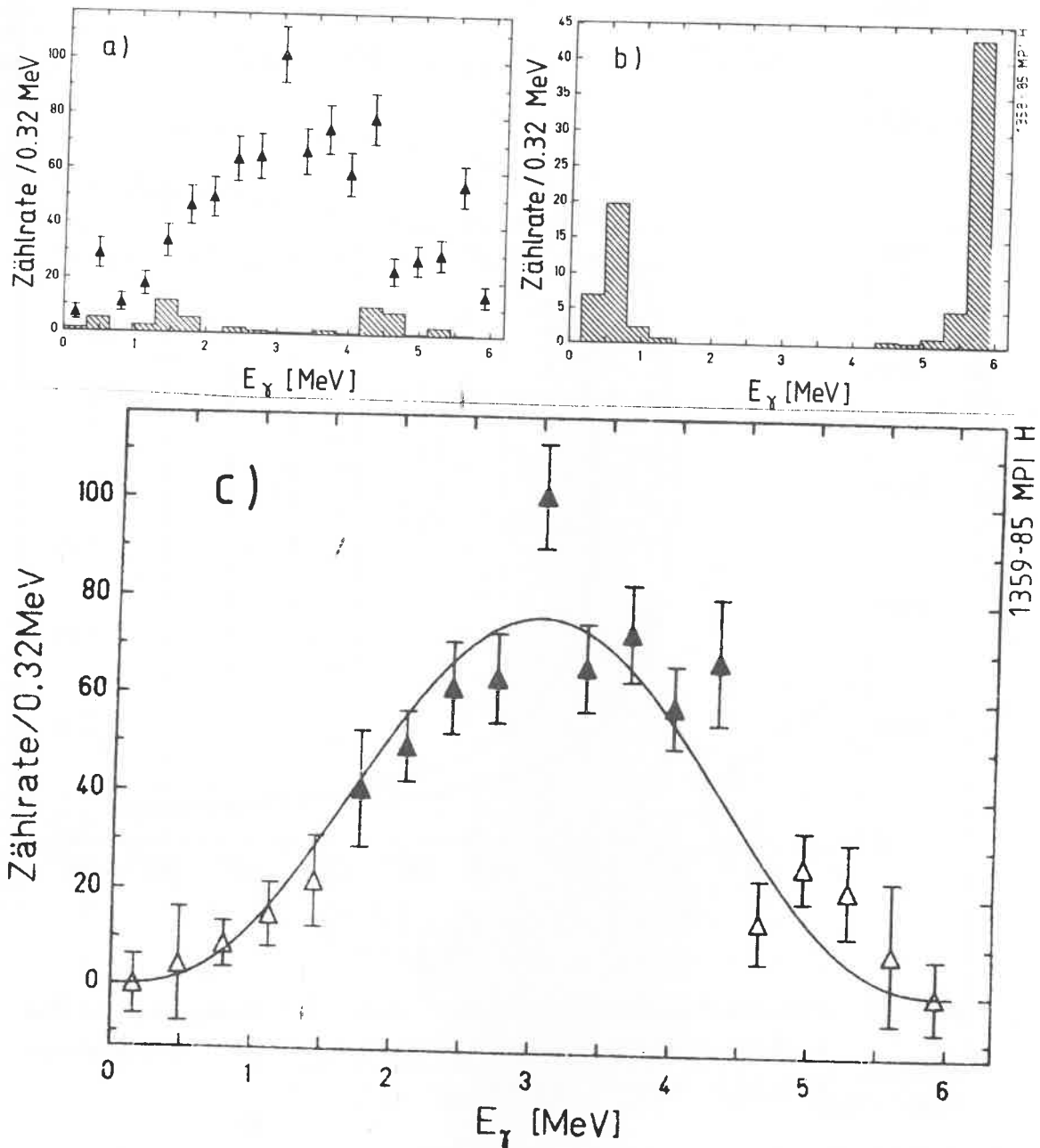


Abb. 19. γ -Einzelergieverteilungen: ($5.75\text{MeV} < E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} < 6.25\text{MeV}$)
 a.) In Koinkidenz mit 0_2^+ -Protonen. Das Histogramm entspricht den zufälligen Ereignissen b.) In Koinkidenz mit 3_1^- -Protonen. c.) Energieverteilung der 2- γ -Quanten nach Abzug der zufälligen Koinkidenzen und den 3_1^- -Beiträgen. Die durchgezogene Linie entspricht der erwarteten $E_{\gamma 1}^3 E_{\gamma 2}^3$ -Verteilung.

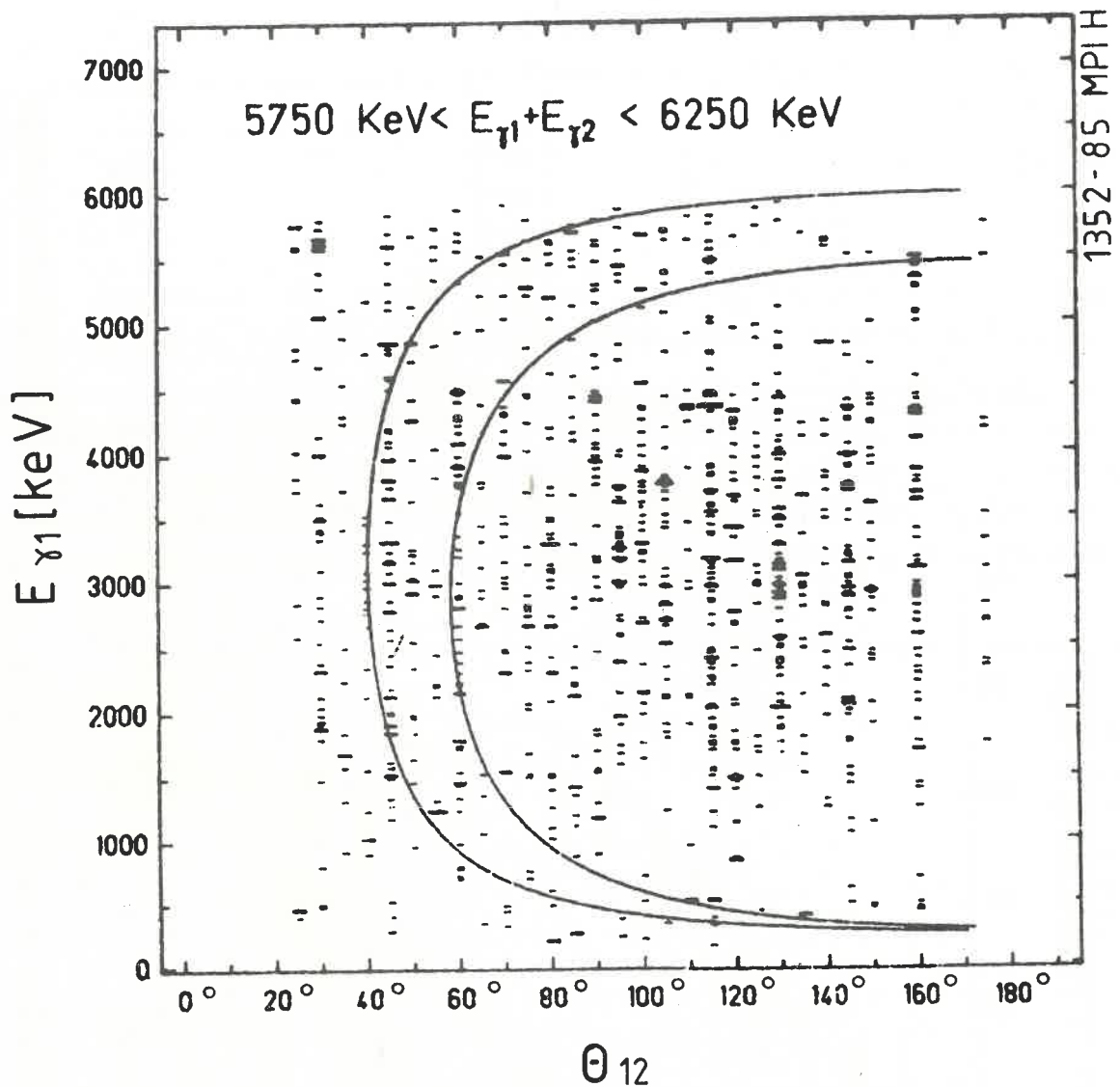


Abb. 20. Energie-Relativwinkelmatrix der 2- γ -Ereignisse.: Die eingezeichneten Linien entsprechen dem kinematisch erlaubten Bereich für PAF.

5.75 MeV < $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$ < 6.25 MeV auf die Energieachsen, so erhält man die in Abbildung 19.a dargestellte Einzelenergieverteilung.

Im oberen und im unteren Energiebereich dieses Spektrums erkennt man einen Beitrag von dem Zerfall des 3_1^- Zustandes, der ca. 10% des Gesamtspektrums beträgt. Dies ist in Übereinstimmung mit der in Kapitel 4.2 durchgeführten Abschätzung, da die Bedingung $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 3$ MeV, die den Hauptanteil bei der Unterdrückung des 3_1^- Zustandes liefert, bei diesem Spektrum nicht verlangt wurde. Die Einzelenergieverteilung der Quanten, die dem Zerfall des 3_1^- Zustandes entspricht, ist in Abbildung 19.b dargestellt. Dabei mußte das 6.13 MeV-Quant mindestens einmal in der Kristallkugel gestreut werden.

Paßt man die Einzelenergieverteilung der 3_1^- -Quanten bei 6 MeV der Energieverteilung der $2-\gamma$ -Quanten an, die in diesem Bereich keinen Beitrag mehr liefern sollen und subtrahiert dann die 3_1^- -Quanten, so erhält man das Spektrum in Abbildung 19.c, in dem auch die Einzelenergieverteilung der zufälligen Quanten, die in Abb.19.a als Histogramm dargestellt ist, subtrahiert wurde. Da das Produkt der Photopeakeffizienz ε_{pp} (wie in Kapitel 4.2 diskutiert) für zwei Quanten mit fester Summenenergie konstant ist, kann man die in Abbildung 19.c

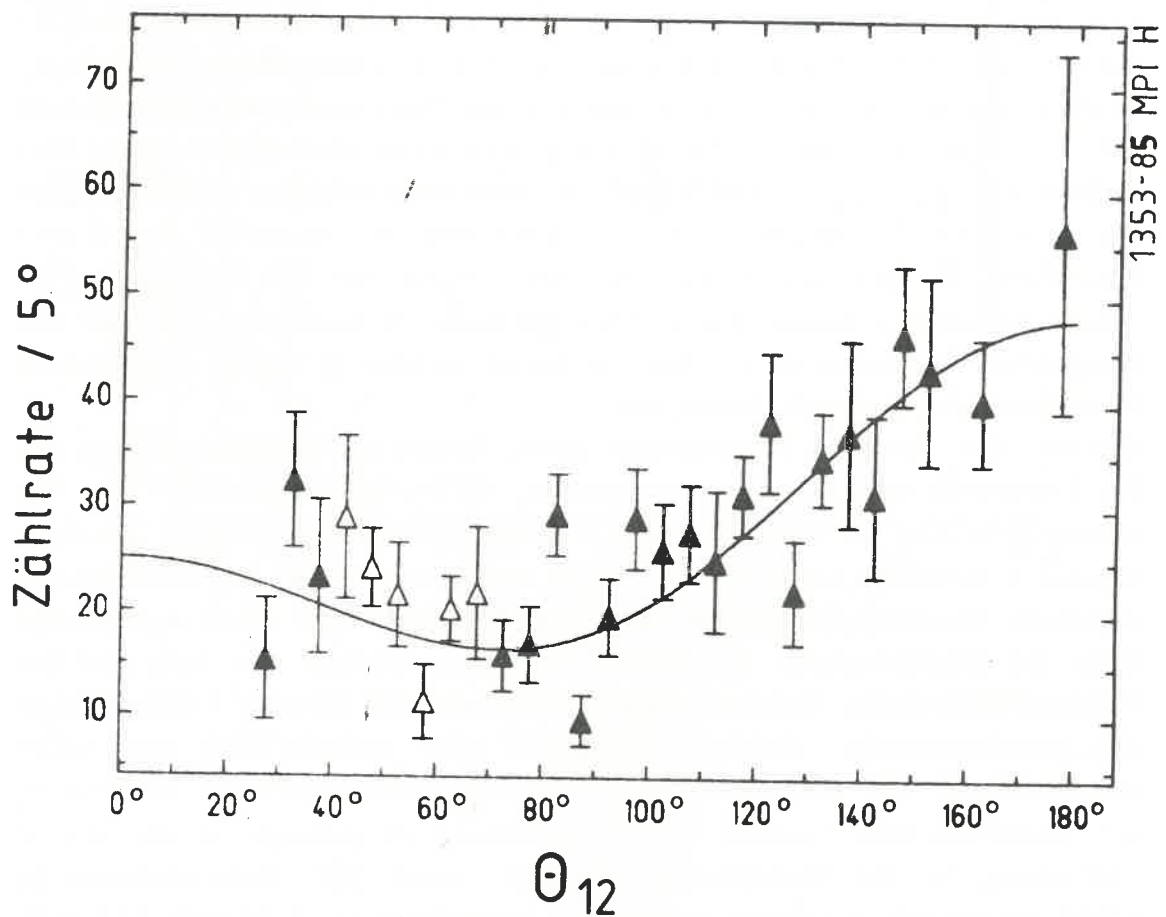


Abb. 21. Experimentelle Relativwinkelverteilung der $2-\gamma$ Ereignisse.: Die nichtausgefüllten Dreiecke liegen im kinematischen Bereich für PAF. Die durchgezogene Kurve entspricht der besten Anpassung der Theorie an das Experiment.

dargestellte Einzelenergieverteilung direkt mit der theoretisch erwarteten $E_{\gamma 1}^3 \cdot E_{\gamma 2}^3$ Verteilung vergleichen. Wie in der Abbildung zu erkennen, stimmt die theoretische Erwartung mit den experimentellen Daten sehr gut überein.

Aufgrund des modularen Aufbaus des Kristallkugelspektrometers erhält man neben der vollständigen Energieinformation auch Informationen über die Winkelverteilung. Abbildung 20 zeigt die Einzelenergie-Relativwinkel Matrix der mit den 0_2^+ -Protonen koinzidenten γ -Quanten in einem Summenenergiebereich $5.75 \text{ MeV} < E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} < 6.25 \text{ MeV}$. Man erkennt deutlich, daß im Gegensatz zu Abbildung 14 innerhalb der kinematischen Grenzkurven für PAF keine überhöhte Zählrate auftritt und die γ -Einzelenergie eine um 3 MeV symmetrische Verteilung besitzt, wie man es für 2- γ Ereignisse theoretisch erwartet (siehe Formel 2.9). Projiziert man die Einzelenergie-Relativwinkel-Matrix unter der Bedingung $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 3 \text{ MeV}$ auf die Relativwinkelachse und korrigiert die in Kapitel 4.1 angesprochene Kugelgeometrie, so erhält man die in Abbildung 21 gezeigte Relativwinkelverteilung der 2- γ Ereignisse. In dieser Abbildung liegen die nichtausgefüllten Dreiecke im für PAF zugänglichen Winkelbereich. Man erkennt wiederum keine signifikante Mehrbevölkerung dieses Bereiches.

Wie man der Formel 2.8 entnehmen kann, hängt die Winkelverteilung der 2- γ Ereignisse von drei Matrixelementen, $\langle 2E1 \rangle$, $\langle 2M1 \rangle$ und $\langle 2\tilde{E}2 \rangle$ ab. Die Winkelverteilung ist nach Formel 2.8 einer Reihenentwicklung in $\cos(\theta_{12})$ bis zur 4. Ordnung proportional, wobei die Koeffizienten nur von den Parametern $A = \langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ und $B = \langle 2\tilde{E}2 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ abhängen. Nach Integration über die Einzelenergien der beiden Quanten, bleiben nur A, B und der Flächeninhalt unter der Kurve als freie Parameter für eine Anpassung an die experimentellen Daten. Es stellt sich heraus, daß das $\langle 2\tilde{E}2 \rangle$ Matrixelement mit Null verträglich ist, was der Erwartung entspricht. Die experimentelle Evidenz ist in Abbildung 22 gezeigt, in der die χ^2 Verteilung für die Verhältnisse der $\langle 2M1 \rangle$ und $\langle 2\tilde{E}2 \rangle$ Matrixelemente zu $\langle 2E1 \rangle$ dargestellt ist. Dabei wurde der Winkelbereich, in dem PAF auftreten kann, ausgeschlossen. Der beste Wert für den Parameter $B = \langle 2\tilde{E}2 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ lautet $B = 0.0017 \pm 0.006$.

Nach Integration von Formel 2.8 über $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ und dP' erhält man unter Berücksichtigung aller Matrixelemente und bei Einsetzung des größten, durch den χ^2 -Fit bestimmten Wertes für $\langle 2\tilde{E}2 \rangle / \langle 2E1 \rangle$, folgendes Verhältnis der Zerfallsbreiten:

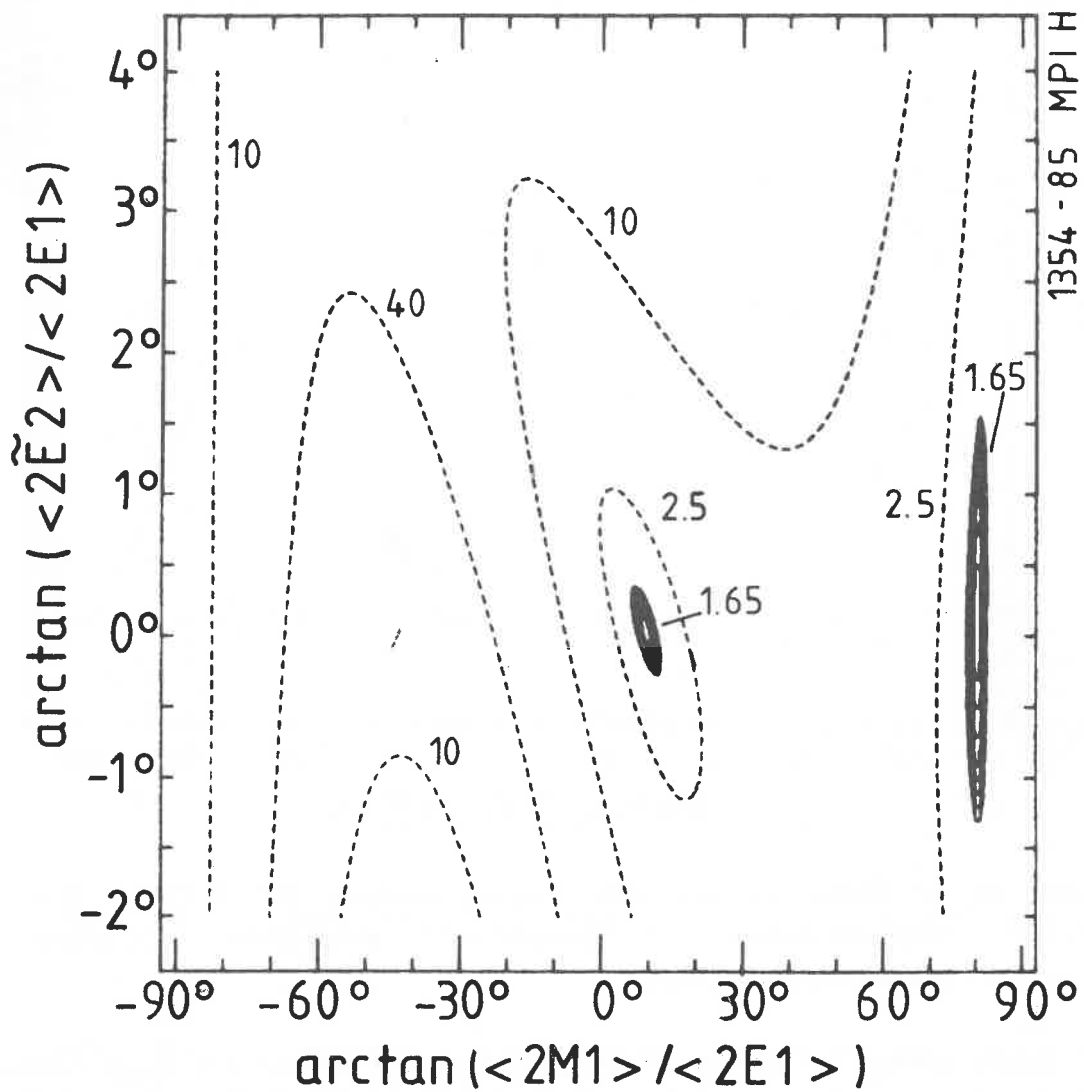


Abb. 22. χ^2 Maß für die Mischungsparameter $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ und $\langle 2\tilde{E}2 \rangle / \langle 2E1 \rangle$: Der dunkle Bereich entspricht einer Standardabweichung

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(2E2)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(\text{tot})} < 9\% \quad (1 \text{ Standardabweichung})$$

Da das $\langle 2\tilde{E}2 \rangle$ Matrixelement auch experimentell mit Null verträglich ist, wird es im folgenden nicht mehr berücksichtigt.

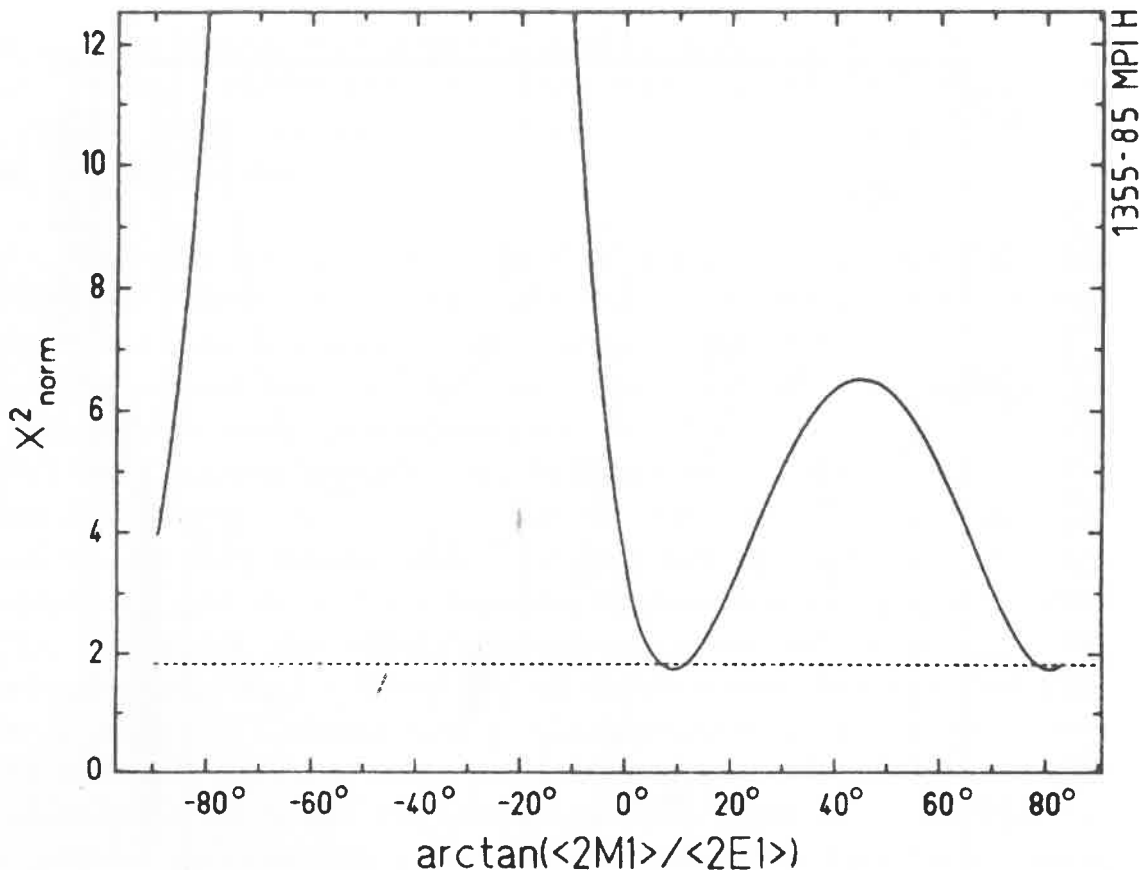
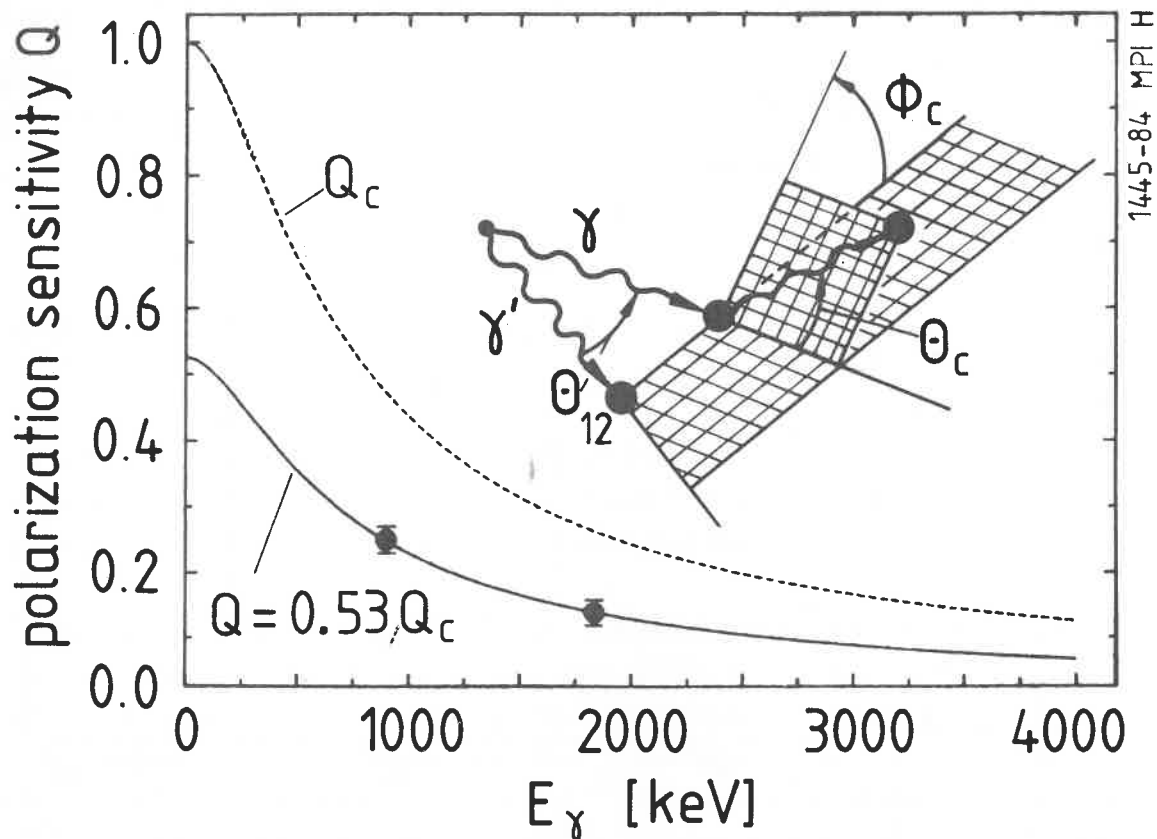


Abb. 23. χ^2 Verteilung des Mischungsparameters $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$: Die eingezeichnete Gerade entspricht einer Standardabweichung

Damit erhält die Korrelationsfunktion die in Formel 2.9 dargestellte einfache Gestalt, deren beste Anpassung an die experimentellen Daten der durchgezogenen Linie in Abbildung 21 entspricht. Mit Hilfe dieser Formel kann man das $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ Verhältnis bestimmen, wobei es sich jedoch um eine in $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ quadratische Gleichung handelt, die zwei reziproke Werte für dieses Verhältnis liefert. Abbildung 23 zeigt die χ^2 -Verteilung für $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$, deren bester Wert zur Bestimmung der Winkelkorrelation in Abbildung 21 eingesetzt wurde. Man erkennt zwei deutliche Minima in χ^2 , welche zueinander reziproken Werten entsprechen. Die beste theoretische Anpassung an die experimentellen Werte ergibt:

$$\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle = 6.2_{-1.2}^{+1.5} \text{ bzw. } 0.16 \pm 0.04$$

Da die experimentellen Daten in dem Winkelbereich, in dem PAF erwartet wird, keine starken Abweichungen von der eingezeichneten Kurve zeigen



1445-84 MPI H

Abb. 24. Linearpolarisationsempfindlichkeit Q und Darstellung der Geometrie

(siehe Abb.21), wurden in einer zweiten Anpassung auch diese Werte mitberücksichtigt. Als Ergebnis erhielten wir :

$$\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle = 6.9_{-1.2}^{+1.8} \text{ bzw. } 0.14 \pm 0.04$$

in guter Übereinstimmung mit dem obigen Wert.

Um zu bestimmen, welcher Strahlungscharakter dominant ist, muß die Linearpolarisation der $2-\gamma$ -Quanten bestimmt werden, wobei die Kristallkugel als 162-faches Comptonpolarimeter eingesetzt wird [KRO 84]. Die Comptonstreuung wird durch die Klein-Nishina Formel beschrieben. Die für die Messung der Linearpolarisation benutzte Geometrie ist in Abbildung 24 dargestellt. Da eines der beiden Quanten des $2-\gamma$ Zerfalls comptongestreuert werden muß, werden Ereignisse der Multiplizität 3 untersucht, bei denen das gestreute Quant eine γ -Energie

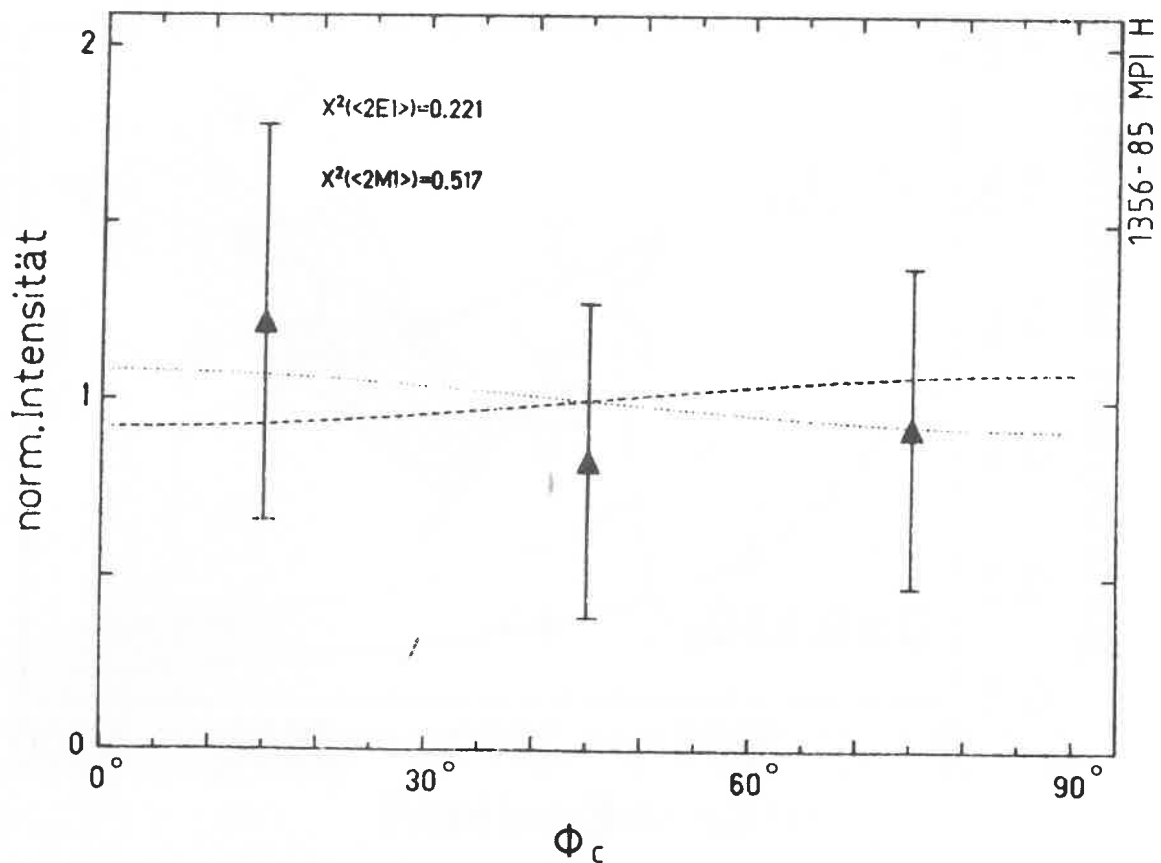


Abb. 25. Gemessenes Azimutwinkelspektren der $2\text{-}\gamma$ -Ereignisse.: Die Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern. Die beiden eingezeichneten Linien entsprechen einem dominanten $\langle 2E1 \rangle$ (gestrichelt) bzw. $\langle 2M1 \rangle$ (gepunktet) Matrixelement (Formel 2.9). Für diese beiden Fälle sind die χ^2 -Werte angegeben.

besitzt, die größer als 511 KeV ist, wodurch man auf Comptonstreuung und nicht auf Paarerzeugungsprozesse sensitiv ist. Dabei wird der Detektor, der die höhere γ -Energie besitzt, als der Streudetektor interpretiert. In Abbildung 25 ist das korrigierte, auf einen Mittelwert von 1 normierte, Azimutwinkelspektrum mit den dazugehörigen statistischen Fehlern abgebildet. Der Term in der Korrelationsfunktion (2.9), der auf die Linearpolarisation sensitiv ist, ist proportional zu: $Q \cdot \sin^2(\theta_{12}) \cdot \cos(2 \cdot \phi_c)$, wobei Q die in Abbildung 24 gezeigte energieabhängige Polarisationsempfindlichkeit der Kristallkugel bedeutet, die mit einer ^{88}Y -Quelle bestimmt wurde [KRO 84]. Die beiden in Abbildung 25 eingezeichneten Kurven wurden nach Formel 2.9 berechnet, wobei über einen Relativwinkelbereich von $70^\circ < \theta_{12} < 110^\circ$ integriert wurde. Dabei wurden die beiden reziproken Werte für das Verhältnis der Matrixelemente $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle = 6.2$ bzw. $\langle 2E1 \rangle / \langle 2M1 \rangle = 6.2$ eingesetzt. Die χ^2

Werte, die in Abbildung 25 angegeben sind, zeigen keinen signifikanten Unterschied; aufgrund der bei dieser γ -Übergangsenergie sehr kleinen Polarisationsempfindlichkeit Q und der geringen Statistik der verwendbaren Ereignisse, konnte der Strahlungscharakter nicht wie im Falle des ^{40}Ca oder ^{90}Zr bestimmt werden.

ANALYSE DER MESSUNG MIT DEM MgO TARGET

Obwohl das MgO -Target hauptsächlich zur Eichung eingesetzt wurde, kann durch die Bestimmung des 2- γ Verzweigungsverhältnisses geprüft werden, ob das Resultat mit dem bei dem Li_2O -Target bestimmten Wert konsistent ist.

^{24}Mg hat, wie Abbildung 26.a zeigt, Zustände oberhalb von 4.5 MeV Anregungsenergie. Insbesondere muß der Einfluß des 6.01 MeV Zustandes untersucht werden, dessen Summenenergiepeak energetisch nicht vom 2- γ Summenpeak getrennt werden kann. Man erkennt in Abbildung 26.b, daß der 6.01 MeV Zustand des ^{24}Mg und der 6.05 MeV Zustand des ^{16}O im Protonenspektrum, die einen Abstand von 265 KeV haben, energetisch gut getrennt werden können. Durch den niederenergetischen Ausläufer der 6.01 MeV Protonenlinie ist jedoch ein Beitrag des 6.01 MeV Zustandes im 2- γ Summenenergiebereich bei ≈ 6 MeV möglich. Dieser Beitrag kann folgendermaßen abgeschätzt werden :

- a.) Wie in Abbildung 10 zu erkennen wird, wird der 6.01 MeV Zustand des ^{24}Mg 30 mal geringer angeregt, als der 0_2^+ Zustand des ^{16}O .
- b.) Abbildung 26.b zeigt, daß die Protonenlinie, die den 6.01 MeV Zustand anregt, auf der linken Flanke um mehr als zwei Größenordnungen abfällt. Damit folgt für das Verhältnis der Protonen, die den 6.05 MeV Zustand des ^{16}O zu den Protonen, die den 6.01 MeV Zustand des ^{24}Mg anregen : $N(6.01)/N(6.05) < 3.3 \cdot 10^{-4}$.
- c.) Man kann den 6.01 MeV Zustand, der, wie in Abbildung 26.a angegeben ist, durch zwei γ -Quanten mit einer Energie von 4.640 MeV und 1.368 MeV in den Grundzustand zerfällt, durch die Bedingung $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 2.5$ MeV um einen Faktor 30 relativ zum 2- γ Zerfall des 0_2^+ -Zustandes im ^{16}O unterdrücken. Die Summenenergiespektren in Koinzidenz mit den Protonen, die den 6.01 MeV Zustand des ^{24}Mg anregen, sind in Abbildung 26.c gezeigt. Dabei wurde im einen Fall keine Energiedifferenzbe-

dingung gefordert und im anderen Fall $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 2.5 \text{ MeV}$ verlangt. Damit ist der Beitrag des 6.01 MeV Zustandes im 2- γ Summenpeak wesent-

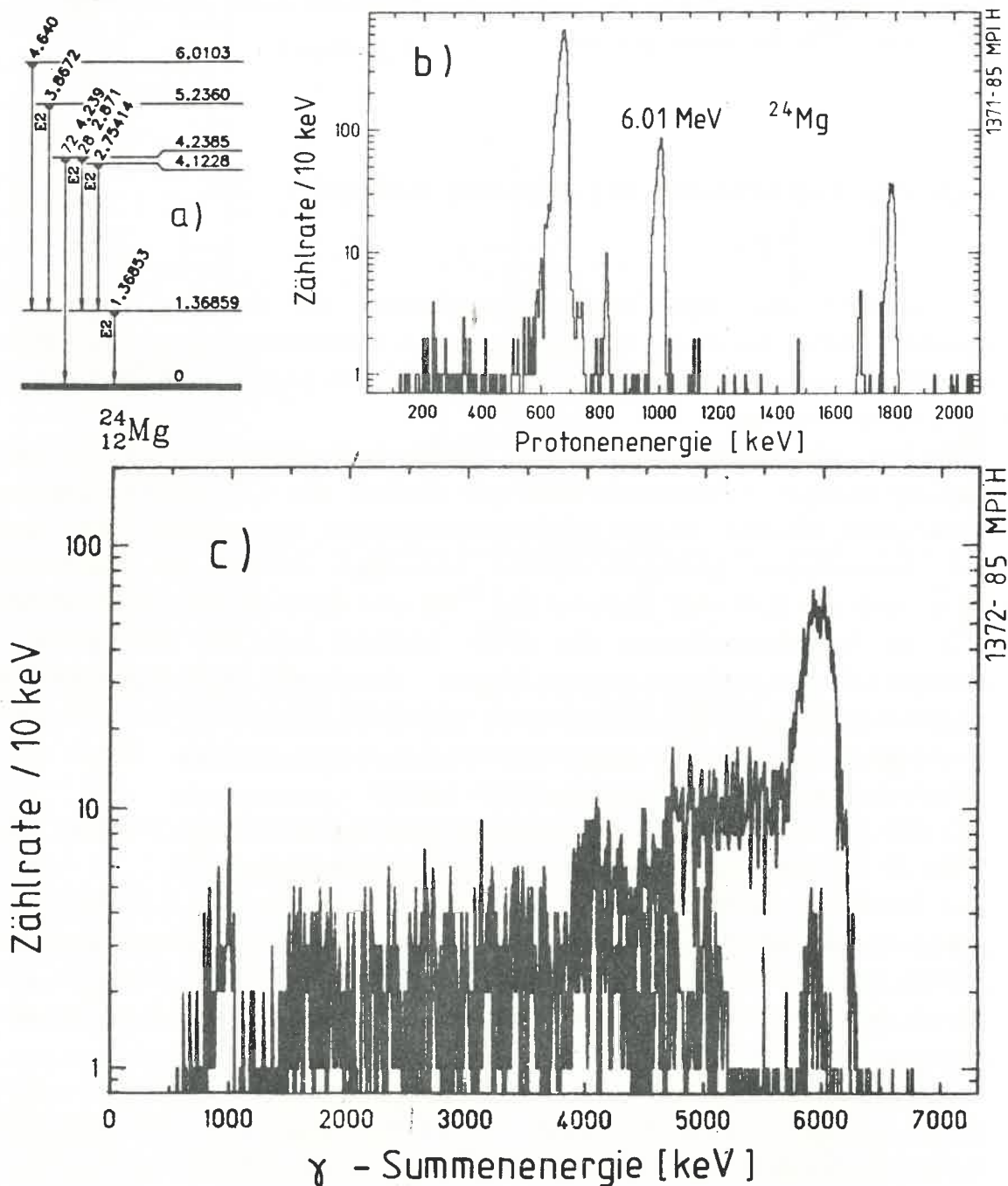


Abb. 26. Untersuchung des ^{24}Mg Targets: a.) Termschema des ^{24}Mg b.) Protonenlinie des 6.01 MeV 4_2^+ -Zustandes in Koinzidenz mit $\Sigma E_\gamma = 6 \pm 0.25 \text{ MeV}$. c.) Einfluß der Bedingung $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 2.5 \text{ MeV}$ auf die Bevölkerung des 6.01 MeV Photopeaks in Koinzidenz mit Protonen, die den 6.01 MeV Zustand anregen.

lich geringer als der des 0_2^+ Zustandes von ^{16}O , wenn man für das 2- γ Verzweigungsverhältnis $6.6 \cdot 10^{-4}$ einsetzt.

Abbildung 27 zeigt das Summenenergiespektrum des ^{24}Mg Targets. Dabei wurden, bis auf die verschärfte Energiedifferenzbedingung, die gleichen Bedingungen, wie bei Abbildung 16.b verlangt (siehe auch Kap.4.2 allgemeine Analysebedingungen). Man erkennt den 1.022 MeV Summenpeak, der den in Ruhe zerstrahlenden Positronen entspricht. Oberhalb von diesem Peak erstreckt sich die Region der Positronen Zerstrahlung im Flug, die aufgrund der verschärften Energiedifferenzforderung, einen kleineren Bereich als in Abbildung 16.b abdeckt. Die Zustände des ^{24}Mg , die durch die Energiedifferenzbedingung nicht unterdrückt werden, sind bei 4.2 MeV und 5.2 MeV sichtbar (siehe Abb.26.a). Bei 6.05 MeV erkennt man den 2- γ

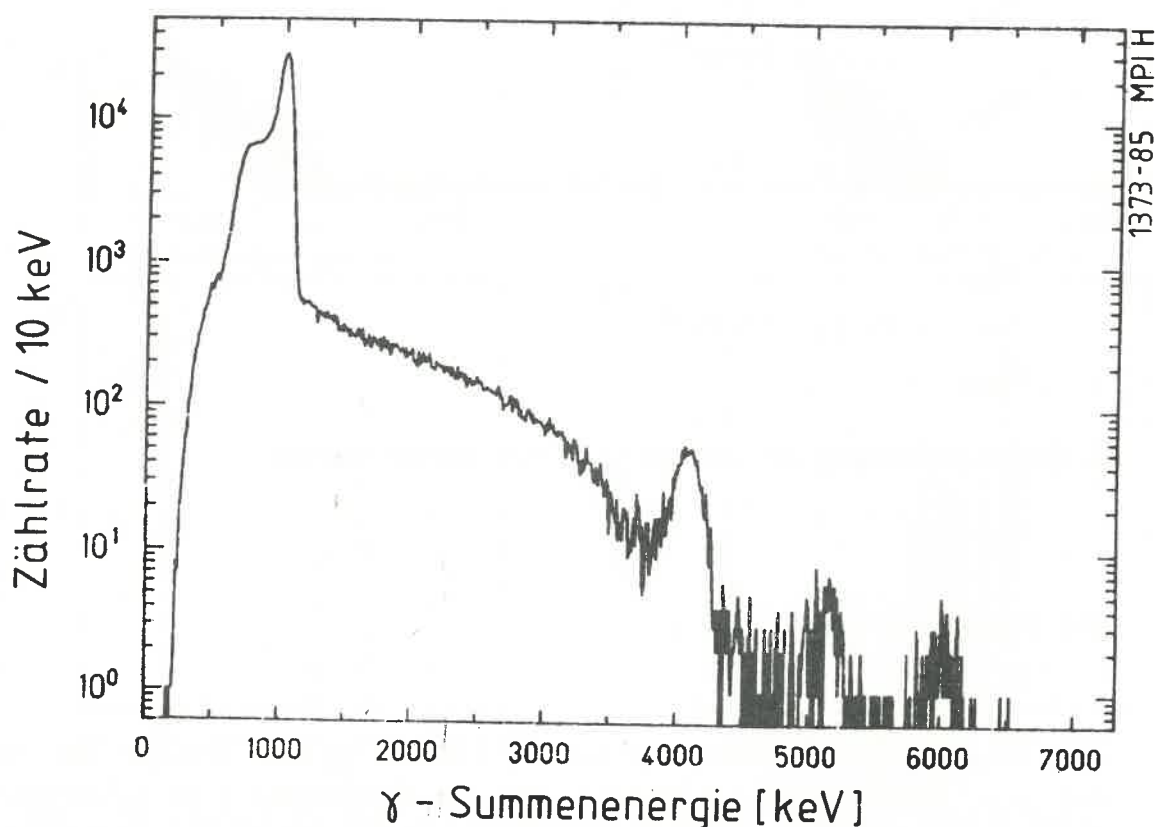


Abb. 27. Summenenergiespektrum des MgO Targets: $|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| < 2.5$ MeV - alle anderen Bedingungen wie Abb.16.b.

Summenpeak, der nur sehr geringe Beimischungen (<2%) vom 6.01 MeV Zustand des ^{24}Mg enthält. Wie im Falle des Li_2O Targets, wurde das Verzweigungsverhältnis auf zwei Wegen bestimmt.

$N_{\gamma\gamma} = 59 \pm 8$ Zahl der gemessenen 2- γ Ereignisse

$f(E_{\text{gam.}}, \theta_{12}) = 1.67 \pm 4.5\%$ Analysebedingung Korrekturfaktor

$N_{\text{tot}} = (8.978 \pm 0.0095) \cdot 10^5$ Zahl der 0_2^+ Trigger

$N_{e^+e^-} = (2.852 \pm 0.0053) \cdot 10^5$ Zahl der in Ruhe zerstrahlenden e^+

Damit ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis bei Normierung auf die zum 0_2^+ -Zustand führenden Protonen :

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (5.7 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$$

bei Normierung auf den e^+e^- -Zerfall des 0_2^+ Zustandes :

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (5.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-4}$$

in Übereinstimmung mit den am Li_2O bestimmten Werten.

DIE P, α -REAKTION

Da der 0_2^+ im Verhältnis zum 3_1^- -Zustand 30 mal weniger als bei der p,p' Reaktion angeregt wird und der Ringzähler eine schlechtere Energieauflösung besaß, konnten bei dieser Messung nur ungefähr zehn 2- γ Zerfälle nachgewiesen werden. Trotzdem kann man aus dieser Messung eine Abschätzung für das 2- γ Verzweigungsverhältnis erhalten. Abbildung 28 zeigt Spektren in Koinzidenz mit den α -Teilchen, die den 0_2^+ Zustand des ^{16}O anregen. Um den Einfluß des nicht vollständig separierbaren 3_1^- Zustandes abzuschätzen, wurden die gleichen Spektren mit 2 verschiedenen unteren Schwellen des Teilchentriggers aufgenommen. Der Bereich der als Trigger verwendeten Teilchen ist in

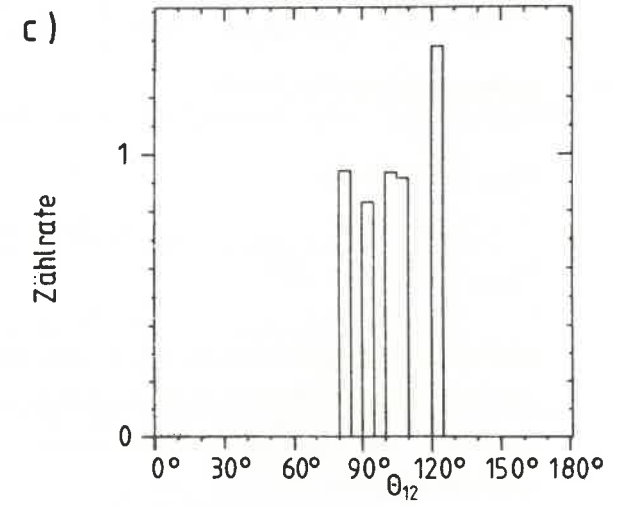
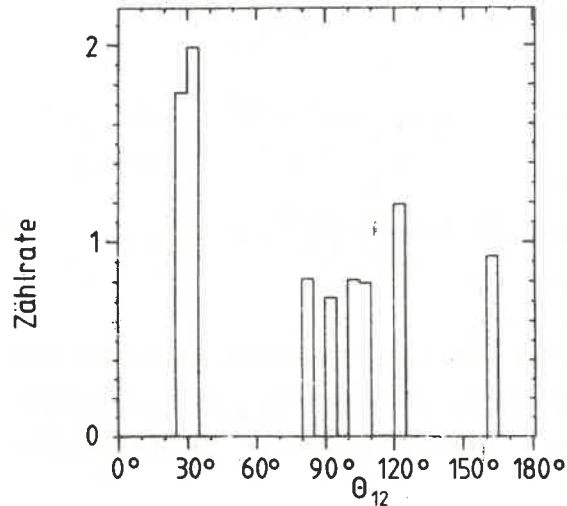
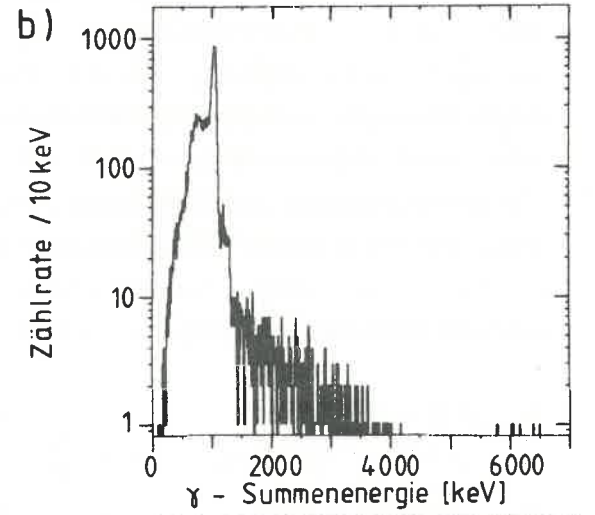
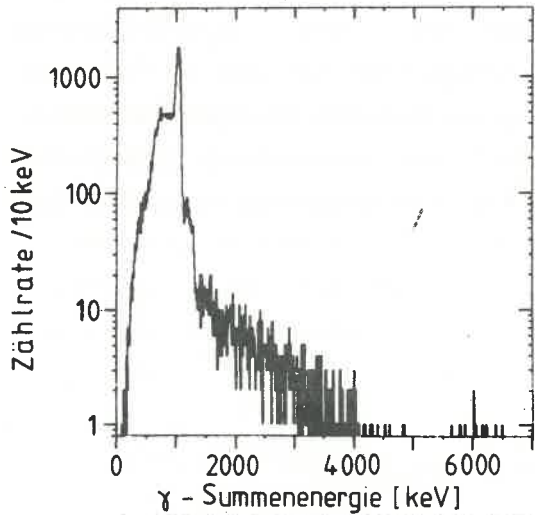
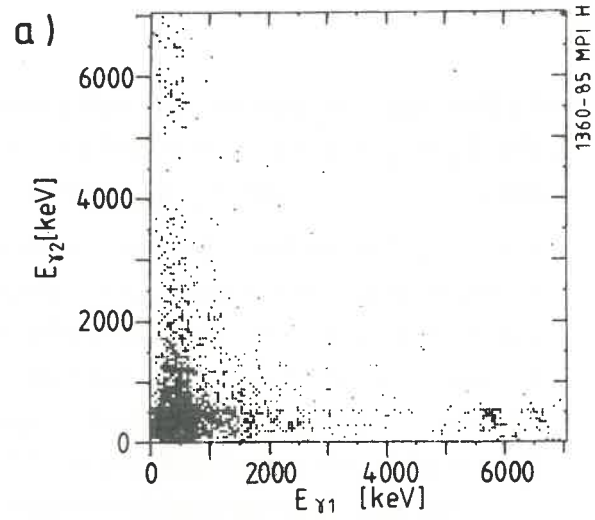
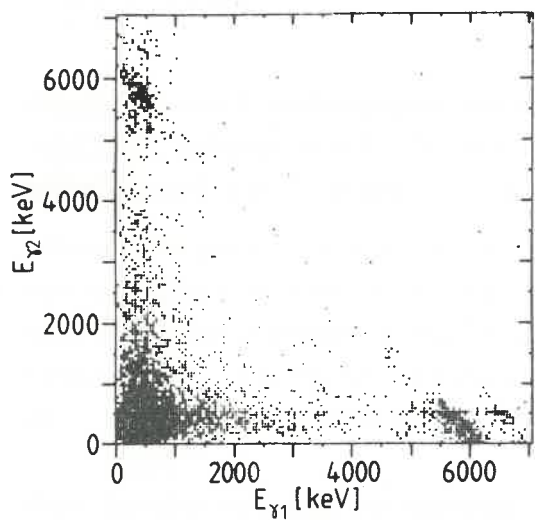


Abb. 28. Spektren der p, α -Reaktion.: Links niedrige, rechts hohe untere Schwelle des Teilchentrigger (siehe Abb.7.b).
 a.) $E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$ -Matrix b.)
 Summenenergiespektrum; Bedingungen wie Abb.16.b c.)
 korrigiertes Relativwinkelspektrum der 2- γ Ereignisse.

Abbildung 7. b durch zwei horizontale Balken angegeben. Es sind jeweils die $E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$ -Matrix, die Summenenergie- und die Relativwinkel Spektren dargestellt. In der $E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$ -Matrix erkennt man deutlich die Beimischung des 3_1^- -Zustandes, dessen γ -Quanten eine stark unsymmetrische Energieverteilung haben. Dies zeigt auch das Relativwinkelspektrum der 2- γ Ereignisse, bei dem im Falle der niedrigeren unteren Schwelle eine Streuung in die nächsten Nachbardetektoren bevorzugt ist. Bei höherer unterer Schwelle, d.h. bei geringerer Beimischung des 3_1^- Zustandes, verschwindet dieser Effekt..

Um das Verzweigungsverhältnis zu bestimmen, wurden wie im Falle der p, p' Reaktion, die α_{π} -Teilchen, die den 0_2^+ Zustand anregen, aufsummiert. Da die Analysebedingungen mit den im Falle des Li_2O Targets verlangten identisch waren, wurden alle übrigen Parameter von dort übernommen. Um den Einfluß der unteren Schwelle des Teilchentrigger abzuschätzen, wurde das Verzweigungsverhältnis bei zwei verschiedenen Schwellen bestimmt:

untere Schwelle niedrig:

$$N_{\gamma\gamma} = 9 \pm 3$$

$$N_{\text{tot}} = 98300 \pm 310$$

$$\implies \frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (7.1 \pm 2.7) \cdot 10^{-4}$$

untere Schwelle hoch:

$$N_{\gamma\gamma} = 5 \pm 2.24$$

$$N_{\text{tot}} = 45760 \pm 205$$

$$\implies \frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (8.5 \pm 4.3) \cdot 10^{-4}$$

Mit diesen Ergebnissen wird das Resultat der p, p' -Messung nochmals bestätigt. Beide Messungen wurden unabhängig voneinander, mit verschiedenen Anregungsmechanismen und verschiedenen Meßaufbauten durchgeführt.

ZUSAMMENSTELLUNG DER EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSE

Zum Abschluß des experimentellen Teils werden die Resultate, die wir mit dem Li_2O -Target erhalten haben, zusammengestellt. Die Mes-

sungen an dem ^{24}Mg -Target und dem ^{19}F -Target konnten das mit dem Li_2O Target bestimmte Verzweungsverhältnis unabhängig voneinander verifizieren. Wir erhielten folgende Ergebnisse :

$$\frac{W_{\gamma\gamma}}{W_{\text{tot}}} = (6.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{\langle 2E1 \rangle}{\langle 2M1 \rangle} = +6.2_{-1.2}^{+1.5} \text{ bzw. } +0.16 \pm 0.04$$

Aus der experimentell bekannten Halbwertszeit des $|0_2^+\rangle$ Zustandes von 67ps und mit den o.g. Werten für das 2- γ Verzweungsverhältnis und dem Verhältnis der $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ Matrixelemente, kann die Übergangsstärke der Matrixelemente mit Hilfe von Formel 2.10 angegeben werden. Je nachdem, welches Matrixelement man als dominant ansetzt, erhält man für das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement in Einheiten von μ_N^2/MeV :

$$|\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_2^+ \rangle|_{\text{exp.}} = 0.53 \pm 0.14 \mu_N^2/\text{MeV} \text{ (dominant } \langle 2M1 \rangle)$$

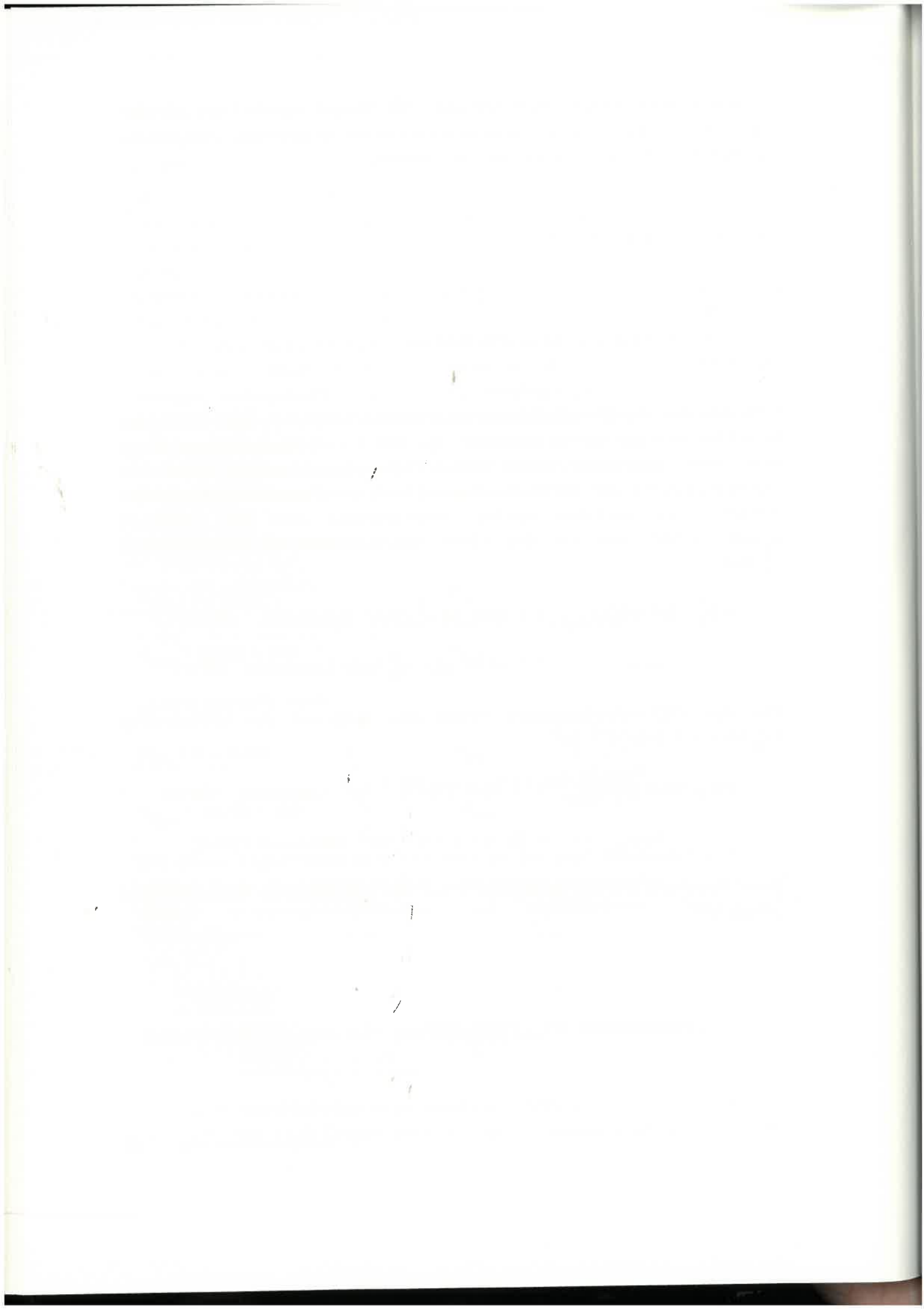
$$\text{bzw.} \quad = 0.085 \pm 0.023 \mu_N^2/\text{MeV} \text{ (dominant } \langle 2E1 \rangle)$$

Für das $\langle 2E1 \rangle$ -Matrixelement erhält man aufgrund der Umrechnung $1 \mu_N^2/\text{MeV} = 1.615 \cdot 10^{-2} \text{ fm}^3$:

$$|\langle 0_1^+ || 2E1 || 0_2^+ \rangle|_{\text{exp.}} = (1.38 \pm 0.37) \cdot 10^{-3} \text{ fm}^3 \text{ (dominant } \langle 2M1 \rangle)$$

$$\text{bzw.} \quad = (8.5 \pm 2.2) \cdot 10^{-3} \text{ fm}^3 \text{ (dominant } \langle 2E1 \rangle)$$

Diese Resultate werden in Kapitel 5 mit den theoretischen Berechnungen verglichen.



5. INTERPRETATION DER 2- γ MATRIXELEMENTE

5.1 DARSTELLUNG DER BEIDEN $|0^+\rangle$ ZUSTÄNDE

Obwohl ^{16}O ein idealer, selbstkonjugierter Schalenmodellkern ist, dessen Grundzustand einen Isospin $T=0$ hat, kann man einige der tiefliegenden Anregungszustände nicht in einem sphärischen Modellraum beschreiben.

Während der 0_1^+ Zustand im wesentlichen sphärisch ist, weist die auf dem 0_2^+ Zustand aufbauende Rotationsbande auf eine Deformation des 0_2^+ Zustandes hin. Abbildung 29 zeigt den 0_1^+ Grundzustand des ^{16}O und die auf dem 0_2^+ Zustand aufbauende Rotationsbande mit den zugehörigen partiellen Zerfallsbreiten [CAR 64, AZE 82, GOD 63]. Die partielle Zerfallsbreite des $2_1^+ \rightarrow 0_2^+$ Übergangs von $\Gamma = (2.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ eV liefert einen Werte von 0.81 ± 0.08 für den Betrag des Deformationsparameters β [PEL 82]. Auch theoretisch wird eine starke prolata [AUV 84] (oder triaxiale [ABG 82]) Deformation erwartet. Im Nilsson-Modell, dessen Termschema als Funktion des Deformationsparameters β in Abbildung 30 dargestellt ist, kann man die Hauptkomponente des ersten angeregten 0_2^+ Zustandes des ^{16}O wie folgt beschreiben [BRO 66, ABG 82]: Wie man in Abbildung 30 erkennt, rückt der unbesetzte $\Omega=1/2$ Zweig des $2d_{5/2}$ Niveaus bei zunehmender prolater Deformation in die Nähe des vollständig besetzten $2p_{1/2}$ Niveaus. Die in Abb.30 vernachlässigte Restwechselwirkung bewirkt, daß es bei großen prolaten Deformationen günstiger ist, je zwei Protonen und zwei Neutronen von der $2p_{1/2}$ Schale in den $\Omega=1/2$ Zweig der leeren $2d_{5/2}$ Schale zu bringen (aus Paritätserhaltungsgründen müssen immer eine gerade Zahl von Teilchen in die höheren Schalen gehoben werden). Auf diese Weise erhält man eine 4-Teilchen 4-Loch Konfiguration, die im folgenden mit $|4p4h\rangle$ bezeichnet wird, im Gegensatz zur 0-Teilchen 0-Loch $|0p0h\rangle$ Konfiguration, die den sphärischen Grundzustand des ^{16}O beschreibt. Andere Modelle legen ebenfalls eine duale Basis zur Beschreibung der beiden $|0^+\rangle$ Zustände nahe. Besonders genannt werden muß das ALPHA CLUSTER MODELL [BAU 84, BER 71], das sehr gut in der Lage ist, die beiden 0^+ Zustände des ^{16}O darzustellen. Bei diesem kollektiven Modell werden die Zustände durch verschiedene geometrische Anordnungen von

α -Teilchen beschrieben. Auf diese Weise lassen sich sowohl sphärische als auch deformierte Zustände darstellen. In diesem Modell besitzt der 0_1^+ Zustand eine dominant tetraederförmige (sphärische), der 0_2^+ Zustand eine dominant rautenförmige (prolat deformierte) Konfiguration der vier α -Teilchen, die in Abbildung 31 dargestellt sind. Ein weiteres Modell, bei dem eine duale Basis zur Beschreibung der beiden tiefsten 0^+ Zustände des ^{16}O ausreicht, ist die 'INTERACTING BOSON APPROXIMATION' [FES 73], in dem der $|0_2^+\rangle$ Zustand dominant durch eine Kopplung mehrere Oktupol Phononen beschrieben wird.

Der Paarzerfall des 0_2^+ zum 0_1^+ Zustand [ARM 58] beweist, daß eine Konfigurationsmischung in den beiden physikalischen Zuständen vorliegt. Diese Mischung bewirkt u.a. auch, daß der 0_1^+ Grundzustand seine Energie auf Kosten des 0_2^+ Zustandes absenkt [HUN 61]. Eine gute Beschreibung der beiden physikalischen 0^+ -Zustände sollte demnach durch eine Linearkombination der beiden Basiszustände erfolgen, die im

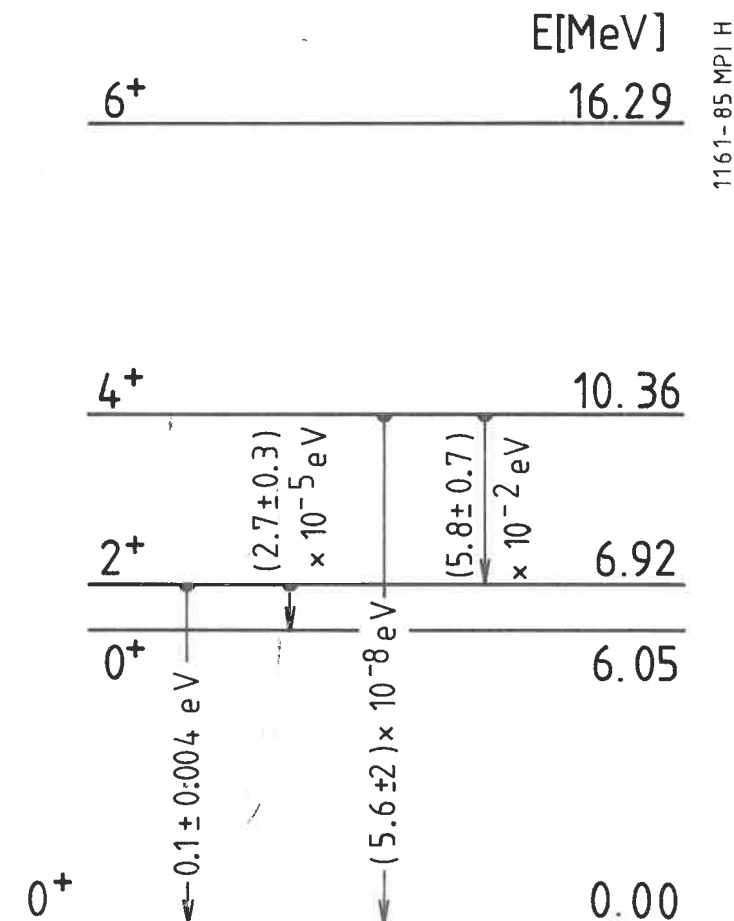


Abb. 29. Auf dem $|0_2^+\rangle$ -Zustand aufbauende Rotationsbande.: Die partiellen Zerfallsbreiten stammen aus [AZE 82].

folgenden als sphärischer $|sph\rangle$ und deformierter $|def\rangle$ Zustand bezeichnet werden [BER 72].

$$|0_1^+\rangle = a \cdot |sph\rangle + b \cdot |def\rangle$$

$$|0_2^+\rangle = -b \cdot |sph\rangle + a \cdot |def\rangle$$

Sowohl für die Basiszustände als auch für die physikalischen Zustände gilt :

$$\langle sph|def\rangle = \langle 0_1^+|0_2^+\rangle = 0 \text{ und } \langle sph|sph\rangle = \langle def|def\rangle = \langle 0^+|0^+\rangle = 1$$

Damit folgt für die Mischungskoeffizienten: $a^2 + b^2 = 1$. Der Wert dieser beiden Koeffizienten wurde mit Hilfe der partiellen Zerfallsbreiten des $2_1^+ \rightarrow 0_2^+$ und $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs über folgende Beziehung ermittelt [BER 73]:

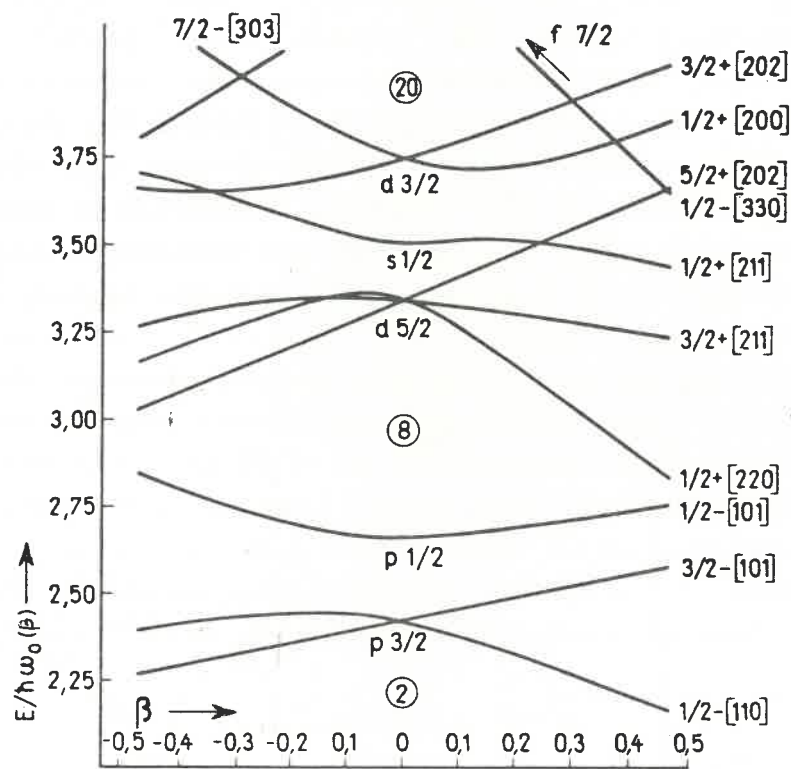


Abb. 30. Niveauschema des Nilssonmodells ohne $0s_{1/2}$ -Zustand.

$$\frac{\Gamma(2_1^+ \rightarrow 0_2^+)}{\Gamma(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = \frac{a^2 \cdot (E(2_1^+) - E(0_2^+))^5}{b^2 \cdot (E(2_1^+) - E(0_1^+))^5}$$

Setzt man die in Abbildung 29 angegebenen Werte für die partiellen Zerfallsbreiten und die Übergangsenergien ein, so erhält man einen Wert von 0.32 für den Koeffizienten b. Damit kann man die beiden $|0^+\rangle$ Zustände durch folgende Linearkombination darstellen:

$$|0_1^+\rangle = 0.947 \cdot |\text{sph}\rangle + 0.320 \cdot |\text{def}\rangle$$

$$|0_2^+\rangle = -0.320 \cdot |\text{sph}\rangle + 0.947 \cdot |\text{def}\rangle$$

Um die Übergangsstärken mit Hilfe von Einteilchenoperatoren ausrechnen zu können, muß man die Zustände jedoch in einem sphärischen Modellraum entwickeln, da die Operatoren nur dort eine einfache Gestalt besitzen (Einteilchenoperatoren). Die z.Z. beste Möglichkeit dieser Beschreibung bietet das sogenannte 'ZBM' Modell mit der 'F-Wechselwirkung' [SNO 83]. Dieses Modell besitzt drei 'aktive Schalen', wobei Teilchenanregungen aus der vollständig gefüllten $1p_{1/2}$ -Schale in die leeren $1d_{5/2}$ und $2s_{1/2}$ Schalen für die Protonen und die Neutronen möglich sind. Tabelle 3 gibt die Quadrate der Entwicklungskoeffizienten der beiden $|0^+\rangle$ Zustände in dieser Basis an [BRO 85, ZIR 85]. Man erkennt, daß der deformierte Zustand zu 90% eine $|4p4h\rangle$ und zu 4% eine $|0p0h\rangle$ Konfiguration besitzt, während der

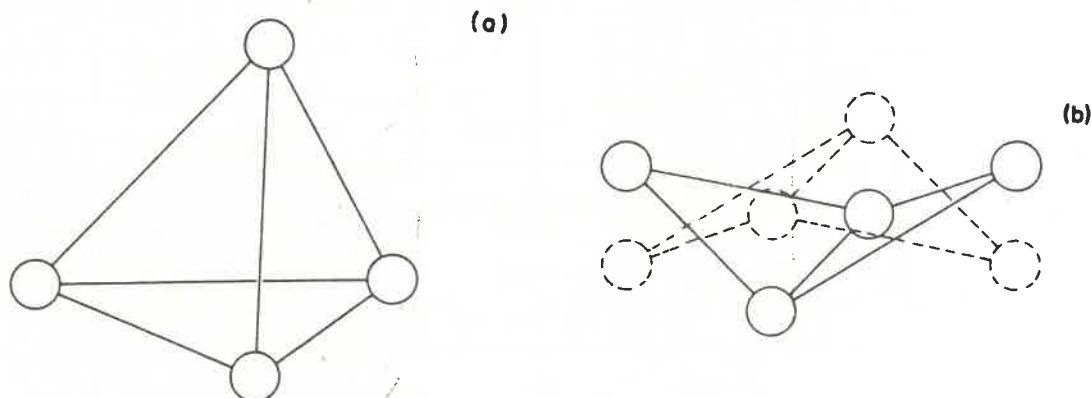


Abb. 31. Darstellung der beiden $|0^+\rangle$ Zustände im 'Alpha-Cluster-Modell': a.) Tetraederform : $|0_1^+\rangle$ -Zustand b.) Überlagerung der beiden Rauten: $|0_2^+\rangle$ -Zustand

sphärische Grundzustand dominant durch eine $|0p0h\rangle$ Konfiguration dargestellt wird. Weiterhin kann man erkennen, daß die entsprechenden Basiszustände des ZBM-Modellraumes, in die die beiden $|0^+\rangle$ Zustände entwickelt werden, sehr ungleich besetzt sind. Das führt dazu, daß bei Berechnung der Matrixelemente ein Operator immer eine große Komponente des einen $|0^+\rangle$ auf eine kleine Komponente des anderen $|0^+\rangle$ Zustandes projiziert. Wie Rechnungen zeigen, sind die Komponenten der in den sphärischen Modellraum entwickelten Zustände, empfindlich von der dabei eingesetzten Wechselwirkung [SNO 83, ZIR 85] abhängig. Eine kleine Änderung der Komponenten führt auf diese Weise zu einer großen relativen Änderung der Matrixelemente. Deshalb kann nicht erwartet werden, daß mit diesem Modell eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten erreicht werden kann.

TABELLE 3 : Quadrate der Entwicklungskoeffizienten der beiden 0^+ Zustände in einer sphärischen Basis

Konf.	$p^{-4}d^3s^1$	$p^{-4}d^4$	$p^{-4}d^2s^2$	$p^{-4}s^4$	$p^{-2}d^2$	$p^{-2}s^2$	p^4
$ 0_1^+\rangle$	0.3 %	2.6 %	0.6 %	0.2 %	25.7 %	1.1 %	69.5 %
$ 0_2^+\rangle$	12.8 %	5.9 %	39.3 %	32.2 %	0.7 %	5.1 %	4.0 %

Im Gegensatz zu ^{40}Ca und ^{90}Zr , bei denen die entsprechenden Koeffizienten der beiden $|0^+\rangle$ Zustände von vergleichbarer Größe sind, ist bei O^{16} eine quantitative theoretische Beschreibung der $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelemente schwierig [SCH 84]. Darüber hinaus ist der 'ZBM' Modellraum mit seinen drei 'aktiven' Schalen für eine gute theoretische Beschreibung doch zu begrenzt und es trägt zu weiteren Unsicherheiten bei, daß die Entwicklungskoeffizienten der beiden 0^+ Zustände in die sphärische Basis von der verwendeten Wechselwirkung abhängig sind.

5.2 VERKNÜPFUNG DER MATRIXELEMENTE MIT DER SUSZEPTIBILITÄT

In diesem Kapitel werden die $\langle 2E1 \rangle$ und $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelemente mit Hilfe der im letzten Kapitel eingeführten Modellzustände, $|sph\rangle$ und $|def\rangle$, umgeformt. Diese haben die folgende Form:

$$\langle 2\sigma\lambda \rangle = -\sum \langle 0_1^+ || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} Mm(\sigma\lambda) || 1, n \rangle \langle 1, n || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} Mm(\sigma\lambda) || 0_2^+ \rangle \Delta(n)$$

wobei $\Lambda(E)=0, \Lambda(M)=1$ und $|n, 1\rangle$ die Zwischenzustände mit Gesamtdrehimpuls $J=1$ beschreibt, über die summiert wird.

$$\Delta(n) = \frac{1}{E_n - E(0_2^+) + \hbar\omega} + \frac{1}{E_n - E(0_2^+) + \hbar\omega'} = \frac{2}{E_n - E(0_2^+)/2} \quad \text{für } E_n \gg E_{0_2^+}$$

Die Dipoloperatoren haben die folgende Gestalt :

$$Mm(E1, \mu) = \sum_{j=1}^A e^{\frac{1}{2}(1+\tau_{zj})} r_j Y_{1\mu}(\theta_j, \phi_j) = \sqrt{3/4\pi} \cdot e \cdot R_{\mu}$$

$$Mm(M1, \mu) = \sqrt{3/4\pi} \cdot \mu_N \cdot J_{\mu}$$

die Operatoren sind definiert durch :

$$R_{\alpha i} = \sum_{j=1}^A r_{\alpha j} \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + \tau_{zj})$$

$$r_{-1j} = 1/\sqrt{2}(x_j - i \cdot y_j)$$

$$r_{0j} = z_j$$

$$r_{+1j} = -1/\sqrt{2}(x_j + i \cdot y_j)$$

$$J_{\alpha} = \sum_{j=1}^A [L_{\alpha j} \cdot \frac{1}{2}(1 + \tau_{zj}) + g_p \cdot \sigma_{\alpha j} \cdot \frac{1}{2}(1 + \tau_{zj}) + g_n \cdot \sigma_{\alpha j} \cdot \frac{1}{2}(1 - \tau_{zj})]$$

wobei $L_{\alpha j}$ die sphärischen Bahndrehimpulsoperatoren, $\sigma_{\alpha j}$ die Paulimatrizen, τ_{zj} die Isospinmatrix für die z-Komponente und g_p und g_n die g-Faktoren für das Proton und das Neutron bedeuten. Bei hermitescher Konjugation gilt für diese Operatoren:

$$\langle 1_1 || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} M_m(\sigma\lambda) || 1_2 \rangle = (-1)^{l_2-l_1+\lambda+\Lambda(\sigma)} \cdot \langle 1_2 || i^{\lambda-\Lambda(\sigma)} M_m(\sigma\lambda) || 1_1 \rangle$$

Beschreibt man die beiden physikalischen $|0^+\rangle$ Zustände näherungsweise durch eine sphärische und eine deformierte Komponente (siehe Kap.5.1), so erhält man:

$$\begin{aligned} \langle 2E1 \rangle &= (-1) \cdot \Sigma [a \cdot b \cdot \langle n, 1^- || iM_m(E1) || \text{def} \rangle^2 \cdot \Delta(n) \\ &\quad - \langle n, 1^- || iM_m(E1) || \text{sph} \rangle^2 \cdot \Delta(n)] \\ &\quad + (a^2 - b^2) \langle \text{sph} || iM_m(E1) || n, 1^- \rangle \langle n, 1^- || iM_m(E1) || \text{def} \rangle \Delta(n) \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \langle 2M1 \rangle &= \Sigma ab \cdot [\langle n, 1^+ || M_m(M1) || \text{def} \rangle^2 \cdot \Delta(n) \\ &\quad - \langle n, 1^+ || M_m(M1) || \text{sph} \rangle^2 \cdot \Delta(n)] \end{aligned}$$

wobei über alle Zwischenzustände $|n\rangle$ mit $J=1$ summiert wird. Bei dem $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement wurde der $\langle \text{def} || M_m || n, 1^+ \rangle \langle n, 1^+ || M_m || \text{sph} \rangle$ Term vernachlässigt (siehe dieses Kapitel).

Die $2-\gamma$ -Matrixelemente können unter Zuhilfenahme der elektrischen Polarisierbarkeit und der paramagnetischen Suszeptibilität weiter umgeformt werden. Die elektrische Polarisierbarkeit α ist definiert durch: $D = \alpha \cdot E$, wobei E das angelegte elektrische Feld und D das elektrische Dipolmoment bedeuten [ERI 72]. Für einen $|0^+\rangle$ Zustand ergibt sich die Polarisierbarkeit α in zweiter Ordnung Störungsrechnung zu [ERI 72] :

$$\alpha = 2 \cdot e^2 \cdot \Sigma_n \frac{|\langle n, 1^- || z || 0^+ \rangle|^2}{E_n - E(0^+)}$$

bzw. wenn man statt des Dipoloperators 'ez' den Operator 'Mm' einsetzt :

$$\alpha = \frac{4\pi}{9} \cdot 2 \cdot \Sigma_n \frac{\langle n, 1^- || iM_m(E1) || 0^+ \rangle^2}{E_n - E(0^+)}$$

Setzt man für die 0^+ -Zustände die im letzten Kapitel hergeleitete Zweizustandsnäherung ein, vernachlässigt im Nenner der Matrixelemente $E(0_2^+)/2$ gegen E_n , beschreibt die physikalischen Riesenresonanzen durch eine Überlagerung der auf dem sphärischen und auf dem deformierten 0^+ Zustand aufbauenden Riesenresonanz, so erhält man für das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement in guter Näherung (siehe Kapitel 5.4) :

$$\langle 2E1 \rangle \approx 9/4\pi \cdot ab \cdot (\alpha(\text{sph}) - \alpha(\text{def}))$$

Bei dieser Rechnung wurde das Matrixelement $\langle 2E1 \rangle_c = 1/(E_n - E(0_2^+)/2) \cdot \langle \text{sph} || iMm || n, 1^- \rangle \langle n, 1^- || iMm || \text{def} \rangle$ zwischen dem sphärischen und deformierten dem Zustand vernachlässigt. Im Gegensatz zu den Matrixelementen mit dem Vorfaktor $a \cdot b$ treten hier bei der Summation über die in viele 1^- Zustände fraktionierten Riesenresonanzen destruktive Interferenzen auf, da das Übergangsmatrixelement nicht quadriert wird. Da es nicht möglich ist, bei Anwendung von zwei Einteilchenoperatoren einen $|0p0h\rangle$ -Zustand in einen $|4p4h\rangle$ -Zustand zu überführen, kann das Matrixelement $\langle 2E1 \rangle_c$ nur über schwächer beige-mischte $|2p2h\rangle$ Komponenten verlaufen :

$$\langle 2E1 \rangle_c = 2 \cdot \langle \text{sph} | 2p2h \rangle \cdot \frac{\langle 2p2h || iMm || n \rangle \langle n || iMm || \text{def} \rangle}{E_n - E(0_2^+)/2} + 2 \cdot \langle 2p2h || \text{def} \rangle \cdot \frac{\langle \text{sph} || iMm || n \rangle \langle n || iMm || 2p2h \rangle}{E_n - E(0_2^+)/2}$$

Die Stärke der Amplitude der $|2p2h\rangle$ Beiträge kann aufgrund der Schalenmodellrechnungen grob mit 0.5 abgeschätzt werden. Die Zustände $|n\rangle$ können sowohl $|1p1h\rangle$ als auch $|3p3h\rangle$ Zustände darstellen. Bei der Umwandlung einer sphärischen (deformierten) $2p2h$ -Komponente in einen deformierten (sphärischen) Zustand sind die E1-Übergänge zusätzlich durch Auswahlregeln in den asymptotischen Quantenzahlen behindert. Durch die Betrachtung von E1-Übergängen zwischen sphärischen und deformierten Zuständen bei benachbarten ungeraden Kernen, kann man die Matrixelemente grob abschätzen. Bei [BER 72] wird auf diese Weise der Beitrag des $\langle 2E1 \rangle_c$ Matrixelements auf $\approx 0.2 \cdot 10^{-3} \text{ fm}^3$ abgeschätzt. Da das $\langle 2E1 \rangle_c$ Matrixelement damit um eine Größenordnung kleiner als die gemessenen $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelemente ist, ist seine Vernachlässigung gerechtfertigt.

Auf der anderen Seite gilt im Rahmen des Zweikomponentenmodells für die Grundzustandspolarisierbarkeit :

$$\alpha(0_1^+) \approx a^2 \cdot \alpha(\text{sph}) + b^2 \cdot \alpha(\text{def})$$

Damit hat man eine zweite Gleichung für die Bestimmung von $\alpha(\text{sph})$ und $\alpha(\text{def})$ erhalten (siehe Kapitel 5.4).

In der Langwellennäherung, die hier angewendet wird, kann die elektrische Polarisierbarkeit der Grundzustände mit Hilfe der σ_{-2} Summenregel [LEV 57] berechnet werden.

$$\alpha = (\hbar c / 2\pi^2) \cdot \sigma_{-2}$$

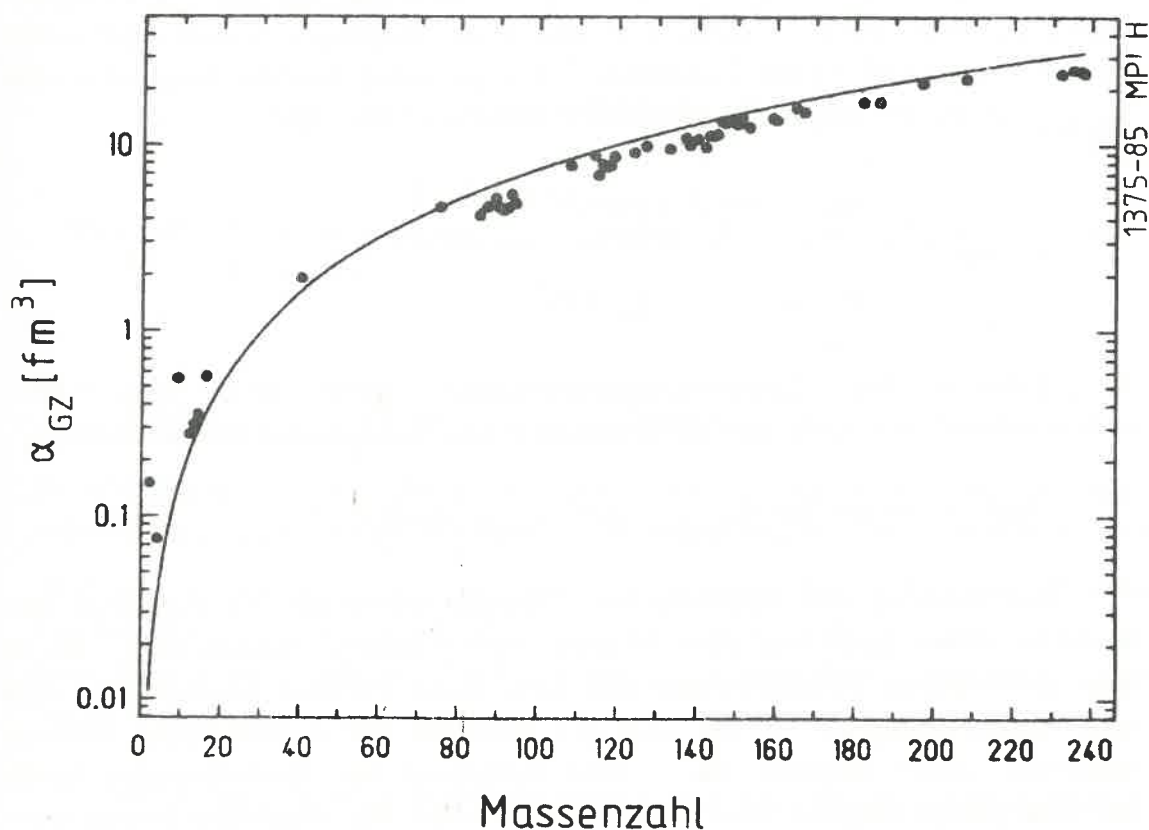


Abb. 32. Experimentelle Werte der elektrischen Grundzustandspolarisierbarkeit. Die durchgezogene Kurve wurde durch die σ_{-2} Summenregel berechnet.

Dabei ist σ_{-2} [LEV 57] das inverse quadratische Moment des Photoabsorptionsquerschnittes σ_{E1} :

$$\sigma_{-2} = \int \sigma_{E1}(E)/E^2 dE \approx 3.5 \cdot A^{5/3} \text{ } \mu\text{b/MeV}$$

Abbildung 32 zeigt die so gemessenen Polarisierbarkeiten des Grundzustands als Funktion der Massenzahl [FUL 73]. Für den sphärischen Grundzustand des ^{16}O wurde $\sigma_{-2} = 0.58 \text{ mb/MeV}$ bestimmt [AHR 75]. Damit erhält man für die elektrische Polarisierbarkeit einen Wert von:

$$\alpha(0_1^+)_{\text{exp.}} = 0.58 \text{ [fm}^3\text{]}$$

Analog kann das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement durch die magnetische Suszeptibilität ausgedrückt werden. Die Suszeptibilität χ wird über die Gleichung: $M = \chi \cdot B$ definiert. Bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes B , kann über χ das magnetische Moment M bestimmt werden. Die magnetische Suszeptibilität χ setzt sich aus einem diamagnetischen und einem paramagnetischen Anteil zusammen. Die paramagnetische Suszeptibilität χ_{PARA} ist durch folgenden Ausdruck gegeben [KNU 85]:

$$\chi_{\text{PARA}} = 2 \cdot \frac{4\pi}{9} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{|\langle n, 1^+ || M_m(M1) || 0^+ \rangle|^2}{E_n - E(0^+)}$$

Im Rahmen des Zweikomponentenmodells kann man das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement mit Hilfe der paramagnetischen Suszeptibilität umformen:

$$\langle 2M1 \rangle \approx (9/4\pi) \cdot ab \cdot (\chi_{\text{PARA}}(\text{def}) - \chi_{\text{PARA}}(\text{sph}))$$

Die Wirkung des magnetischen Dipoloperators auf die Zustände besteht in einem Spin-Flip oder in einer Spin-Isospin Umkopplung. Da in dem sphärischen Grundzustand alle Spin-Bahn-Partner besetzt sind und eine Umkopplung der Spins und des Isospins bei vollbesetzten Schalen ebenfalls nicht möglich ist, sind aufgrund des Pauli-Prinzips keine $M1$ -Übergänge möglich und $\chi_{\text{PARA}}(\text{sph})$ kann für magische Kerne vernachlässigt werden. Deshalb gilt für den doppelt magischen Kern ^{16}O in guter Näherung:

$$\langle 2M1 \rangle \approx (9/4\pi) ab \cdot \chi_{\text{PARA}}(\text{def})$$

und für die paramagnetische Suszeptibilität des Grundzustands:

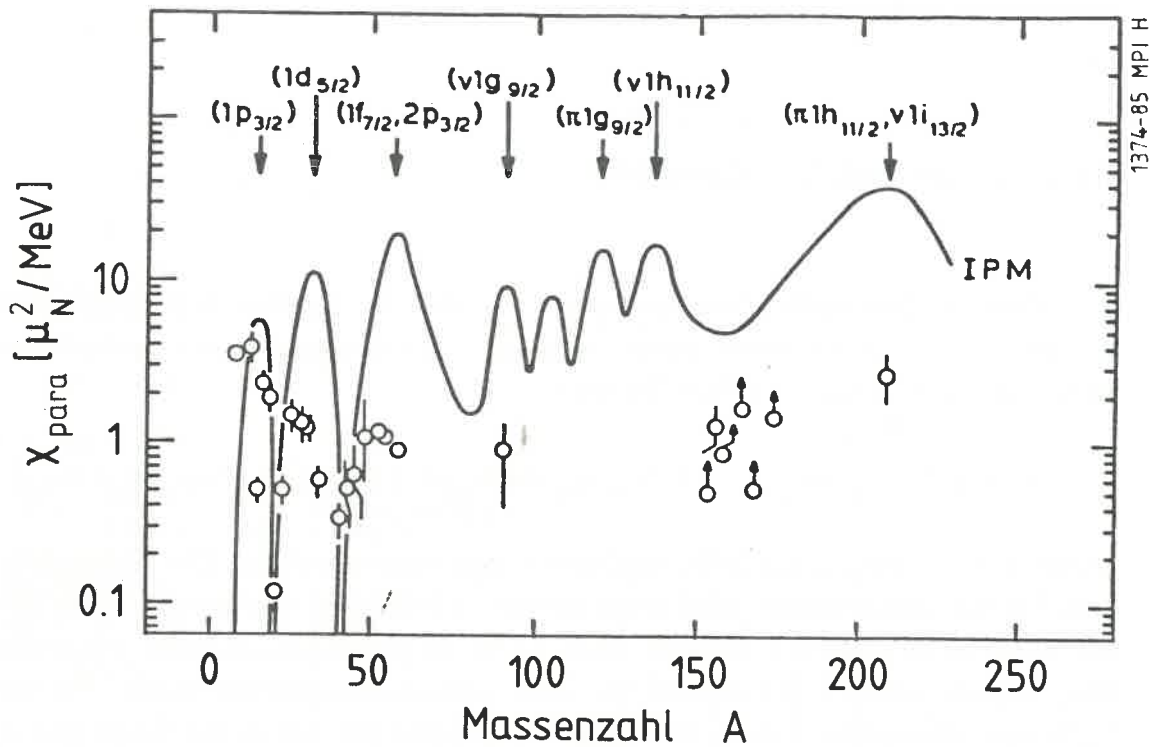


Abb. 33. Paramagnetische Suszeptibilität als Funktion der Massenzahl.

$$\chi_{\text{PARA}}(0_1^+) = a^2 \cdot \chi_{\text{PARA}}(\text{sph}) + b^2 \cdot \chi_{\text{PARA}}(\text{def}) \approx b^2 \cdot \chi_{\text{PARA}}(\text{def})$$

In Abbildung 33, die die paramagnetische Suszeptibilität des Grundzustandes $\chi_{\text{PARA}}(0_1^+)$ als Funktion der Massenzahl zeigt, erkennt man deutlich, daß $\chi_{\text{PARA}}(0_1^+)$ bei Kernen mit magischer Schale ein Minimum besitzt. Diese Abbildung stammt aus [KNU 85], bei der die experimentellen Werte mit einer 'independent particle shell model'-Rechnung verglichen werden.

Im Rahmen dieser Deutung untersucht man bei dem $2-\gamma$ Zerfall die Änderung der elektrischen Polarisierbarkeit und der paramagnetischen Suszeptibilität mit dem Kernzustand. Man sieht, daß eine große Änderung der paramagnetischen Suszeptibilität und eine kleine Änderung der elektrischen Polarisierbarkeit bei Deformationen des Kerns dafür

verantwortlich sind, daß bei ^{16}O das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement mit dem $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement konkurrieren kann.

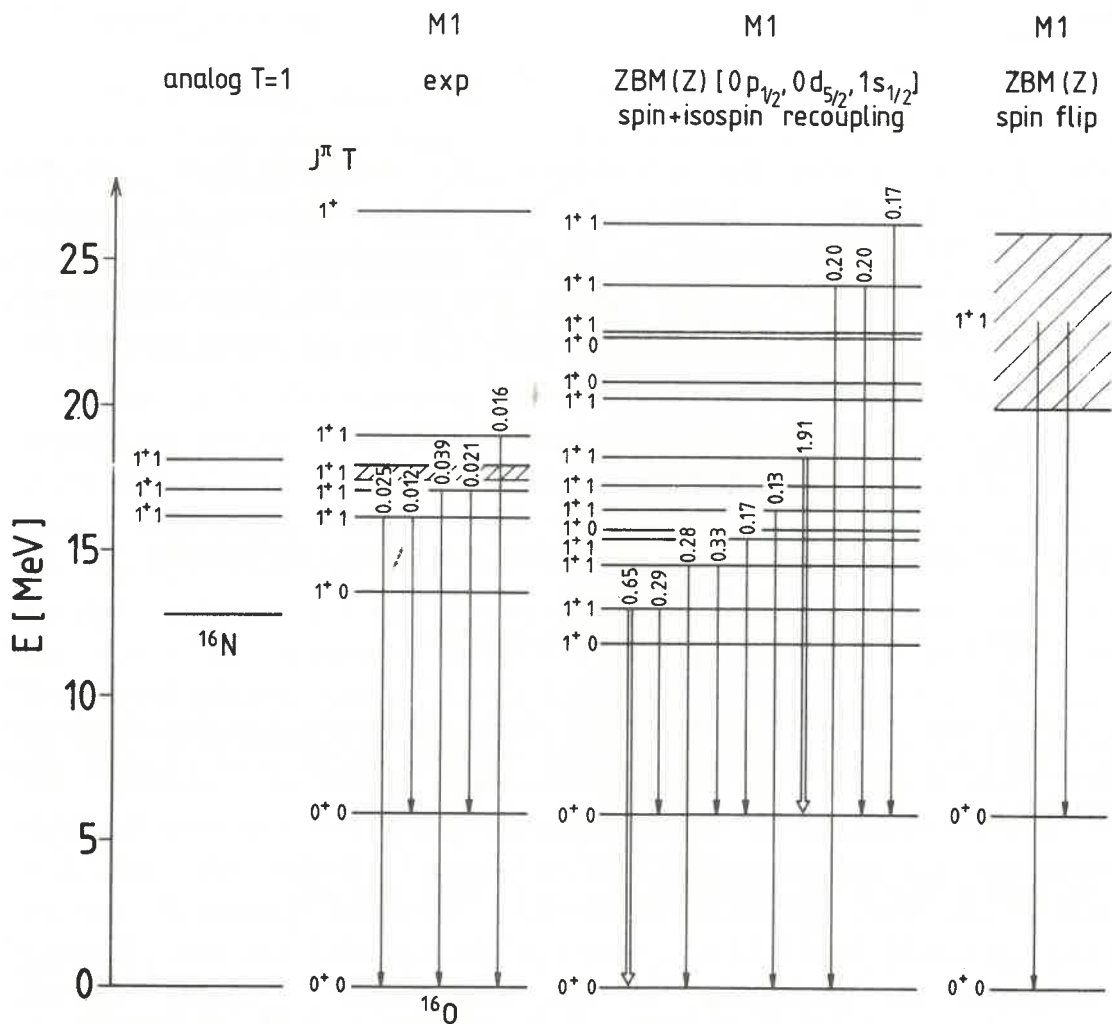
5.3 DAS $\langle 2M1 \rangle$ -MATRIXELEMENT

Der magnetische Dipoloperator J_α , der in Kapitel 5.2 dargestellt wurde, kann auf folgende Weise in einen skalaren und einen vektoriellen Anteil im Isospinraum zerlegt werden:

$$J_\alpha = \frac{1}{2} \sum [L_{\alpha j} + \frac{1}{2} \sigma_{\alpha j}] + \frac{1}{2} \sum [g_p + g_n - \frac{1}{2}] \cdot \sigma_{\alpha j} + \frac{1}{2} \sum \tau_{zj} \cdot [L_{\alpha j} + (g_p - g_n) \cdot \sigma_{\alpha j}]$$

wobei die Summen über alle Nukleonen gebildet werden. Die ersten beiden Terme entsprechen dem isoskalaren ($\Delta T=0$) und der dritte Term dem isovektoriellen ($\Delta T=1$) Anteil. Bei $\Delta T=0$ Übergängen können aufgrund des Wigner-Eckert Theorems in dem selbstkonjugierten Kern ^{16}O mit $T_z=0$ nur isoskalare Terme beitragen. Fernerhin ist der erste Term von J_α mit dem Gesamtdrehimpulsoperator zu identifizieren; da es sich bei den beiden $|0^+\rangle$ Zuständen um zueinander orthogonale Eigenzustände des Gesamtdrehimpulsoperators handelt, verschwindet dieses Matrixelement. Somit trägt bei den isoskalaren Übergängen nur der Spin Flip Term bei (2. Term in J_α). Setzt man die bekannten magnetischen g-Faktoren von Proton und Neutron ein, so ist aber der Vorfaktor bei isoskalaren Spin Flip Übergängen um eine Größenordnung kleiner als bei isovektoriellen Spin Flip Übergängen $[(g_p + g_n - \frac{1}{2}) / (g_p - g_n) = 0.38/4.7]$. Deshalb können die isoskalaren M1-Übergänge in guter Näherung gegenüber den isovektoriellen M1-Übergängen vernachlässigt werden [MOR 58]. Da der isovektorielle Operator $\frac{1}{2} \sum \tau_{zj} \cdot [L_{\alpha j} + \frac{1}{2} \sigma_{\alpha j}]$ kein externer Operator ist bzw. die orthogonalen Zustände keine Eigenzustände dieses Operators sind, haben diese Matrixelemente einen von Null verschiedenen Wert. Deshalb kann man bei dem isovektoriellen M1-Übergang sowohl Spin Flip als auch Bahndrehimpuls-Umkopplungs Übergänge beobachten, was man auch in den theoretischen Berechnungen erkennen kann. Dort findet man bei ^{16}O für $\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle$ Übergänge 80% Spin Flip- und 20% Umkopplungs- Beiträge [ADA 85], wobei sich Interferenzterme zwischen den Beiträgen weitgehend aufheben - einige M1-Übergänge werden durch den Umkopplungsbeitrag verstärkt, andere abgeschwächt.

M. Zirnbauer und A. Brown berechneten die in dem ZBM-Modellraum durch Spin-Isospin Umkopplung möglichen $|T, 1^+\rangle$ Zustände und die



1369-85 MPI H

Abb. 34. Berechnete und experimentell bekannte 1^+ Zustände.: Die $B(M1)$ -Werte sind in $[\mu_N^2]$ angegeben.

Übergangsstärken zu den beiden $|0^+\rangle$ Zuständen [ZIR 84]. Abbildung 34 zeigt neben den experimentell bekannten hochliegenden $|1^+\rangle$ Zuständen, die in dem ZBM Modellraum durch Umkopplung erreichbaren $|1^+\rangle$ Zustände mit den dazugehörigen $B(M1)$ Werten. Summiert man die 2M1 Übergangsstärken aller möglichen Zustände so erhält man folgende Spin-Isospin Umkopplungs Übergangsstärke in Einheiten von μ_N^2/MeV :

$$\langle 2M1 \rangle_{\text{Umk.}} = -2 \cdot \sum_n \frac{\langle 0_1^+ || Mm(M1) || 1_n^+ \rangle \langle 1_n^+ || Mm(M1) || 0_2^+ \rangle}{E(1_n^+) - E(0_2^+)/2} = 0.17 \mu_N^2 / \text{MeV}$$

wobei die Summe über alle erreichbaren $|1^+\rangle$ Zustände läuft. Um den Beitrag des Spinflips zu berechnen, wird als erreichbarer $|1^+\rangle$ Zustand die breite M1-Riesenresonanz bei 23 MeV angenommen. Zieht man den Energienenner aus der Summe heraus und formt das Matrixelement mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation $\sum |n\rangle\langle n| = 1$ um, so erhält man als Resultat dieses Beitrages :

$$\langle 2M1 \rangle_{\text{Sp-fl}} = 0.28 \mu_N^2 / \text{MeV}$$

Die Gesamtübergangsstärke ist die Summe aus beiden Beiträgen:

$$\langle 2M1 \rangle = \langle 0_1^+ || 2M1 || 0_2^+ \rangle = 0.45 \mu_N^2 / \text{MeV}$$

Auf der anderen Seite liefert diese Rechnung für das diagonale $\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle$ Matrixelement, das dem $2 \cdot \sum [1/E_n \cdot B(M1, 0^+ \rightarrow 1^+)]$ -Wert entspricht :

$$\begin{aligned} \langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle &= \langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle_{\text{Sp-fl}} + \langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle_{\text{Umk.}} \\ &= 0.52 \mu_N^2 / \text{MeV} + 0.24 \mu_N^2 / \text{MeV} = 0.74 \mu_N^2 / \text{MeV} \end{aligned}$$

Experimentell aber wurde dieser Wert zu $\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle = 2 \cdot 0.058 \mu_N^2 / \text{MeV} = 0.115 \mu_N^2 / \text{MeV}$ bestimmt [KUC 83]. Die theoretische Rechnung liefert somit einen um einen Faktor 6 zu großen Wert. Dafür kann einmal der begrenzte Schalenmodellraum des 'ZBM' Modells, der Anregungen der Spin-Bahn Partner nicht zuläßt, verantwortlich gemacht werden; bei Zulassung der $0p_{3/2}, 0p_{1/2}, 0d_{5/2}, 1s_{1/2}$ und $0d_{3/2}$ Schalen konnte gezeigt werden [ARI 80], daß die M1-Übergangsstärken zu den einzelnen Zuständen auf die Hälfte zurückgehen. Weiterhin kann der Unterschied zwischen Theorie und Experiment durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Komponenten der beiden 0^+ Zustände (siehe Tabelle 3), die von der verwendeten Wechselwirkung abhängig ist [ZIR 85], erklärt werden. Nimmt man an, daß der theoretische Wert des $\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_2^+ \rangle$ Matrixelements ebenfalls um einen Faktor 6 zu groß bestimmt wurde, so erhält man nach der Skalierung einen theoretischen Wert von $0.08 \mu_N^2 / \text{MeV}$ für das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement. Ein Vergleich dieses Wertes mit

den beiden experimentellen Lösungen für das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement favorisiert die kleinere $\langle 2M1 \rangle$ Lösung und damit ein dominantes $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement.

Bei hochauflösenden (e, e') -Experimenten [KUC 83] und Protonen-Einfangmessungen [SNO 83] hat man in ^{16}O drei $T=1$, $J^\pi=1^+$ Zustände beobachtet. Diese sind in Abbildung 34 mit ihren $B(M1)$ -Werten (in Einheiten von μ_n^2) angegeben. In den Elektronenstreuexperimenten wurde zusätzlich eine breite $M1$ -Verteilung zwischen 17.4 und 18.0 MeV gefunden, die eine dem 17.2 MeV Niveau vergleichbare $M1$ -Stärke hat. Wie erwartet kann für den $T=0, J^\pi=1^+$ Zustand bei 13.67 MeV nur eine obere Grenze für den Grundzustandszerfall angegeben werden [SNO 80]. Sowohl bei ^{16}N [SNO 83] als auch bei ^{16}F [FAY 82] wurden die Analogzustände der 1^+ -Zustände in ^{16}O identifiziert. Aus einem Vergleich der 'Gesamt'- $M1$ -Matrixelemente und denen der (p, n) - Reaktion, die nur vom Spinflip abhängen, kann gezeigt werden, daß der 16.2 MeV Grundzustandsübergang dominant ($\approx 80\%$) über das $\langle \tau \cdot L \rangle$ Matrixelement zerfällt, während die 17.1 und 18.2 MeV Grundzustandsübergänge starke Spin Flip Beiträge haben ($\approx 60\%$, $\approx 100\%$). Da man experimentell beobachtet [BRG 84], daß sich die $M1$ -Stärke nur auf wenige Zustände konzentriert, ist es möglich, das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement aus den experimentellen $B(M1)$ Werten abzuschätzen. Dabei muß man das relative Vorzeichen der Matrixelemente aus der theoretischen Rechnung beziehen. Die 'ZBM-Rechnung' zeigt (siehe dieses Kapitel), daß die Beiträge des 16.2 MeV und 17.2 MeV Zustandes addiert werden müssen. Setzt man die in Abbildung 34 angegebenen Übergangsstärken und die Anregungsenergien der 1^+ Zustände ein, so erhält man :

$$\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_2^+ \rangle = -2 \cdot \sum_i \frac{\langle 0_1^+ || M1 || 1_i^+ \rangle \langle 1_i^+ || M1 || 0_2^+ \rangle}{E_i - E(0_2^+)/2}$$

$$\approx 2 \cdot [0.155 / (16.22 - 3.03) + 0.258 / (17.14 - 3.03)] \approx 0.06 \mu_n^2 / \text{MeV}$$

Dieser Wert favorisiert wiederum das kleinere der beiden experimentellen $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelemente und damit das größere $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement.

Beschreibt man den 0^+ -Grundzustand näherungsweise durch eine sphärische und eine deformierte Komponente, drückt das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement durch die paramagnetische Suszeptibilität $\chi_{\text{PARA}}^{\text{(def)}}$ aus, und setzt den experimentellen Wert von $0.115 \mu_N^2/\text{MeV}$ für das $\langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle$ -Matrixelement ein, so erhält man:

$$\langle 2M1 \rangle = a/b \cdot \langle 0_1^+ || 2M1 || 0_1^+ \rangle = 0.34 \mu_N^2/\text{MeV}$$

Dieser Wert favorisiert im Gegensatz zu den vorangegangenen Abschätzungen die größere der beiden experimentellen $\langle 2M1 \rangle$ Lösungen. Es ist also z.Z. nicht einmal möglich zu bestimmen, welche der beiden experimentellen Lösungen zutrifft. Aufgrund der Einfachheit der letzten Abschätzung erscheint uns jedoch die Lösung mit großem $\langle 2M1 \rangle$ und damit kleinem $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement favorisiert zu sein.

Hier werden ausführliche Modellrechnungen, die z.Z. von A. Brown durchgeführt werden, wahrscheinlich eine klare Aussage ermöglichen. Andererseits zeigt die Unsicherheit der Rechnungen, daß auch dann das Quenching der M1-Stärke [SCH 84] bei ^{16}O nur schlecht beurteilt werden kann.

5.4 DAS $\langle 2E1 \rangle$ -MATRIXELEMENT

In diesem Kapitel wird ausführlich diskutiert, wie das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement und die elektrische Polarisierbarkeit von der Kerndeformation β abhängt.

In Tabelle 4 wurden dazu für die drei Kerne ^{16}O , ^{40}Ca und ^{90}Zr , bei denen wir das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement bisher gemessen haben, alle relevanten Daten zusammengestellt. Da das experimentell bestimmte $\langle 2E1 \rangle / \langle 2M1 \rangle$ -Verhältnis für alle drei Kerne positiv ist und das $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelement bei der in Kapitel 5.3 gewählten Phasenkonvention ebenfalls positiv ist, folgt, daß auch das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement einen positiven Wert besitzt. Das Produkt der Amplituden $a \cdot b$ wurde aus dem $\Gamma(2_1^+ \rightarrow 0_2^+) / \Gamma(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ Verzweigungsverhältnis bestimmt, bzw. für ^{90}Zr [SCH 84] entnommen. Die aufgeführten Grundzustandspolarisierbarkeiten $\alpha(0_1^+)$ wurden aus den gemessenen σ_{-2} -Werten [AHR 75, BER 73] (siehe auch Abb.32) ermittelt. Mit $a \cdot b$, $\alpha(0_1^+)$ und den gemessenen $\langle 2E1 \rangle$ -Werten konnte dann das Verhält-

nis $\alpha(\text{def})/\alpha(\text{sph})$ berechnet werden. In Tabelle 4 wurde $A=100 \cdot (\alpha(\text{def})/\alpha(\text{sph})-1)$ angegeben. Die Werte für die Deformationsparameter β stammen aus [BER 72]. In einer weiteren Spalte wurden unabhängig davon Werte für β angegeben, die im Rahmen des Rotationsmodells aus den absoluten $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ -Stärken berechnet wurden.

Tabelle 4

Kern	$\langle 2E1 \rangle$ 10^{-3}fm^3	ab	$\alpha(0_1^+)$ fm^3	A	ρ	β	β B(E2)
^{16}O	(8.55 ± 2.2)	0.30	0.58	(-4.8 ± 0.3)	0.416 ± 0.021	0.63	0.81
^{16}O	1.38 ± 0.37	0.30	0.58	-0.78 ± 0.05	0.416 ± 0.021	0.63	0.81
^{40}Ca	8.12 ± 2.0	0.26	2.22	-1.4 ± 0.3	0.154 ± 0.006	0.27	0.38
^{90}Zr	4.03 ± 2.2	0.38	4.88	-0.2 ± 0.1	0.059 ± 0.002	0.06	0.09

Die Tabelle zeigt bei einem Vergleich von A ($A < 0$) und β das erwartete Ergebnis, daß die elektrische Polarisierbarkeit im Rahmen unseres Zweizustands Ansatzes für einen deformierten kleiner als für einen sphärischen Kern ist und daß eventuell $\alpha(\beta)$ mit zunehmender Deformation β abnimmt. Da insbesondere bei großen Deformationen die Berechnung des Deformationsparameters β mit einigen Unsicherheiten behaftet ist, wurde zusätzlich noch das reduzierte Matrixelement des E0-Übergangs zwischen den beiden 0^+ Zuständen, ρ , angegeben [CHU 59]. Ein Vergleich [KHA 76] des reduzierten Matrixelements ρ mit dem Deformationsparameter β liefert für viele Kerne im Mittel eine lineare Zunahme von ρ mit β . Somit kann man auch hier eine Abnahme der Polarisierbarkeit mit wachsendem ρ feststellen.

Alle bisherigen Theorien [BER 72, WIN 75] sagen im Widerspruch zum Experiment eine Zunahme der Polarisierbarkeit mit der Deformation voraus. Bei diesen Theorien wird in der Formel für die Polarisierbarkeit α_1 entlang der drei Hauptachsen des Kerns

$$\alpha_l = 2 \cdot \Sigma \frac{\langle 0^+ | D_l | n_l \rangle \langle n_l | D_l | 0^+ \rangle}{E_{n_l} - E(0^+)} \quad l = x, y, z$$

der Bruch mit $(E_{n_l} - E(0^+))$ erweitert :

$$\alpha_l = 2 \cdot \Sigma \frac{\langle 0^+ | D_l | n_l \rangle \langle n_l | D_l | 0^+ \rangle \cdot (E_{n_l} - E(0^+))}{(E_{n_l} - E(0^+))^2}$$

Gibt es im Kern für jede Hauptachse eine gut lokalisierte Riesenresonanz ($E_{n_l} = E_l$), so kann der Faktor $1/(E_{n_l} - E(0^+))^2$ ($= 1/(E_l - E(0^+))^2$) aus der Summe herausgezogen werden. Für die energiegewichtete Summe, die in der Kernphysik als Bethe-Levinger Dipolsummenregel [LEV 50] und sonst im allgemeinen als Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) Summenregel [LEV 57] bezeichnet wird, gilt :

$$\Sigma \langle 0^+ | D_l | n_l \rangle \langle n_l | D_l | 0^+ \rangle \cdot (E_{n_l} - E(0^+)) = (\hbar^2/2M) \cdot (NZ/A) \cdot (1+X)$$

Unter relativ allgemeinen Annahmen über das Kernpotential kann die Unabhängigkeit der TRK-Summenregel von der Deformation gezeigt werden. Da die Energie der Dipolriesenresonanz E_l umgekehrt proportional zum zugehörigen Kernradius ist, d.h. $E_l \sim (R_l(\beta))^{-1}$, gilt :

$$\alpha_l(\beta) = \alpha_l(\text{sph}) \cdot R_l^2(\beta) / R_l^2(0)$$

Entsprechend ergibt sich für die über alle Orientierungen gemittelte Polarisierbarkeit $\alpha(\beta)$:

$$\alpha(\beta) = \frac{\alpha(0)}{3} \cdot \left(\frac{R_x^2(\beta)}{R_x^2(0)} + \frac{R_y^2(\beta)}{R_y^2(0)} + \frac{R_z^2(\beta)}{R_z^2(0)} \right)$$

Wenn man den Kernradius eines deformierten Kerns durch $R(\beta) = R_0(1 + \beta Y_{20})$ beschreibt, erhält man :

$$\alpha(\beta) = \alpha(0) \cdot (1 + 35/4\pi \cdot \beta^2)$$

Da bei den hier betrachteten Kernen relativ große Deformationen auftreten, erscheint es nicht gerechtfertigt, die Entwicklung des Kernradius nach dem Deformationsparameter β nach der ersten Ordnung ab-

zuberechnen. T Suzuki [SUZ 79] führt deshalb eine allgemeinere Skalentransformation durch :

$$R_x = R_0 \cdot e^{-c\beta/2} ; R_y = R_0 \cdot e^{-c\beta/2} ; R_z = R_0 \cdot e^{c\beta} \quad \text{mit } c=0.64$$

Diese Transformation garantiert die Konstanz des Kernvolumens ($R_x \cdot R_y \cdot R_z = \text{const.}$) und ergibt für kleine β -Werte das gleiche Resultat wie die Entwicklung in erster Ordnung.

Mit diesen Hauptachsen des Kerns erhält man für $\alpha(\text{def})$:

$$\alpha(\beta) = \alpha(0)/3 \cdot (e^{2c\beta} + 2e^{-c\beta})$$

Die Polarisierbarkeit nimmt im Gegensatz zum Experiment wiederum annähernd quadratisch mit der Deformation zu.

In Abbildung 35 wurde die Werte des $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelements in Einheiten der Grundzustandspolarisierbarkeit als Funktion von β aufgetragen. Neben den experimentellen Daten wurde die Näherung (siehe Kap. 5.2) $\langle 2E1 \rangle = ab \cdot (\alpha(\text{sph}) - \alpha(\text{def}))$, die sich für $ab=0.3$ und eine Deformationsabhängigkeit der Polarisierbarkeit nach Suzuki ergibt, eingezeichnet (Abb. 35, gestrichelte Linie). Um auszuschließen, daß sich die Diskrepanz in der Deformationsabhängigkeit nicht aus den verschiedenen Näherungen ergibt, die in Kapitel 5.2 eingeführt wurden, wurde ausgehend von der allgemeinen Formel für den $\langle 2E1 \rangle$ Übergang und eines Zwei-Komponentenansatzes für die 0^+ Zustände, das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement berechnet und ebenfalls in Abbildung 35 eingetragen (durchgezogene Linie). Dabei wurden insbesondere die exakten Energienenner mit dem $E(0_2^+)/2$ Beitrag berücksichtigt. Bei der Mischung der verschiedenen Komponenten der sphärischen und der aufgespaltenen deformierten Riesenresonanz wurde dasselbe Wechselwirkungsmatrixelement wie für die beiden 0^+ Zustände benutzt [HUN 61]. Wie oben genannt, sind die Riesenresonanzenergien umgekehrt proportional zu den jeweiligen Längen der Hauptachsen des Kerns. Die Riesenresonanzmatrixelemente sind damit umgekehrt proportional zur Wurzel der Riesenresonanzenergie. Auch wurde das Matrixelement $\langle \text{sph} || iM || 1^- \rangle \langle 1^- || iM || \text{def} \rangle$ in dieser Rechnung berücksichtigt. Trotzdem zeigt sich dieselbe annähernd quadratische Abhängigkeit des $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelements vom Deformationsparameter β .

Momentan ist es schwierig Vermutungen anzustellen, weshalb die Riesenresonanz Modellvorstellungen hier zu fälschen Vorhersagen führen. Alle Modelle gehen davon aus, daß das Kernvolumen bei Kerndeformationen erhalten bleibt (siehe oben). Verlangt man hingegen, daß der Betrag der Oberfläche unter Kerndeformationen konstant bleibt, so ist das Verhältnis $\alpha(\text{def})/\alpha(\text{sph})$ unabhängig von der Kerndeformation. Dieses Ergebnis würde mit den experimentellen Daten wesentlich besser übereinstimmen. Da die leichten Kerne ein sehr großes Oberflächen zu Volumenverhältnis besitzen, wäre eine solche Annahme sicherlich naheliegend. Auch eine schwache Zunahme der mittleren Riesenresonanzenergie mit der Deformation könnte die Deformationsabhängigkeit des $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelements erklären. Bisherige Untersuchungen der Riesenresonanzen konzentrierten sich auf relativ

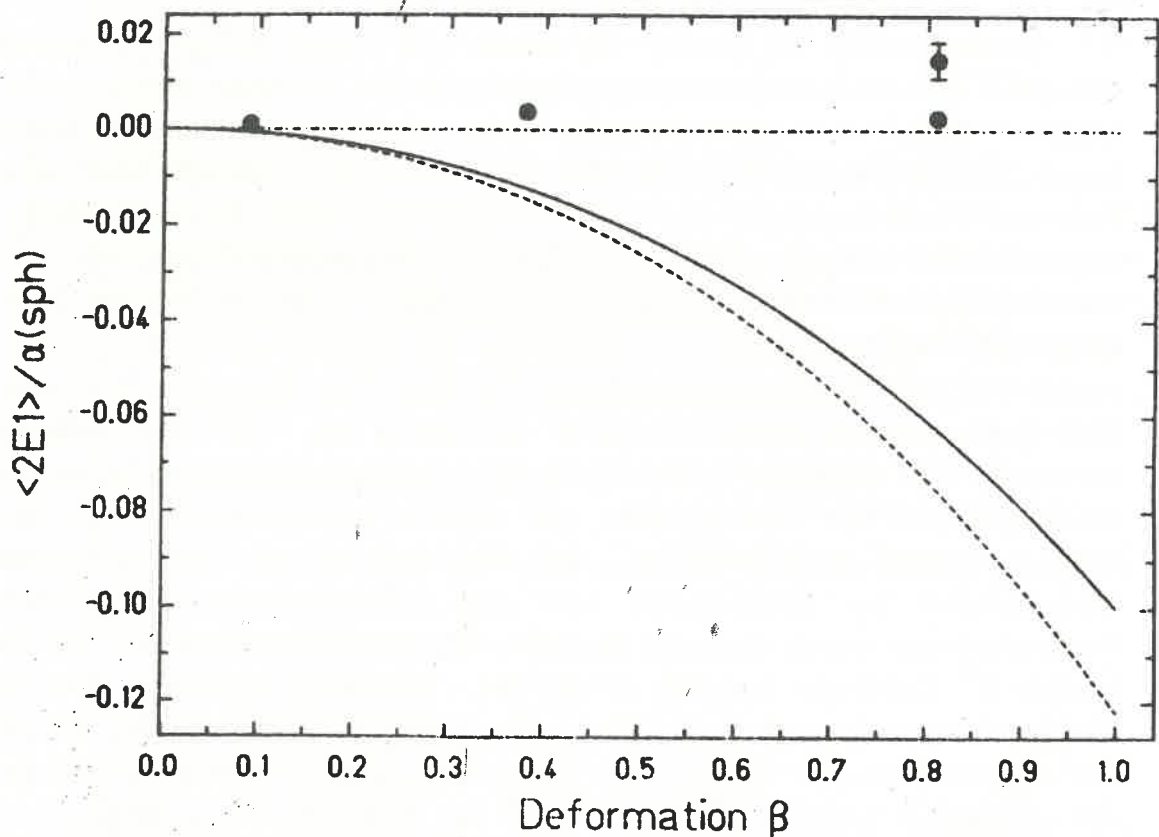


Abb. 35. Experimentelle Werte von $\langle 2E1 \rangle / \alpha(\text{sph})$.: die Kurven zeigen das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelement als Funktion der Kerndeformation β , die mit einer vereinfachten Berechnung (gestrichelte Linie, siehe Kap. 5.2) und einer genaueren Berechnung (durchgezogene Linie, siehe Text) durchgeführt wurde.

kleine Deformationen ($\beta < 0.25$), bei denen die hier diskutierten Abhängigkeiten nur zu kleinen Korrekturen führen würden. Andererseits gilt im reinen Alpha-Cluster-Modell [BER 72] $\langle 2E1 \rangle = 0$, da es mit zwei Einteilchenoperatoren nicht möglich ist, die geometrische Anordnung der α -Teilchen zu verändern.

Wie wir in Kapitel 5.4 gezeigt haben, widersprechen sich Theorie und Experiment bei der Bestimmung des $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelements. Um einen Anhaltspunkt zu erhalten, wo die theoretische Beschreibung geändert werden muß, muß der $2-\gamma$ Zerfall bei weiteren Kernen untersucht werden. Besonders interessant sind dabei Kerne, bei denen der 0_2^+ Zustand extrem stark deformiert ist. Mit diesen Kernen kann die 'Systematik', die in Abbildung 35 dargestellt ist, bei großen Kerndeformationen verbessert werden. Durch einen Vergleich von Kernen, die ein vergleichbares $ME0$ Matrixelement, aber eine andere Massenzahl haben, ist man auf die Änderung von $\alpha(\text{def})/\alpha(\text{sph})$ mit der Massenzahl empfindlich.

Tabelle 4

Kern	E_i [MeV]	$t_{1/2}$ [ns]	ρ_{E0}	$\alpha(0_1^+)$ [fm ³]	ab	$\langle 2E1 \rangle$ 10^{-3}fm^3	$\Gamma_{\gamma\gamma}(2E1)$	E_p [MeV]
							Γ_{tot}	
^{36}S	3.35	8.8	0.042	1.37	0.2	+1	$2 \cdot 10^{-5}$	5.6
^{96}Zr	1.59	38	0.083	7.05	0.34	+10	$5 \cdot 10^{-5}$	8.1
^{98}Zr	0.85	60	0.10	7.3	0.35	+15	$2 \cdot 10^{-6}$	
^{98}Mo	0.73	22	0.16	7.3	0.3	+20	$5 \cdot 10^{-6}$	6.75

Wie Kapitel 5.4 gezeigt hat, kann das $\langle 2E1 \rangle$ Matrixelemente durch die Differenz der elektrischen Polarisierbarkeiten des sphärischen und des deformierten Zustandes ausgedrückt werden. Man kennt die Grundzustandspolarisierbarkeit (siehe Abb.32), die Deformation bzw. den $E0$ -Stärkeparameter für den 0_2^+ Zustand und die Mischungskoeffizienten der physikalischen Zustände für viele Kerne, die einen 0^+ Grundzustand haben. Mit Hilfe der rein experimentellen Korrelation zwischen der Deformation β (bzw. des reduzierten Matrixelements ρ) und dem Verhältnis $\alpha(\text{sph})/\alpha(\text{def})$ kann man die $E1$ -Übergangsstärke bei $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergängen abschätzen; dies wurde in Tabelle 4 für einige der

bekanntem $0_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergänge durchgeführt. Wie zu erkennen, weisen ^{96}Zr und ^{36}S die größten Werte für die $2E1$ $2-\gamma$ -Übergangsstärke auf. ^{96}Zr besitzt darüber hinaus den gleichen $ME0$ Wert wie ^{40}Ca . Eine Untersuchung dieser Kerne wird im Augenblick vorbereitet.

Ein weiteres Experiment wird sich mit dem $2-\gamma$ Rückzerfall des ^{236}U Spaltisomers beschäftigen. Alle bisherigen Experimente suchten ohne Erfolg nach einer monoenergetischen γ -Linie. Theoretische Überlegungen legen jedoch einen $2-\gamma$ Rückzerfall nahe, bei dem die Quanten eine kontinuierliche Energieverteilung besitzen, und somit allen bisherigen Experimenten entgehen mußten.

Es ist zu hoffen, daß durch unsere Messung eine erneute theoretische Diskussion angeregt wird. Dies wird besonders durch die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment bei der Berechnung des $\langle 2E1 \rangle$ und auch des $\langle 2M1 \rangle$ Matrixelements nahegelegt.

LITERATURVERZEICHNIS

- ABG 82 S. Åberg et.al.,
Nucl. Phys. A391 (1982) 327
- ADA 85 S. Adachi et.al.,
Nucl. Phys. 438 (1985) 1
- AHR 75 J. Ahrens,
Nucl. Phys. A251 (1975) 479
- ALB 64 D.E. Alburger, P.D. Parker,
Phys. Rev. 135 (1964) 294
- ARI 80 A. Arima, D. Strottman,
Phys. Lett. 96B (1980) 23
- ARM 58 R. Armbruster,
Ann. Phys. 3 (1958) 88
- AUV 84 D. Auverlot,
Phys. Rev. Lett. 149B (1984) 6
- AZE 82 Ajzenberg, Selove,
Nucl. Phys. A375 (1982) 1
- BAU 84 W. Bauhof et.al.,
Phys. Rev. c29 (1984) 1046
- BER 71 G.F. Bertsch,
Nucl. Phys. A165 (1971) 199
- BER 72 G.F. Bertsch,
Particles and Nuclei 4 (1972) 237
- BER 73 Bergstrom et.al.,
Nucl. Phys. A213 (1973) 609

- BER 75 B. L. Berman, S. C. Fultz,
Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713
- BET 34 H. A. Bethe,
Proc. Roy. Soc. (London) A150 (1934) 131
- BJO 66 Bjorken, Drell,
Relativistische Quantenmechanik
Hochschul Taschenbuch Band 98 (1966) 56
- BRG 84 U. E. P. Berg et. al.,
Phys. Lett. 140B (1984) 191
- BRO 66 G. E. Brown, A. M. Green,
Nucl. Phys. 75 (1966) 401
- BRO 85 A. Brown,
private communication
- CAR 64 E. Carter,
Phys. Rev. 133 (1964) B1421
- CUR 56 E. L. Church, J. Weneser,
Phys. Rev. 103 (1956) 1035
- CUZ 80 P. Cuzzocrea et. al.,
Lettere al Nuovo Cimento Vol. 28, N. 15 (1980) 515
- DAN 64 R. L. Dangle, L. D. Opplinger, G. Hardie,
Phys. Rev 133 (1964) B647
- EIC 74 J. Eichler,
Phys. Rev A9 (1974) 1762
- ERI 72 T. E. O. Ericson, J. Hüfner,
Nucl. Phys B47 (1972) 205
- FAY 82 A. Fazeley,
Phys. Rev C25 (1982) 1760
- FES 73 H. Feshbach et. al.,
Phys. Lett. 45B (1973) 7

- FES 74 H. Feshbach ,A. deShalit,
Theoretical Nuclear Physics, John Wiley + sons (1974)
- FEY 49 R.P Feynman,
Phys. Rev. 76 (1949) 769
- FUL 73 E.G. Fuller,
Proc. Asilomar Conf. on photonucl. react.
ed. B.L Berman (1973) 1201
- GOD 61 S. Gorodetzky et.al.,
Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 270
Jour. Phys. Rad. 22 (1961) 688
- GOD 63 S. Gorodetzky et.al.,
Jour. Phys. Rad. 24 (1963) 887
- GOP 29 M. Göppert-Mayer,
Naturwissenschaften 17 (1929) 932
Ann. Phys. (Leipzig) 9 (1931) 273
- GRE 62 D.P. Grechuhkin,
Nucl. Phys. 35 (1962) 98
Nucl. Phys. 47 (1963) 273
Nucl. Phys. 62 (1965) 273
- HEY 83 H.-W. Heyng,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1983)
- HUN 61 F. Hund,
Theorie des Aufbaus der Materie
Teubner Verlag Stuttgart (1961) 73
- KHA 76 T.A. Khan et. al.,
Proc. of 3rd intern. Conf. on Nuclei far from Stability
Cargese May (1976), Cern 76-13 488
- KNU 85 W. Knüpfner,
Z. Phys. A 320 (1985) 253

- KRO 83 R. Kroth et.al.,
Jahresbericht MPI Heidelberg (1983)
- KRO 84 R. Kroth,
The crystal ball as 162-fold compton polarimeter
Phys. Inst. Universität HD
- KUC 83 G. Kuchler et. al.,
Nucl. Phys. A406 (1983) 473
- KWO 84 N. Kwong,
privat communication
- LED 78 C.M. Lederer, V.S. Shirley,
Table of Isotopes, John Wiley & Sons, New York (1978)
- LEV 50 J.S. Levinger, H.A. Bethe,
Phys. Rev. 78 (1950) 115
- LEV 57 J.S. Levinger,
Phys. Rev. 107 (1957) 554
- LEV 60 J.S. Levinger,
Nuclear Photo Disintegration
Oxford University Press (1960)
- MAR 78 R. Marrus, P. Mohr,
Adv. in atomic and molecular Physics 14 (1978) 181
- MET 83 V. Metag, D. Habs, K. Helmer, U. v. Helmolt, H-W. Heyng,
B. Kolb, D. Pelte, D. Schwalm, W. Hennerici, H-J. Hennrich,
G. Himmele, E. Jaeschke, R. Repnow, W. Wahl, R.S. Simon
and R. Albrecht,
Lecture Notes in Physics 178 (1983) 163
- MOR 58 G. Morpurgo,
Phys. Rev. 110 (1958) 721
- NES 62 M. Nessin,
Phys. Rev. 125 (1962) 639
- PEL 82 D. Pelte and D. Schwalm,

In beam gamma-ray spectroscopy with heavy ions,
in Heavy ion collisions, Vol. 3,
ed. R. Bock, North Holland Pub. Comp. 1982

- RAS 50 V. Rasmussen,
Phys. Rev. 77 (1950) 617
- SCH 84 J. Schirmer,
Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1897
Diplomarbeit, Max Planck Institut f. Kernphysik
Heidelberg 1984
- SNO 80 K.A. Snover,
University of Washington, Annual Report 1980
- SNO 83 K.A. Snover,
Phys. Rev. C27 (1983) 1837
- SUT 63 G. Sutter,
Ann. Phys. 8 (1963) 323
- SUZ 79 T. Suzuki,
Phys. Lett. 88B (1979) 217
- WAT 75 W. Watson et.al.,
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1333
- WIN 75 A. Winther, K. Alder,
electromagnetic excitation
North Holland Publ. Comp. 1975
- ZIR 85 M. Zirnbauer
privat communication

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abb. 1. Schematische Darstellung des 2- γ Zerfalls	2
Abb. 2. Termschema des ^{16}O	10
Abb. 3. Kinematik der gestreuten Teilchen	11
Abb. 4. Schematische Darstellung des Aufbaus in der Kristallkugel.	12
Abb. 5. Schematische Darstellung der Triggerelektronik.	13
Abb. 6. Skizze der beiden verwendeten Innenaufbauten.	15
Abb. 7. Teilchenspektren der p, α Reaktion	18
Abb. 8. Teilchenspektren der p,p' Reaktion mit Li_2O Target.	19
Abb. 9. Beweis der Pile-up Unterdrückung.	20
Abb. 10. γ -koinzidentes Gesamtteilchenspektrum mit MgO Target	21
Abb. 11. Effizienzwerte' der Kristallkugel	23
Abb. 12. Geometrie Korrekturspektren der Kristallkugel.	25
Abb. 13. Paarbildungswahrscheinlichkeit als Funktion des Positronen-Impulses.	27
Abb. 14. Positronen Vernichtung im Flug (PAF)	28
Abb. 15. Unterdrückung des 3_1^- -Zustandes. a.) Linienform der 3_1^-	31
Abb. 16. Summenenergiespektren in Koinzidenz mit 0_2^+ -Protonen	34
Abb. 17. Summenenergiespektrum der simulierten Untergrundereignisse.	35
Abb. 18. $E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$ -Matrix in Koinzidenz mit 0_2^+ -Protonen.	38
Abb. 19. γ -Einzelennergieverteilungen	39
Abb. 20. Energie-Relativwinkelmatrix der 2- γ -Ereignisse.	40
Abb. 21. Experimentelle Relativwinkelverteilung der 2- γ Ereignisse.	41
Abb. 22. χ^2 Maß für die Mischungsparameter $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$ und $\langle 2E2 \rangle / \langle 2E1 \rangle$	43
Abb. 23. χ^2 Verteilung des Mischungsparameters $\langle 2M1 \rangle / \langle 2E1 \rangle$	44
Abb. 24. Linearpolarisationsempfindlichkeit Q und Darstellung der Geometrie	45
Abb. 25. Gemessenes Azimutwinkelspektren der 2- γ -Ereignisse.	46
Abb. 26. Untersuchung des ^{24}Mg Targets	48
Abb. 27. Summenenergiespektrum des MgO Targets	49
Abb. 28. Spektren der p, α -Reaktion.	51
Abb. 29. Auf dem $ 0_2^+\rangle$ -Zustand aufbauende Rotationsbande.	56
Abb. 30. Niveauschema des Nilssonmodells ohne $0s_{1/2}$ -Zustand.	57

Abb. 31. Darstellung der beiden $ 0^+\rangle$ Zustände im 'Alpha-Cluster-Model'.	58
Abb. 32. Experimentelle Werte der elektrischen Grundzustandspolarisierbarkeit.	63
Abb. 33. Paramagnetische Suszeptibilität als Funktion der Massenzahl.	65
Abb. 34. Berechnete und experimentell bekannte 1^+ Zustände.	67
Abb. 35. Experimentelle Werte von $\langle 2E1 \rangle / \alpha(\text{sph})$	74

Ich bedanke mich bei der Direktion des Max Planck Institutes für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit an diesem Institut anzufertigen.

Mein besonderer Dank gilt Priv.Doz.Dr. D.Habs und Prof. D. Schwalm für ihr unermüdliches Interesse an dieser Arbeit. Ich möchte mich ebenfalls bei J.Schirmer, M.Mušič und R.Kroth für die vielen hilfreichen Diskussionen und Tips bedanken.

Der übrigen Kristallkugelgruppe, insbesondere Frau H.Krieger, die mir bei der Fertigstellung dieser Arbeit sehr behilflich war, möchte ich für ihre Mithilfe und ihr Interesse danken.