



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Kernphysik

**Untersuchung des Teilchenzerfalls von  
Kontinuumszuständen mit Hilfe der  
 $^{58}\text{Ni}$  ( $\alpha$ ,  $\alpha'$ p)-Reaktion bei  $E_\alpha = 140$  MeV**

von

U. Bechstedt

Jül - 1797  
August 1982  
ISSN 0336-0885



**Untersuchung des Teilchenzerfalls von  
Kontinuumszuständen mit Hilfe der  
 $^{58}\text{Ni} (\alpha, \alpha'p)$ -Reaktion bei  $E_\alpha = 140 \text{ MeV}$**

von

U. Bechstedt

D 5 (Diss. Uni. Bonn)

Abstract:

Spectra of coincident protons and  $\alpha$ -particles from the reaction  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha'c)$  at an incident energy of 140 MeV were measured for eight angles relative to the fixed scattering angle of the  $\alpha'$ -particles.

Angular distributions of cross sections for coincident proton emission were deduced from proton spectra coincident to four bins of excitation energy.

Angular distributions of differential particle multiplicities were calculated for protons and  $\alpha$ -particles coincident to three bins of excitation energy. The differential multiplicities for  $\alpha$ -particles are up to one order of magnitude smaller than that for protons.

Nuclear temperatures were deduced from the proton spectra coincident to four bins of excitation energy. The angular dependence of these temperatures provides evidence for a local excitation of the target nucleus.

### Zusammenfassung

Es wurden Spektren koinzidenter Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha'c)$  ( $c = p, \alpha$ ) bei einer Einschußenergie von 140 MeV unter acht Winkeln relativ zum festgehaltenen Streuwinkel der  $\alpha'$ -Teilchen gemessen.

Aus den Protonenspektren in Koinzidenz zu vier Anregungsenergiebereichen wurden Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte für die koinzidente Emission von Protonen ermittelt.

Die Winkelverteilungen der differentiellen Teilchenmultiplizitäten wurden für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in Koinzidenz zu drei Anregungsenergiebereichen berechnet. Die differentiellen Multiplizitäten für  $\alpha$ -Teilchen sind bis zu einer Größenordnung kleiner als die der Protonen.

Aus den koinzidenten Protonenspektren wurden für vier Anregungsenergiebereiche Kerntemperaturen ermittelt. Die Winkelabhängigkeit dieser Temperaturen liefert einen Hinweis auf eine lokale Anregung des Targetkerns.



## VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Kernphysik der Kernforschungsanlage Jülich unter der Leitung von Prof. Dr. C. Mayer-Böricke, dem ich für die Themenstellung der Arbeit sowie die jederzeit gewährte großzügige Unterstützung herzlich danken möchte. Herrn Prof. Dr. J. Ernst danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Die Arbeit wurde von Herrn Dr. H. Machner betreut, dem ich für die dabei geopfert Zeit ebenfalls herzlich danken möchte.

Mein Dank gilt auch den Herren Prof. Dr. A. Budzanowski von der Universität Krakau für die Hilfe bei der Durchführung der Experimente und klärende Diskussionen in der Schlußphase der Arbeit, Dr. C. Sükösd von der Universität Budapest für die selbstlose Unterstützung beim Aufbau und bei der Einstellung der Elektronik und für die Einführung in das Datenauswerteprogramm sowie Dr. P. Jahn für seine Mitarbeit bei der Durchführung der Experimente und das kritische Lesen des Manuskriptes.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Herrn K.P. Wieder, der einen Teil seiner Freizeit geopfert hat, um mir bei der Anfertigung der Bilder zu helfen. Schließlich gilt mein Dank der Zyklotrongruppe für ihre Bemühungen, einen guten  $\alpha$ -Strahl zur Verfügung zu stellen und der Datenverarbeitungsgruppe für die Erfüllung individueller Wünsche für das Auswerteprogramm.



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. <u>Einleitung</u>	1
II. <u>Experiment</u>	
1) Durchführung des Experiments	6
2) Auswertung der Daten	23
3) Diskussion der Daten	31
III. <u>Modelle zur Beschreibung kontinuierlicher Teilchenspektren</u>	
1) Statistisches Modell	57
2) Excitonenmodell	61
3) Modell zur Beschreibung der Preequilibriums- emission von $\alpha$ -Teilchen mit Hilfe quasifreier Streuung	69
4) "Hot-Spot"-Modell	72
5) "Fireball"-Modell	77
IV. <u>Diskussion der Meßergebnisse</u>	
1) Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorstellungen des statistischen Modells und des Modells mit quasifreier Streuung	80
2) Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem "Hot-Spot"-Modell und dem "Fireball"-Modell	98
V. <u>Schlußbetrachtung</u>	105
Literaturverzeichnis	108



### I. Einleitung

Das Energiespektrum eines leichten Teilchens aus der inklusiven Messung einer Kernreaktion unter Vorwärtswinkeln läßt sich im wesentlichen in drei Teile gliedern. 1. Eine Gruppe von diskreten Linien am hochenergetischen Ende. Sie entsteht durch inelastische Streuung des Projektils an gebundenen Zuständen des Targetkerns. 2. Ein Verdampfungsberg am niederenergetischen Ende des Spektrums. Er entsteht durch Emission von Teilchen aus dem equilibrierten Compoundsystem und kann mit Hilfe des statistischen Modells erklärt werden. 3. Ein dazwischenliegender kontinuierlicher Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt fast unabhängig von der Energie ist.

Bild 1 zeigt als Beispiel das Spektrum der unter einem Winkel von  $30^\circ$  inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$  bei einer Einschußenergie von 140 MeV (Bec80). Man erkennt die diskreten Linien am hochenergetischen Ende und den daran anschließenden flachen Verlauf des Wirkungsquerschnittes mit der Energie. Das

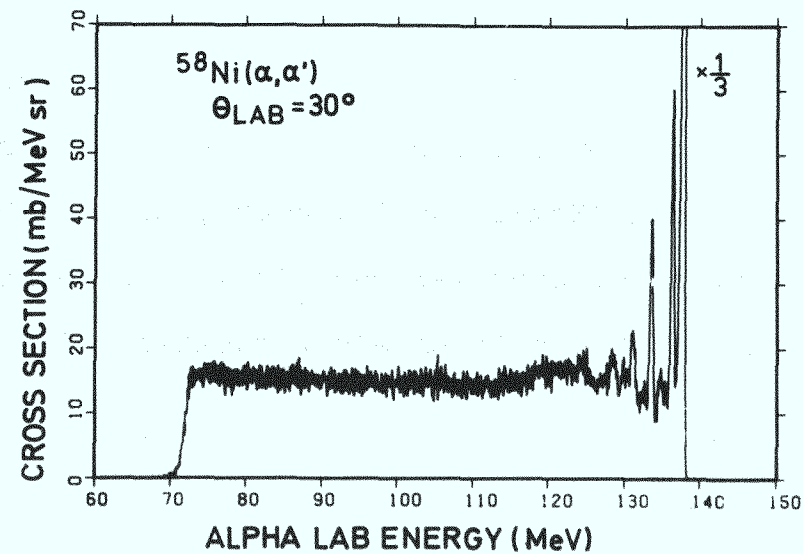


Bild 1:  $\alpha$ -Spektrum aus der inklusiven Messung der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$  mit  $E_\alpha = 140$  MeV unter einem Winkel von  $30^\circ$ .

Spektrum ist zu kleinen Energien hin abgeschnitten, so daß der Verdampfungsberg am niederenergetischen Ende nicht enthalten ist. Er würde sich bei einer Energie von etwa 8 MeV befinden.

Zur Beschreibung des flachen Kontinuums dieser Spektren aus inklusiven Messungen wurden zahlreiche Modelle wie das Excitonenmodell (Gri66), das Modell der quasifreien Streuung (Mig71), das "Fireball"-Modell (Wes76) oder "Firestreak"-Modell (Mye78) entwickelt.

In letzter Zeit wurde von R. Weiner und Mitarbeitern (Wei75, Wei77, Got79) eine Idee von Bethe (Bet38) wieder aufgegriffen, um die kontinuierlichen Spektren durch die Emission von Teilchen aus einer auf der Oberfläche des Targetkerns lokalisierten heißen Zone ("Hot-Spot") zu beschreiben. Dieser Hot-Spot soll durch die inelastische Streuung des Projektils am Targetkern entstehen. Die Autoren dieses Modells schlagen vor (Wei75, Wei77, Got79), die Existenz eines Hot-Spot mit Hilfe eines Koinzidenzexperimentes nachzuweisen.

Die meisten Hinweise auf die Existenz eines solchen Hot-Spot stammen bisher jedoch von Informationen, die aus inklusiven Messungen erhalten wurden (Nom78, Wes78, Awe81, Sco80). Dabei wurden jeweils die Spektren leichter Teilchen ( $A \leq 4$ ) aus Kernreaktionen gemessen, die durch schwere Ionen als Projektil induziert wurden.

Es wurden auch einige Koinzidenzexperimente mit schweren Ionen durchgeführt, in denen die Korrelationen zwischen leichten Teilchen und projektilartigen Fragmenten gemessen wurden (Ho78, Gem80, You80). Auch diese Experimente lieferten Hinweise auf die mögliche Existenz eines Hot-Spot.

Bei Reaktionen mit schweren Ionen können jedoch Effekte wie Fluktuationen durch Projektilanregungen (Sch81), Überlagerung der Emission leichter Teilchen aus Target und Projektil (Küh79, Sle79) oder Fokussierungseffekte für das emittierte, leichte Teilchen durch die starken Coulombkräfte von Projektil und Target (Gam78) eine Rolle spielen. Es war deshalb bisher nicht möglich, eine eindeutige Aussage über die Existenz eines Hot-Spot zu machen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, den Teilchenzerfall des Kontinuums mit Hilfe eines Koinzidenzexperimentes zu untersuchen, um dadurch Erkenntnisse über den zugrunde liegenden Reaktionsmechanismus und die Gültigkeit der verschiedenen Modellvorstellungen zu erhalten. Dazu wurden Energie- und Winkelkorrelationen zwischen inelastisch am Targetkern gestreuten Projektilen und leichten Teilchen gemessen, die vom, durch die inelastische Streuung angeregten, Targetkern emittiert wurden.

Um die von R. Weiner und Mitarbeitern (Wei77) geforderten Bedingungen für die Bildung eines Hot-Spot erfüllen zu können, wurden  $\alpha$ -Teilchen als Projektil gewählt. Sie können vom Jülicher Zyklotron auf hohe Energien beschleunigt werden, so daß ein großer Anfangsimpuls und damit eine kleine de-Broglie-Wellenlänge erreicht werden kann.

Außerdem bietet das  $\alpha$ -Teilchen den Vorteil, daß es keine angeregten Zustände unterhalb der Aufbruchschwelle hat, so daß Fluktuationseffekte, wie sie von Schmitt und Mitarbeitern (Sch81) beobachtet wurden, ausgeschlossen sind.

Gegenüber Deuteronen oder  $^3\text{He}$ -Teilchen als Projektil hat das  $\alpha$ -Teilchen neben der größeren Masse und den höheren Energien, auf die es mit dem Jülicher Isochronzyklotron beschleunigt werden kann, den Vorteil, daß seine Aufbruchwahrscheinlichkeit wegen der großen Bindungsenergie wesentlich kleiner ist.

Als Targetkern wurde  $^{58}\text{Ni}$  gewählt. Es ist schwer genug, um Effekte einer ausgeprägten  $\alpha$ -Teilchen-Struktur wie bei  $^{12}\text{C}$  oder  $^{16}\text{O}$  ausschließen zu können. Wegen der abgeschlossenen Protonenschale ist keine große Deformation zu erwarten, und die Coulombschwellen für die leichten geladenen Teilchen ( $A \leq 4$ ) sind noch nicht so hoch, daß die Spektren der emittierten geladenen Teilchen zu stark beeinflußt werden.

Das inelastisch gestreute  $\alpha$ -Teilchen wurde unter einem Winkel von  $30^\circ$  nachgewiesen. Wie Bild 1 zeigt, ist bei diesem Winkel der Wirkungsquerschnitt im Bereich des Kontinuums praktisch unabhängig von der Energie. Andererseits ist für die Streuung unter  $30^\circ$  der Wirkungsquerschnitt für direkte Reaktionen wie elastische und inelastische Streuung sowie quasifreie Streuung und Anregung der Quadrupol-Riesenresonanz schon relativ klein. Diese Reaktionsmechanismen werden also kaum störende Überlagerungen zum hier untersuchten Reaktionsmechanismus liefern. Zudem ist für einen Streuwinkel von  $30^\circ$  die Bedingung, daß es sich um eine periphere Reaktion handelt (Wei75), noch erfüllt und es sind große Energie- und Impulsüberträge vom Projektil auf den Targetkern möglich.

In Kapitel II sollen die Durchführung und die Ergebnisse des Experimentes erläutert werden. Kapitel III gibt eine Übersicht über die verschiedenen Modelle zur Beschreibung der Spektren. Die ex-

perimentellen Ergebnisse werden in Kapitel IV mit den Vorhersagen dieser Modelle verglichen und Kapitel V enthält eine Schlußbetrachtung der Ergebnisse dieser Arbeit.

## II. Experiment

### 1) Durchführung des Experimentes

Die zur Untersuchung der in der Einleitung besprochenen Fragestellung nötigen Koinzidenzexperimente wurden am Jülicher Isochronzyklotron JULIC durchgeführt. Es wurde der externe  $\alpha$ -Strahl verwendet. Seine Energieunschärfe betrug  $\Delta E/E \approx 0.3\%$ . Für das hier beschriebene Experiment wurden Alpha-Teilchen mit einer Energie von 140 MeV verwendet. Bild 2 zeigt den Grundriß des Zyklotronlabors, aus dem die Lage des Meßplatzes und der Strahlweg ersichtlich sind. Der aus dem Zyklotron extrahierte Strahl wurde mit Hilfe des Schaltmagneten SM1, der beiden Ablenkmagnete AM1 und AM2 sowie des Schaltmagneten SM3 zur Streukammer F geführt. Mit Hilfe eines Zinksulfid-Schirmes (ZnS), der an die Stelle des Targets gefahren wurde und einer Fernsehanlage zur Beobachtung des Strahlflecks auf dem Schirm, wurde der Strahl so auf das Zentrum der Streukammer fokussiert, daß er im Mittelpunkt des Targets lag und einen Durchmesser von  $\sim 5$  mm hatte. Hinter der Streukammer wurde der Strahl durch ein Dublett von Quadrupolmagneten refokussiert und in einem Faradaybecher aus Graphit gestoppt. Die geflossene Ladung wurde mit einem Stromintegrator gemessen.

Die Streukammer F hat einen Durchmesser von 110 cm. Am Deckel und am Boden wurden Zählerteleskope befestigt. Deckel und Boden sind unabhängig voneinander drehbar, um so den Winkel zwischen Teleskopen und Strahl ändern zu können. Auf den Deckel der Streukammer ist eine Targetschleuse aufgesetzt. Sie ermöglicht mit Hilfe zweier Elektromotoren, die Targetleiter auf- und abzufahren, um das Target zu wechseln sowie die Drehung

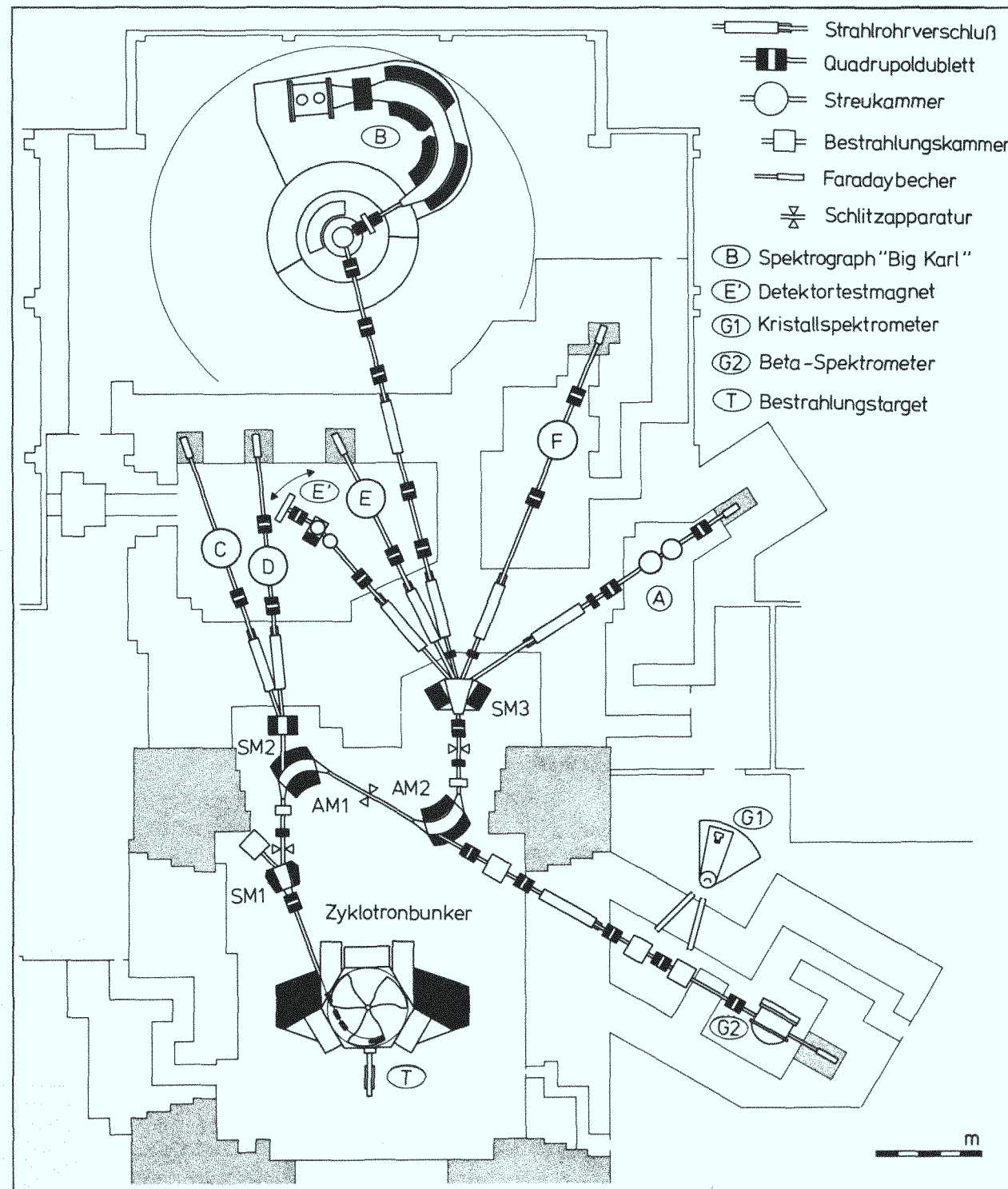


Bild 2: Grundriß des Zyklotrongebäudes. Der aus dem Zyklotron extrahierte Strahl wurde mit Hilfe des Schaltmagneten SM1, der beiden Ablenkmagnete AM1 und AM2 und des Schaltmagneten SM3 zur Streukammer F geführt.

der Targetleiter um ihre Hochachse, um den Winkel des Targets zum Strahl einstellen zu können. Diese Funktionen und alle weiteren Funktionen wie Winkeländerungen von Boden und Deckel sind während der Messung vom Meßraum aus steuerbar. Dabei können die Winkel von Boden und Deckel auf  $0.1^\circ$ , der des Targets auf  $1^\circ$  genau eingestellt werden. In Abb. 3 ist der Querschnitt

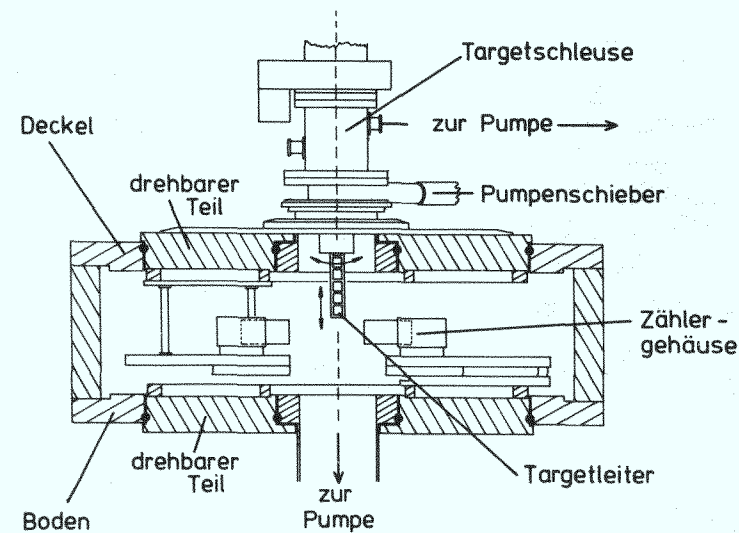


Bild 3: Querschnitt der Streukammer.

der Streukammer skizziert. Das für die Messungen verwendete  $^{58}\text{Ni}$ -Target besteht aus frei tragender gewalzter Folie mit einer Isotopenreinheit von 99.8 %, deren Dicke durch Wägung zu  $4.2 \text{ mg/cm}^2$  bestimmt wurde. Zusätzlich zum  $^{58}\text{Ni}$ -Target befanden sich jeweils noch der bereits erwähnte ZnS-Schirm zur Einstellung des Strahlflecks, ein Polyäthylen  $(\text{CH}_2)_x$ -sowie ein deuterisiertes Polyäthylen  $(\text{CD}_2)_x$ -Target auf der Targetleiter. Das  $(\text{CH}_2)_x$ -Target diente zur Energieeichung des  $\alpha'$ -Teleskops, das  $(\text{CD}_2)_x$ -Target zur Einstellung des Zeitzweiges der Elektronik mit Hilfe kinematischer Koinzidenzen. Es sollen nun noch einige allgemeine Überlegungen für Koinzidenzexperimente diskutiert werden, ehe die Einzelheiten des Experimentes besprochen werden.

Da die koinzidenten Wirkungsquerschnitte meist relativ klein sind, werden die Meßzeiten für eine ausreichend gute Statistik sehr lang. Dieses Problem läßt sich, abgesehen von Grenzen für die maximal möglichen Einzelzählraten, nicht durch Erhöhung des Strahlstromes lösen, wie die folgenden Betrachtungen zeigen. Für die Zählrate der echten Koinzidenzen gilt

$$N_{\text{echt}}^{\text{coi}} = \frac{d_{\text{eff}} \cdot i \cdot L}{A \cdot Z \cdot e} \Delta\Omega_{\alpha'} \cdot \Delta\Omega_{\text{c}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\alpha'} \cdot d\Omega_{\text{c}}} \quad (1)$$

Es sind:

$$d_{\text{eff}} : \frac{d}{\sin\psi_{\text{T}}}$$

$d$  : Targetdicke ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )

$\psi_{\text{T}}$  : Winkel zwischen Targetebene und Strahl (Abb. 4)

$i$  : Strahlstrom

$L$  : Loschmidt-Zahl

$A$  : Massenzahl des Targets

$Z$  : Ladungszahl des Projektils

$e$  : Elementarladung (Cb)

$\Delta\Omega_{\alpha'}$  : Raumwinkel des  $\alpha'$ -Teleskops

$\Delta\Omega_{\text{c}}$  : Raumwinkel des Zerfallsteilchenteleskops

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\alpha'} \cdot d\Omega_{\text{c}}}$  : Koinzidenter Wirkungsquerschnitt der untersuchten Reaktion (z.B.  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha'p)$ )

Von diesen Größen kann man  $d$ ,  $i$ ,  $\Delta\Omega_{\alpha'}$ , und  $\Delta\Omega_{\text{c}}$  zunächst als freie Variable ansehen, und die Zählrate der echten Koinzidenzen wird umso größer, je größer jede von ihnen ist. In der Praxis sind jedoch, je nach Anforderungen des Experimentes, Grenzen gesetzt; für  $d$  durch die Energieverluste der emittierten Teilchen im Target und für  $\Delta\Omega_{\alpha'}$ , sowie  $\Delta\Omega_{\text{c}}$  durch die kinematische Verschlechterung der

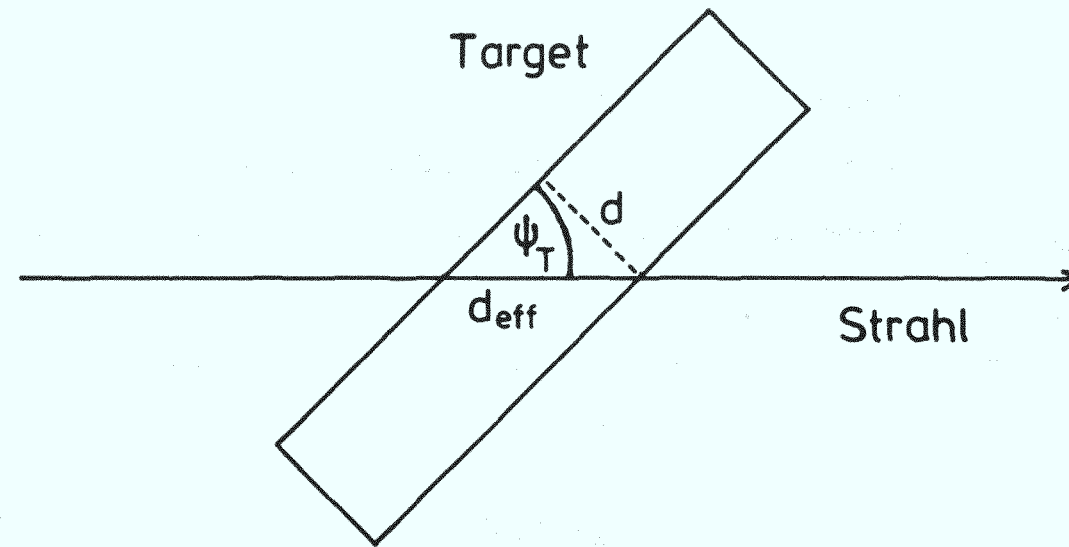


Bild 4: Effektive Targetdicke

Energieauflösung bei großen Öffnungswinkeln. Neben diesen echten Koinzidenzen werden zufällige Koinzidenzen registriert. Für die Zählrate dieser zufälligen Koinzidenzen gilt

$$N_{\text{zuf}}^{\text{coi}} = \frac{1}{f} \left( \frac{d_{\text{eff}} \cdot i \cdot L}{A \cdot Z \cdot e} \right)^2 \Delta\Omega_{\alpha'} \Delta\Omega_c \frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_c} \quad (2)$$

Hier sind:

$f$  : Zyklotronfrequenz

$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}}$  : Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$

$\frac{d\sigma}{d\Omega_c}$  : Wirkungsquerschnitt der Reaktionen  $^{58}\text{Ni}(\alpha, c)$

Man sieht, daß die Zählrate quadratisch mit  $d$  und  $i$  anwächst. Bildet man das Verhältnis der echten Koinzidenzzählrate zur zufälligen, so erhält man

$$\frac{N_{\text{echt}}^{\text{coi}}}{N_{\text{zuf}}^{\text{coi}}} = f \cdot \frac{A \cdot Z \cdot e}{L} \cdot \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\alpha'} \cdot d\Omega_c}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_c}} \cdot \frac{1}{d_{\text{eff}} \cdot i} \quad (3)$$

Dieses Verhältnis wird umso kleiner, je größer  $d$  oder  $i$  werden.

Damit ergibt sich eine Einschränkung für die freien Variablen  $d$ ,

$i, \Delta\Omega_\alpha, \Delta\Omega_c$ , die man möglichst groß wählen sollte, um eine große Zählrate der echten Koinzidenzen zu erreichen. Es bleiben nur  $\Delta\Omega_\alpha$  und  $\Delta\Omega_c$ , die man groß wählen kann, ohne das Verhältnis von echten zu zufälligen Koinzidenzen zu verschlechtern.

Bei der Untersuchung kontinuierlicher Spektren werden keine hohen Anforderungen an die Energieauflösung gestellt, da man keine diskreten Energieniveaus untersuchen will. Die kinematische Linienverbreiterung bei großen Raumwinkeln stört deshalb nicht. Die erreichbaren Raumwinkel sind im wesentlichen durch die Flächen der zur Verfügung stehenden Zähler bestimmt. Um bei gegebener Zählerfläche einen großen Raumwinkel zu erreichen, gilt es jedoch, die endliche Ausdehnung des Strahlflecks zu berücksichtigen, damit nicht Teilchen, die unter großen Winkeln in das Detektorteleskop eintreten, zwischen den einzelnen Zählern aus dem Teleskop herausgestreut werden können.

Nach diesen allgemeinen Überlegungen soll nun das Experiment im einzelnen beschrieben werden. Ein Vorexperiment hatte ergeben, daß die Zerfallsteilchen überwiegend mit relativ niedrigen Energien emittiert werden. Es war daher wünschenswert, für die Zerfallsteilchenteleskope möglichst dünne  $\Delta E$ -Zähler zu verwenden, um die untere Nachweisgrenze für die Zerfallsteilchen zu kleinen Energien hin zu schieben. Der dynamische Bereich eines Detektorteleskopes, in dem gute Teilchentrennung erreicht werden kann, ist jedoch auf Grund von Effekten wie Energieverschmierung und Gitterföhreungseffekt umso kleiner, je dünner der  $\Delta E$ -Zähler gewählt wird (Eng74). Will man trotz dünner  $\Delta E$ -Zähler über einen großen Energiebereich gute Teilchentrennung erreichen, muß man die Detektorteleskope aus mehr als zwei Zählern aufbauen.

In diesem Experiment wurden zum Nachweis der Zerfallsteilchen daher zwei Detektorteleskope verwendet, die beide aus je drei Zählern bestanden. Diese Zähler waren jeweils zusammen mit der Blende, die den Raumwinkel definiert, in einer Messingröhre montiert. Die Messingröhren waren verschiebbar in Messingblöcken gelagert, um so den Abstand zum Target stufenlos einstellen zu können. Die Teleskope waren unter einem Winkel von  $180^\circ$  zueinander auf einem mit Methanol gekühlten Kupferring ( $\sim -18^\circ\text{C}$ ) am Boden der Streukammer befestigt. Diese Anordnung ermöglichte es, bei positiven und negativen Winkeln gleichzeitig zu messen. Für die Zerfallsteilchenteleskope wurden ausschließlich Silizium-Oberflächensperrschicht-Zähler verwendet.

Zum Nachweis der inelastisch gestreuten Alphateilchen diente ein Detektorteleskop, das aus zwei Zählern bestand. Im Gegensatz zu den Zerfallsteilchenteleskopen wurde dabei ein Ge(Li)-Kristall als E-Detektor verwendet. Er war in einen Kryostaten eingebaut, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt wurde (Rie72). Dieses Teleskop war am Deckel der Streukammer montiert. Während der Messungen wurde es bei einem Winkel von  $-30^\circ$  festgehalten. Hierbei sind Winkel in Strahlrichtung gesehen rechts vom Strahl als negative Winkel definiert. Mit dieser Anordnung der Teleskope konnten koinzidente Zerfallsteilchen im Winkelbereich von  $+20^\circ$  bis  $+120^\circ$  mit dem einen und entsprechend zwischen  $-60^\circ$  und  $-160^\circ$  mit dem anderen Zerfallsteilchenteleskop nachgewiesen werden. Die Winkeleinstellungen zwischen  $+20^\circ$  und  $-60^\circ$  waren für die Zerfallsteilchenteleskope nicht erreichbar, da sich in diesem Bereich der Strahl sowie das  $\alpha'$ -Teleskop befanden. Die geometrischen Daten der verwendeten Detektorteleskope sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Tabelle 2 enthält die

	Teleskop		
	$\alpha'$	$c_1$	$c_2$
$E_1, \Delta E_\alpha, (\mu\text{m})$	1000	50	50
$E_2 (\mu\text{m})$	-	400	400
$E_3, E_\alpha, (\text{mm})$	28 (GeLi)	2 x 2.0	2.0
Blende	5 x 11 mm <sup>2</sup>	$\varnothing$ 6 mm	$\varnothing$ 6 mm
Abstand	123 mm	60.29 mm	61.3 mm
Raumwinkel (msr)	3.579	7.808	7.524
Öffnungswinkel	2.33°	5.7°	5.6°

Tabelle 1: Geometrische Daten der im Experiment verwendeten Detektorteleskope.

Teilchen	Energiebereich der Teleskope (MeV)		
	$\alpha'$	$c_1$	$c_2$
p	~ 12 - ~ 115	~ 2 - ~ 28	~ 2 - ~ 20
d	~ 16 - ~ 150	~ 2.6 - ~ 36	~ 2.6 - ~ 26
t	~ 19 - ~ 180	~ 3 - ~ 45	~ 3 - ~ 32
<sup>3</sup> He	~ 42 - > 400	~ 7.2 - ~ 95	~ 7.2 - ~ 68
$\alpha$	~ 47 - > 450	~ 8 - ~ 105	~ 8 - ~ 78

Tabelle 2: Energiebereiche (in MeV) für die verschiedenen Teilchen in den einzelnen Teleskopen.

Energiebereiche, in denen die einzelnen Teilchenarten mit  $A \leq 4$  durch die verwendeten Teleskope nachgewiesen werden konnten. Eine Skizze der Teleskopanordnung zeigt Bild 5.

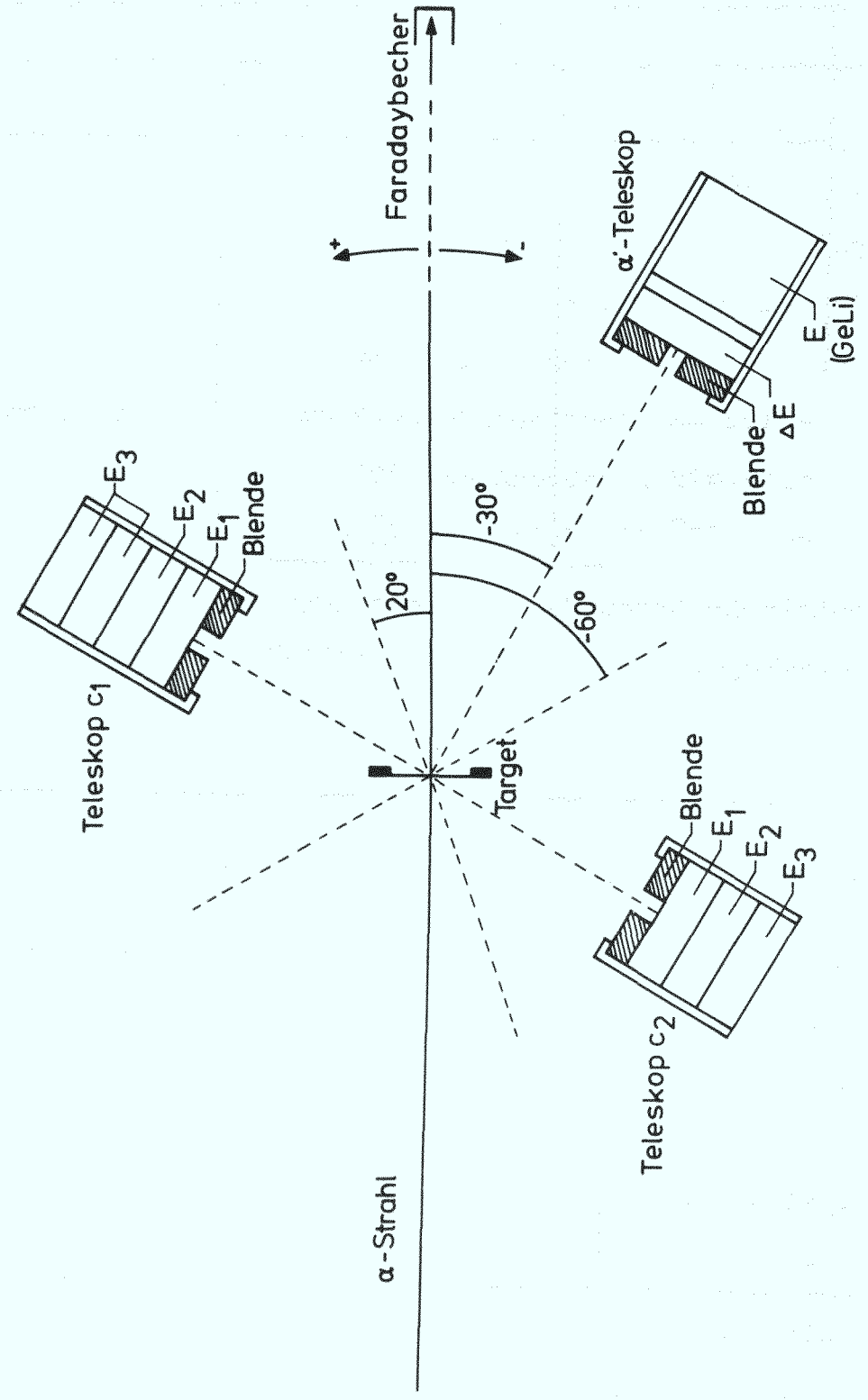


Bild 5: Skizze der Teleskopanordnung

Die Energieeichung des  $\alpha'$ -Teleskops erfolgt durch Messung der inelastischen  $\alpha$ -Streuung am  $^{12}\text{C}$  bei verschiedenen Winkeln mit Hilfe des  $(\text{CH}_2)_x$ -Targets. Da es mit Alphateilchen von 140 MeV Einschussenergie keine Reaktionen gibt, die Teilchen mit diskreten Energien im Energiebereich der Zerfallsteilchenteleskope liefern, konnten diese nicht am Strahl geeicht werden. Ihre Energieeichung erfolgte mit Hilfe eines Präzisions-Pulsgenerators und eines Ladungsab schlusses, die mit den 5.805 MeV Alpha-Teilchen einer Cm-Quelle geeicht wurden.

Die Datenaufnahme erfolgte im sogenannten List-Mode.

Dabei wird für jedes Ereignis eine Art "Liste" erstellt. In dieser "Liste" werden die aktuellen Werte der Parameter festgehalten, die das Ereignis charakterisieren.

Es wurden folgende acht Parameter aufgenommen:

1.  $E_{\alpha'}$ : Energie der im  $\alpha'$ -Teleskop nachgewiesenen Teilchen
2.  $\text{PIO}_{\alpha'}$ : Teilchensignal der im  $\alpha'$ -Teleskop nachgewiesenen Teilchen
3.  $E_{1c_1, c_2}$ : Energieverlust im Zähler  $E_1$  von Zerfallsteleskop  $c_1$  oder  $c_2$
4.  $E_{2c_1, c_2}$ : Energieverlust im Zähler  $E_2$  von Zerfallsteleskop  $c_1$  oder  $c_2$
5.  $E_{3c_1, c_2}$ : Energieverlust im Zähler  $E_3$  von Zerfallsteleskop  $c_1$  oder  $c_2$
6.  $E_{c_1, c_2}$ : Gesamtenergie  $E_1+E_2+E_3$  von Zerfallsteleskop  $c_1$  oder  $c_2$
7.  $t_{\alpha'; c_1, c_2}$ : Zeit zwischen Nachweis eines Teilchens im  $\alpha'$ -Teleskop und eines Teilchens in einem der Zerfallsteilchenteleskope
8. BM: Ein Bitmuster, das es bei der Datenauswertung erlaubt festzustellen, in welchen Zählern das Zerfallsteilchen nachgewiesen wurde.

Die verwendete Elektronik bestand aus zwei Teilen: einem Analogzweig, dessen Blockschaltbild in Bild 6 dargestellt ist, und einem Logikzweig, dessen Blockschaltbild Bild 7 zeigt.

Im Analogzweig wurden die Energiesignale der Detektoren verarbeitet. Nach der ladungsempfindlichen Vorverstärkung wurden jeweils die Signale der Detektoren eines Teleskopes addiert und in einem Hauptverstärker verstärkt. Es entsteht so ein Signal, das der Gesamtenergie des nachgewiesenen Teilchens proportional ist. Die Energiesumme des  $\alpha'$ -Teleskopes wurde über ein lineares Tor dem Analog-Digital-Konverter 1 (ADC1) zugeführt. Die Gesamtenergien der Zerfallsteleskope  $c_1$  und  $c_2$  wurden addiert und gemeinsam ebenfalls über ein lineares Tor dem ADC7 zugeleitet. Um bei der Datenauswertung die Teilchenidentifizierung für die Zerfallsteleskope durchführen zu können, wurden jeweils die Summen aus den Energiesignalen der ersten, zweiten und dritten Detektoren der beiden Zerfallsteilchenteleskope gebildet. Sie wurden ebenfalls über lineare Tore jeweils den ADC's 4, 5 und 6 zugeführt. Die Teilchenidentifizierung erfolgte bei der Datenauswertung mit Hilfe dieser Energien nach der Energie-Reichweite-Beziehung (Gou75). Wird ein Teilchen der Masse  $m$  und der effektiven Ladung  $q_{\text{eff}}$ , mit  $q_{\text{eff}} = Z$  für leichte Teilchen, in einem Detektorteleskop gestoppt, dessen  $\Delta E$ -Zähler die Dicke  $T$  hat, so gilt

$$TmZ^2 \sim (\Delta E + E')^{1,73} - E'^{1,73} \quad (4)$$

mit  $\Delta E$ : Energieverlust im  $\Delta E$ -Zähler,  $E'$  im  $E$ -Zähler abgegebene Restenergie. Für die hier verwendeten Drei-Detektor-Teleskope sind vier mögliche Ereignisarten zu unterscheiden: 1. Das Teilchen wird schon im  $E_1$ -Zähler gestoppt. 2. Das Teilchen wird im  $E_2$ -Zähler gestoppt. 3. Das Teilchen wird im  $E_3$ -Zähler gestoppt. 4. Das Teilchen wird nicht im Teleskop gestoppt.

Bild 6: Analogteil der verwendeten Elektronik

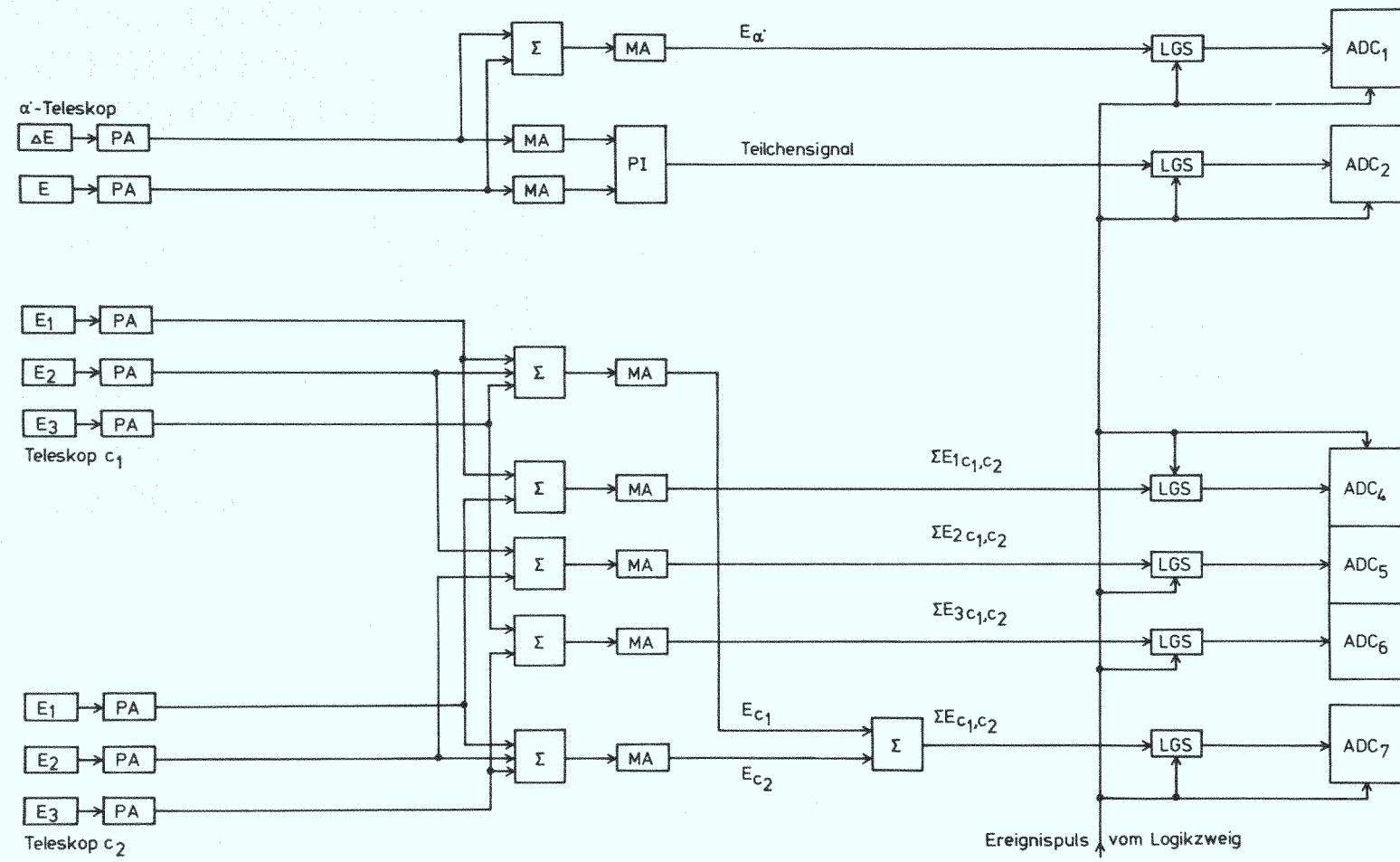
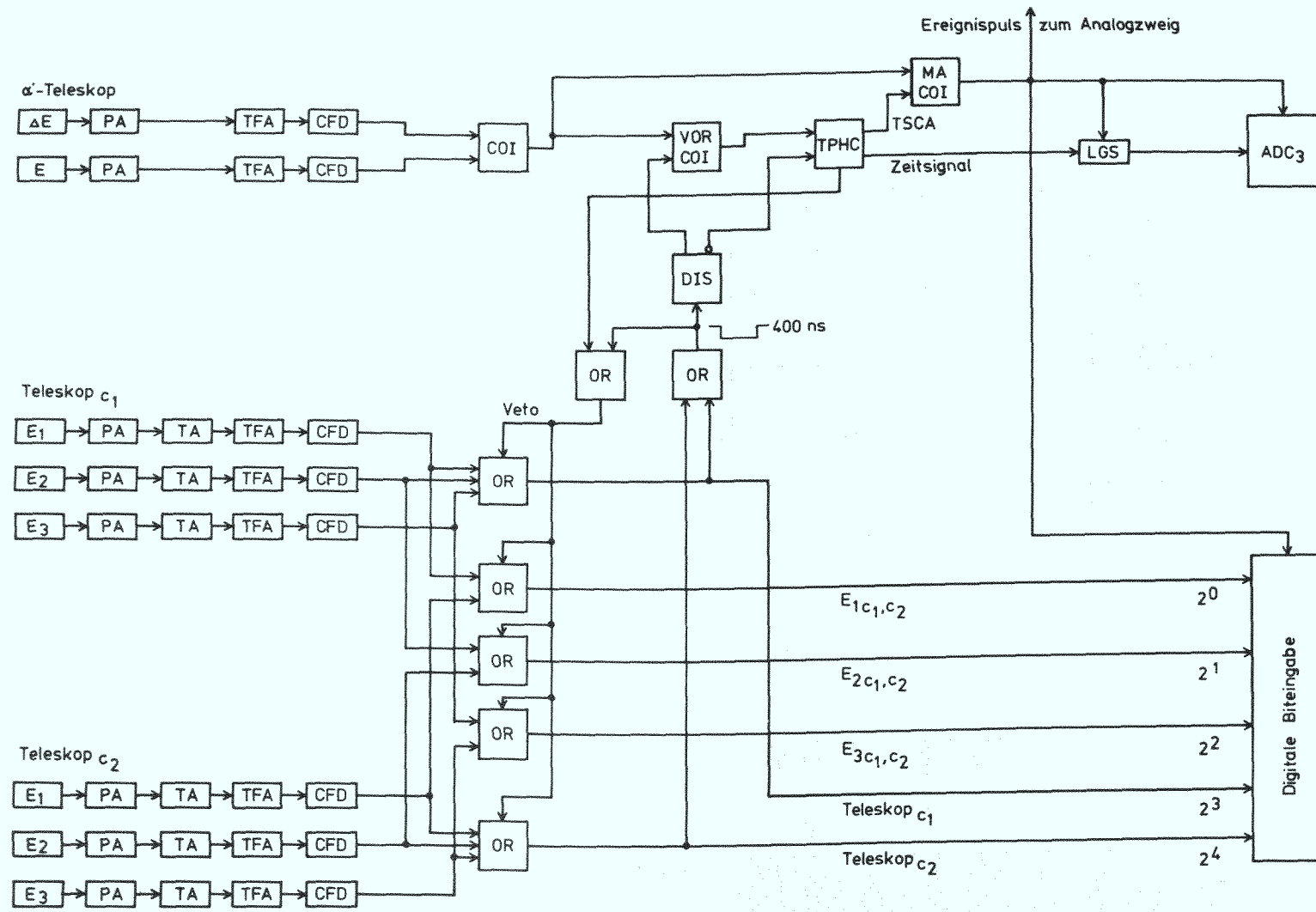



Bild 7: Logikteil der verwendeten Elektronik



Erläuterung der in Bild 6 und Bild 7 verwendeten Abkürzungen

PA:	Vorverstärker
MA:	Hauptverstärker
TA:	Schneller Verstärker
TFA:	Schneller Zeitverstärker
CFD:	Amplitudenunabhängiger Diskriminator
DIS:	Diskriminator
	Logisch negierter Ausgang
$\Sigma$ :	Summierer
PI:	Teilchenidentifizierer
OR:	Logisches Oder
COI:	Koinzidenzstufe
VOR	
COI:	Vorkoinzidenz
MA	
COI:	Hauptkoinzidenz
TPHC:	Zeit zu Amplituden Konverter
TSCA:	Ausgangssignal des in den TPHC integrierten Einkanalanalysators
LGS:	Lineares Tor
ADC:	Analog-Digital-Konverter
Digitale Biteingabe:	Eingangsstufe zum Setzen der Bits für das Bit- muster BM im Datenaufnahmerechner.

Die Signale wurden in den Kanälen registriert, die sich als Summen von  $2^0$ ,  $2^1$ ,  $2^2$ ,  $2^3$  und  $2^4$  ergeben, je nachdem in welchen Zählern das Zerfallsteilchen nachgewiesen wurde.

Auf die Darstellung der nötigen Verzögerungseinheiten wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

In den Fällen 1 und 2 ist  $T$  die Dicke des  $E_1$ -Zählers,  $\Delta E$  die im  $E_1$ -Zähler angegebene Energie und  $E'$  die im  $E_2$ -Zähler abgegebene Energie. Für die Fälle 2 und 3 ist  $T$  die Summe der Dicken von  $E_1$ - und  $E_2$ -Zähler,  $\Delta E$  die Summe der Energieverluste im  $E_1$ - und  $E_2$ -Zähler und  $E'$  die im  $E_3$ -Zähler abgegebene Energie. Um die Fälle 1 bis 3 unterscheiden zu können und festzustellen, in welchem der beiden Zerfallsteilchenteleskope  $c_1$  oder  $c_2$  das Teilchen nachgewiesen wurde, wurde ein für jeden einzelnen Fall charakteristisches Bitmuster mit aufgenommen. Wie dieses Bitmuster erzeugt wurde, ist weiter unten beschrieben. Die Teilchenidentifizierung für das  $\alpha'$ -Teleskop wurde mit einem Canberra Teilchenidentifizierer durchgeführt, der nach der Bethe-Bloch Beziehung arbeitet (Eng 74). Dabei gilt für ein Teilchen, das im Detektorteleskop gestoppt wird

$$TmZ^2 \sim \Delta E(E' + K_0 + K_1 \Delta E) \quad (5)$$

mit  $\Delta E$ : Energieverlust im  $\Delta E$ -Zähler,  $E'$ : im  $E$ -Zähler abgegebene Restenergie,  $K_0$ ,  $K_1$ : variierbare Konstanten. Die Amplitude des Ausgangssignals des Identifizierers ist demnach proportional zu  $m \cdot Z^2$  und damit abhängig von der Teilchenart.

Dieser Identifizierer arbeitet so schnell, daß die Koinzidenz von  $\Delta E$ - und  $E$ -Signal nicht schon vor der Funktionsbildung geprüft werden mußte. Das so erzeugte Teilchensignal wurde über ein lineares Tor dem ADC2 zugeführt. Die linearen Tore für die im Analogzweig gebildeten Signale wurden von einem Ereignispuls geöffnet, der im Logikzweig der Elektronik erzeugt wurde. Dieser Logikzweig hatte die Aufgabe, immer dann einen Ereignispuls zu liefern, wenn innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters zu einem Teilchen im  $\alpha'$ -Teleskop ein Teilchen in einem der Zerfallsteleskope nachgewiesen wurde. Darüber hinaus sollte jeweils ein Signal erzeugt werden, das es er-

möglichst festzustellen, in welchem Zerfallsteleskop und in welchen Detektoren dieses Teleskopes das Zerfallsteilchen nachgewiesen wurde. Dazu wurden aus den Detektorpulsen durch schnelle Zeitverstärker und amplitudenunabhängige Diskriminierung scharfe Zeitsignale erzeugt. Da die Signale aus den Detektoren der Zerfallsteleskope wegen der geringeren Energieverluste kleinere Amplituden hatten, wurden die Signale durch schnelle Verstärker vorverstärkt.

Um feststellen zu können, in welchem Zerfallsteleskop und in welchen Zählern dieses Teleskopes ein Zerfallsteilchen nachgewiesen wurde, wurde im Datenaufnahmerechner ein Bitmuster erzeugt. Es wurde jeweils ein Bit gesetzt, wenn das Teilchen in Detektor 1, 2 oder 3 eines Zerfallsteleskopes nachgewiesen wurde. Jeweils ein weiteres Bit wurde für den Nachweis des Teilchens im Teleskop  $c_1$  oder  $c_2$  gesetzt. Es ergaben sich so unterschiedliche Bit-Kombinationen, aus denen sich eindeutig entnehmen läßt, in welchen Detektoren das Zerfallsteilchen nachgewiesen wurde.

Die Signale zur Generierung des Bit-Musters wurden aus den scharfen Zeitsignalen der Zerfallszähler mit Hilfe von logischen Oder-Stufen gewonnen. Je eine Oder-Stufe für jedes Zerfallsteleskop lieferte aus den Signalen der drei Zähler des Teleskopes immer dann ein Signal, wenn ein Teilchen im Teleskop nachgewiesen wurde. Damit ist es möglich festzustellen, in welchem Zerfallsteleskop das Teilchen nachgewiesen wurde. Drei weitere Oder-Stufen lieferten immer dann ein Ausgangssignal, wenn das Teilchen im Zähler 1 von Teleskop  $c_1$  oder  $c_2$ , Zähler 2 von Teleskop  $c_1$  oder  $c_2$  oder Zähler 3 von Teleskop  $c_1$  oder  $c_2$  nachgewiesen wurde. Die Signale dieser fünf Oder-Stufen dienten zum Setzen der Bits.

Aus den Signalen der Oder-Stufen von Teleskop  $c_1$  und Teleskop  $c_2$  wurde über eine weitere Oder-Stufe ein Signal gewonnen, das immer dann auftrat, wenn in irgendeinem Zerfallszähler ein Teilchen nachgewiesen wurde. Dieses Signal wurde auf 400 ns gedehnt und diente zum einen dazu, die Oder-Stufen zum Setzen der Bits zu verriegeln, so daß sich das Bit-Muster während dieser Zeit nicht ändern konnte. Zum anderen wurde es einer Diskriminatorstufe zugeführt, die über einen direkten sowie über einen logisch negierten Ausgang verfügt. Der negierte Ausgang lieferte immer dann ein Signal, wenn kein Eingangssignal anlag. Der direkte Ausgang wurde einer Vorkoinzidenz zugeführt, die überprüft, ob in Koinzidenz zu diesem Zerfallsteilchen ein Teilchen im  $\alpha'$ -Teleskop nachgewiesen wurde. War die Koinzidenz erfüllt, so wurde ein Zeit-zu-Amplituden-Konverter (TPHC) gestartet. Als Stop-Signal diente der negierte Diskriminator-Ausgang. Während der Konversionszeit des TPHC wurden die Oder-Stufen für das Bit-Muster weiterhin verriegelt. Das analoge Zeitsignal aus dem TPHC wurde über ein lineares Tor dem ADC3 zugeführt. In den TPHC integriert ist ein Einkanalanalysator (TSCA), der immer dann ein Ausgangssignal lieferte, wenn das Zeitsignal im eingestellten Zeitfenster lag. Dieses Signal diente, in Koinzidenz mit dem Koinzidenzsignal des  $\alpha'$ -Teleskopes, dazu, das Ereignissignal zu erzeugen. Mit dem Ereignissignal wurden die linearen Tore für die Analogsignale sowie die Tore in den ADC's geöffnet, und die Parameter auf Magnetband gespeichert.

Das Zeitfenster wurde so gewählt, daß neben den sogenannten prompten Ereignissen, die sich aus echten und zufälligen Ereignissen zusammensetzen, auch noch mehrere rein zufällige Ereignisgruppen im Zeitfenster lagen. Das  $\alpha'$ -Signal wurde vor der Vorkoinzidenz so

weit verzögert, daß die prompten Ereignisse etwa in der Mitte des Zeitfensters lagen. Zur Einstellung dieser Verzögerung wurden mit Hilfe des  $(\text{CD}_2)_x$ -Targets kinematische Koinzidenzen zwischen an Deuteronen gestreuten  $\alpha'$ -Teilchen und den dadurch herausgestreuten Deuteronen gemessen. Die rein zufälligen Ereignisgruppen werden durch Koinzidenzen zwischen Teilchen erzeugt, die aus unterschiedlichen Zyklotronpulsen stammen. Sie dienen bei der Daten-Auswertung dazu, von den Spektren prompter Ereignisse solche zufälliger Ereignisse subtrahieren zu können.

Mit diesem Aufbau wurden Koinzidenzen zwischen  $\alpha'$ -Teilchen und Zerfallsteilchen für die Winkelkombinationen der Zerfallsteilchenteleskope von  $+30^\circ$ ,  $-150^\circ$ ;  $+60^\circ$ ,  $-120^\circ$ ;  $+105^\circ$ ,  $-75^\circ$  sowie  $+120^\circ$ ,  $-60^\circ$  relativ zum  $\alpha'$ -Teleskop bei  $-30^\circ$  gemessen. Der Targetwinkel betrug für die ersten beiden Winkelkombinationen jeweils  $90^\circ$  und für die übrigen beiden Winkelkombinationen jeweils  $45^\circ$ . Der Strahlstrom lag für alle Messungen bei etwa 8-10 nA. Die Meßzeiten für die einzelnen Winkel betragen bis zu 24 Stunden.

## 2) Auswertung der Daten

Die auf Magnetband gespeicherten List-Mode-Daten enthalten für jedes registrierte Ereignis die Werte der acht aufgenommenen Parameter. Die einzige bisher gestellte Koinzidenzbedingung besteht darin, daß die Teilchen im  $\alpha'$ -Teleskop und einem der Zerfallsteilchenteleskope innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters gleichzeitig nachgewiesen wurden. Das Spektrum eines speziellen Parameters mit weiteren Koinzidenzbedingungen erhält man aus diesen Daten durch das sogenannte Sortieren. Dabei werden die einschränkenden Koinzidenzbedingungen dadurch definiert, daß man Fensterbedingungen für die übrigen Parameter angibt. Beim Sortieren wird das Spektrum

des interessierenden Parameters aus den Ereignissen zusammengesetzt, für die die Werte der übrigen Parameter die gestellten Fensterbedingungen erfüllen.

Zum Sortieren der Daten stand ein Auswerteprogramm (NDSORT) auf einem PDP11-Rechner zur Verfügung. Dieses Programm erlaubt es, bis zu zehn Spektren verschiedener Parameter gleichzeitig zu sortieren. Als Nebenbedingungen sind nicht nur eindimensionale Fenster, sondern auch funktionale Verknüpfungen zweier Parameter zugelassen. Dies war wichtig, da die Teilchenidentifizierungsfunktion für die Zerfallsteilchen erst während der Datenauswertung berechnet wurde. Es waren Spektren mit Nebenbedingungen aus den acht Parametern  $E_{\alpha'}$ ,  $PIO_{\alpha'}$ ,  $t_{\alpha';c_1,c_2}$ ,  $E_{1c_1,c_2}$ ,  $E_{2c_1,c_2}$ ,  $E_{3c_1,c_2}$ ,  $E_{c_1,c_2}$ ,  $BM$  zu sortieren. Zunächst wurde das  $PIO_{\alpha'}$ -Spektrum ohne einschränkende Nebenbedingungen für die übrigen Parameter erzeugt, um die Fensterbedingung für die Auswahl der Alpha-Teilchen im  $\alpha'$ -Teleskop zu erhalten. Ein Beispiel dafür zeigt Bild 8.

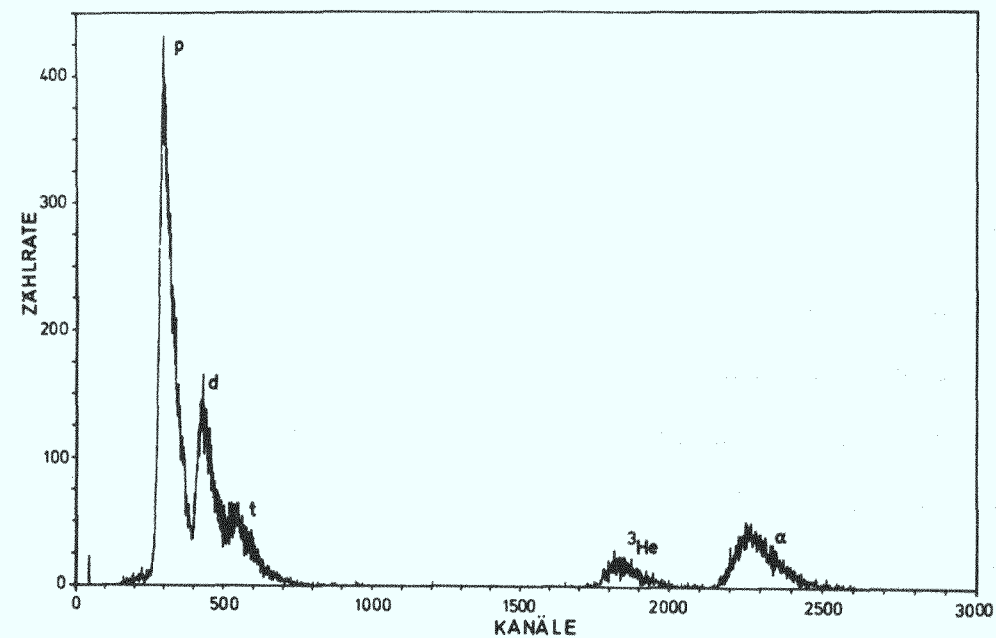


Bild 8: Teilchenspektrum der im  $\alpha'$ -Teleskop nachgewiesenen Teilchen.

Unter dieser Nebenbedingung und der Bit-Muster-Nebenbedingung für die Auswahl des Zerfallsteilchenteleskopes wurden jeweils die Zeitspektren der beiden Zerfallsteilchenteleskope erzeugt. Ein Beispiel für ein solches Zeitspektrum zeigt Bild 9.

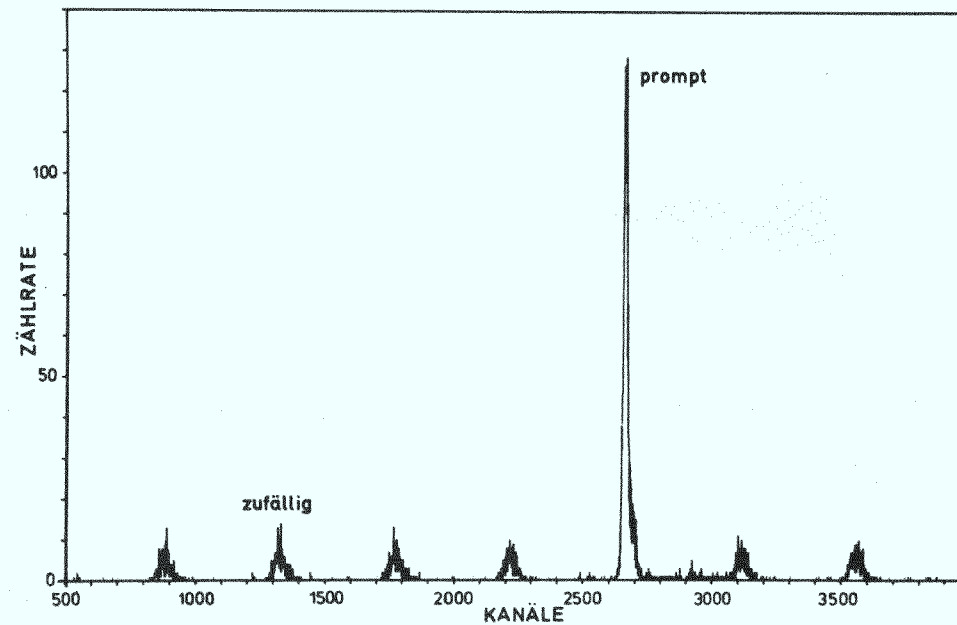


Bild 9: Beispiel für ein typisches Zeitspektrum.

Aus diesem Spektrum kann man ablesen, welche Nebenbedingung für den Parameter Zeit man angeben muß, um prompte oder rein zufällige Ereignisse auszuwählen.

Als nächstes wurde die Identifizierungsfunktion

$$PIO_{c_1, c_2} = \frac{(\Delta E_{c_1, c_2} + E_{c_1, c_2})^{1,73} - E_{c_1, c_2}^{1,73}}{T}$$

berechnet mit den Nebenbedingungen  $PIO_{\alpha}$ , und BM für die Auswahl der Zerfallsteleskope. Das Ergebnis wurde auf einem Graphik-Display gegen die Teilchenenergie dargestellt. Mit einem Fadenkreuz konnten dann zweidimensionale Fenster zur Auswahl der Teilchenart gesetzt werden. Ein Beispiel dafür zeigt Bild 10.

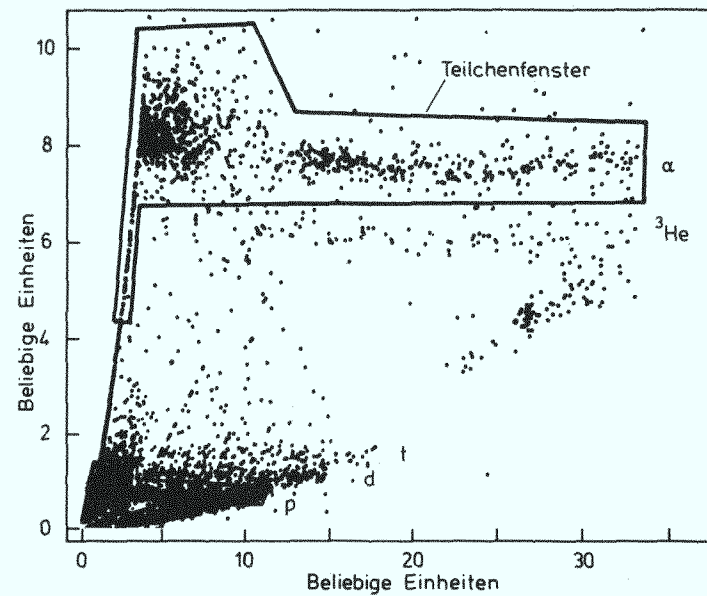


Bild 10: Beispiel für die Identifizierung und Auswahl der Zerfallsteilchen.

Dieses zweidimensionale Fenster ermöglichte es, Ereignisse auszuschließen, bei denen das Teilchen nicht im Detektorteleskop gestoppt wurde. Diese Ereignisse erscheinen in Bild 10 als nach unten abknickende Ausläufer der, den verschiedenen Teilchenarten entsprechenden, waagerechten Linien. Durch die Verwendung von Veto-zählern hätten sie schon vor der Datenaufnahme elektronisch unterdrückt werden können, doch hätte dies den Schaltungsaufwand unnötig erhöht.

Es konnten nun Spektren der Zerfallsteilchen, d.h. des Parameters 7 sortiert werden mit den Nebenbedingungen für  $\text{PIO}_\alpha$ , t zur Auswahl prompter oder zufälliger Koinzidenzen, BM zur Auswahl des Zerfallsteleskopes, Teilchenfenster zur Auswahl der Zerfallsteilchensorte und  $E_\alpha$ , zur Auswahl eines Energiebereiches für die koinzidenten  $\alpha'$ -Teilchen. Mit den gleichen Nebenbedingungen wurden jeweils noch die Spektren der  $\alpha'$ -Teilchen erzeugt. Diese Sortier-

vorgänge wurden sowohl für Zerfallsprotonen als auch für Zerfallsalphateilchen durchgeführt.

Jedes Spektrum wurde einmal mit der Zeitbedingung für prompte Ereignisse und einmal mit der für zufällige Ereignisse sortiert, um die Spektren prompter Ereignisse bezüglich der zufälligen Ereignisse korrigieren zu können. Das Spektrum prompter Koinzidenzen bildet eine Überlagerung der Spektren echter und zufälliger Koinzidenzen. Da die zufälligen Koinzidenzen rein statistisch verteilt sind, kann ihr Einfluß auf das Spektrum prompter Ereignisse eliminiert werden, indem von ihm ein Spektrum rein zufälliger Koinzidenzen subtrahiert wird. Als Ergebnis dieser Sortiervorgänge erhält man Teilchenspektren, die mit den üblichen Singlespektren vergleichbar sind.

Aus diesen koinzidenten Teilchenspektren lassen sich vierfach differentielle Wirkungsquerschnitte berechnen

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_C dE_\alpha dE_C} = \frac{A_T \cdot Z_p \cdot e \cdot N \cdot \sin \psi_T}{d \cdot Q \cdot L \cdot \Delta\Omega_\alpha \cdot \Delta\Omega_C \cdot \Delta E_\alpha \cdot \Delta E_C} \cdot 10^{30} \text{ (mb/MeV}^2 \text{ sr}^2\text{)}. \quad (6)$$

Es sind

- $A_T$ : Massenzahl des Targets
- $Z_p$ : Ladungszahl des Projektils
- $e$ : Elementarladung (Cb)
- $N$ : Anzahl der zwischen den Energieintervallen  $\Delta E_\alpha$  und  $\Delta E_C$  koinzidenten Ereignisse
- $d$ : Targetdicke in  $\text{mg/cm}^2$
- $L$ : Loschmidt-Zahl
- $\Delta\Omega_\alpha$ : Raumwinkel des  $\alpha'$ -Teleskops
- $\Delta\Omega_C$ : Raumwinkel des Zerfallsteilchenteleskops
- $\Delta E_\alpha$ : Energieintervall der koinzidenten  $\alpha'$ -Teilchen
- $\Delta E_C$ : Energieintervall der koinzidenten Zerfallsteilchen
- $Q$ : Ladung (integrierter Strahlstrom) (Cb)
- $\psi_T$ : Winkel zwischen Targetebene und Strahl  
(siehe Bild 4)

Die Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte für ein Energieintervall erhält man, indem man den gemittelten Wirkungsquerschnitt in diesem Intervall aus den hier gemessenen Spektren berechnet und gegen den Winkel aufträgt.

Aus den Wirkungsquerschnitten der Zerfallsteilchen erhält man die differentiellen Teilchenmultiplizitäten  $\frac{dM_c}{d\Omega_c}$  ( $c = p, \alpha$ ) der Zerfallsteilchen, indem man die energieintegrierten koinzidenten Wirkungsquerschnitte der Zerfallsteilchen auf die energieintegrierten Wirkungsquerschnitte einer inklusiven Messung der inelastischen  $\alpha$ -Streuung normiert.

$$\frac{dM_c}{d\Omega_c}(\vartheta) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_c d\Omega_{\alpha'}}(\vartheta) \cdot \frac{d\Omega_{\alpha'}}{d\sigma}(-30^\circ), \quad (7)$$

wobei  $\vartheta$  der Winkel ist, unter dem das koinzidente Zerfallsteilchenspektrum gemessen wurde.

Die differentielle Teilchenmultiplizität gibt an, wieviele Zerfallsteilchen, pro in das Raumwinkelement  $\Delta\Omega_{\alpha'}$ , gestreuten  $\alpha'$ -Teilchen, in das Raumwinkelement  $\Delta\Omega_c$  emittiert werden.

Trägt man die für die gemessenen Winkel berechneten differentiellen Multiplizitäten einer Teilchenart gegen die Winkel auf, so erhält man die Winkelverteilung der differentiellen Multiplizitäten dieser Teilchenart.

Im Bild einer Zweistufen-Reaktion erfolgt die Emission der Zerfallsteilchen aus einem bewegten System, dem angeregten  $^{58}\text{Ni}$ -Rückstoßkern der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$ .

Die im Laborsystem gemessenen Zerfallsteilchenspektren sind deshalb durch die Überlagerung der Rückstoßkernbewegung verzerrt. Um diesen Effekt aufzuheben ist es daher sinnvoll, die Daten in das Ruhesystem des emittierenden Rückstoßkerns zu transformieren.

Aus Energie und Nachweiswinkel des inelastisch gestreuten Alpha-Teilchens lassen sich unter Zuhilfenahme von Energie- und Impulserhaltung Richtung und Geschwindigkeit  $v_{\text{Rec}}$  des Rückstoßkerns berechnen. Als neue  $O^0$ -Richtung wird nun die Flugrichtung des Rückstoßkerns definiert. Den Geschwindigkeitsvektor des Zerfallsteilchens in diesem Ruhesystem erhält man nach

$$\vec{v}_R = M \times \vec{v}_{\text{Lab}} - \begin{pmatrix} v_{\text{Rec}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\text{Mit } M = \begin{pmatrix} \cos \psi_R & \sin \psi_R \\ -\sin \psi_R & \cos \psi_R \end{pmatrix} \quad \vec{v}_{\text{Lab}} = \begin{pmatrix} v_{\text{Lab}} \cos \theta_{\text{Lab}} \\ v_{\text{Lab}} \sin \theta_{\text{Lab}} \end{pmatrix} .$$

Hierbei bewirkt die Matrix M eine Drehung des Koordinatensystems um den Winkel  $\psi_R$  in die Flugrichtung des Rückstoßkerns. Zur Veranschaulichung dient Bild 11. Aus dem so berechneten Geschwindig-

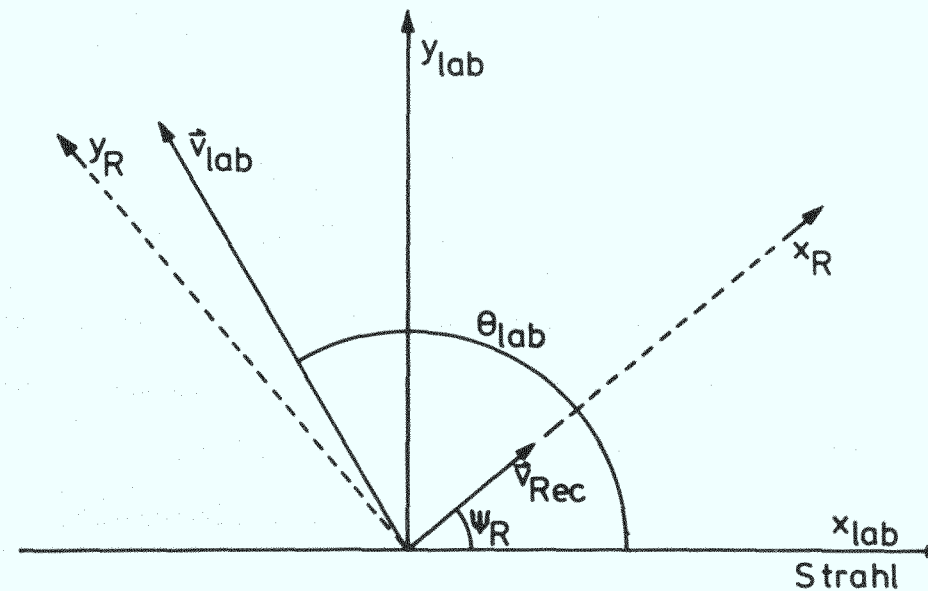


Bild 11: Definition der Winkel für die Transformation der Daten ins Ruhesystem des Rückstoßkerns.

keitsvektor des Zerfallsteilchens im Ruhesystem erhält man den Winkel des Zerfallsteilchens im Ruhesystem nach

$$\theta_R = \arctan \frac{v_{Ry}}{v_{Rx}} \quad (9)$$

aus dem Verhältnis der y- zur x-Komponente des Geschwindigkeitsvektors im Ruhesystem.

Außer Geschwindigkeit und Richtung des Zerfallsteilchens müssen auch die Wirkungsquerschnitte transformiert werden. Dazu transformiert man den energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt in einen geschwindigkeitsdifferentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{dv_{Lab}^3} = \frac{m}{v_{Lab}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{Lab} dE_{Lab}} \quad (10)$$

Dieser geschwindigkeitsdifferentielle Wirkungsquerschnitt ist Galilei-invariant, so daß gilt

$$\frac{d^3\sigma}{dv_{Lab}^3} = \frac{m}{v_{Lab}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{Lab} dE_{Lab}} = \frac{d^2\sigma}{dv_R^3} = \frac{m}{v_R} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_R dE_R} \quad (11)$$

und damit

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_R dE_R} = \frac{v_R}{v_{Lab}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{Lab} dE_{Lab}} \quad (12)$$

Man erhält also den Wirkungsquerschnitt im Ruhesystem, indem man den Labor-Wirkungsquerschnitt mit dem Verhältnis der Geschwindigkeiten im Ruhe- und im Laborsystem multipliziert.

Die Daten wurden teilweise entsprechend transformiert.

Um eine ausreichende Statistik für die Zerfallsteilchenspektren zu erhalten, mußten diese jeweils in Koinzidenz zu einem größeren Energiebereich der  $\alpha'$ -Teilchen betrachtet werden. Die Breite dieses Energieintervalles der koinzidenten  $\alpha'$ -Teilchen führt zu einer Energie- und Winkelunschärfe der in das Ruhesystem des Rückstoßkernes transformierten Daten.

Die Fehler der so gewonnenen Größen setzen sich jeweils aus den Meßfehlern und den statistischen Fehlern zusammen. Der Meßfehler setzt sich zusammen aus den Fehlern von Targetdicke, Targetwinkel, Raumwinkel, geflossener Ladung sowie der Energien. Eine Abschätzung der Größen dieser einzelnen Fehler wird in Tabelle 3 gegeben.

Fehlerbehaftete Größe	relativer Fehler	
Targetdicke	< 15 %	Ein weiterer Meßfehler entsteht durch die Totzeit des Datenaufnahmesystems. Sie wurde mit Hilfe eines Pulsgenerators ermittelt, der mit der un-
Entfernung Blende-Target	< 0.5 %	
Blendendurchmesser	< 0.1 %	
Raumwinkel	< 1.3 %	
Ladung	< 2 %	
Energieeichung	< 5 %	

Tabelle 3: Fehlerabschätzung.

tersetzten Zählrate der elastischen  $\alpha$ -Streuung synchronisiert wurde. Die Signale dieses Pulsgenerators wurden sowohl direkt gezählt als auch mit auf dem Magnetband gespeichert. Aus der Differenz zwischen der Anzahl der direkt gezählten Signale und der Anzahl der auf Magnetband gespeicherten Signale ergibt sich, daß die Totzeit jeweils  $\approx 20$  % war. Das Verhältnis echter Koinzidenzen zu zufälligen Koinzidenzen, das man aus den Zeitspektren ermitteln kann, lag jeweils zwischen  $\sim 10$  und  $\sim 4$ . Wegen der kleinen Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte sind die statistischen Fehler sehr groß. Sie liegen zwischen  $\sim 5$  % und 100 %.

### 3) Diskussion der Daten

Im folgenden sollen die aus dem Experiment gewonnenen Daten diskutiert werden.

Um ein geladenes Teilchen emittieren zu können, muß der  $^{58}\text{Ni}$ -Kern mindestens bis zur Separationsenergie für dieses Teilchen ange-

regt werden. Die Emission geladener Teilchen wird dann noch durch die Coulombbarriere behindert. Die Separationsenergien wurden mit Hilfe der von Wapstra und Gove (Wap71) tabellierten Massen bestimmt, und die Coulombenergien der leichten geladenen Teilchen mit  $A \leq 4$  wurden nach

$$V_C = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{r_{0C} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (13)$$

berechnet. Dabei bezeichnet  $Z_1$  die Ladungszahl des leichten Teilchens,  $Z_2$  die Ladungszahl des Restkernes,  $A_1$  und  $A_2$  die entsprechenden Massenzahlen und  $r_{0C}$  den Ladungsradius, für den ein Wert von 1.6 fm verwendet wurde.

Aus der Reaktionskinematik für die Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$ -Kernen kann man berechnen, mit welcher Energie ein  $\alpha$ -Teilchen unter  $30^\circ$  nachgewiesen wird, wenn es den  $^{58}\text{Ni}$ -Kern mit der Separationsenergie angeregt hat. Diese Energien sind zusammen mit den Separationsenergien und den Coulombenergien für die leichten Teilchen mit  $A \leq 4$  in Tabelle 4 angegeben.

Teilchen	$V_C$ (MeV)	$E_S$ (MeV)	$E_{\alpha, (30^\circ)}$ (MeV)
n	0	12.203	125.27
p	5.01	8.177	129.27
d	4.78	17.33	120.17
t	4.63	21.172	116.34
$^3\text{He}$	8.92	17.688	119.81
$\alpha$	8.72	6.408	131.03

Tabelle 4: Coulombenergien  $V_C$ , Separationsenergien  $E_S$  und den Separationsenergien entsprechende Energien  $E_{\alpha}$ , der inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen.

Wir wollen nun die Spektren der Zerfallsteilchen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des  $^{58}\text{Ni}$ -Kernes diskutieren.

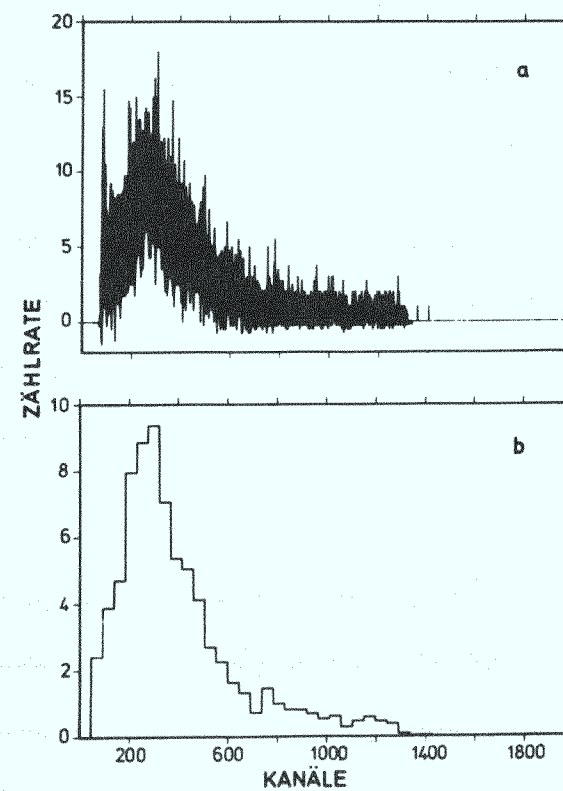
Wegen der geringen Statistik muß dabei jedoch

über einen größeren Anregungsenergiebereich, d.h. einen  $\alpha'$ -Energiebereich integriert werden. Wir haben deshalb des  $\alpha'$ -Spektrum von der Nachweisgrenze bei 55.9 MeV bis hin zur  $\alpha'$ -Energie von 131.1 MeV, die der Teilchenschwelle entspricht, in vier etwa 19 MeV breite Energiebereiche aufgeteilt. Die mittleren  $\alpha'$ -Ener-

gien für diese Intervalle sind  $\bar{E}_{\alpha, i} = 65, 84, 103$  und  $122$  MeV. Somit erhalten wir Zerfallsteilchenspektren in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen aus diesen Energieintervallen.

Es zeigte sich, daß als Zerfallsteilchen überwiegend Protonen und  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden, wobei die Multiplizität der Protonen etwa 4-10 mal größer ist, als die der  $\alpha$ -Teilchen. Es sollen deshalb hier hauptsächlich die Ergebnisse für die Emission von Protonen sowie einige Ergebnisse für die  $\alpha$ -Emission diskutiert werden.

Bild 12a zeigt ein Beispiel für ein Rohspektrum von Zerfallsprotonen, das unter einem Laborwinkel von  $+60^\circ$  in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie von  $65$  MeV gemessen wurde.



**Bild 12:** Beispiel für ein Rohspektrum koinzidenter Protonen vor der Mittelung über  $1$  MeV breite Energieintervalle (a) und nach dieser Mittelung (b).

Wegen der geringen Statistik führt die Subtraktion des Spektrums rein zufälliger Ereignisse dazu, daß auch negative Zählraten auftreten. Um die großen statistischen Schwankungen der Zählrate von Kanal zu Kanal auszugleichen, wurden die Spektren bei der Datenauswertung über etwa 1 MeV breite Energieintervalle summiert. Bild 12b zeigt das gleiche Protonenspektrem nach dieser Mittelung. Die Bilder 13 bis 16 stellen die Protonenspektren bei den gemessenen Winkeln im Laborsystem in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen aus den vier oben erwähnten Energieintervallen dar. Unabhängig von der Anregungsenergie des emittierenden Restkernes lassen die Spektren ein Maximum des Wirkungsquerschnittes erkennen, das etwa bei der Coulombenergie liegt. Die Größe des Wirkungsquerschnittes im Maximum nimmt jedoch mit kleiner werdender Anregungsenergie, d.h. größer werdender  $\alpha'$ -Energie ab. Innerhalb eines Anregungsenergiebereiches variiert der Wirkungsquerschnitt im Maximum nur wenig mit dem Nachweiswinkel.

Von diesem Maximum aus nimmt der Wirkungsquerschnitt zu höheren Energien hin exponentiell mit der Energie ab. Der Abfall ist umso steiler, je größer der Betrag des Emissionswinkels ist. Für die einzelnen Nachweiswinkel ist der Abfall umso steiler, je geringer die Anregungsenergie ist.

Bei Vorwärtswinkeln ( $>90^\circ$ ) haben die Spektren hochenergetische Schwänze, für die der Abfall des Wirkungsquerschnittes mit der Energie flacher ist. Mit abnehmender Anregungsenergie werden diese Schwänze kleiner. Sie sind ein Hinweis auf die Preequilibriumsemission von Protonen.

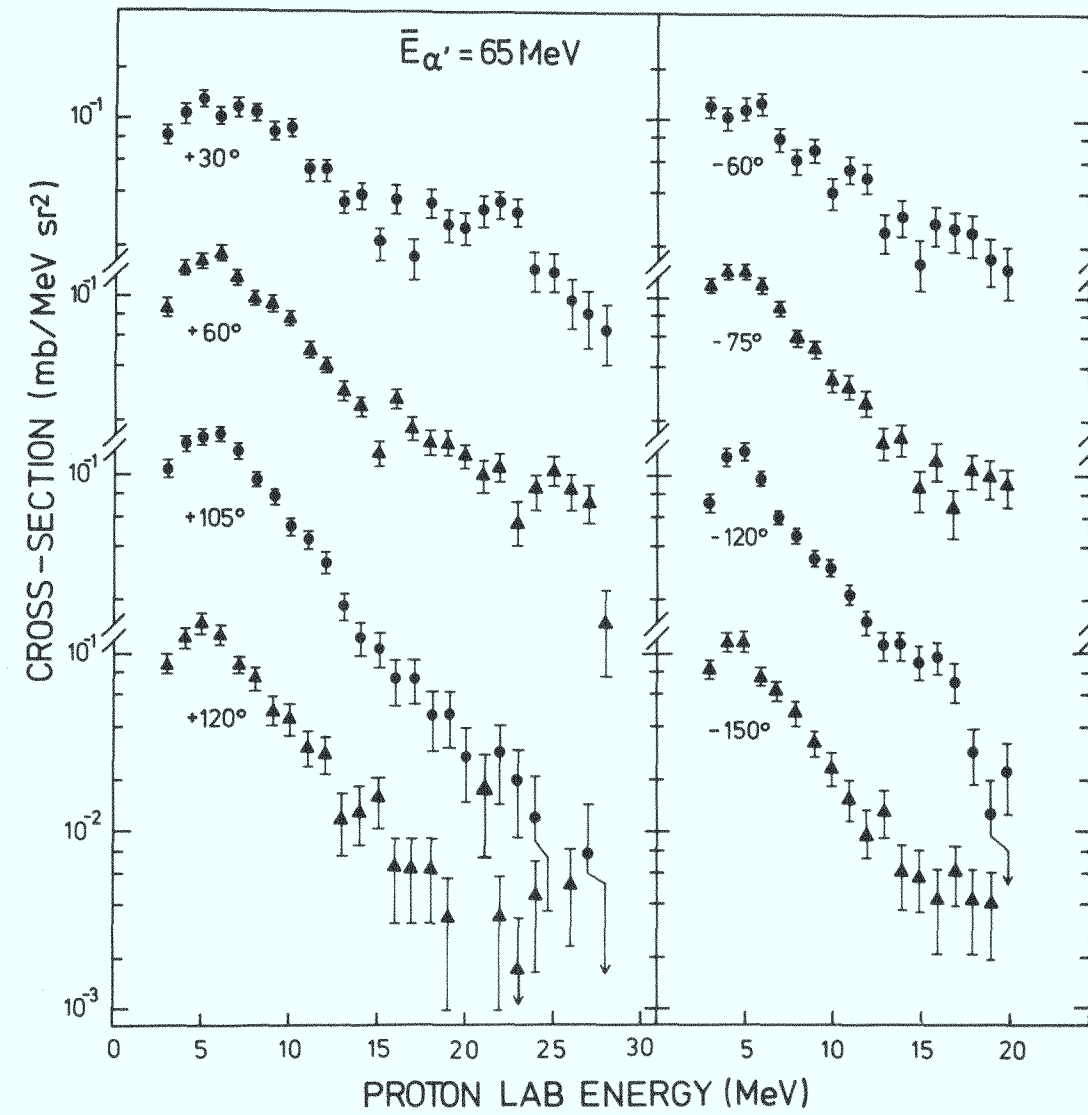


Bild 13: Laborspektren der Zerfallsprotonen, die unter den angegebenen Winkeln in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 65 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden.

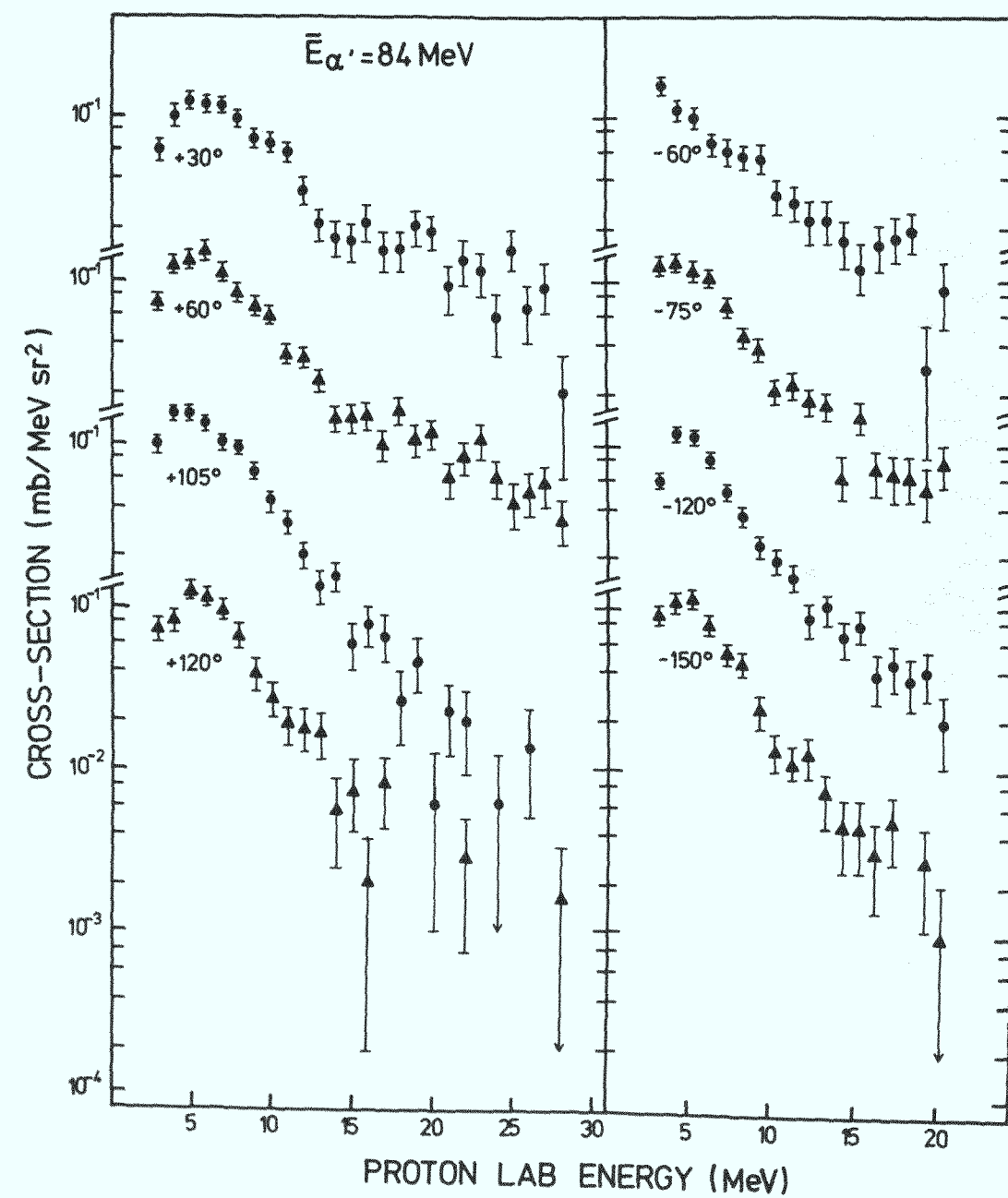


Bild 14: Laborspektren der Zerfallsprotonen, die unter den angegebenen Winkeln in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 84 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden.

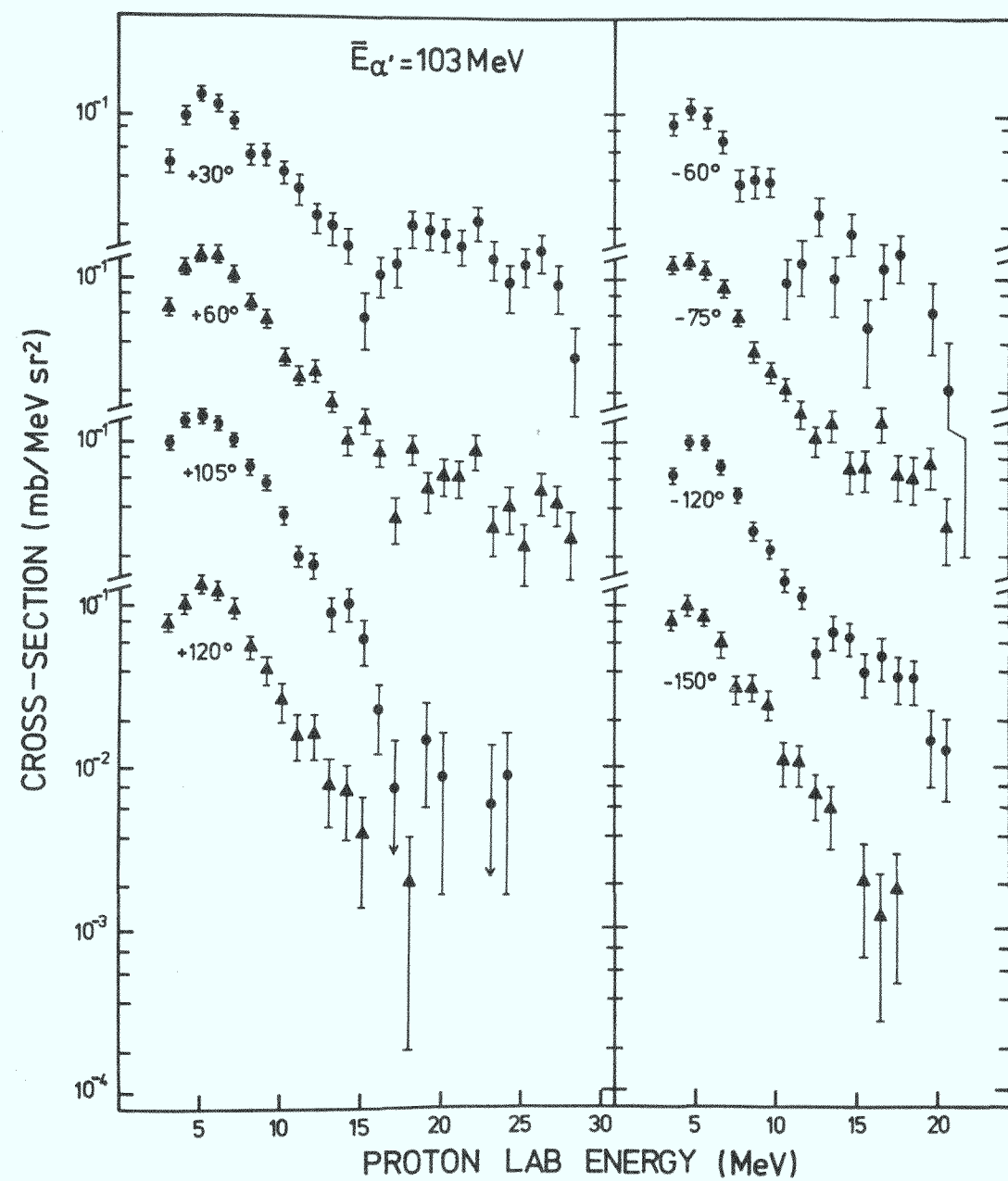


Bild 15: Laborspektren der Zerfallsprotonen, die unter den angegebenen Winkeln in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 103 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden.

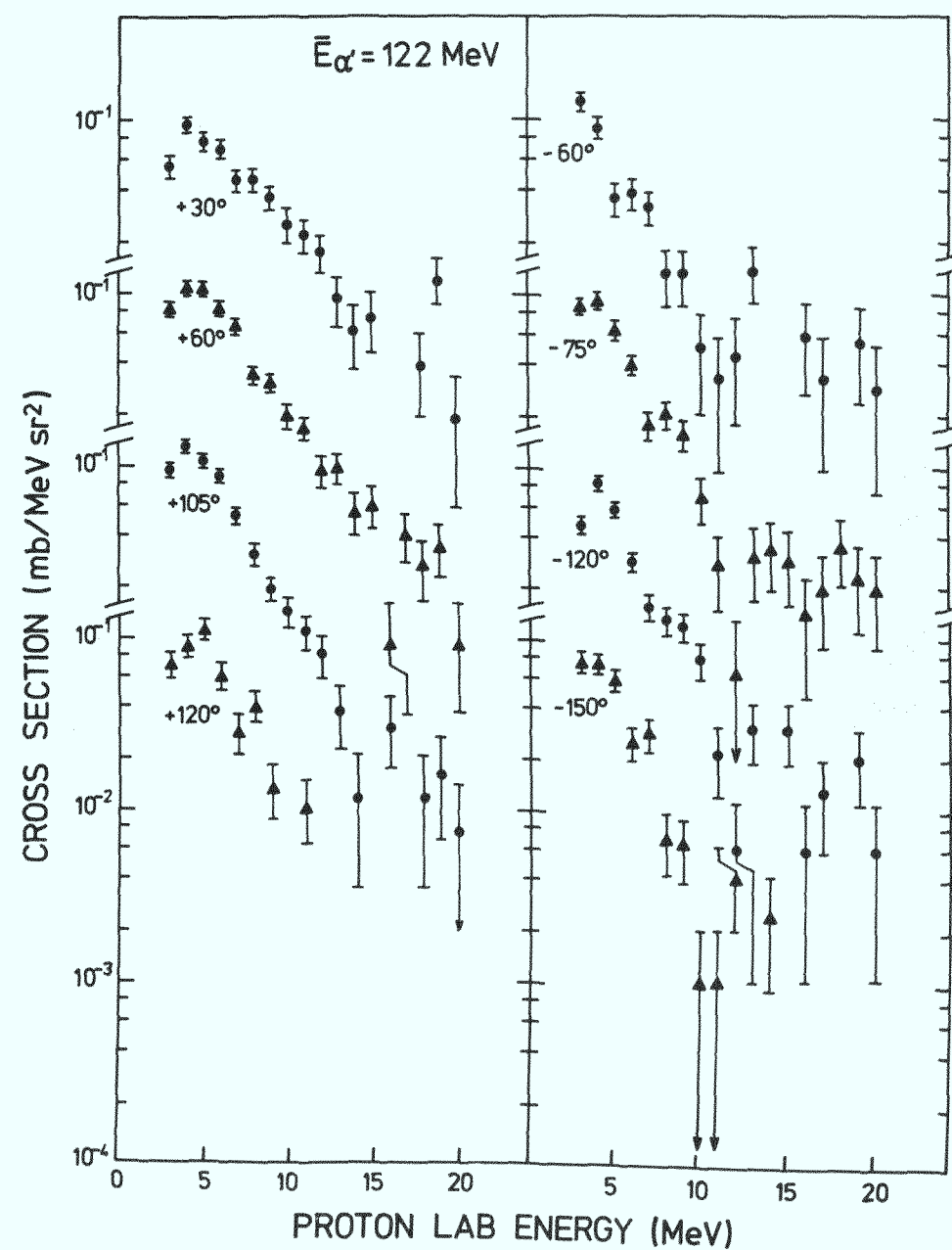


Bild 16: Laborspektren der Zerfallsprotonen, die unter den angegebenen Winkeln in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_\alpha = 122 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden.

Prinzipiell können in den Protonenspektren Protonen aus quasifreier Streuung sowie aus der Zweistufenreaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, ^5\text{Li}^*)^{57}\text{Co}$ ,  $^5\text{Li}^* \rightarrow \alpha + p$  enthalten sein. Wegen des relativ großen  $\alpha'$ -Winkels von  $-30^\circ$  sind diese Reaktionen aber sehr stark unterdrückt.

Einfache Kinematikrechnungen ergaben, daß die Protonen aus der quasifreien Streuung mit Energien emittiert werden, die außerhalb des Nachweisbereiches der verwendeten Zerfallsteleskope liegen. Die Rechnungen ergaben weiterhin, daß Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus dem Zerfall des angeregten  $^5\text{Li}$  bei den in unserem Experiment gemessenen Winkelkombinationen nur dann in Koinzidenz nachgewiesen werden können, wenn sie von einem mit  $\sim 16$  MeV angeregten  $^5\text{Li}$ -Kern emittiert wurden.

Eine Untersuchung von D.R. Brown und Mitarbeitern (Bro79) zur Protonenaufnahme durch  $\alpha$ -Teilchen zu ungebundenen Zuständen lieferte jedoch keinen Hinweis auf Zerfälle des  $^5\text{Li}$  aus angeregten Zuständen.

Aus diesen Gründen müssen andere Reaktionsmechanismen als die diskutierten direkten für die gemessenen Wirkungsquerschnitte verantwortlich sein. Wir gehen deshalb davon aus, daß die untersuchte Reaktion als sequentieller Prozeß abläuft.

Die inelastische Streuung eines  $\alpha$ -Teilchens am  $^{58}\text{Ni}$ -Kern regt den Targetkern bis zu einer Energie an, die, aufgrund der Reaktionskinematik, durch die Energie des auslaufenden  $\alpha'$ -Teilchen bestimmt ist. Der angeregte  $^{58}\text{Ni}$ -Kern zerfällt dann durch Teilchenemission. Wenn dieses Bild richtig ist, erfolgt die Emission der Zerfallsteilchen aus einem bewegten System, da der  $^{58}\text{Ni}$ -Kern durch die

Streuung des  $\alpha$ -Teilchens einen Rückstoßimpuls erhält. Die Spektren der Zerfallsteilchen sind dann durch die überlagerte Bewegung des Rückstoßkernes verzerrt. Diese Verzerrung kann man beseitigen, indem man die Spektren, wie bereits beschrieben, in das Ruhesystem des Rückstoßkernes transformiert.

Einen Hinweis darauf, ob das Bild der Zweistufenreaktion zutrifft, liefern die koinzidenten  $\alpha'$ -Spektren. Wenn die Reaktion in zwei Stufen erfolgt, ist die Emission der  $\alpha'$ -Teilchen unabhängig vom weiteren Ablauf der Reaktion. Dann muß aber die Form der  $\alpha'$ -Spektren unabhängig vom Emissionswinkel der Zerfallsteilchen sein, d.h., es darf keine  $\alpha'$ -Energien geben, die bei irgendeinem Emissionswinkel bevorzugt werden.

In Bild 17 sind die  $\alpha'$ -Spektren in Koinzidenz zu den Zerfallspartikeln bei den gemessenen Winkeln dargestellt. Man erkennt, daß zwar die Größe der Wirkungsquerschnitte mit dem Emissionswinkel der Protonen variiert, daß jedoch die Form der Spektren praktisch unabhängig vom Emissionswinkel ist.

Der Wirkungsquerschnitt steigt jeweils von der Teilchenschwelle aus zu kleineren  $\alpha'$ -Energien hin an. Die Emission eines Protons in Koinzidenz zu einem  $\alpha$ -Teilchen ist also umso wahrscheinlicher, je mehr Energie das  $\alpha$ -Teilchen abgegeben hat, d.h., je größer die Anregungsenergie des emittierenden Kernes ist. Dies kommt auch in der Größe der Protonen-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der mittleren  $\alpha'$ -Energie zum Ausdruck.

Einen weiteren Hinweis auf diese Abhängigkeit gibt die Verteilung der Punktdichte in einem Dalitzplot, für den ein Beispiel in Bild 18 gezeigt wird. In x-Richtung ist die Energie der  $\alpha'$ -Teil-

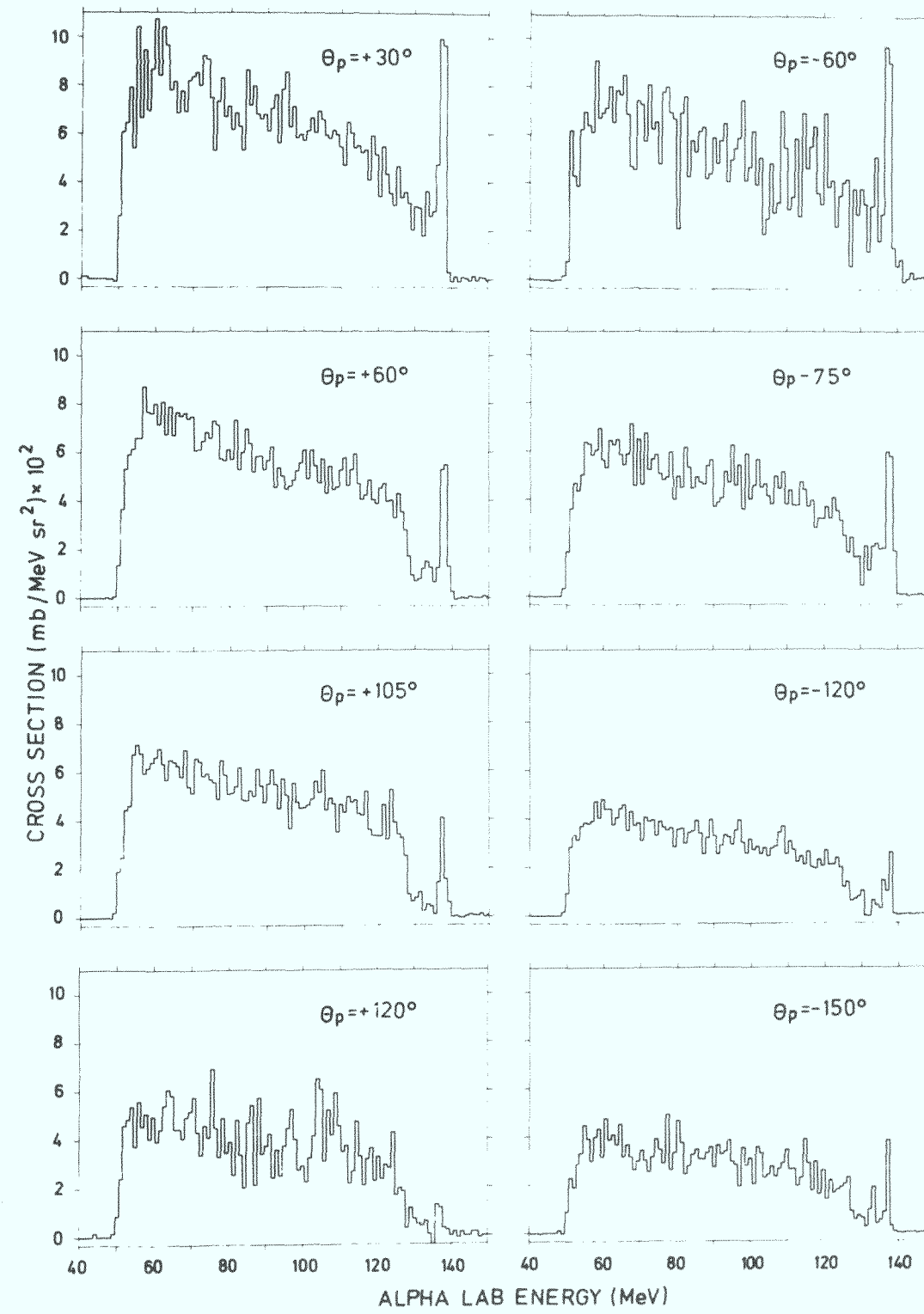


Bild 17: Spektren der nach  $-30^\circ$  gestreuten  $\alpha'$ -Teilchen in Koinzidenz zu Zerfallsprotonen, die unter den angegebenen Winkeln nachgewiesen wurden.

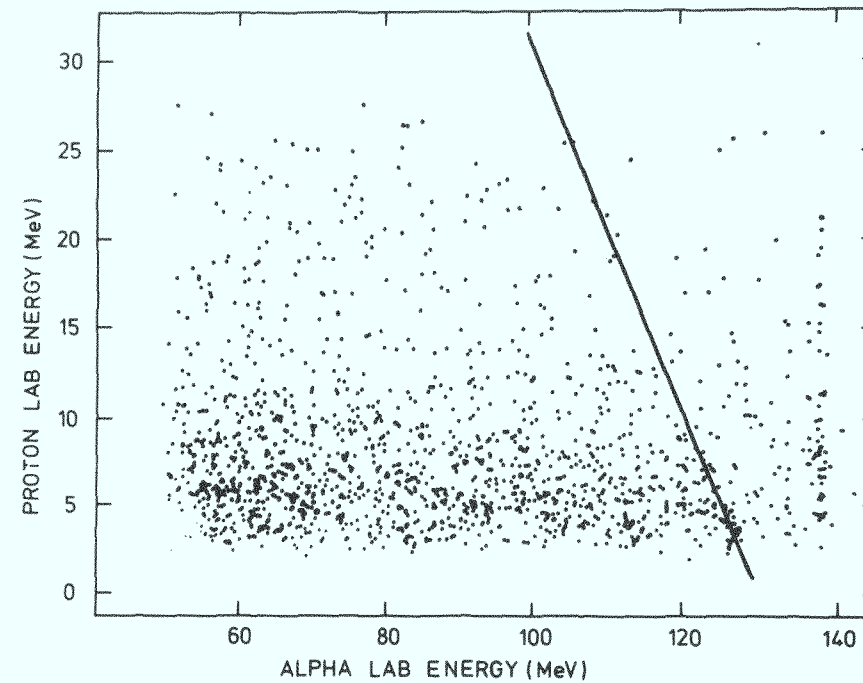


Bild 18: Dalitz-Plot für die unter einem Laborwinkel von  $+30^\circ$  in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen (x-Achse) nachgewiesenen Zerfallsprotonen (y-Achse).

chen aufgetragen, in y-Richtung die Energie der in Koinzidenz zu diesen  $\alpha'$ -Teilchen unter einem Laborwinkel von  $+30^\circ$  nachgewiesenen Zerfallsprotonen. Jedem koinzidenten Ereignis entspricht ein Punkt in der x-y-Ebene.

Da dieser Plot die Beiträge aller zufälligen Koinzidenzen enthält, ist am hochenergetischen Ende der  $\alpha'$ -Energien die elastische Linie der  $\alpha$ -Streuung deutlich sichtbar.

Unterhalb der Dreikörper-Schwellenenergie, die durch eine schräg verlaufende Linie angedeutet ist, ist die Punktdichte am größten für Protonenenergien, die der Coulombenergie entsprechen. Sie nimmt zu kleinen  $\alpha'$ -Energien hin zu.

Um die Abhängigkeit der koinzidenten Protonen-Wirkungsquerschnitte von der  $\alpha'$ -Energie sowie vom Emissionswinkel der Protonen und der Protonenenergie untersuchen zu können, wurden die Winkelverteilungen der Protonen für die vier  $\alpha'$ -Energiebereiche aus den Rohdaten generiert. Dabei wurden die Protonenspektren in das Ruhesystem des Rückstoßkernes transformiert.

Wegen der endlichen Breite der  $\alpha'$ -Energieintervalle ergibt sich für die ins Ruhesystem des Rückstoßkerns transformierten Winkel eine Unschärfe von etwa  $10^\circ$ , die in den Bildern 19 bis 22 durch die Breite des Strahles dargestellt ist.

Die Winkelverteilung wurde jeweils für ein Protonen-Energieintervall von 5 MeV bis 12 MeV sowie von 12 MeV bis 20 MeV berechnet. Für den Energiebereich von 5 MeV bis 12 MeV ist die Winkelverteilung annähernd isotrop. Es fällt jedoch auf, daß mit zunehmender  $\alpha'$ -Energie die Winkelverteilung etwas anisotroper wird. Im Mittel nehmen die Wirkungsquerschnitte zu größeren  $\alpha'$ -Energien hin ab.

Die Winkelverteilung der Protonen aus dem Energieintervall von 12 MeV bis 20 MeV zeigt eine deutliche Anisotropie. Dabei fällt auf, daß der Wirkungsquerschnitt auch für die in das Ruhesystem transformierten Daten in Strahlrichtung hin ansteigt. Den gleichen Effekt zeigen die Winkelverteilungen der differentiellen Multiplizitäten für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus der Reaktion  $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$  bei einer Einschußenergie von 400 MeV (Sle79). Die Protonen aus dem Energiebereich von 12 MeV bis 20 MeV zeigen ebenfalls mit größer werdender  $\alpha'$ -Energie eine leichte Zunahme der Anisotropie sowie eine Abnahme der Wirkungsquerschnitte. Die Zunahme der Anisotropie kann eventuell aus den verschiedenen Möglichkeiten für den Ablauf der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{58}\text{Ni}^*$  erklärt werden.

Bisher sind wir davon ausgegangen, daß die Reaktion als inelastische Streuung abläuft. Es ist jedoch auch denkbar, daß als Zwischenstufe ein angeregter  $^{62}\text{Zn}$ -Kern gebildet wird, der durch Preequilibriumsemission eines  $\alpha$ -Teilchens in  $^{58}\text{Ni} + \alpha$  zerfällt.

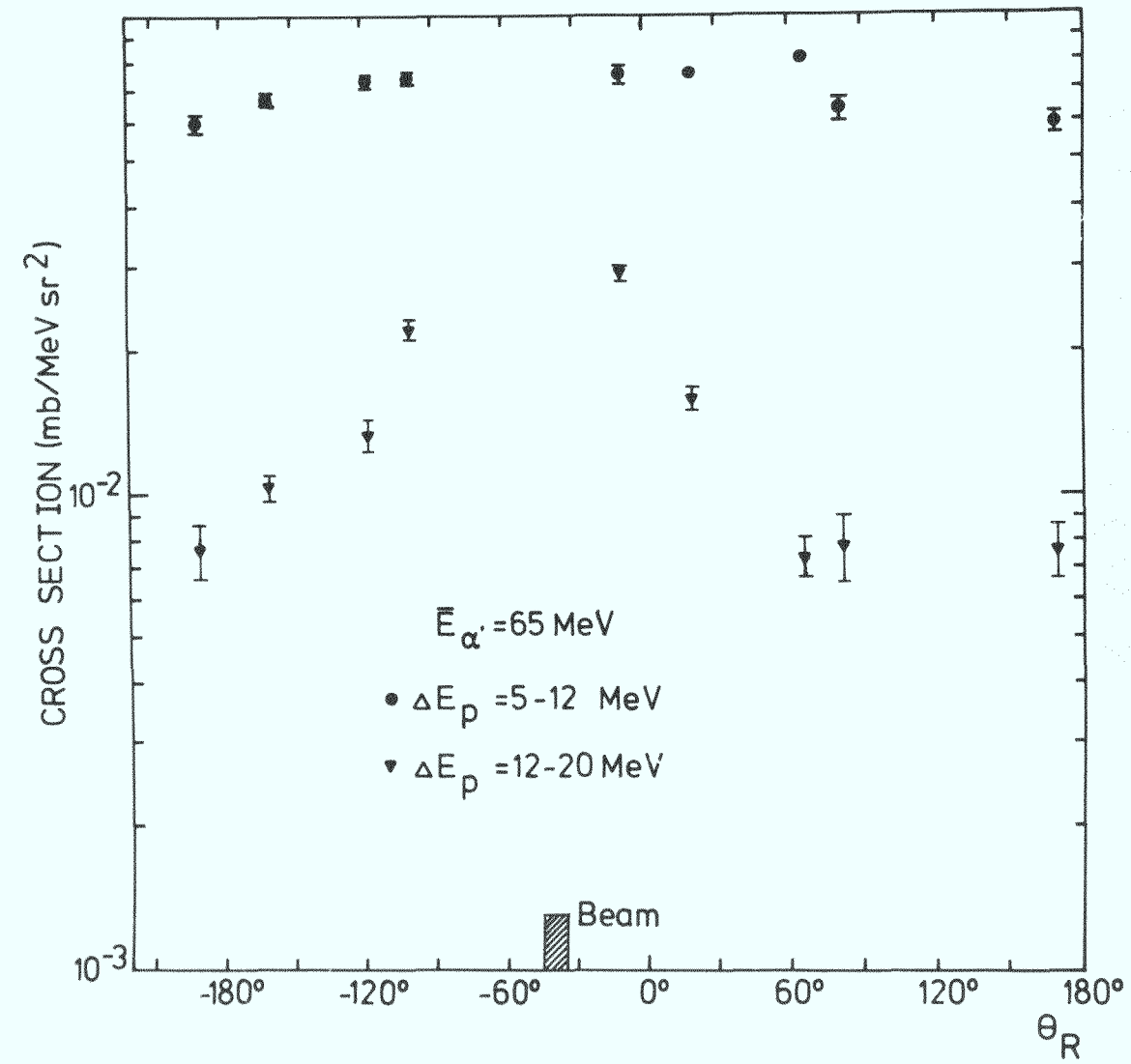


Bild 19: Winkelverteilung der Zerfallsprotonen, die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 65 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, für die Energieintervalle: ●: 5 - 12 MeV und ▼: 12 - 20 MeV im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

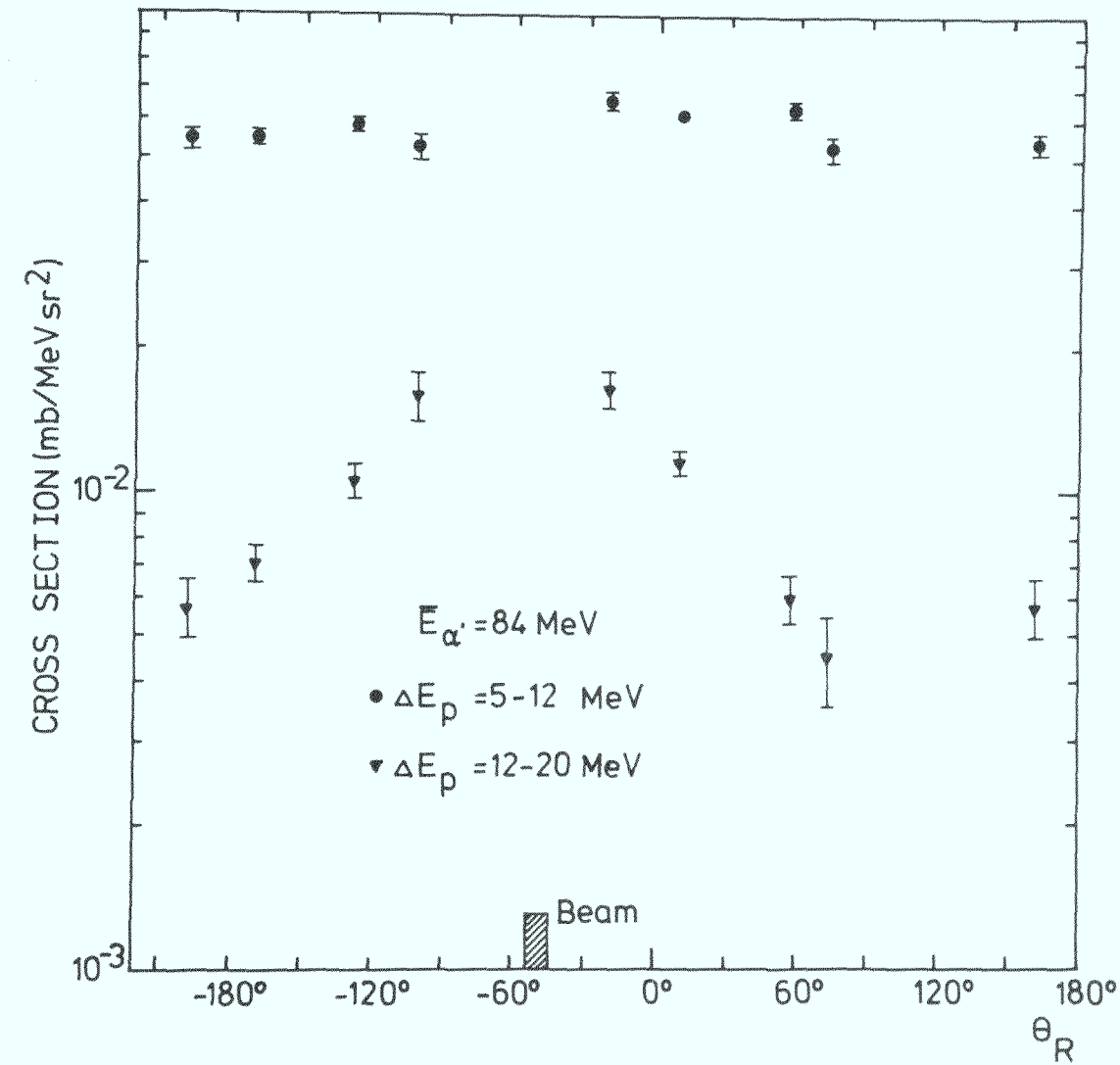


Bild 20: Winkelverteilung der Zerfallsprotonen, die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 84 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, für die Energieintervalle:  $\bullet$ : 5 - 12 MeV und  $\blacktriangledown$ : 12 - 20 MeV im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

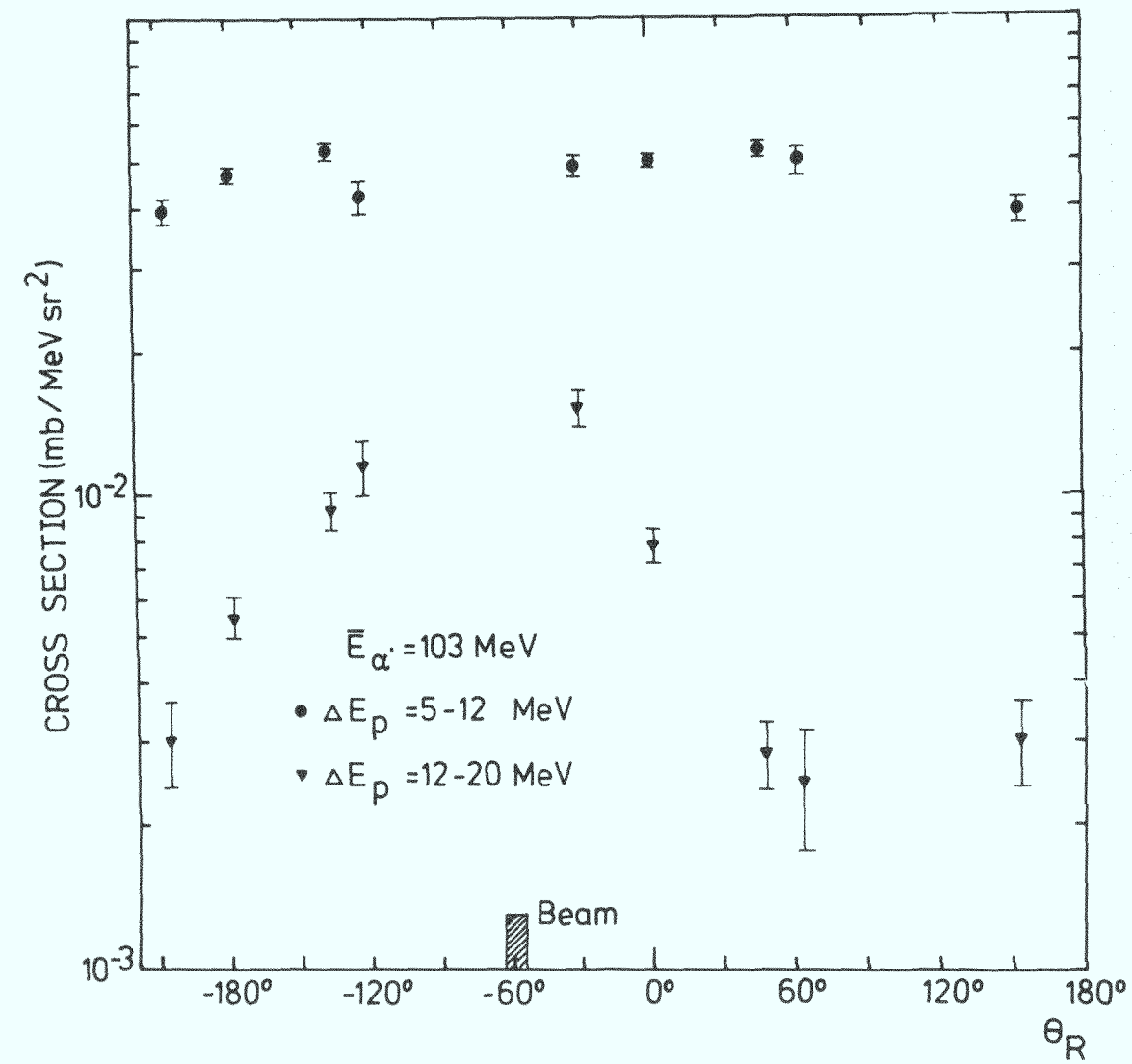


Bild 21: Winkelverteilung der Zerfallsprotonen, die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 103 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, für die Energieintervalle: ●: 5 - 12 MeV und ▼: 12 - 20 MeV im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

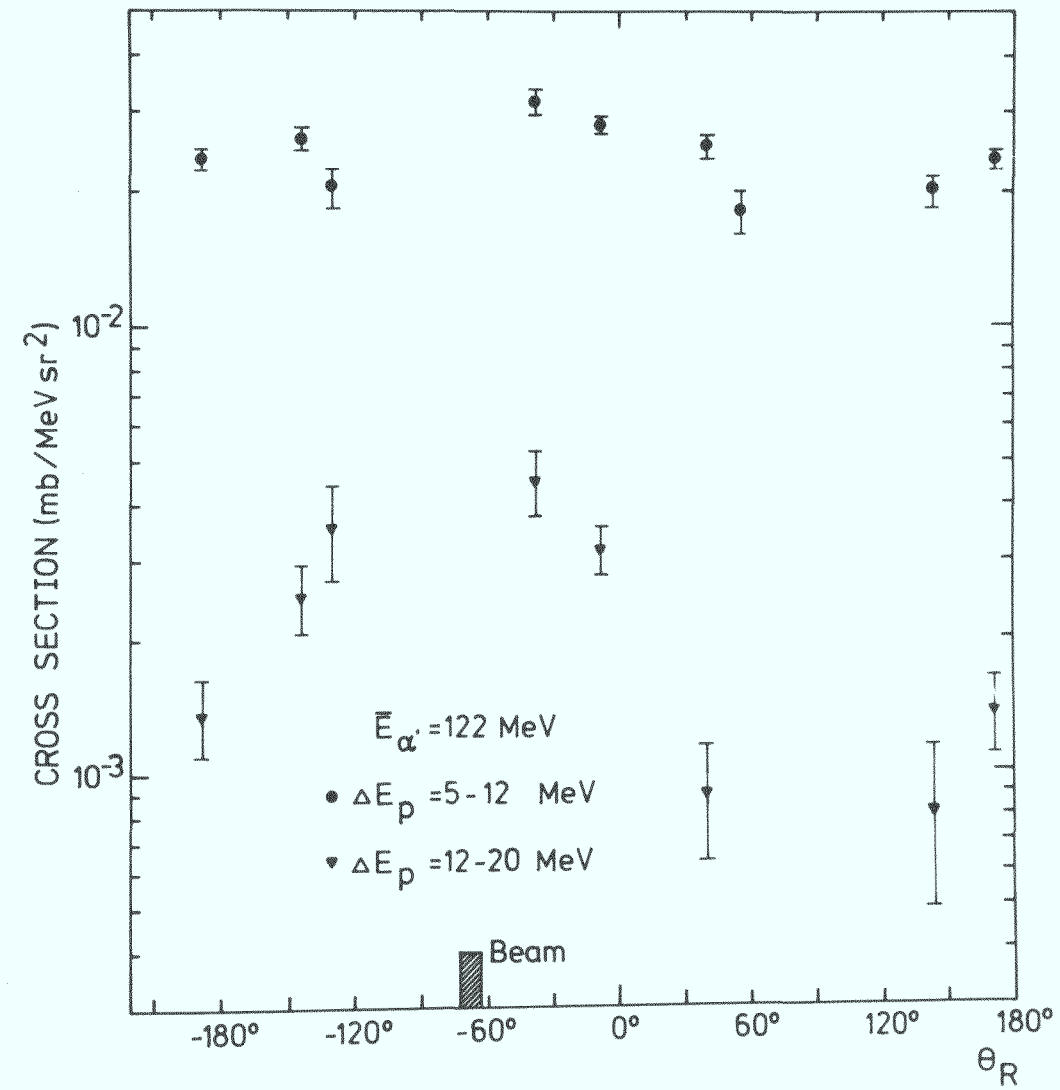


Bild 22: Winkelverteilung der Zerfallsprotonen, die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_\alpha = 122 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, für die Energieintervalle: ●: 5 - 12 MeV und ▼: 12 - 20 MeV im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

Die Energie des emittierten  $\alpha$ -Teilchens wird im Mittel umso kleiner sein, je näher der  $^{62}\text{Zn}$ -Kern vor der Emission dem statistischen Gleichgewichtszustand war. Für Zerfallsteilchen als Folge dieses Prozesses erwartet man also eine umso isotropere Winkelverteilung je kleiner die  $\alpha'$ -Energie ist. Es ist möglich, daß für große Energieverluste der Prozeß mit Bildung eines angeregten  $^{62}\text{Zn}$ -Kernes überwiegt, während für geringere Energieverluste die direkte inelastische Streuung dominiert, was in einer anisotroperen Winkelverteilung der Zerfallsteilchen zum Ausdruck käme.

Wie bereits erwähnt, werden als koinzidente Zerfallsteilchen wesentlich weniger  $\alpha$ -Teilchen als Protonen emittiert. Wegen der geringen Statistik soll deshalb darauf verzichtet werden, die Spektren der Zerfallsalphateilchen im einzelnen zu zeigen.

Anders als bei den Zerfallsprotonen spielt jedoch bei den Spektren der Zerfallsalphateilchen die quasifreie Streuung eine Rolle.

Eine Kinematikrechnung ließ  $\alpha$ -Teilchen aus quasifreier Streuung für die Nachweiswinkel von  $+30^\circ$  und  $+60^\circ$  erwarten. Diese Rechnung wurde durch die Messung bestätigt.

Bild 23 zeigt die Spektren der Zerfallsalphateilchen bei  $+30^\circ$  und  $+60^\circ$  in Koinzidenz zu den vier  $\alpha'$ -Energiebereichen. Für die niedrigen  $\alpha'$ -Energien erkennt man, besonders für die unter  $+30^\circ$  gemessenen Spektren, deutliche Beiträge hochenergetischer  $\alpha$ -Teilchen. Dagegen werden die Spektren der Zerfallsalphateilchen für die übrigen Nachweiswinkel, in Koinzidenz zu allen  $\alpha'$ -Energiebereichen fast ausschließlich durch den Verdampfungsberg geprägt, dessen Maximum etwa bei der Coulombenergie liegt.

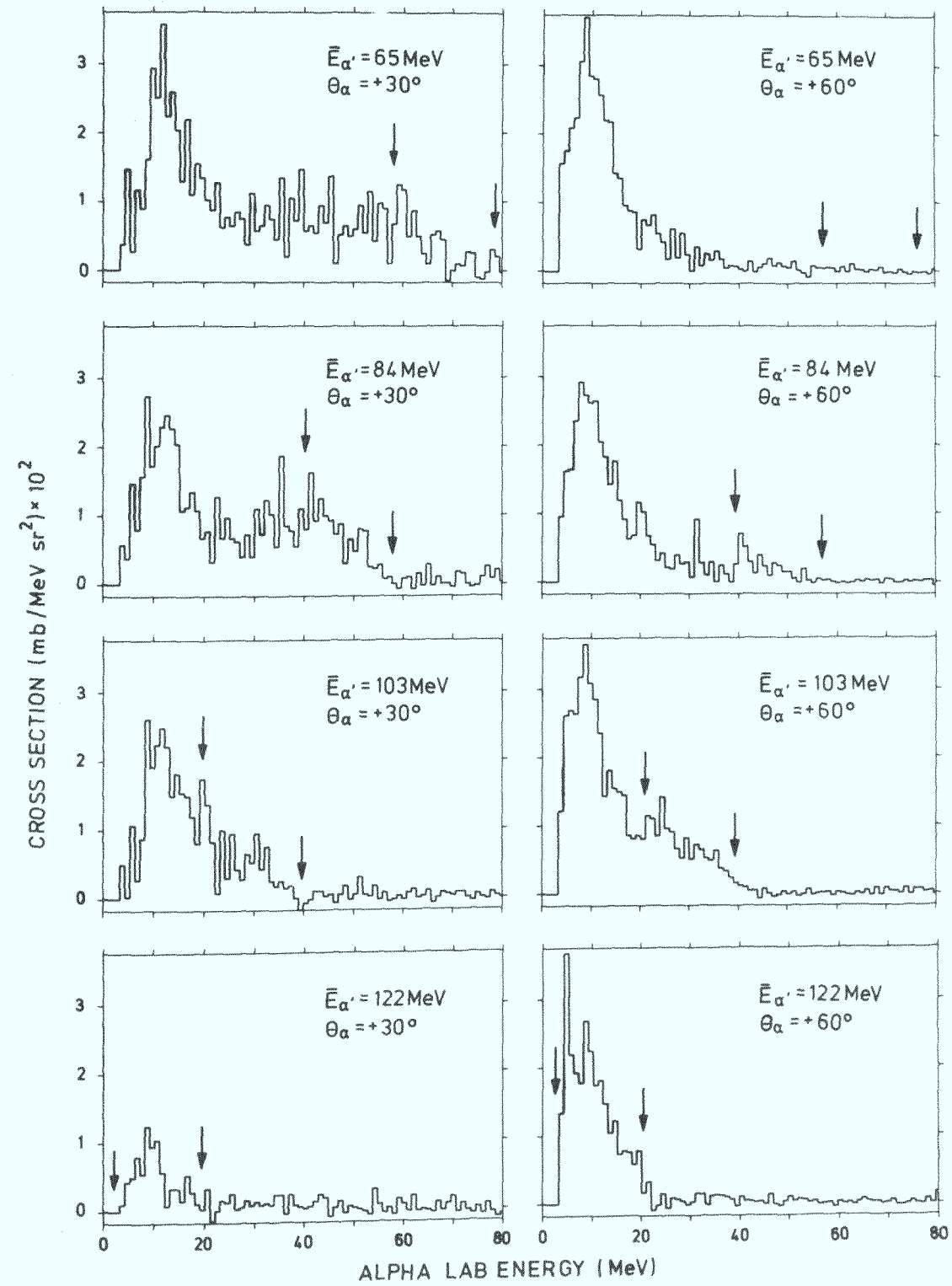


Bild 23: Spektren der Zerfallsalphateilchen, die unter  $+30^\circ$  und  $+60^\circ$  in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit den mittleren Energien  $\bar{E}_{\alpha'} = 65, 84, 103$  und  $122 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden. Die Pfeile bezeichnen die kinematischen Grenzen für Zerfallsalphateilchen aus direkten Reaktionen (quasifreie Streuung).

Die Spektren der zu den Zerfallsalphateilchen koinzidenten  $\alpha'$ -Teilchen sind in Bild 24 zusammengestellt. Die Spektren der zu Zerfallsalphateilchen bei  $+30^\circ$  und  $+60^\circ$  koinzidenten  $\alpha'$ -Teilchen unterscheiden sich in der Größe der Wirkungsquerschnitte und in ihrer Form deutlich von den Spektren der  $\alpha'$ -Teilchen, die zu Zerfallsalphateilchen bei den übrigen Nachweiswinkeln koinzident sind. Dieser Unterschied wird durch die Beiträge der quasifreien Streuung bewirkt.

Die Form der übrigen  $\alpha'$ -Spektren ist praktisch unabhängig vom Nachweiswinkel der koinzidenten Zerfallsalphateilchen. Sie ist ähnlich der Form der zu Zerfallsprotonen koinzidenten  $\alpha'$ -Spektren. Für diese Winkel sollte demnach wieder das Bild einer Zweistufenreaktion zutreffen.

Um die Emission der Zerfallsalphateilchen und die der Zerfallsprotonen miteinander vergleichen zu können, wurden für beide Teilchenarten die Winkelverteilungen der differentiellen Multiplizitäten im Ruhesystem des Rückstoßkernes berechnet. Dazu wurden die zu den  $\alpha'$ -Energiebereichen mit den mittleren  $\alpha'$ -Energien von 84, 103 und 122 MeV koinzidenten Protonenspektren über den Energiebereich von 5 - 20 MeV und die Spektren der koinzidenten Zerfallsalphateilchen über den Energiebereich von 9 - 75 MeV integriert.

Die so gewonnenen Wirkungsquerschnitte in Koinzidenz zu den drei  $\alpha'$ -Energieintervallen wurden durch die Wirkungsquerschnitte aus einer inklusiven Messung der  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$ -Streuung unter einem Winkel von  $30^\circ$  dividiert. Die Wirkungsquerschnitte der inklusiven Messung wurden dafür jeweils über die entsprechenden  $\alpha'$ -Energiebereiche integriert.

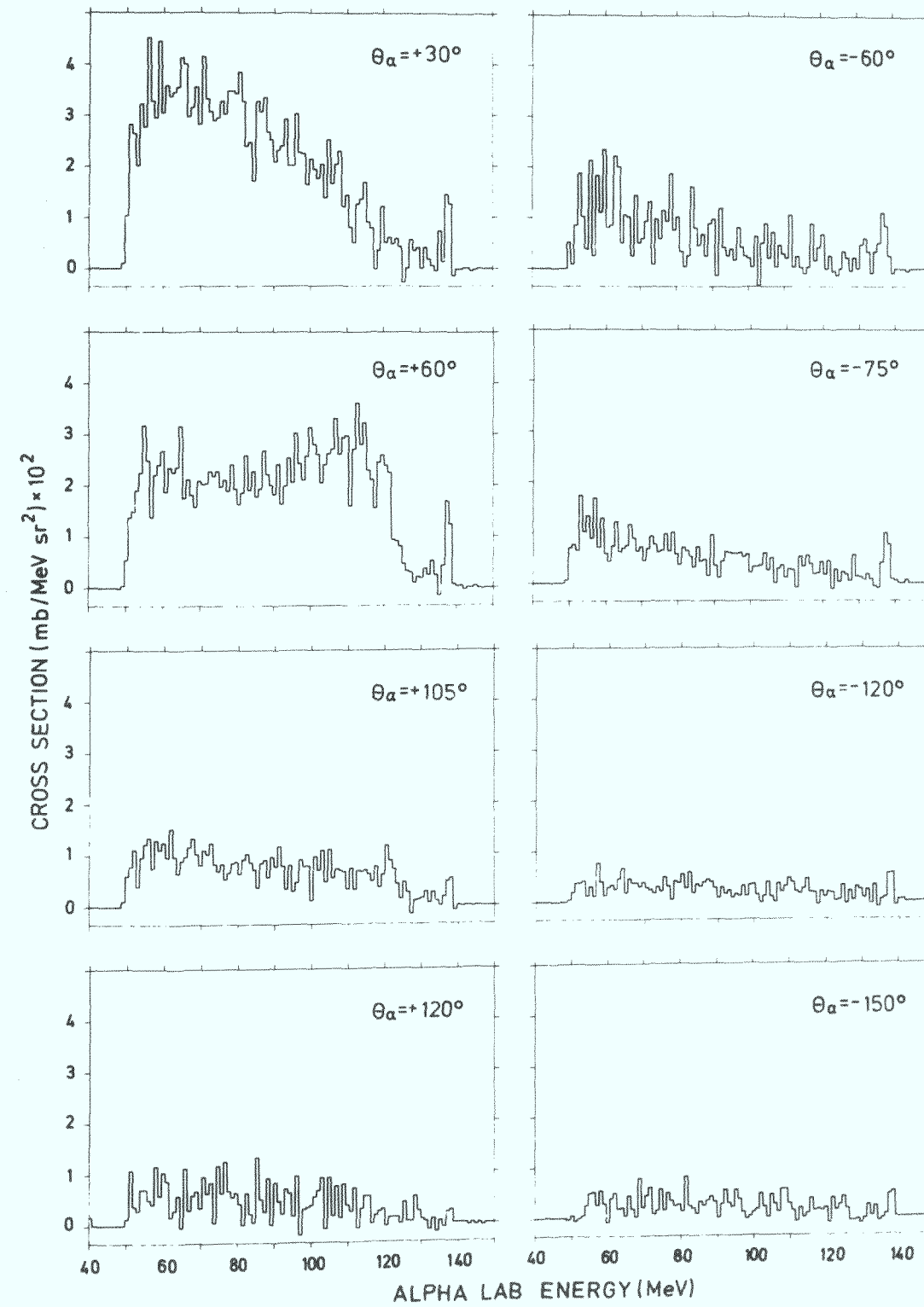


Bild 24: Spektren der nach  $-30^\circ$  gestreuten  $\alpha'$ -Teilchen in Koinzidenz zu Zerfallsalphateilchen, die unter den angegebenen Winkeln nachgewiesen wurden.

Zur Berechnung der inklusiven Wirkungsquerschnitte dienten die Daten einer früheren Messung der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$  mit 140 MeV  $\alpha$ -Teilchen (Bec 80). Da in dieser Messung nur  $\alpha$ -Teilchen mit  $E_\alpha > 70$  MeV nachgewiesen wurden, konnten die Multiplizitäten für den  $\alpha'$ -Energiebereich mit  $\bar{E}_\alpha = 65$  MeV nicht bestimmt werden.

In den Bildern 25 bis 27 sind die differentiellen Multiplizitäten für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in Koinzidenz zu den drei  $\alpha'$ -Energiebereichen jeweils gemeinsam dargestellt.

Es fällt auf, daß die Winkelverteilung der differentiellen Protonenmultiplizitäten mit größer werdender  $\alpha'$ -Energie anisotroper wird. Zusätzlich werden die Multiplizitäten kleiner. Die Winkelverteilung der  $\alpha$ -Multiplizitäten ist sehr stark anisotrop, auch wenn man die Winkel, die  $+30^\circ$  und  $+60^\circ$  im Laborsystem entsprechen, nicht berücksichtigt, da sie durch die Beiträge der quasifreien Streuung beeinflusst sind. Die Multiplizität zeigt einen sehr starken Anstieg in Strahlrichtung. Wie für die Protonen wird sie mit zunehmender  $\alpha'$ -Energie kleiner.

Läßt man für die differentiellen  $\alpha$ -Multiplizitäten die  $+30^\circ$  und  $+60^\circ$  im Laborsystem entsprechenden Winkel außer Betracht, so sind die differentiellen Protonenmultiplizitäten etwa 4 - 10 mal so groß wie die differentiellen  $\alpha$ -Multiplizitäten, obwohl die Wirkungsquerschnitte der Zerfallsalphateilchen über einen wesentlich größeren Energiebereich integriert wurden als die der Zerfallsprotonen. Außer für die differentiellen Multiplizitäten des  $\alpha'$ -Energiebereichs mit  $\bar{E}_\alpha = 122$  MeV sollten dadurch die differentiellen Multiplizitäten der Zerfallsalphateilchen relativ zu denen der Zerfallsprotonen angehoben sein.

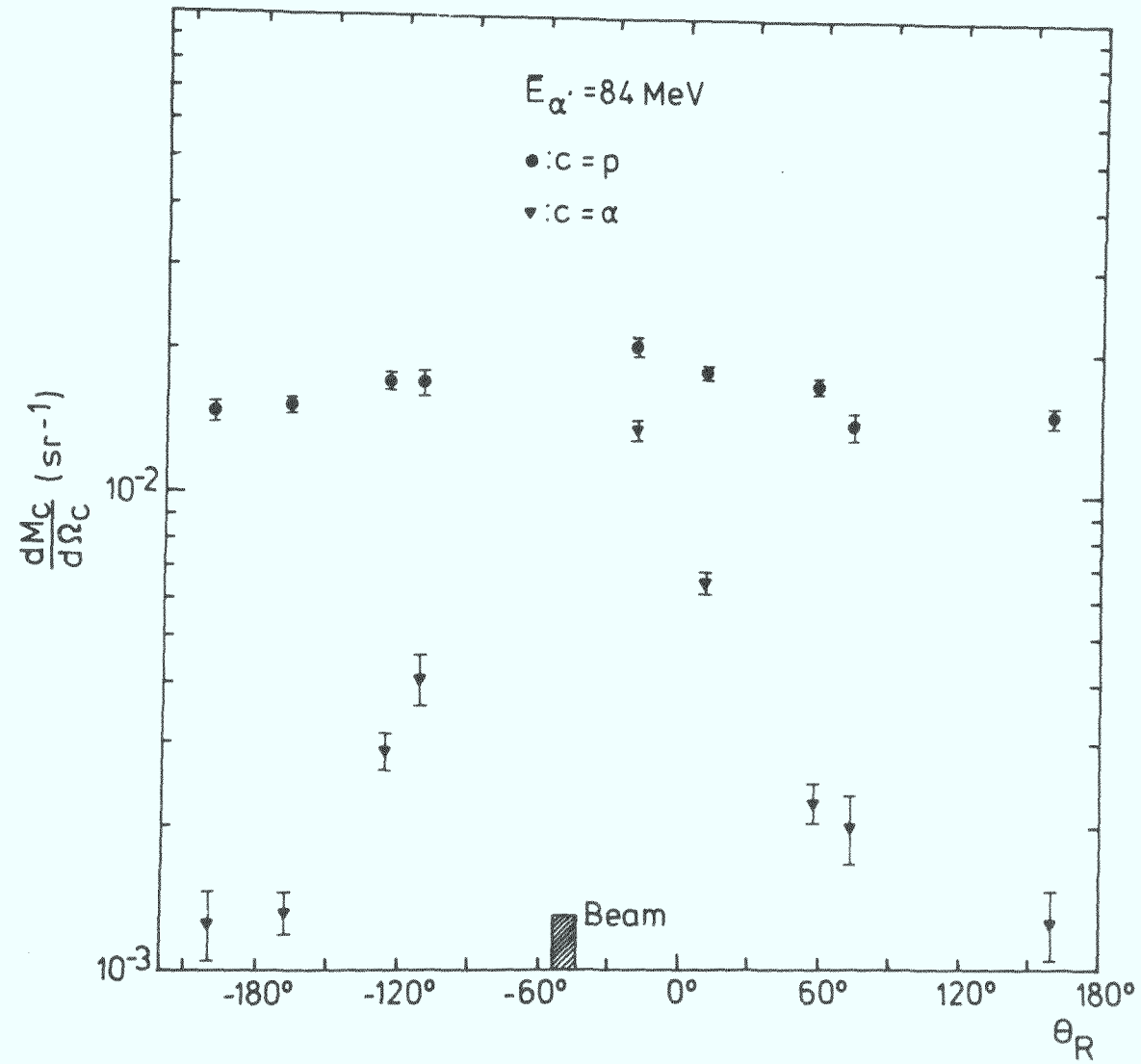


Bild 25: Differentielle Multiplizitäten für Zerfallsprotonen (●) und Zerfallsalphateilchen (▼), die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 84 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

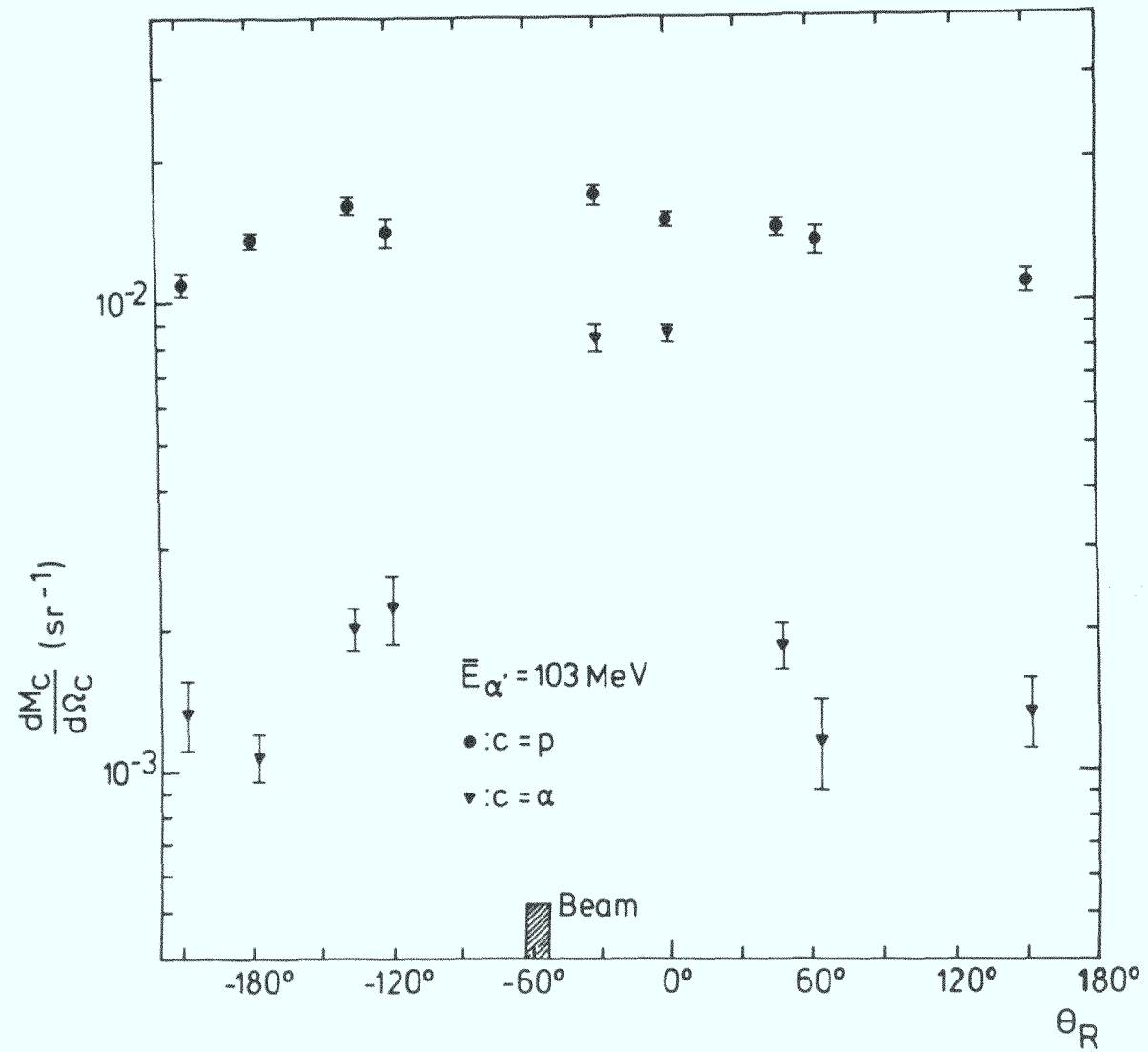


Bild 26: Differentielle Multiplizitäten für Zerfallsprotonen (●) und Zerfallsalphateilchen (▼), die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_\alpha = 103 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

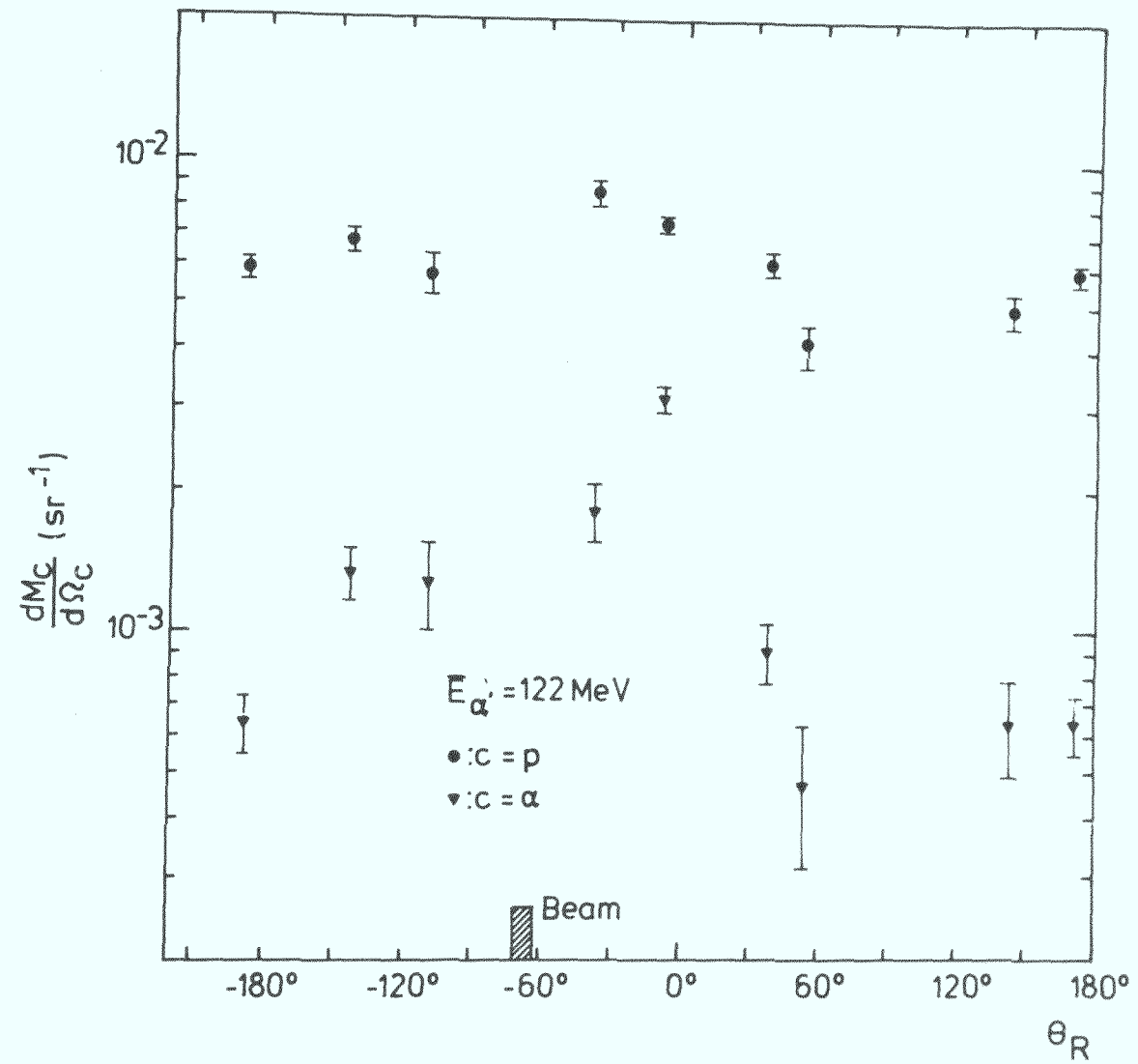


Bild 27: Differentielle Multiplizitäten für Zerfallsprotonen (●) und Zerfallsalphateilchen (▼), die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha} = 122 \text{ MeV}$  nachgewiesen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

Die kleineren differentiellen Multiplizitäten für Zerfallsalpha-  
teilchen lassen sich dadurch erklären, daß die Emission von  
 $\alpha$ -Teilchen gegenüber der Emission von Protonen durch die höhere  
Coulombbarriere für  $\alpha$ -Teilchen behindert ist. Es ist deshalb  
für die Emission eines  $\alpha$ -Teilchens eine höhere Kernanregung  
nötig als für die eines Protons. Die Emission von  $\alpha$ -Teilchen  
wird deshalb vorwiegend aus Zuständen erfolgen, in denen der  
Kern noch weiter vom statistischen Gleichgewicht entfernt ist,  
als dies bei der Emission von Protonen der Fall ist. Für diese  
Zustände ist aber die "Erinnerung" des Kerns an die Flugrichtung  
des Projektils noch erhalten, die sich in der Anisotropie der  
Winkelverteilungen der differentiellen  $\alpha$ -Multiplizitäten wieder-  
spiegelt.

### III. Modelle zur Beschreibung kontinuierlicher Teilchenspektren aus Kernreaktionen

#### 1) Statistisches Modell

N. Bohr (Boh 36) hat darauf hingewiesen, daß man die Bildung und den nachfolgenden Zerfall eines Compoundsystems in Form zweier voneinander unabhängiger Prozesse beschreiben kann. Es ist deshalb möglich, den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\alpha\beta}$  einer Reaktion, die vom Eingangskanal  $\alpha$  in den Ausgangskanal  $\beta$  führt, in zwei Faktoren  $\sigma_{\alpha}$  und  $G_{\beta}$  zu zerlegen

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha} \cdot G_{\beta}. \quad (14)$$

Dabei ist  $\sigma_{\alpha}$  der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundsystems durch den Eingangskanal  $\alpha$  und  $G_{\beta}$  die Zerfallswahrscheinlichkeit des Compoundsystems in den Ausgangskanal  $\beta$ .

Die Anregungsenergie des Compoundkerns kann man nach V. Weisskopf (Wei 37) mit der in einem Festkörper oder in einer Flüssigkeit gespeicherten Wärmeenergie vergleichen. Die Emission von Teilchen aus dem Compoundsystem ist analog zu einem Verdampfungsprozess. Als Entropie  $S$  des Kerns mit einer Anregungsenergie im Intervall zwischen  $E$  und  $E + dE$  kann man den Logarithmus der Niveaudichte  $\rho(E)$  des Kerns bei dieser Energie definieren

$$S(E) = \ln \rho(E). \quad (15)$$

Durch die Ableitung der Entropie nach der Energie ist die Temperatur T definiert

$$\frac{1}{T} = \frac{dS(E)}{dE} = \frac{d}{dE} \ln \rho(E). \quad (16)$$

Diese Temperatur hat die Dimension einer Energie und ist vergleichbar zur üblichen Temperatur multipliziert mit der Boltzmannkonstanten k.

Von Bethe (Bet 36) wurde ein Ausdruck für die Niveaudichte angegeben, mit dem man für die Entropie erhält

$$S(E) = 2\sqrt{a \cdot E} - \frac{5}{4} \ln E, \quad (17)$$

wobei a der Niveaudichteparameter ist ( $a \sim \frac{A}{8} \text{ MeV}^{-1}$ , mit A Massenzahl des Compoundsystems). Damit erhält man eine Beziehung zwischen Anregungsenergie E und Temperatur T des Compoundkernes

$$\frac{1}{T} = \sqrt{\frac{a}{E}} - \frac{5}{4E}. \quad (18)$$

Bei der Herleitung des Compoundkernmodells wurde davon ausgegangen, daß das System so hoch angeregt ist, daß die Breite der angeregten Energieniveaus größer als ihr Abstand zueinander ist, und daß dabei keine Interferenzeffekte auftreten.

Es ist dann möglich, das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts anzuwenden (Wei 37), um die Zerfallswahrscheinlichkeit  $G_{\beta}$  zu berechnen (Eri 60).

Der Compoundkern habe die Zustandsdichte  $\rho_C(E)$  und  $P_\beta(\epsilon_\beta)$  sei die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, ein Teilchen  $\beta$  mit der Energie  $\epsilon_\beta$  zu emittieren. Aus Phasenraumbetrachtungen erhält man dann

$$\rho_C(E)P_\beta(\epsilon_\beta) = g_\beta \frac{4\pi p_\beta^2}{h^3} \sigma_\beta(\epsilon_\beta) \rho(U) , \quad (19)$$

wobei  $g_\beta = (2s_\beta + 1)$  ein statistischer Wichtungsfaktor aufgrund des Spins des auslaufenden Teilchens  $\beta$  mit dem Impuls  $p_\beta$  ist.  $\rho(U)$  bezeichnet die Zustandsdichte des Restkerns mit der Anregungsenergie  $U$  und  $\sigma_\beta(\epsilon_\beta)$  ist der inverse Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundsystems durch den Kanal  $\beta$ . Die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit des Compoundkerns erhält man als Summe über alle möglichen Zerfallskanäle und Energien

$$P = \sum_\beta \int P_\beta(\epsilon_\beta) d\epsilon_\beta . \quad (20)$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit  $G_\beta$  für einen bestimmten Kanal erhält man als Verhältnis der partiellen Zerfallswahrscheinlichkeit zur gesamten Zerfallswahrscheinlichkeit

$$G_\beta = \frac{g_\beta p_\beta^2 \sigma_\beta(\epsilon_\beta) \rho(U)}{\sum_\beta \int_0^\infty g_\beta p_\beta^2 \sigma_\beta(\epsilon_\beta) \rho(U) d\epsilon_\beta} . \quad (21)$$

Dieser Ausdruck ist bekannt als Weisskopf-Ewing-Formel (Wei 40).

Für diese Formel gibt es eine Näherung, die man Verdampfungs-näherung nennt. Dabei betrachtet man den Kern als klassischen schwarzen Körper, der alle Teilchen absorbiert, die auf ihn auf-treffen. Die Teilchen sollen auf klassischen Bahnen laufen, so daß man unter Berücksichtigung der Coulombbarrieren  $V_{C\beta}$  für den

inversen Wirkungsquerschnitt erhält (Bla 52)

$$\sigma_{\beta}(\epsilon_{\beta}) = \begin{cases} 0 & \text{für } \epsilon_{\beta} < V_{C\beta} \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{V_{C\beta}}{\epsilon_{\beta}}\right) & \text{für } \epsilon_{\beta} > V_{C\beta} \end{cases} . \quad (22)$$

Zusätzlich wird angenommen, daß die Kerntemperatur  $T$  (16) im Energiebereich, der für die Teilchenemission relevant ist, konstant ist. Dann kann man die Zustandsdichte  $\rho(U)$  mit  $U = E_{\beta}^* - \epsilon_{\beta}$  in einer Taylorreihe um  $E_{\beta}^*$  entwickeln, die nach dem ersten Glied abbricht

$$\ln \rho(U) = \ln \rho(E_{\beta}^*) - \frac{\epsilon_{\beta}}{T} . \quad (23)$$

Damit erhält man für die Zustandsdichte  $\rho(U)$

$$\rho(U) = \rho(E_{\beta}^*) e^{-\epsilon_{\beta}/T} . \quad (24)$$

Ersetzt man in (21)  $p_{\beta}^2$  durch die nichtrelativistische Energie  $\epsilon_{\beta} = p_{\beta}^2/2\mu_{\beta}$  mit der reduzierten Masse  $\mu_{\beta}$  des Teilchens  $\beta$ , so erhält man, wenn man (22) und (24) in (21) einsetzt,

$$\sigma_{\alpha\beta} \sim \begin{cases} 0 & \text{für } \epsilon_{\beta} < V_{C\beta} \\ (\epsilon_{\beta} - V_{C\beta}) e^{-\epsilon_{\beta}/T} & \text{für } \epsilon_{\beta} > V_{C\beta} \end{cases} . \quad (25)$$

Speziell für Neutronen, für die  $V_{Cn} = 0$  ist, gilt

$$\sigma_{\alpha n} \sim \epsilon_n e^{-\epsilon_n/T} . \quad (26)$$

Dies entspricht einer Maxwellverteilung der Energien der emittierten Teilchen. Da in die Herleitung dieses Ausdrucks die Zustandsdichte des Restkerns eingeht, spiegeln die "verdampften" Teilchen nicht die Temperatur des Compoundsystems, sondern die des Restkerns nach der Teilchenemission wieder. Wegen der quantenmechanischen endlichen Durchtunnelungswahrscheinlichkeit der Coulombbarriere gilt auch für geladene Teilchen nicht streng, daß  $\sigma_{\alpha\beta} = 0$  ist für  $\epsilon_{\beta} < V_{C\beta}$ .

Mit diesem Modell kann zwar der niederenergetische Verdampfungs-  
teil der Teilchenspektren aus Kernreaktionen beschrieben werden,  
es versagt jedoch bei der Beschreibung der hochenergetischen  
"Schwänze". Zu ihrer Erklärung wurden andere Modelle entwickelt,  
die im folgenden kurz erläutert werden sollen.

## 2) Excitonenmodell

Das Excitonenmodell wurde von Griffin (Gri 66) begründet. Es ermöglichte zunächst die Beschreibung der hochenergetischen Komponenten von (p,n)-Spektren, die nicht vom statistischen Modell dargestellt werden können.

Bildung und Zerfall eines Compoundsystems werden in diesem Modell durch eine Folge von Zweiteilchen-Wechselwirkungen beschrieben. Dabei wird der Kern vereinfacht als Einteilchen-Fermigas mit konstanter Niveaudichte  $g$  angenommen. Die Zustände dieses Systems werden durch die Zahl der relativ zur Fermienergie des Targetkerns angeregten Teilchen  $p$  und Löcher  $h$  klassifiziert.

Sie werden als ununterscheidbar angenommen und ihre Summe  $p + h = n$  wird als Excitonenzahl bezeichnet. Durch die Beschränkung auf Zweiteilchen-Wechselwirkungen, für die nur Energieerhaltung vorausgesetzt wird, kann sich die Excitonenzahl bei jeder Wechselwirkung nur um  $\Delta n = 0$  oder  $\pm 2$  ändern.

Wird durch diese Wechselwirkungen ein Zustand erreicht, bei dem sich ein Teilchen mit der Energie  $\epsilon$  im Kontinuum befindet, so kann er in ein emittiertes Teilchen mit der Energie  $\epsilon$  und einen Restkern mit der Anregungsenergie  $U$  zerfallen. Die Energie  $U = E - \epsilon - B$ , mit der Anregungsenergie  $E$  des Systems vor der Teilchenemission und der Bindungsenergie  $B$  des emittierten Teilchens, verteilt sich auf die verbleibenden  $n-1$  Excitonen des Restkerns.

Die Zerfälle aus solchen Zuständen, für die noch nicht die Excitonenzahl  $\bar{n} \sim \sqrt{gE}$  des equilibrierten Compoundsystems erreicht ist, werden als Preequilibriumsemission bezeichnet.

Die Übergangsrates für  $n$ -Excitonen Zustände zu solchen mit  $n' = n, n \pm 2$  Excitonen erhält man aus der goldenen Regel der Störungstheorie

$$\lambda_{n,n'} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_{n'}(E), \quad (27)$$

mit dem mittleren Matrixelement  $|M|$  der Restwechselwirkung, die den Übergang bewirkt, und der Zustandsdichte für  $n'$ -Excitonenzustände bei der Anregungsenergie  $E$ :  $\rho_{n'}(E)$ .

Mit der Annahme einer konstanten Einteilchenzustandsdichte  $g$  des Fermigases erhält man für die Zahl der  $n$ -Excitonen Zustände bei der Energie  $E$

$$\rho_n(E) = \frac{g(gE)^{n-1}}{n!(n-1)!} . \quad (28)$$

Die Dichte aller Zustände erhält man durch Summation über die Excitonenzahlen  $n$

$$\rho(E) = \sum_n \rho_n(E) . \quad (29)$$

Von Ericson (Eri 60) wurde eine Formel für die Zustandsdichte angegeben, in der zwischen Teilchen und Löchern unterschieden wird

$$\rho_{p,h}(E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} . \quad (30)$$

Sie wurde von Williams (Wil 71) durch einen Korrekturterm erweitert, der berücksichtigt, daß einige Anregungszustände durch das Pauliprinzip verboten sind

$$\rho_{p,h}(E) = \frac{g(gE-A)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} , \quad (31)$$

mit  $A = \frac{1}{4} (p^2 + h^2 + p - 3h)$ .

Die Zustandsdichte  $\rho_n(E)$  ist eine mit der Excitonenzahl  $n$  sehr schnell wachsende Funktion. Man nimmt deshalb an, daß, solange  $n < \bar{n}$  ist,  $\lambda_{n,n+2}$  sehr viel größer ist als  $\lambda_{n,n}$  oder  $\lambda_{n,n-2}$ .

Man kann deshalb  $\lambda_{n,n}$  und  $\lambda_{n,n-2}$  vernachlässigen. Wenn keine Preequilibriumemission stattfindet hat damit nach jedem Zweierstoß der daraus entstandene Zustand ein Teilchen und ein Loch mehr als der vorhergehende. Ein Zustand mit einem Exciton zerfällt also in solche mit 3, 5, 7 usw. Excitonen, bis die Gleichgewichtsexcitonzahl  $\bar{n}$  erreicht ist. Eine anschauliche Darstellung davon gibt Bild 28.

Für einen Zustand mit einem Teilchen der Energie  $\epsilon$  im Kontinuum erhält man die Emissionswahrscheinlichkeit  $P_n(\epsilon)$  dieses Teilchens aus dem Verhältnis der  $n$ -Excitonen Zustandsdichten mit einem Teilchen der Energie  $\epsilon$  im Kontinuum

$$\rho_{n-1}(U) \rho_c(\epsilon) d\epsilon$$

zur gesamten Zustandsdichte für  $n$ -Excitonen Zustände  $\rho_n(E)$

$$P_n(\epsilon) d\epsilon = \frac{\rho_{n-1}(U) \rho_c(\epsilon)}{\rho_n(E)} d\epsilon, \quad (32)$$

wobei  $\rho_c(\epsilon)$  die Zustandsdichte im Kontinuum ist.

Die gesamte Preequilibrium-Emissionswahrscheinlichkeit für ein Teilchen der Energie  $\epsilon$  ergibt sich, indem man, ausgehend von der Anfangsexcitonzahl  $n_0$ , über alle während der Thermalisierung des Systems angenommenen Excitonzahlen bis zur Gleichgewichtsexcitonzahl  $\bar{n}$  summiert

$$P(\epsilon) d\epsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} \frac{\rho_{n-1}(U) \rho_c(\epsilon)}{\rho_n(E)} d\epsilon. \quad (33)$$

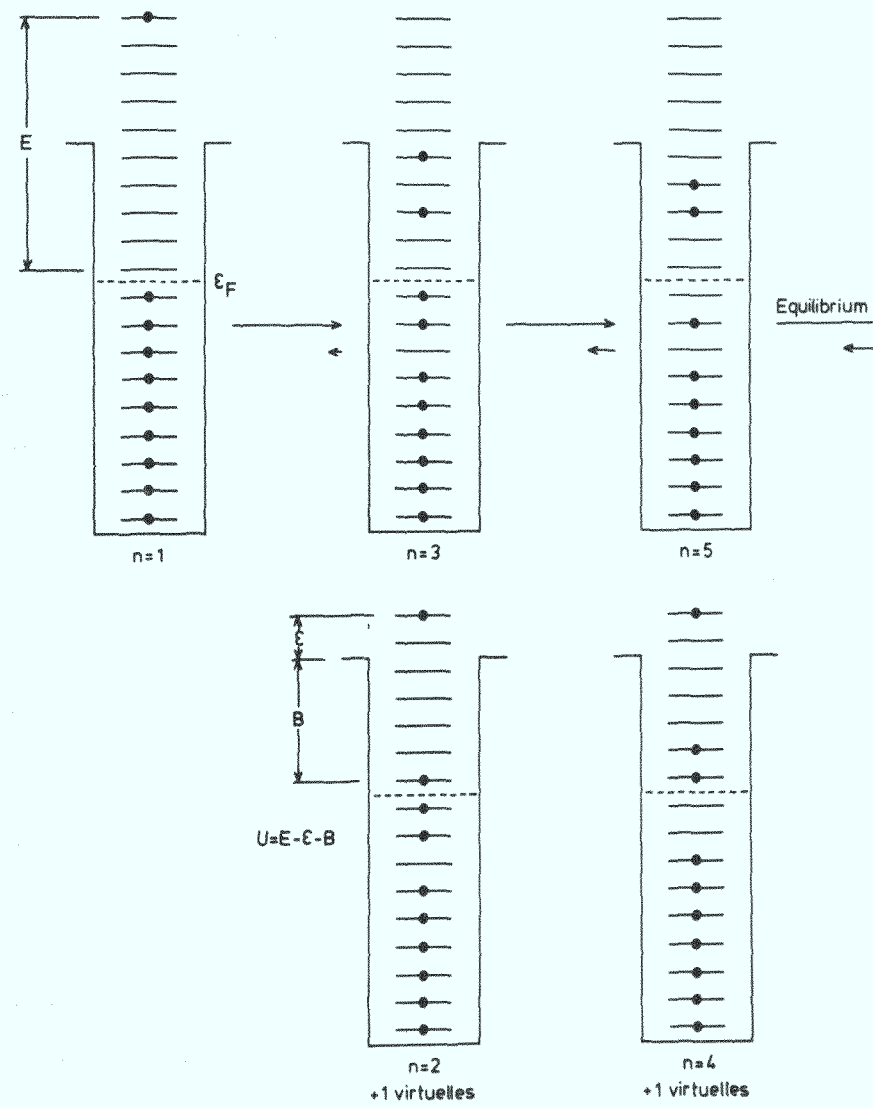


Bild 28: Veranschaulichung des Excitonenmodells

In dieser Form kann das Modell nur die Emission von Neutronen beschreiben. Durch die Einführung des inversen Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  und endlicher Lebensdauern  $\tau_n$  für n-Excitonenzustände wurde es von M. Blann (Bla 68, Bla 70) erweitert, so daß auch die Emissionswahrscheinlichkeit für Protonen berechnet werden kann

$$P(\epsilon)d\epsilon = \frac{(2s+1)}{\pi^2 h^3} m_{\epsilon\sigma} \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ \Delta n=2}} \frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} \tau_n d\epsilon . \quad (34)$$

C. Cline (Cli 71) berücksichtigte durch die Einführung einer Mastergleichung, daß es auch Übergänge zwischen Zuständen mit  $\Delta n = 0$  und  $-2$  gibt, so daß für die zeitliche Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit  $P(n,t)$  eines n-Excitonenzustandes gilt

$$\frac{dP(n,t)}{dt} = P(n-2,t) \lambda_+^n(n-2,E) + P(n+2,t) \lambda_-(n+2,E) - P(n,t) (\lambda_+(n,E) + \lambda_-(n,E)) . \quad (35)$$

Die Emissionswahrscheinlichkeit eines Teilchens x (Proton oder Neutron) zur Zeit t nach Bildung des Compoundsystems läßt sich dann ausdrücken durch

$$P_x(\epsilon,t)d\epsilon = \frac{(2s_x+1)}{\pi^2 h^3} m_x \epsilon \sigma_x \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ \Delta n=2}} \frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} P(n,t)d\epsilon , \quad (36)$$

und die gesamte Preequilibriumemissionswahrscheinlichkeit erhält man durch Integration über die Zeit von der Bildung des Systems ( $t = 0$ ) bis zum Erreichen des Gleichgewichtes ( $t = t_{eq}$ )

$$P_x(\epsilon)d\epsilon = \int_0^{t_{eq}} P_x(\epsilon,t)dt d\epsilon. \quad (37)$$

Das Excitonenmodell in der bisher dargestellten Form hat den Nachteil, daß es zwar die Form von Spektren, nicht aber absolute Wirkungsquerschnitte wiedergeben kann.

Dies liegt daran, daß man die mittleren Lebensdauern  $\tau_n$  der n-Excitonzustände, bzw. das mittlere Matrixelement  $|M|$  der Restwechselwirkung, nicht kennt.

Dieser Nachteil wurde von Blann (Bla 71) im Hybridmodell durch die Einführung eines Verzweungsverhältnisses für Übergänge ins Kontinuum zur gesamten Übergangsrate eines n-Excitonzustandes überwunden

$$P_x(\epsilon)d\epsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} \left[ n f_x \frac{\rho_{p,h}(U,\epsilon)g d\epsilon}{\rho_{p,h}(E)} \right] \left[ \frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon)+\lambda_+(\epsilon)} \right] D_n. \quad (38)$$

Der Ausdruck in der ersten eckigen Klammer gibt die Zahl der Teilchen vom Typ x an, die sich für einen Zustand mit n Excitonen in einem ungebundenen Zustand mit einer Energie zwischen  $\epsilon$  und  $\epsilon + d\epsilon$  im Kontinuum befinden. Dabei ist  $n f_x$  die Wahrscheinlichkeit, daß das ungebundene Teilchen ein Proton oder ein Neutron ist. Der Ausdruck in der zweiten eckigen Klammer gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß das ungebundene Teilchen emittiert wird.  $D_n$  berücksichtigt die verminderte Besetzungswahrscheinlichkeit eines n-Excitonzustandes durch Emission von Teilchen aus Zuständen mit kleinerer Excitonenzahl.

Die kerninterne Übergangsrate  $\lambda_+(\epsilon)$  wird mit Hilfe der mittleren freien Weglänge  $\Lambda(\epsilon)$  für Nukleonen in Kernmaterie berechnet (Bla 73)

$$\lambda_+(\epsilon) = \sqrt{\frac{2(\epsilon+V)}{m}} / \Lambda(\epsilon) \quad (39)$$

Dabei ist  $V$  die Tiefe des Potentialtopfes. Die mittlere freie Weglänge erhält man aus den freien Nukleon-Nukleon-Streuquerschnitten (Kik 68) oder aus dem Imaginärteil des optischen Potentials (Boh 69).

Die Übergangsrate ins Kontinuum  $\lambda_c(\epsilon)$  wurde von Harp, Miller und Berne angegeben (Har 68)

$$\lambda_c(\epsilon) = \sigma_c(\epsilon) (2\epsilon/m)^{1/2} \rho_c(\epsilon) / g \Omega, \quad (40)$$

mit dem inversen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_c$ , der Einteilchen-Zustandsdichte  $g$ , der Zustandsdichte im Kontinuum  $\rho_c(\epsilon)$  und dem Laborvolumen  $\Omega$ .

Von Blann wurde später noch im Rahmen des geometrieabhängigen Hybridenmodells der Einfluß der geringeren Dichte der Kernmaterie am Rand des Kerns auf die mittlere freie Weglänge berücksichtigt (Bla 72, Bla 73).

In den hier beschriebenen Versionen kann das Excitonenmodell nur die winkelintegrierten Preequilibriumsspektren für die Emission von Nukleonen vorhersagen. Auf den gleichen Grundlagen aufbauend wurden jedoch Modelle entwickelt, die die Emission

komplexer Teilchen (Rib 73, Kal 77, Mac 79) sowie Winkelverteilungen (Man 76, Iri 76, Mac 79, Mae 80) beschreiben können. Der Ansatz des Excitonenmodells wurde von H. Machner (Mac 79, Mac 80) im Excitonen-Coaleszenz-Modell (ECM) mit den Ideen des Coaleszenz-Modells (But 62) sowie der Annahme eines schnellen Teilchens von G. Mantzouranis und Mitarbeitern (Man 76) verknüpft. Dadurch ermöglicht dieses Modell auch die Beschreibung der Winkelverteilungen für die Preequilibriumsemission komplexer Teilchen.

### 3) Modell zur Beschreibung der Preequilibriumsemission von $\alpha$ -Teilchen mit Hilfe quasifreier Streuung

Für Reaktionen mit komplexen Teilchen, z. B.  $\alpha$ -Teilchen, im Eingangskanal sind die Verhältnisse prinzipiell komplizierter als im Excitonenmodell angenommen, da die  $\alpha$ -Nukleon-Streuquerschnitte nicht wie die Nukleon-Nukleon-Streuquerschnitte isotrop in der Energie sind.

Von Mignery und Mitarbeitern (Mig 76) wurde ein Modell entwickelt, dessen Grundideen mit dem Excitonenmodell übereinstimmen, das jedoch die Energie- und Winkelabhängigkeit der freien ( $\alpha, N$ )-Streuung explizit berücksichtigt.

Es wird angenommen, daß ein  $\alpha$ -Teilchen, das in den Kern eindringt, Stöße mit den Nukleonen des Kerns durchführt. Bei jedem Stoß kann es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit emittiert werden, wobei entsprechend Harp, Miller und Berne für die Übergangsrates ins Kontinuum der Ausdruck (40) mit den entsprechenden Größen

für  $\alpha$ -Teilchen gilt. Die Emissionswahrscheinlichkeit wird durch ein Verzweigungsverhältnis wie im Hybrid-Modell angegeben

$$\lambda_{\text{C}}^{\alpha}(\epsilon) / (\lambda_{\text{C}}^{\alpha}(\epsilon) + \lambda_{+}^{\alpha}(\epsilon)), \quad (41)$$

das den Beitrag der n-ten Wechselwirkung zum Spektrum liefert.

Wird das  $\alpha$ -Teilchen nicht emittiert, so ändert es seine Energie durch weitere Streuung an Nukleonen des Kerns. Mit jeder Wechselwirkung ändert sich der Bruchteil  $P_n^{\alpha}(\epsilon)$  der  $\alpha$ -Teilchen, die sich in einem Energieintervall  $\epsilon$  befinden. Diese Änderung wird durch eine Differentialgleichung, ähnlich der von C. Cline (Cli 71) verwendeten Mastergleichung, beschrieben

$$\frac{dP_n^{\alpha}(\epsilon)}{dn} = \sum_{j>\epsilon}^{E_{\text{max}}} (1-B_j) P_n^{\alpha}(j) \lambda_{+}^{\alpha}(j \rightarrow \epsilon) - (1-B_{\epsilon}) P_n^{\alpha}(\epsilon) [\lambda_{\text{C}}^{\alpha}(\epsilon) + \lambda_{+}^{\alpha}(\epsilon)]. \quad (42)$$

Hierbei gibt die Summe die Zahl der  $\alpha$ -Teilchen an, die von höheren Energien in das Intervall  $\epsilon$  gestreut werden, und der zweite Ausdruck beschreibt den Verlust von  $\alpha$ -Teilchen aus dem Energieintervall  $\epsilon$  durch Emission oder kerninterne Übergänge. Die Faktoren  $B_j$ , bzw.  $B_{\epsilon}$  geben die Wahrscheinlichkeit an, daß ein  $\alpha$ -Teilchen mit der Energie  $j$  bzw.  $\epsilon$  in Nukleonen aufbricht.

Der wesentliche Unterschied zum Hybridmodell besteht in der Berechnung der kerninternen Übergangsraten  $\lambda_{+}^{\alpha}(j \rightarrow \epsilon)$  und  $\lambda_{+}^{\alpha}(\epsilon)$

$$\lambda_{+}^{\alpha}(j \rightarrow \epsilon) = \sum_{i=0}^{\epsilon_f} f_{\epsilon} \left( \frac{d\sigma}{d\epsilon} (j, i) \right) v_{\alpha}^i g_i / V \quad (43)$$

$$\lambda_+^\alpha(\epsilon) = \sum_{i=0}^{\epsilon_f} \lambda_+^\alpha(i, \epsilon), \quad (44)$$

mit  $\lambda_+^\alpha(i, \epsilon) = \sigma_{i\epsilon} v_\alpha' g_i / V. \quad (45)$

Hierbei ist  $(\frac{d\sigma}{d\epsilon}(j, i))_\epsilon$  der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines  $\alpha$ -Teilchens mit der Energie  $j$  an einem Nukleon der Energie  $i$  unterhalb der Fermienergie  $\epsilon_f$ , so daß das  $\alpha$ -Teilchen mit der Energie  $\epsilon$  zurückbleibt,  $f_\epsilon$  berücksichtigt den Einfluß des Pauli-Prinzips für die Streuung,  $v_\alpha'$  ist die Geschwindigkeit des  $\alpha$ -Teilchens bezogen auf den Potentialtopf,  $V$  ist das Kernvolumen,  $\lambda_+^\alpha(i, \epsilon)$  die kerninterne Übergangsrate für  $\alpha$ -Teilchen der Energie  $\epsilon$  mit Nukleonen der Energie  $i$ ,  $g_i$  ist die Einteilchenzustandsdichte bei der Energie  $i$  und

$$\sigma_{i\epsilon} = \int_{k=0}^{\infty} f_k \left[ \frac{d\sigma(\epsilon, i)}{d\epsilon} \right]_k d\epsilon \quad (46)$$

ist der energieintegrierte Wirkungsquerschnitt für, durch das Pauli-Prinzip erlaubte, elastische  $(\alpha, N)$ -Streuung im Kern.

Die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte  $(\frac{d\sigma}{d\epsilon}(j, i))_\epsilon$  werden für alle möglichen Energiekombinationen  $j, i$  und alle möglichen Winkelkombinationen mit Hilfe experimenteller  $(\alpha, N)$ -Streuquerschnitte berechnet.

Durch Summation der Beiträge zur Emission eines  $\alpha$ -Teilchens aus allen Wechselwirkungen erhält man schließlich für die Emissions-

wahrscheinlichkeit eines  $\alpha$ -Teilchens mit der Energie  $\epsilon$

$$dP(\epsilon)d\epsilon = \sum_n (1-B_\epsilon) P_n^\alpha(\epsilon) \lambda_c^\alpha(\epsilon) / (\lambda_c^\alpha(\epsilon) + \lambda_+^\alpha(\epsilon)). \quad (47)$$

Zusätzlich zur Energieverteilung der  $\alpha$ -Teilchen wird durch jede  $(\alpha, N)$ -Streuung eine Verteilung angeregter Nukleonen erzeugt, die weitere  $(N, N)$ -Streuungen ermöglichen.

Alle bisher vorgestellten Modelle machen, abgesehen vom statistischen Modell, das davon ausgeht, daß die Anregungsenergie auf alle Nukleonen des Kerns verteilt ist, keine Aussagen über die räumliche Verteilung der Anregungsenergie während des Ablaufs der Reaktion.

Im folgenden soll ein Modell erläutert werden, das von einer lokalisierten Anregung des Targetkerns ausgeht.

#### 4) "Hot-Spot"-Modell

Schon Bethe (Bet 38) stellte die Überlegung an, daß die Absorption eines Projektils in der Kernoberfläche zu einer lokalen Erhitzung des getroffenen Bereichs des Targetkerns führen kann. Die in diesem heißen Bereich (Hot-Spot) gespeicherte Wärme sollte sich dann allmählich auf den gesamten Kern verteilen.

Die Temperatur des Hot-Spot könnte so hoch sein, daß schon vor Erreichen des thermischen Gleichgewichts Teilchen emittiert werden. Man erwartet für diese Teilchen höhere Energien als bei einer einheitlichen Kerntemperatur (statistisches Modell). Die Emission

dieser Teilchen sollte bevorzugt in Rückwärtsrichtung erfolgen.

Diese Idee wurde von R. Weiner und Mitarbeitern (Wei 75, Wei 77, Got 79) zur Beschreibung der Preequilibriumsemission leichter Teilchen aufgegriffen.

Die Wechselwirkung eines Projektils mit dem Targetkern soll unter bestimmten kinematischen Bedingungen zu einer lokalen heißen Zone (Hot-Spot) auf der Oberfläche des Targetkerns führen. Für den Zerfall dieses Hot-Spot gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Eine direkte Reaktion, bei der ein einzelnes Nukleon den Impulsübertrag und Energieverlust des Projektils übernimmt und aus dem Targetkern herausgeschlagen wird (knock-out-Prozeß).
2. Verteilung der Energie auf viele Nukleonen des Kernes durch Vielfachstreuung, wobei die Zahl der Streuprozesse im Kern sehr schnell mit der Zahl der Wechselwirkungen ansteigt, so daß man die Reaktion mit Methoden der Statistik beschreiben kann.

Das Hot-Spot-Modell nimmt an, daß dieser Prozeß mit Hilfe der klassischen Diffusionsgleichung für die Temperatur  $T(\vec{r}, t)$  beschrieben werden kann

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} (\kappa \text{ grad } T), \quad (48)$$

mit der Dichte der Kernmaterie  $\rho$ , der spezifischen Wärme bei konstantem Druck  $c_p$  und der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  in Kernmaterie.

Die kinematischen Bedingungen für die Bildung eines Hot-Spot auf der Oberfläche des Targetkerns können wie folgt zusammengefaßt werden (Wei 75, Wei 77):

Ein Projektil mit dem Anfangsimpuls  $p_i$  soll am Targetkern gestreut werden. Die mittlere freie Weglänge des Projektils in Kernmaterie soll kleiner als der Radius  $R$  des Targetkerns sein

$$\Lambda(p_i) \ll R. \quad (49)$$

Man kann dann erwarten, daß das Projektil Wechselwirkungen am Kernrand ausführt, in denen es den Impuls  $\vec{q}$  an den Targetkern überträgt. Um während des gesamten Prozesses von einem definierten inelastisch gestreuten Teilchen ausgehen zu können, soll die Bedingung

$$|\vec{p}_i|, |\vec{p}_f| \gg p_F \quad (50)$$

zwischen den Impulsen  $\vec{p}_i$  des einlaufenden und  $\vec{p}_f$  des gestreuten Teilchens sowie dem Fermiimpuls  $p_F$  des Targetkerns erfüllt sein.

Eine Bedingung für die Streuung des Projektils am Kernrand ist

$$|\vec{p}_i| \gg |\vec{q}| \quad (51)$$

oder - entsprechend für den Streuwinkel -

$$\theta \ll 1 \quad (52)$$

Weitere Bedingungen für eine lokalisierte Kernanregung ergeben sich aus der Unschärferelation

$$|\vec{q}| \cdot R \gg \hbar \quad (53)$$

und aus der Forderung, daß das Projektil nur Zweikörper Wechselwirkungen mit dem Targetkern ausführt

$$\lambda_{DB} < r_0 \cdot \quad (54)$$

Hier ist  $\lambda_{DB}$  die de-Broglie-Wellenlänge des Projektils und  $r_0$  der Kernradius-Parameter.

Ist in einer Reaktion, die diese Bedingungen erfüllt, ein Hot-Spot gebildet worden, so hat er zwei Möglichkeiten zu zerfallen:

1. Seine Energie verteilt sich aufgrund der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  innerhalb einer Relaxationszeit  $\tau_R$  genannten Zeit auf den gesamten Kern.

2. Es wird ein Teilchen aus dem Hot-Spot emittiert.

Preequilibriumsemission bedeutet, daß das Teilchen zu einer Zeit  $t < \tau_R$  emittiert wird.

Das Modell ermöglicht qualitative Aussagen über die Energie- und Winkelverteilung der emittierten Teilchen im Ruhesystem des Targetkerns. Man definiert ein Polarkoordinatensystem mit der  $(\theta = 0^\circ)$ -Richtung in  $-\vec{q}$ -Richtung. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  der Bildung des Hot-Spot gilt als Randbedingung in vereinfachter Darstellung

$$T(\vec{r}, t = 0) = \Delta V T_i(E) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{HS}), \quad (55)$$

mit der Anfangstemperatur  $T_i$  des Hot-Spot, die durch den Energieübertrag  $E$  bestimmt ist, der räumlichen Ausdehnung  $\Delta V$  der Anregung und dem Radiusvektor  $\vec{r}_{HS}$  des Hot-Spot.

Eine weitere Randbedingung besteht darin, daß an der Kernoberfläche der Temperaturgradient senkrecht zu dieser verschwindet, so lange keine Teilchen emittiert werden

$$\left. \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad . \quad (56)$$

Mit diesen Nebenbedingungen kann die Diffusionsgleichung analytisch gelöst werden, wenn man annimmt, daß  $\kappa$  und  $c_p$  nicht von  $T$  abhängen (Wei 75, Wei 77).

Diese Annahme scheint keine gute Approximation zu sein. So hat S. Tomonaga 1938 das Problem der Wärmeleitfähigkeit von Kernmaterie untersucht (Tom 38) und fand  $\kappa \sim T^{-1}$ . R.P. Pathria (Pat 72) gibt für die spezifische Wärme eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur  $c_p \sim T$  an. Unter diesen Umständen können nur qualitative Angaben über die Eigenschaften der Spektren der emittierten Teilchen gemacht werden.

R. Weiner und Mitarbeiter (Wei 75, Wei 77, Got 79) finden eine starke Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $\delta_T$  für die Temperaturen, die die Spektren der emittierten Teilchen bestimmen

$$\delta_T = \frac{\bar{T}(\theta=0) - \bar{T}(\theta=\pi)}{\bar{T}(\theta=0) + \bar{T}(\theta=\pi)} \quad . \quad (57)$$

Die aus den Spektren ermittelten Temperaturen werden als zeitgemittelte Temperaturen  $\bar{T}$  an der Oberfläche des emittierenden Kerns angesehen (Wei 75). Die für  $\theta = 0$  ermittelte Temperatur soll wesentlich höher als die bei  $\theta = \pi$  sein. Diese Asymmetrie sollte mit dem Energieübertrag  $E$  zunehmen (Wei 75).

Da die mittlere Energie  $\bar{\epsilon}$  der emittierten Teilchen eine Funktion der Temperatur ist, kann man die Asymmetrie auch mit Hilfe der Winkelabhängigkeit der mittleren Energie  $\bar{\epsilon}$  definieren (Wei 77)

$$\delta_{\epsilon} = \frac{\bar{\epsilon}(\theta=0) - \bar{\epsilon}(\theta=\pi)}{\bar{\epsilon}(\theta=0) + \bar{\epsilon}(\theta=\pi)} \quad . \quad (58)$$

Mit Hilfe eines Koinzidenzexperimentes sollte man diese Asymmetrie untersuchen können. Dabei werden, durch die inelastische Streuung des Projektils am Targetkern,  $\vec{q}$  und  $E$  definiert, so daß die Bezugsrichtung  $\theta = 0$  für die Lage des Hot-Spot festgelegt ist.

Die Temperaturen bzw. mittleren Energien, die man aus den Spektren der Teilchen ermittelt, die in Koinzidenz zum inelastisch gestreuten Projektil vom angeregten Rückstoßkern emittiert werden, sollten die charakteristische Asymmetrie zeigen.

##### 5) "Fireball"-Modell

Um die inklusiven Protonenspektren aus Schwerionen-Reaktionen bei relativistischen Energien zu beschreiben, wurde von G.D. Westfall und Mitarbeitern (Wes 76) das sogenannte Fireball-

Modell entwickelt. Es geht davon aus, daß bei der Wechselwirkung zwischen Projektil und Target eine Gruppe von Nukleonen aus der Überlappzone zwischen Projektil und Target herausgeschlagen wird. Die Anzahl dieser Nukleonen ist eine Funktion des Stoßparameters; sie ist umso größer je kleiner der Stoßparameter ist.

Die herausgeschlagenen Nukleonen bilden ein angeregtes System, das sich mit einer Schwerpunktseschwindigkeit bewegt, die kleiner ist als die Projektilgeschwindigkeit. Es wird weiter angenommen, daß die im Schwerpunktsystem gespeicherte Energie zu einer Aufheizung der Nukleonengruppe führt. Diese aufgeheizte Nukleonengruppe wird als Fireball bezeichnet. Er soll sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, so daß man ihn als ideales Gas behandeln kann, dessen Temperatur durch die verfügbare Energie pro Nukleon bestimmt ist. Man erhält dann eine Maxwellverteilung für die Energien der Nukleonen.

Dieser Fireball zerfällt in seinem Ruhesystem isotrop durch Emission von Teilchen. Die Teilchenspektren im Laborsystem werden erzeugt, indem man die Energieverteilung der emittierten Teilchen vom Ruhesystem in das Laborsystem transformiert. Für inklusive Spektren muß dabei über alle Stoßparameter summiert werden.

Mit diesen einfachen Modellannahmen konnten die inklusiven Protonenspektren der Reaktion  $U(^{20}\text{Ne}, px)$  bei 250 und 400 MeV pro Nukleon Einschubenergie recht gut beschrieben werden.

Auf den gleichen Grundannahmen basiert das "Firestreak"-Modell von W.D. Myers (Mye 78).

Zur Beschreibung der Protonenspektren aus Schwerionenreaktionen bei noch höheren Einschußenergien wurde angenommen, daß sowohl aus Nukleonen des Projektils als auch aus Nukleonen des Targetkerns ein Fireball gebildet wird. Das inklusive Spektrum im Laborsystem entsteht dann durch Überlagerung der Emission aus diesen beiden Fireballs (Wes 76, Gup 78).

#### IV. Diskussion der Meßergebnisse

- 1) Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorstellungen des statistischen Modells und des Modells mit quasifreier Streuung

Wie bei der Diskussion der Daten bereits erwähnt wurde, zeigen die Wirkungsquerschnitte der Protonenemission ein Maximum, das etwa bei der Energie der Coulombbarriere liegt. Für Energien oberhalb dieses Maximums fällt der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit der Energie ab. Die Spektren zeigen die Form einer Maxwellverteilung.

Im statistischen Modell entspricht dem Abfall der Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Energie eine Kerntemperatur  $T$  (25):

$$\sigma \sim (E - V_c) e^{-E/T}.$$

Wir haben deshalb für die einzelnen Spektren Kerntemperaturen  $T$  ermittelt, indem wir im Energiebereich von 6 bis 12 MeV die Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  an die Spektren angepaßt haben. Die Anpassung erfolgte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Bev 69).

Die so gewonnenen Temperaturen sind in Bild 29 a-c für die drei  $\alpha'$ -Energiebereiche  $\bar{E}_\alpha = 65, 84$  und  $103$  MeV und in Bild 30 für den Energiebereich  $\bar{E}_\alpha = 122$  MeV in Abhängigkeit vom Emissionswinkel der Protonen dargestellt. Man erkennt, daß für die einzelnen Winkel die Temperatur jeweils mit abnehmendem Energieübertrag kleiner wird.

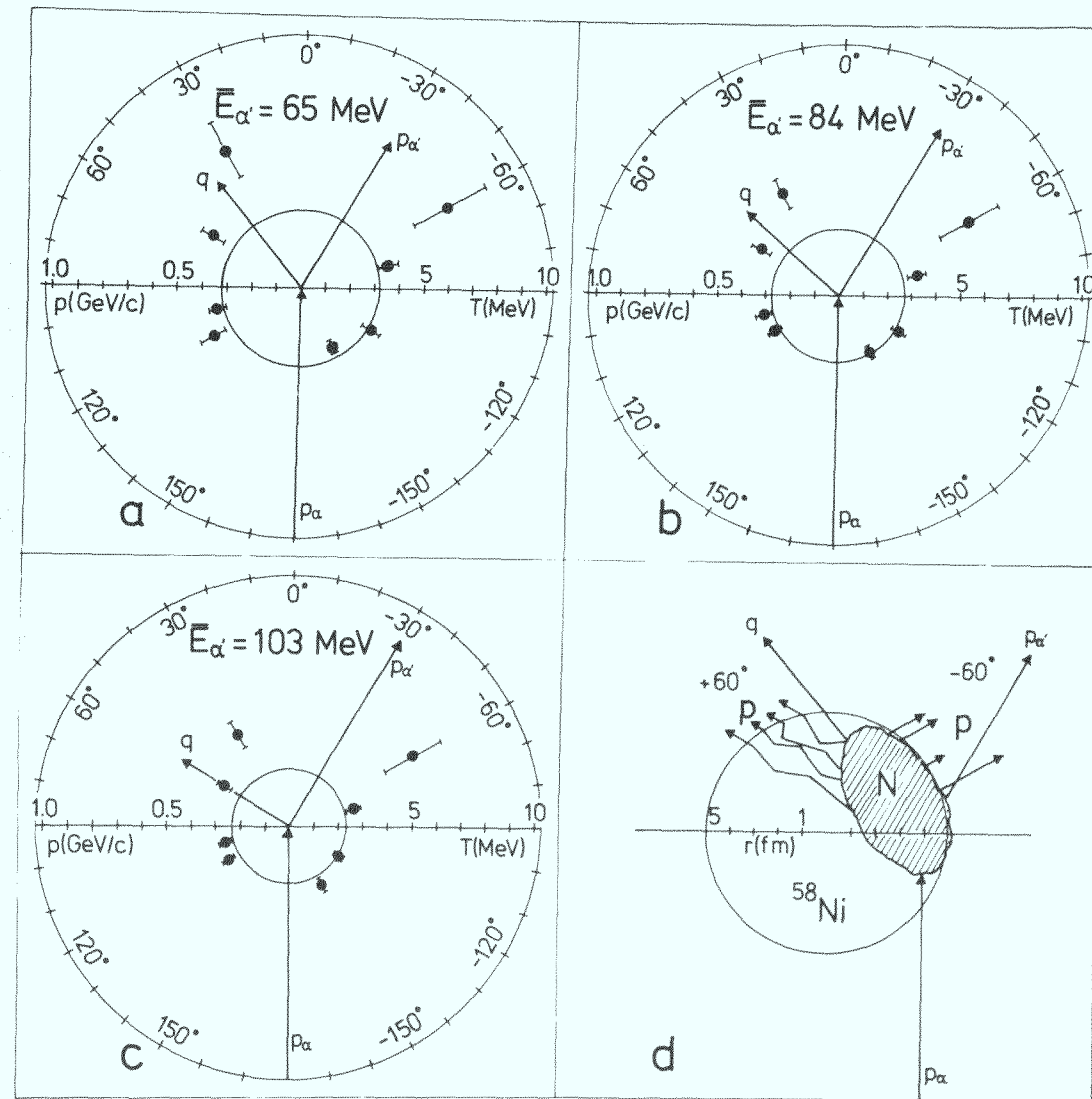


Bild 29: a-c) Winkelverteilung der Temperaturen, die aus den Laborspektren der Zerfallsprotonen in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit den mittleren Energien  $\bar{E}_\alpha = 65 \text{ MeV}$  (a),  $\bar{E}_\alpha = 84 \text{ MeV}$  (b) und  $\bar{E}_\alpha = 103 \text{ MeV}$  (c) durch Anpassung der Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  gewonnen wurden. Die Pfeile bezeichnen die Impulse des einlaufenden ( $\vec{p}_\alpha$ ) und auslaufenden ( $\vec{p}'_\alpha$ )  $\alpha$ -Teilchens sowie den an den Targetkern übertragenen Impuls ( $\vec{q}$ ). Der Kreis im Zentrum gibt jeweils die Temperatur des Systems im statistischen Gleichgewicht für die entsprechende Anregungsenergie an.

d) Schematisches Bild zur Veranschaulichung eines möglichen Reaktionsmechanismus. Die schraffierte Fläche steht für eine frühe Stufe des Equilibrierungsprozesses.

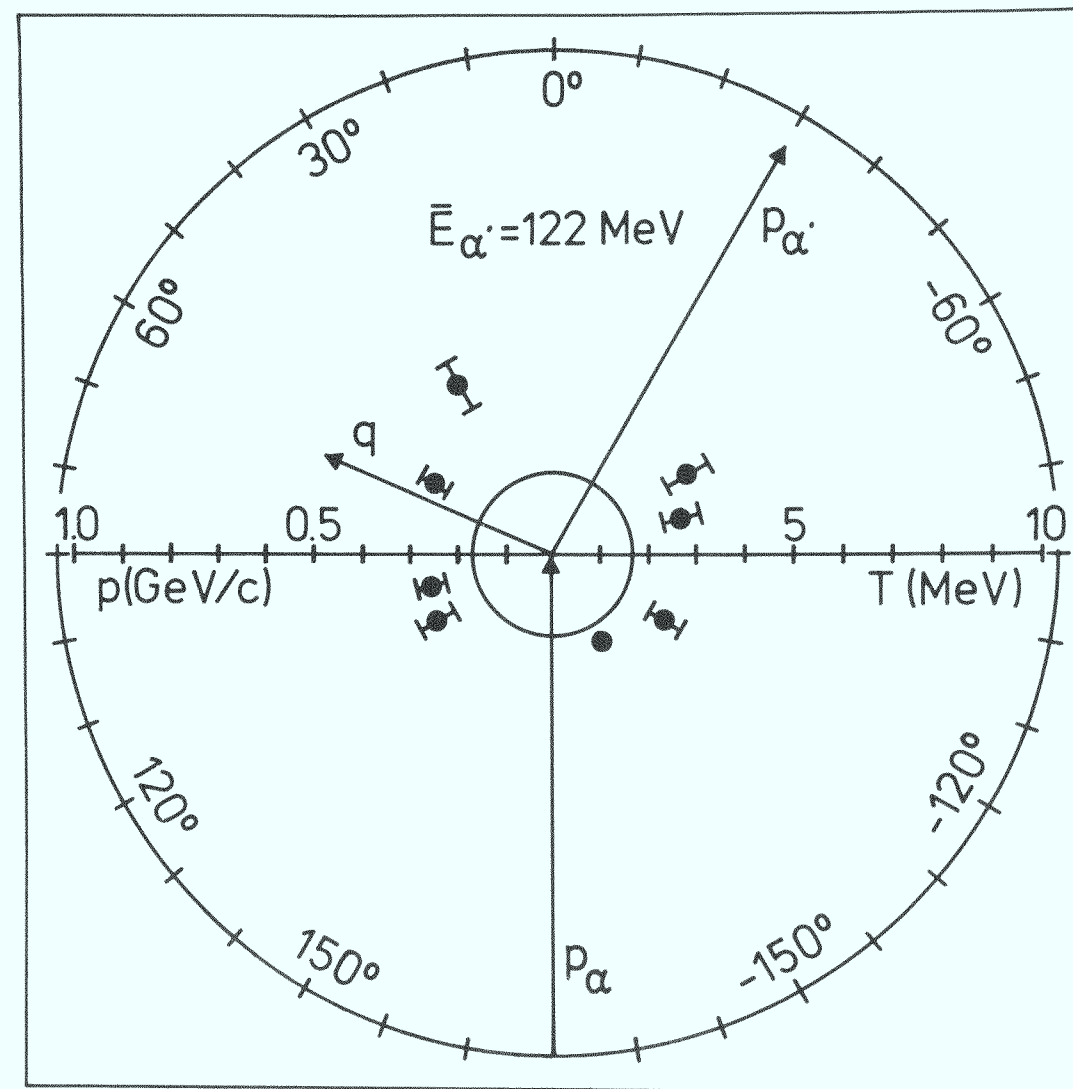


Bild 30: Winkelverteilung der Temperaturen, die aus den Laborspektren der zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 122$  MeV koinzidenten Zerfallsprotonen durch Anpassung der Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  gewonnen wurden. Die Pfeile bezeichnen die Impulse des einlaufenden ( $\vec{p}_{\alpha}$ ) und auslaufenden ( $\vec{p}_{\alpha'}$ )  $\alpha$ -Teilchens sowie den an den Targetkern übertragenen Impuls ( $\vec{q}$ ). Der Kreis im Zentrum gibt die Temperatur des Systems im statistischen Gleichgewicht für die entsprechende Anregungsenergie an.

Ein auffälliges Merkmal zeigen die Winkelverteilungen der Temperaturen. Sie sind nicht isotrop oder symmetrisch zur Richtung des Impulsübertrags  $\vec{q}$ , die jeweils in den Bildern angegeben ist. Die höchsten Temperaturen wurden für Protonen ermittelt, die in Vorwärtsrichtung (bezogen auf die Strahlrichtung) und rechts von der Rückstoßrichtung emittiert werden. Zum Teil könnte dieser Effekt durch die Emission der Protonen aus dem bewegten Rückstoßkern verursacht werden.

Wir haben deshalb die gleiche Anpassung der Exponentialfunktionen mit den in das Ruhesystem des Rückstoßkernes transformierten Protonenspektren durchgeführt. Bild 31 zeigt als Beispiel das

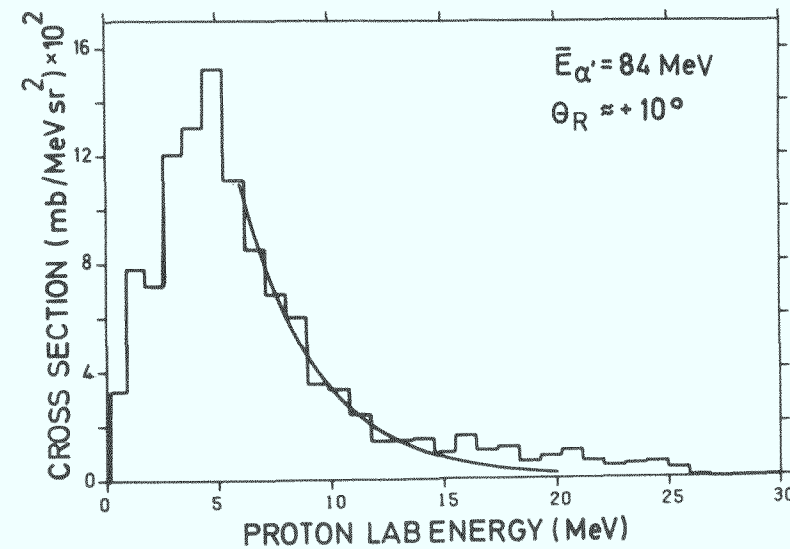


Bild 31: Beispiel eines koinzidenten Protonenspektrums mit der angepaßten Exponentialfunktion  $e^{-E/T}$

in das Ruhesystem des Rückstoßkernes transformierte Spektrum der Zerfallsprotonen, die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit der mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 84 \text{ MeV}$  gemessen wurden, für den Winkel

$\theta_R \sim +10^\circ$  ( $\hat{=} \theta_{\text{Lab}} = +60^\circ$ ) zusammen mit der im Energiebereich von 6 bis 12 MeV angepaßten Exponentialfunktion. Es veranschaulicht, daß das Spektrum unterhalb des Maximums gut durch eine solche Anpassung beschrieben werden kann.

Die so erhaltenen Winkelverteilungen für die Temperaturen im Ruhesystem sind für die vier  $\alpha'$ -Energiebereiche mit  $\bar{E}_{\alpha'} = 65, 84, 103$  und 122 MeV in den Bildern 32 bis 35 dargestellt.

Es zeigt sich, daß auch im Ruhesystem des Rückstoßkernes die Winkelverteilungen der Temperaturen nicht symmetrisch zur Rückstoßrichtung ( $\theta_R = 0^\circ$ ) sind. Es treten die gleichen Effekte wie bei den Temperaturverteilungen für die Protonenspektren im Laborsystem auf.

Die höchsten Temperaturen wurden für Emissionswinkel ermittelt, die auf der Seite der Rückstoßrichtung liegen, die die Strahlrichtung enthält. Es treten hier beträchtliche Abweichungen der ermittelten Temperatur von der Temperatur auf, die man erwarten würde, wenn sich der emittierende Kern im thermodynamischen Gleichgewicht befände.

Ausgehend von der Beziehung zwischen der Anregungsenergie  $U$  und der Temperatur  $T$  eines Fermigas

$$U = a T^2 \quad (59)$$

mit dem Niveaudichteparameter  $a (\sim \frac{A}{8} \text{ MeV}^{-1})$ , die bis auf den Summanden  $\frac{5}{4U}$  mit (18) übereinstimmt, kann bei gegebener

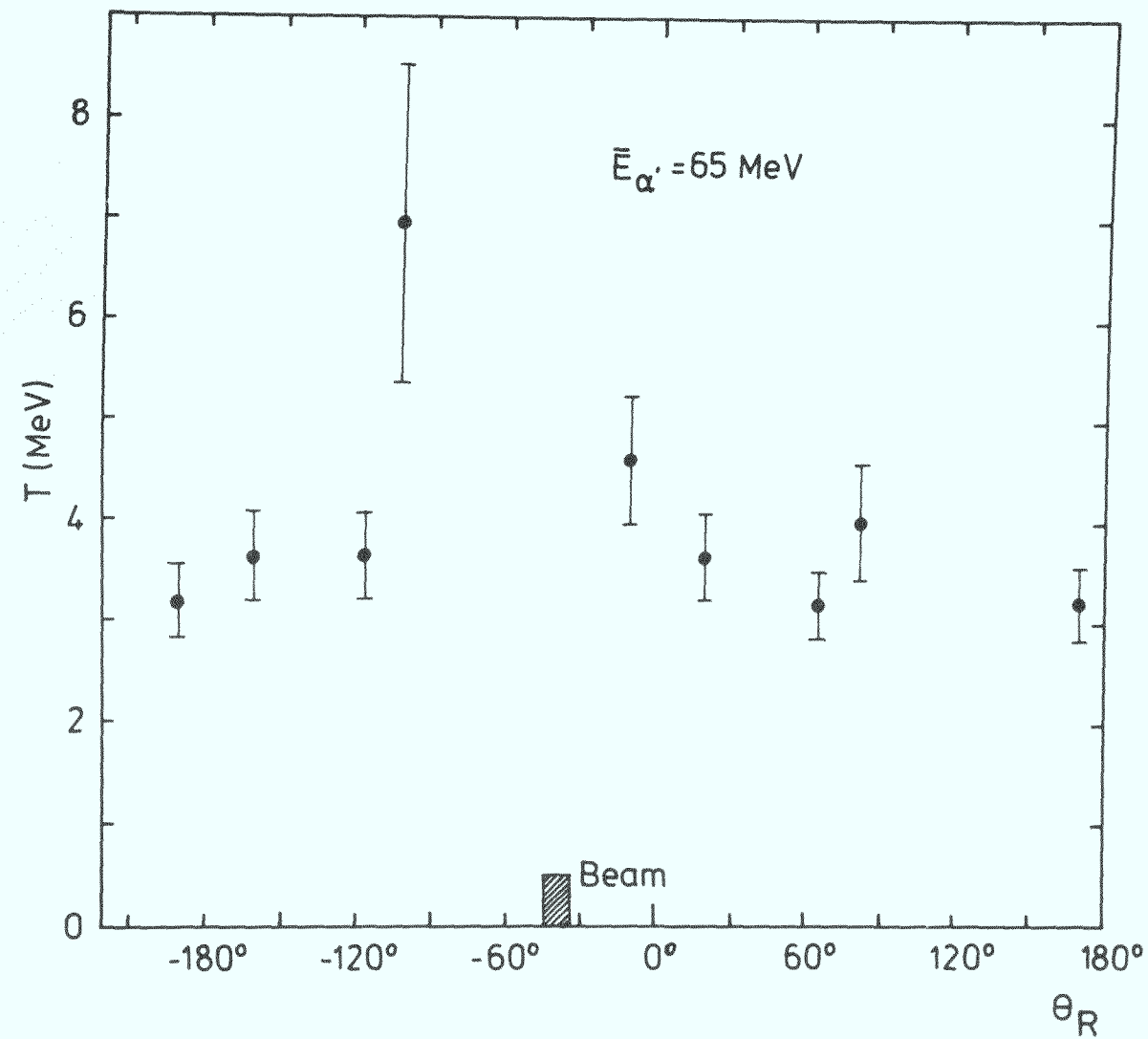


Bild 32: Winkelverteilung der Temperaturen, die durch Anpassung der Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  an die Spektren der zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_\alpha = 65 \text{ MeV}$  koinzidenten Zerfallsprotonen gewonnen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

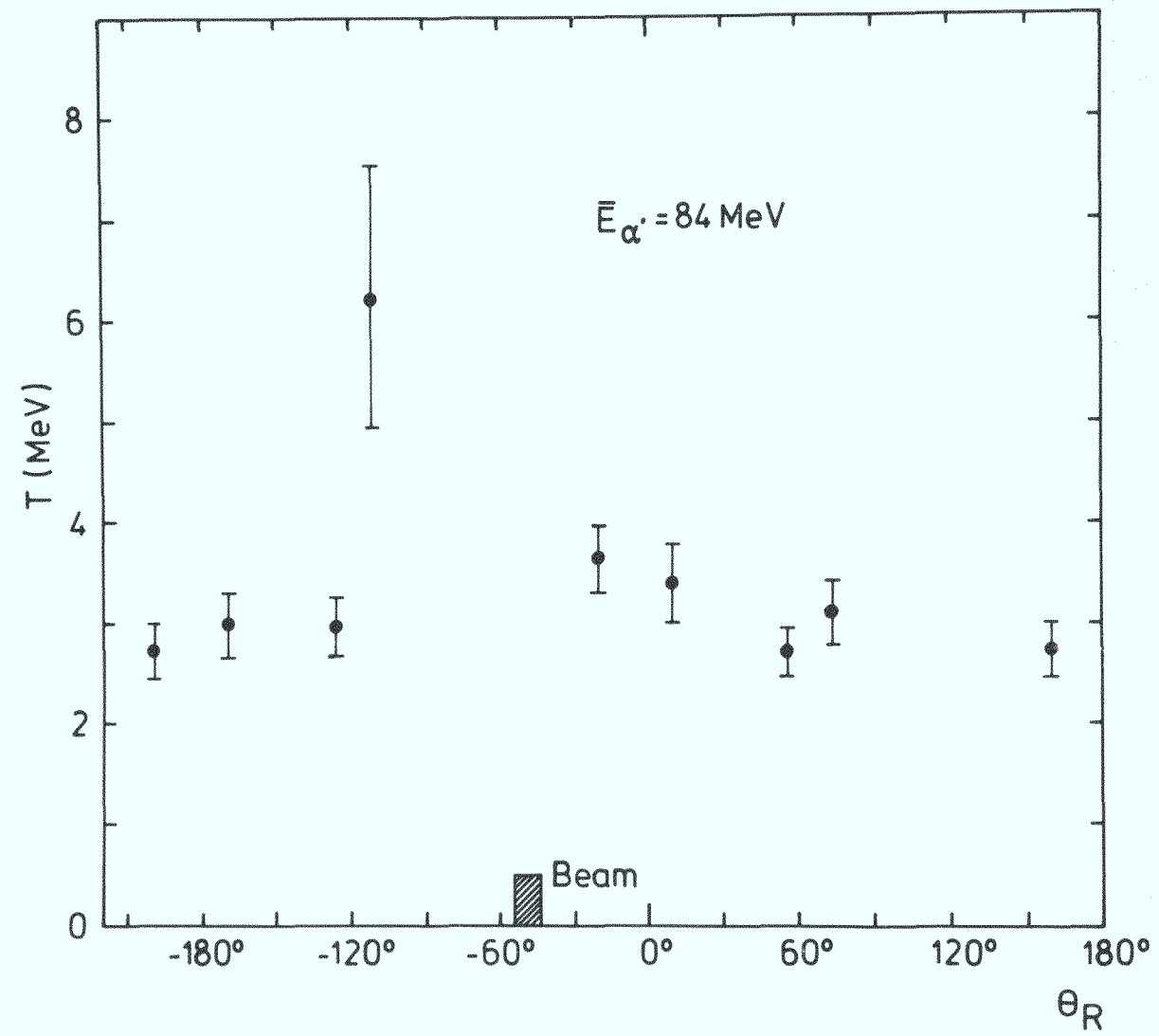


Bild 33: Winkelverteilung der Temperaturen, die durch Anpassung der Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  an die Spektren der zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_\alpha = 84 \text{ MeV}$  koinzidenten Zerfallsprotonen gewonnen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

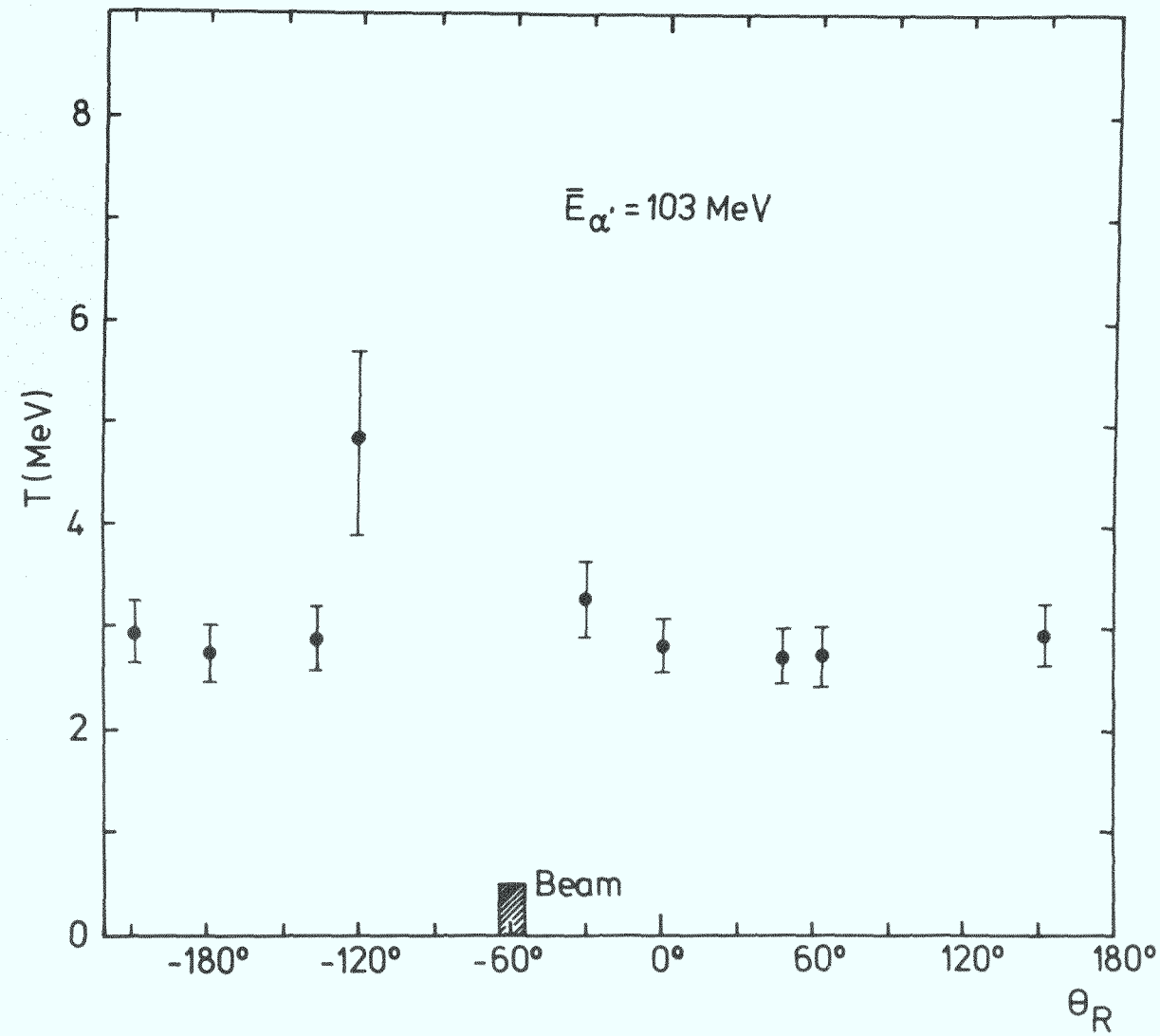


Bild 34: Winkelverteilung der Temperaturen, die durch Anpassung der Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  an die Spektren der zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 103 \text{ MeV}$  koinzidenten Zerfallsprotonen gewonnen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

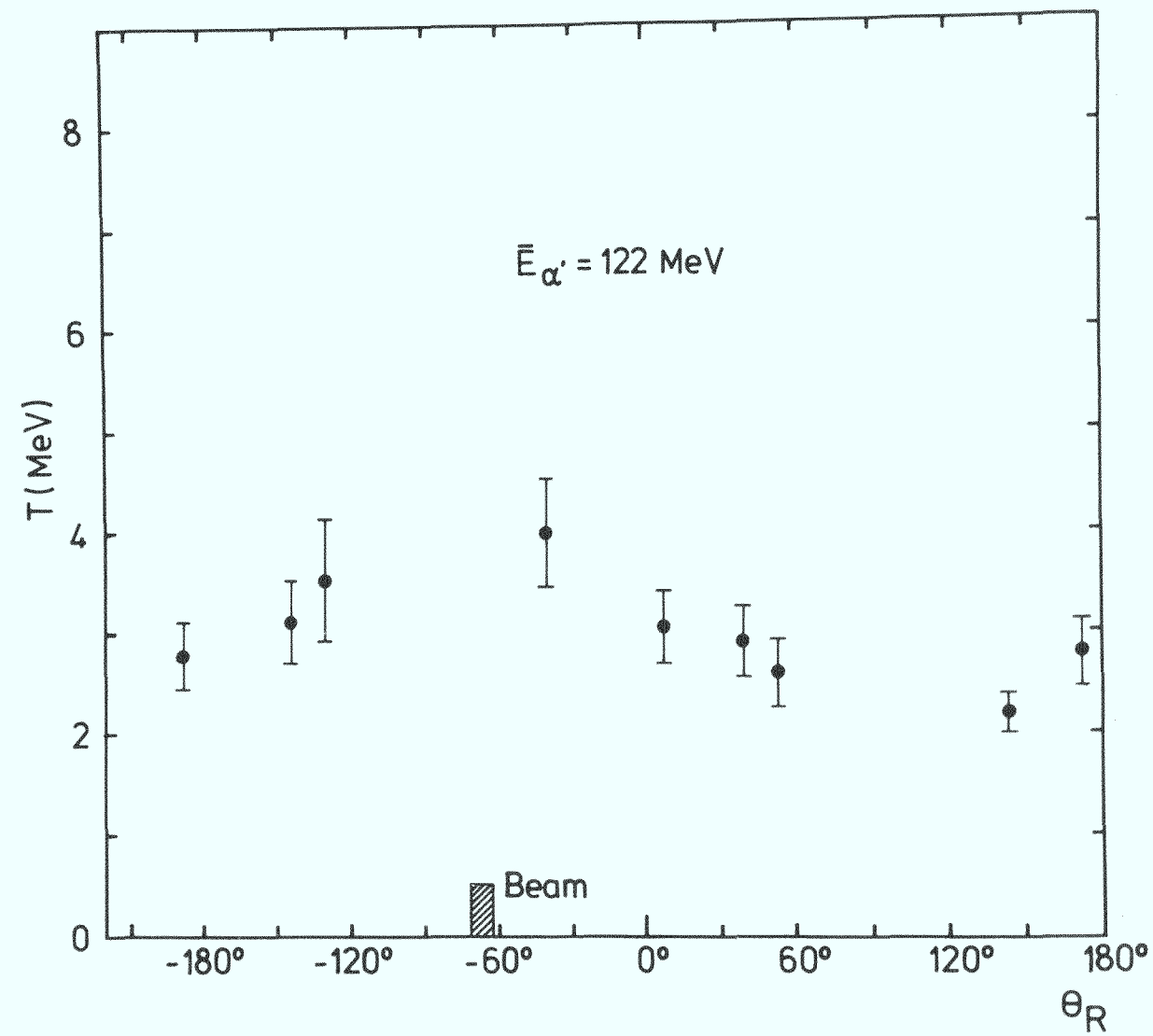


Bild 35: Winkelverteilung der Temperaturen, die durch Anpassung der Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  an die Spektren der zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 122 \text{ MeV}$  koinzidenten Zerfallsprotonen gewonnen wurden, im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die schraffierte Fläche bezeichnet die Lage des Primärstrahls in diesem System.

Anregungsenergie  $U$  eine höhere Temperatur nur durch ein kleineres  $a$  erklärt werden. Das bedeutet, die Anregungsenergie ist noch nicht auf alle Nukleonen des Kerns verteilt.

Mit Hilfe einer einfachen Überlegung, die nur Energie- und Impulserhaltung voraussetzt, kann man aus den durch die Anpassung der Exponentialfunktion ermittelten Temperaturen die Anzahl  $N$  der Nukleonen abschätzen, auf die die Anregungsenergie  $U$  verteilt ist.

Die Energieerhaltung ergibt

$$U + E_{\text{kin}} = \Delta E_{\alpha'}$$

mit der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  der Schwerpunktsbewegung der  $N$  Nukleonen und dem Energieverlust  $\Delta E_{\alpha'}$  des gestreuten  $\alpha'$ -Teilchens.

Ferner gilt aufgrund der Impulserhaltung

$$q^2 = 2N \cdot m \cdot E_{\text{kin}}$$

mit dem Impulsübertrag  $q$  und der Nukleonenmasse  $m$ . Damit läßt sich die Anregungsenergie  $U$  ausdrücken durch

$$U = \Delta E_{\alpha'} - \frac{q^2}{2N \cdot m}$$

Mit Hilfe der Beziehung (18)

$$\frac{1}{T} = \sqrt{\frac{a}{U}} - \frac{5}{4U}$$

kann man die Zahl  $N$  der beteiligten Nukleonen bestimmen, wenn man den Niveaudichteparameter  $a$  ausdrückt durch  $a = \frac{N}{c}$ . Für einen Kern der Masse 64 gibt eine Arbeit von Töke und Swiatecki (Tök 81) einen Niveaudichteparameter  $a = 9.33$  an. Mit diesem Wert ergibt sich  $c = \frac{64}{9.33} \sim 6.86$ .

Auf diese Weise wurden die Nukleonenzahlen  $N$  bestimmt, die den ermittelten Temperaturen entsprechen. Sie sind in Tabelle 5 jeweils für die im Labor- und im Ruhesystem des Rückstoßkerns ermittelten Temperaturen in Abhängigkeit vom Emissionswinkel und  $\alpha'$ -Energiebereich zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die transformierten Daten innerhalb der Fehlergrenzen praktisch zu den gleichen Ergebnissen führen. Für die Temperaturen, die aus dem unter einem Winkel von  $+30^\circ$  in Koinzidenz zum  $\alpha'$ -Energiebereich mit  $E_{\alpha'} = 122$  MeV gemessenen Protonenspektrum ermittelt wurden, erhält man keine physikalisch sinnvolle Lösung des Gleichungssystems.

Die Variation der Nukleonenzahl  $N$  mit dem Emissionswinkel der Protonen kann möglicherweise mit einer einfachen Überlegung erklärt werden, die in Bild 29 d skizziert ist.

Die mittlere freie Weglänge eines Teilchens in Kernmaterie kann mit Hilfe des optischen Potentials berechnet werden (Boh 69)

$$\Lambda(\epsilon) = \frac{\hbar}{W} \sqrt{\frac{\epsilon + V}{2m}} ; \quad (60)$$

$\epsilon$ ,  $m$  Energie und Masse des Teilchens;  $V$ ,  $W$  Real- und Imaginärteil des optischen Potentials.

Tabelle 5: Aus den Temperaturen ermittelte Zahlen N der Nukleonen, die sich die Anregungsenergie U teilen.

$\theta_{\text{Lab}}$	$E_{\alpha} = 65 \text{ MeV}$		$E_{\alpha} = 84 \text{ MeV}$		$E_{\alpha} = 103 \text{ MeV}$		$E_{\alpha} = 122 \text{ MeV}$	
	$N \hat{=} T_{\text{Lab}}$	$N \hat{=} T_{\text{R}}$	$N \hat{=} T_{\text{Lab}}$	$N \hat{=} T_{\text{R}}$	$N \hat{=} T_{\text{Lab}}$	$N \hat{=} T_{\text{R}}$	$N \hat{=} T_{\text{Lab}}$	$N \hat{=} T_{\text{R}}$
-150°	71 + 17 - 12	53 + 14 - 10	57 + 14 - 10	46 + 12 - 9	35 + 10 - 7	31 + 8 - 5	29 + 7 - 6	26 + 6 - 5
-120°	49 + 14 - 10	41 + 12 - 9	49 + 14 - 10	42 + 11 - 8	49 + 11 - 8	37 + 8 - 7	15 + 6 - 15	14 + 6 - 3
- 75°	41 + 12 - 8	41 + 12 - 8	37 + 11 - 7	40 + 10 - 8	37 + 8 - 6	33 + 9 - 6	14 + 7 - 14	11 + 4 - 11
- 60°	11 + 9 - 4	11 + 8 - 4	10 + 8 - 4	10 + 6 - 4	7 + 6 - 7	10 + 7 - 4	0 < N < 14	0 < N < 12
+ 30°	13 + 8 - 4	25 + 9 - 5	18 + 6 - 5	31 + 6 - 5	14 + 6 - 4	25 + 7 - 5	-	-
+ 60°	32 + 10 - 7	41 + 11 - 8	29 + 9 - 6	35 + 9 - 6	29 + 7 - 6	34 + 8 - 6	13 + 5 - 2	0 < N < 16
+105°	46 + 12 - 8	54 + 12 - 10	41 + 10 - 7	40 + 10 - 5	39 + 8 - 7	37 + 8 - 6	17 + 5 - 4	13 + 5 - 13
+120°	34 + 11 - 8	34 + 12 - 8	46 + 12 - 8	42 + 12 - 8	35 + 8 - 6	37 + 9 - 7	15 + 6 - 4	17 + 8 - 5

Unter Benutzung von optischen Potentialparametern für die Streuung von 140 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{58}\text{Ni}$  aus einer Arbeit von Goldberg und Mitarbeitern (Gol 74) erhält man für die mittlere freie Weglänge von 140 MeV  $\alpha$ -Teilchen  $\Lambda = 1.8$  fm. Diese mittlere freie Weglänge ist klein gegen den Radius des  $^{58}\text{Ni}$  Kerns  $r \sim 4.8$  fm. Es ist deshalb zu erwarten, daß die  $\alpha'$ -Teilchen aus einem Gebiet emittiert werden, das auf der Nachweisseite des  $\alpha'$ -Teilchens liegt.

Die Analyse der galileiinvarianten Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung von 120 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{54}\text{Fe}$  im Rahmen des Fireball-Modells (Mac 81) ergab, daß nach der Emission des  $\alpha'$ -Teilchens ein System von 6 Nukleonen zurückbleibt. Diese Abschätzung stimmt recht gut mit Rechnungen nach dem Excitonenmodell (Mac 81) überein.

Die nach der Emission des  $\alpha'$ -Teilchens verbleibenden angeregten Nukleonen führen weitere Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen aus. Dabei sind wegen der Lage der  $\alpha'$ -Emissionszone weniger Wechselwirkungen nötig, um ein Proton, z. B. in  $-60^\circ$ -Richtung, zu emittieren als in  $+120^\circ$ -Richtung. Dies drückt sich in der Winkelabhängigkeit der Zahl  $N$  der Nukleonen aus, die sich die Anregungsenergie teilen.

Diese Überlegungen enthalten prinzipiell die Annahmen des Modells der quasifreien Streuung von Mignery (Mig 76). Das  $\alpha$ -Teilchen wird an einem gebundenen Nukleon des Targetkerns gestreut, verliert dabei Energie und wird als inelastisch

gestreutes  $\alpha'$ -Teilchen emittiert. Das Nukleon des Targetkerns, das den Energieübertrag erhalten hat, kann nun weitere Wechselwirkungen mit den übrigen Nukleonen des Kerns durchführen.

Wenn dieses Bild zutrifft, sollten die koinzidenten Protonenspektren vergleichbar sein mit Protonenspektren aus Nukleonen-induzierten Kernreaktionen bei Energien, die dem Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen entsprechen. A.A. Cowley und Mitarbeiter (Cow 80) fanden eine gute Übereinstimmung der koinzidenten Protonenspektren der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(p,2p)$  bei  $E_p = 100$  MeV mit den Protonenspektren einer inklusiven Messung der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  bei  $E_p = 62$  MeV (Ber 73).

F.E. Bertrand und R.W. Peelle haben die inklusiven Protonenspektren der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  bei Einschußenergien von 29, 39 und 62 MeV gemessen (Ber 73). Da  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{54}\text{Fe}$  sich in Masse und Ladungszahl nur wenig voneinander unterscheiden, und die Form von Preequilibriumspektren praktisch unabhängig von diesen Größen ist (Bec 78), sollten diese Protonenspektren mit den von uns gemessenen koinzidenten Protonenspektren vergleichbar sein.

Wir haben deshalb die Spektren der Zerfallsprotonen, die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit den mittleren Energien  $\bar{E}_\alpha = 65, 84$  und  $103$  MeV gemessen wurden, mit den Protonenspektren aus der inklusiven Messung der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  bei den Einschußenergien von 62, 39 und 29 MeV (Ber 73) verglichen. Dafür wurden die Spektren der inklusiven Messung jeweils im Maximum an die koinzidenten Spektren angepaßt.

Den Vergleich der Spektren bei den drei Energien zeigen die Bilder 36 bis 38. Die Daten dieser Arbeit sind jeweils als Punkte bzw. Dreiecke mit Fehlerbalken dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Protonenspektren von Bertrand und Peelle bei den Winkeln mit der geringsten Differenz zu den Emissionswinkeln der koinzidenten Protonen im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Dagegen zeigen die gestrichelten Linien die inklusiven Protonenspektren bei den Winkeln mit der geringsten Differenz zu den Laborwinkeln der koinzidenten Protonenspektren.

Es zeigt sich, daß die koinzidenten Spektren für Emissionswinkel rechts von der Rückstoßrichtung (siehe Bild 29 a-c) in der Form relativ gut mit den inklusiven Protonenspektren sowohl bei den Winkeln im Ruhesystem als auch bei denen im Laborsystem, übereinstimmen. Für die koinzidenten Protonenspektren, die bei Emissionswinkeln links von der Rückstoßrichtung gemessen wurden, erhält man gute Übereinstimmung bezüglich ihrer Form nur noch mit den inklusiven Protonenspektren, die bei vergleichbaren Winkeln im Laborsystem gemessen wurden. Die Winkelabhängigkeit der koinzidenten Protonenspektren ist also im wesentlichen durch die Strahlrichtung bestimmt. Von Cowley und Mitarbeitern (Cow 80) wird dieses Verhalten dadurch erklärt, daß bei der quasifreien Streuung die Targetnukleonen, an denen die Streuung erfolgt, bevorzugt unter kleinen Winkeln relativ zur Strahlrichtung gestreut werden. Da die Geschwindigkeit dieser Nukleonen groß ist gegenüber der des Rückstoßkerns, bestimmt ihre Richtung annähernd die Winkelabhängigkeit der koinzidenten Protonenspektren.

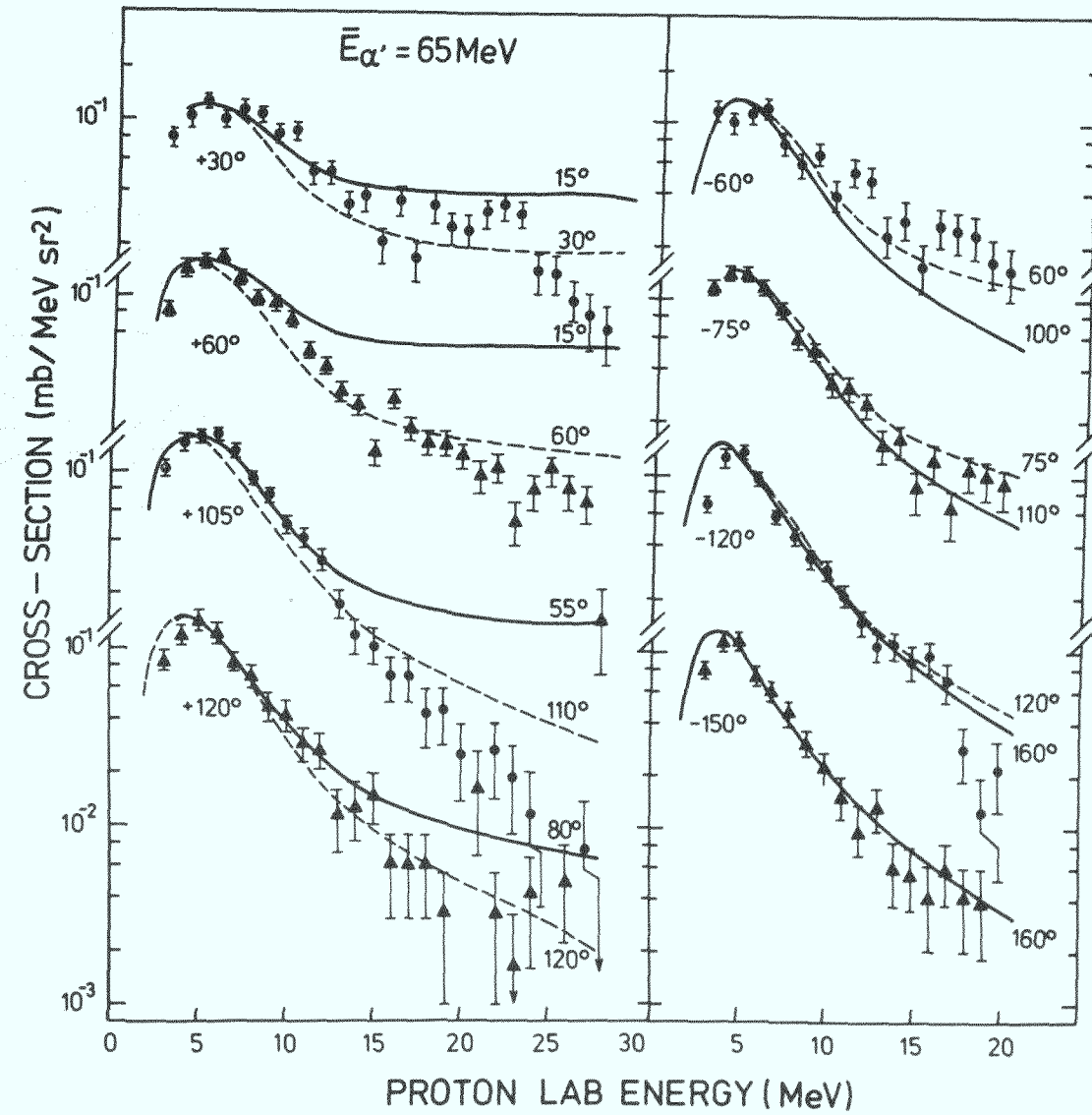


Bild 36: Vergleich der Spektren der Zerfallsprotonen (Punkte und Dreiecke), die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 65$  MeV gemessen wurden, mit den inklusiven Protonenspektren aus einer Messung der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  mit  $E_p = 62$  MeV (Ber 73). Die durchgezogenen Linien zeigen die inklusiven Spektren bei den Winkeln mit der geringsten Differenz zum Nachweiswinkel der koinzidenten Protonen im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die gestrichelten Linien zeigen die inklusiven Spektren bei Winkeln mit der geringsten Differenz zum Nachweiswinkel im Laborsystem.

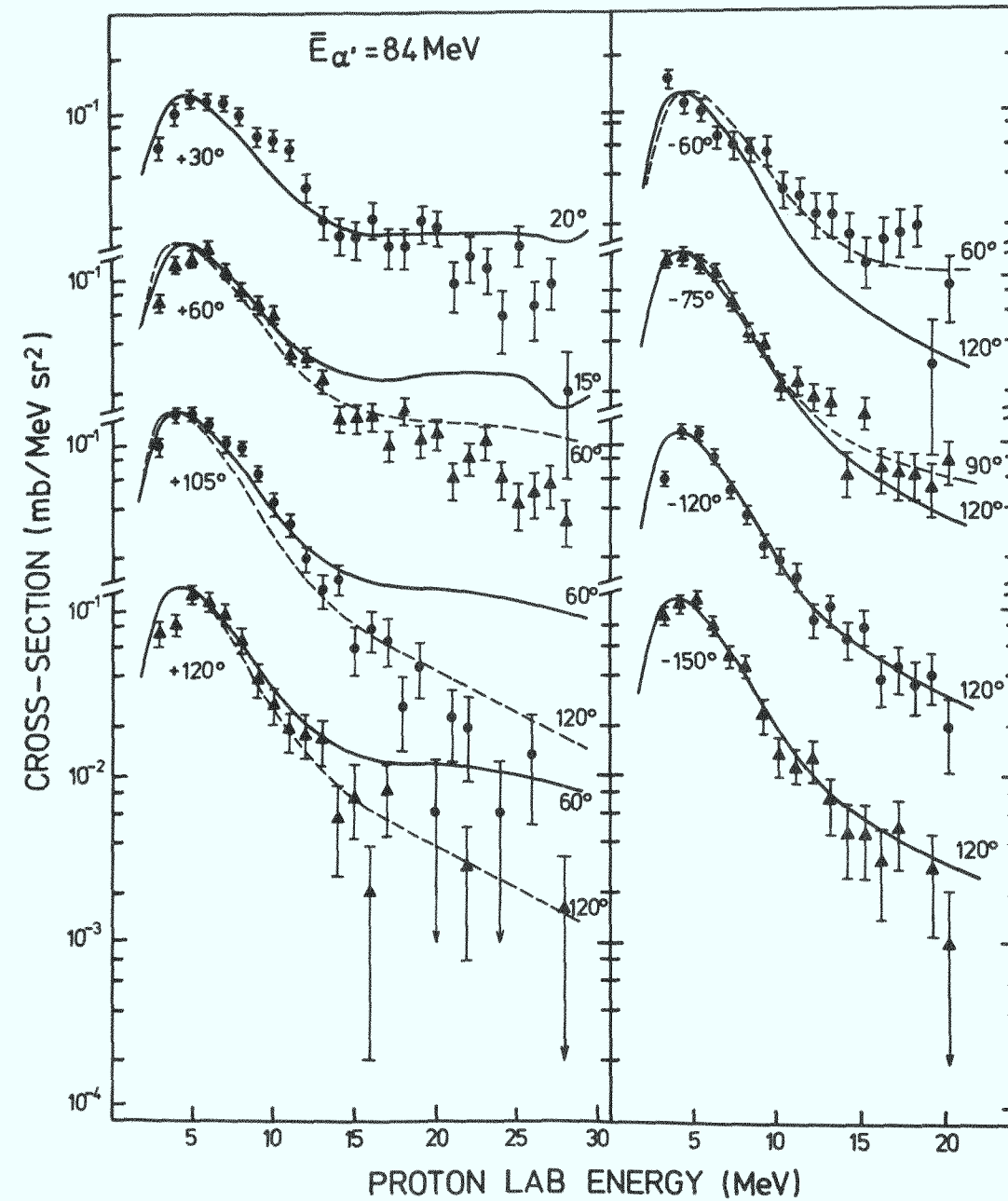


Bild 37: Vergleich der Spektren der Zerfallsprotonen (Punkte und Dreiecke), die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 84$  MeV gemessen wurden, mit den inklusiven Protonenspektren aus einer Messung der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  mit  $E_p = 39$  MeV (Ber 73). Die durchgezogenen Linien zeigen die inklusiven Spektren bei den Winkeln mit der geringsten Differenz zum Nachweiswinkel der koinzidenten Protonen im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die gestrichelten Linien zeigen die inklusiven Spektren bei Winkeln mit der geringsten Differenz zum Nachweiswinkel im Laborsystem.

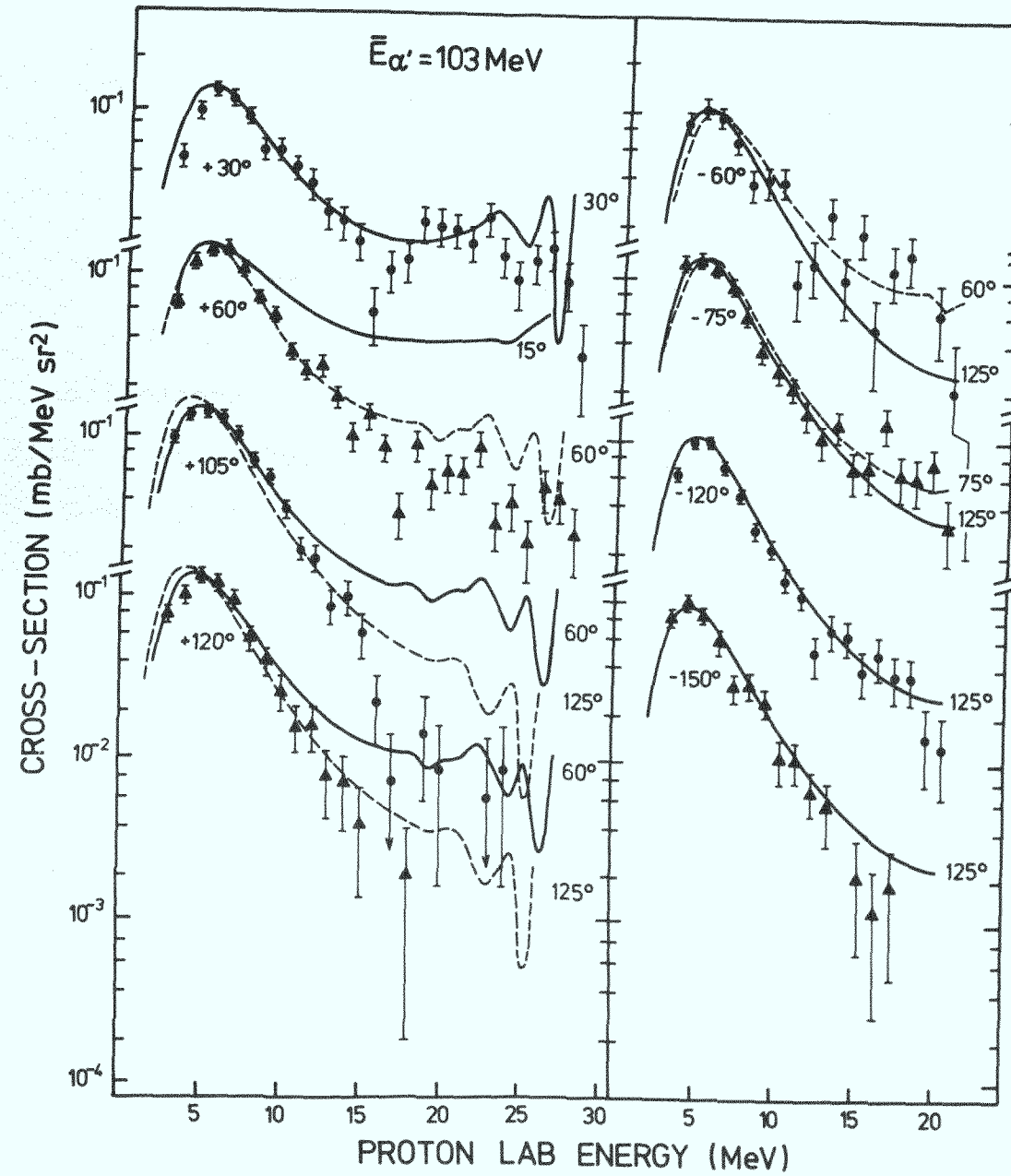


Bild 38: Vergleich der Spektren der Zerfallsprotonen (Punkte und Dreiecke), die in Koinzidenz zu  $\alpha'$ -Teilchen mit einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\alpha'} = 103$  MeV gemessen wurden, mit den inklusiven Protonenspektren aus einer Messung der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  mit  $E_p = 29$  MeV (Ber 73). Die durchgezogenen Linien zeigen die inklusiven Spektren bei den Winkeln mit der geringsten Differenz zum Nachweiswinkel der koinzidenten Protonen im Ruhesystem des Rückstoßkerns. Die gestrichelten Linien zeigen die inklusiven Spektren bei Winkeln mit der geringsten Differenz zum Nachweiswinkel im Laborsystem.

2) Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Hot-Spot-Modell und dem Fireball-Modell

Nach Weiner und Weström (Wei 77) sollten die Voraussagen des Hot-Spot-Modells durch ein Koinzidenzexperiment nachprüfbar sein. Es müssen jedoch die in Kapitel III.4 zusammengestellten Bedingungen für die inelastische Streuung des Projektils erfüllt sein, um eine lokalisierte heiße Zone (Hot-Spot) auf der Oberfläche des Targetkerns erzeugen zu können.

Für  $^{58}\text{Ni}$  als Targetkern ergibt sich aus der Bedingung (49)

$$\Lambda(p_i) \ll 4.84 \text{ fm.}$$

Wie bereits erwähnt wurde, ist  $\Lambda(p_i) = 1.8 \text{ fm}$ , so daß diese Bedingung erfüllt ist.

Aus (50) ergibt sich

$$|\vec{p}_i|, |\vec{p}_f| \gg 275 \text{ MeV/c.}$$

Für ein  $\alpha$ -Teilchen mit 140 MeV ist  $p_i = 1031 \text{ MeV/c}$ , und für die vier untersuchten Energiebereiche gilt  $p_f > 700 \text{ MeV/c}$ , so daß auch diese Bedingungen erfüllt sind.

Weiter soll die Bedingung (51)  $|\vec{p}_i| \gg |\vec{q}|$  erfüllt sein. Mit  $p_i = 1031 \text{ MeV/c}$  und  $q \sim 500 \text{ MeV/c}$ , für die untersuchten Energiebereiche, ist diese Bedingung erfüllt.

Für den Streuwinkel ergibt sich aus (52) die Bedingung, daß er kleiner als  $\sim 60^\circ$  sein soll. Sie ist mit einem Streuwinkel von  $30^\circ$  in unserem Experiment erfüllt.

Aus (53) erhält man für  $q$  die Bedingung

$$q \gg 25 \text{ MeV}/c.$$

Mit  $q \sim 500 \text{ MeV}/c$ , für die untersuchten Energiebereiche, ist diese Bedingung ebenfalls gut erfüllt.

Schließlich ergibt sich aus (54), daß die de-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{DB}$  des Projektils kleiner als der Kernradiusparameter  $r_0 \sim 1.25 \text{ fm}$  sein soll. Für  $140 \text{ MeV}$   $\alpha$ -Teilchen ist  $\lambda_{DB} \sim 0.19 \text{ fm}$ , so daß auch diese Bedingung gut erfüllt ist.

Es sind also alle Bedingungen erfüllt, die für die Bildung eines Hot-Spot vorausgesetzt wurden (Wei 77).

Die koinzidenten Protonenspektren sollten somit im Ruhesystem des Rückstoßkerns die für die Emission aus einem Hot-Spot charakteristischen Eigenschaften zeigen. Beim Vergleich der von uns gemessenen Daten mit den Vorhersagen des Hot-Spot-Modells ist zu beachten, daß wir als  $0^\circ$ -Richtung im Ruhesystem die Richtung des Rückstoßimpulses  $q$  gewählt haben. Dagegen haben die Autoren des Hot-Spot-Modells die entgegengesetzte Richtung ( $-\vec{q}$ ) als  $0^\circ$ -Richtung definiert. Im folgenden werden die Winkel auf das in dieser Arbeit verwendete Ruhesystem bezogen.

Nach den Vorhersagen des Hot-Spot-Modells erwartet man eine starke Winkelabhängigkeit für die Temperatur, die man aus der Form der Spektren gewinnen kann. Die höchste Temperatur sollte für  $\theta_R = 180^\circ$ , die niedrigste Temperatur für  $\theta_R = 0^\circ$  ermittelt werden. Die bereits gezeigten Winkelverteilungen der im Ruhesystem des Rückstoßkerns ermittelten Temperaturen (Bilder 32 bis 35) zeigen nicht dieses Verhalten. Die höchste Temperatur wird jeweils in der Nähe der Strahlrichtung gefunden.

Eine Unzulänglichkeit dieses Vergleichs könnte darin bestehen, daß die Temperaturen durch eine Anpassung der Exponentialfunktionen im Energiebereich von 6 bis 12 MeV erfolgte. Dadurch wurden Beiträge höherer Energien zum Spektrum nicht berücksichtigt. Das Modell sagt jedoch voraus, daß in  $180^\circ$ -Richtung höherenergetische Teilchen emittiert werden als in  $0^\circ$ -Richtung, und daß für die Winkelverteilung der mittleren Energien  $\bar{\epsilon}$  der emittierten Teilchen die gleiche Asymmetrie gilt wie für die Winkelverteilung der Temperaturen. Wir haben deshalb für die koinzidenten Protonenspektren im Ruhesystem die mittleren Energien  $\bar{\epsilon}$  für einen Energiebereich von 5 bis 20 MeV ermittelt. Mit diesen mittleren Energien haben wir die Asymmetrieparameter  $\delta_\epsilon$  entsprechend (Wei 77) berechnet

$$\delta_\epsilon(\theta_R) = \frac{\bar{\epsilon}(\theta_R) - \bar{\epsilon}(\theta_R + \pi)}{\bar{\epsilon}(\theta_R) + \bar{\epsilon}(\theta_R + \pi)} .$$

Dieser Asymmetrieparameter sollte für  $\theta_R = 180^\circ$  am größten sein. In Tabelle 6 sind die so erhaltenen Asymmetrieparameter

für die vier  $\alpha$ '-Energiebereiche zusammengestellt. Es zeigt sich, daß auch für die mittleren Energien der emittierten Protonen die aus dem Experiment ermittelte Asymmetrie nicht mit der vom Hot-Spot-Modell vorausgesagten übereinstimmt. Vielmehr zeigt sie bei den Winkeln, wo sie maximal sein sollte, ein umgekehrtes Verhalten, das sich im negativen Vorzeichen des Asymmetrieparameters ausdrückt.

Tabelle 6: Aus den mittleren Energien der Protonenspektren ermittelte Asymmetrieparameter.

$\bar{E}_\alpha = 65 \text{ MeV}$ $\theta_R \quad \delta_\epsilon(\theta_R)$	$\bar{E}_\alpha = 84 \text{ MeV}$ $\theta_R \quad \delta_\epsilon(\theta_R)$	$\bar{E}_\alpha = 103 \text{ MeV}$ $\theta_R \quad \delta_\epsilon(\theta_R)$	$\bar{E}_\alpha = 122 \text{ MeV}$ $\theta_R \quad \delta_\epsilon(\theta_R)$
$170^\circ \quad -0.099$	$160^\circ \quad -0.079$	$150^\circ \quad -0.117$	$140^\circ \quad -0.111$
$-160^\circ \quad -0.031$	$-170^\circ \quad -0.035$	$180^\circ \quad -0.02$	$170^\circ \quad -0.036$
$-115^\circ \quad 0.045$	$-125^\circ \quad 0.041$	$-135^\circ \quad 0.072$	$-145^\circ \quad 0.049$
$-100^\circ \quad 0.089$	$-110^\circ \quad 0.11$	$-120^\circ \quad 0.104$	$-130^\circ \quad 0.148$

H. Ho und Mitarbeiter (Ho 77) fanden bei der Analyse der Pre-equilibriumsemission von  $\alpha$ -Teilchen in Koinzidenz mit tiefinelastischer Streuung von  $^{16}\text{O}$  an  $^{58}\text{Ni}$  bei 6 MeV pro Nukleon ebenfalls einen Anstieg der differentiellen  $\alpha$ -Multiplizitäten und der Temperaturen in Strahlrichtung. Sie erklärten diesen Effekt mit der Emission aus einem Hot-Spot, der mit dem Kern rotiert. Da das gleiche Verhalten jedoch auch für andere Projektil-Target-Kombinationen gefunden wird, z. B. für  $\alpha$ -Teilchen aus der Reaktion  $^{40}\text{Ar}$  auf  $^{93}\text{Nb}$  bei 10 MeV pro Nukleon (Sle 79), erscheint es fraglich, ob diese Erklärung zutrifft.

Es kann aber aus den Ergebnissen unseres Experiments auf jeden Fall das Modell eines auf dem Targetkern ruhenden Hot-Spot, wie es in (Wei 75, Wei 77, Got 79) entwickelt wurde, ausgeschlossen werden.

Es ist auch denkbar, daß die koinzidenten Protonenspektren im Rahmen des Fireball-Modells beschrieben werden können. Für diesen Vergleich geht man davon aus, daß das  $\alpha$ -Teilchen bei der Streuung am Targetkern eine Gruppe von Nukleonen aus dem Targetkern herausschlägt, die einen "Fireball" bildet.

Nach den Annahmen des Modells soll sich diese aufgeheizte Gruppe von Nukleonen durch Teilchenemission abkühlen. Die Emission der Teilchen soll isotrop im Schwerpunktsystem des Fireball erfolgen. Das Energiespektrum der emittierten Nukleonen hat dann im Ruhesystem des Fireball die Form einer Maxwellverteilung, so daß man den Wirkungsquerschnitt im Ruhesystem durch (Mac 81)

$$\frac{d^2\sigma'}{d\varepsilon'd\Omega'} = c \cdot \sqrt{\varepsilon'} e^{-\varepsilon'/T}$$

ausdrücken kann. Dabei ist  $c$  eine Normierungskonstante und die gestrichenen Größen beziehen sich auf das Ruhesystem.

Da die Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein müssen, bewegt sich der Fireball im Laborsystem mit einer Geschwindigkeit  $\vec{v}_s$  in Richtung des Impulsübertrages  $\vec{q}$ . Die Geschwindigkeit  $\vec{v}_s$  hängt von der Anzahl der Nukleonen, die den Fireball bilden, ab. Wegen dieser Schwerpunktschwindigkeit  $\vec{v}_s$  sind die im Laborsystem gemessenen Spektren nicht mehr isotrop, sondern abhängig vom

Winkel, unter dem das Spektrum im Laborsystem relativ zur Richtung von  $\vec{v}_s$  (Rückstoßrichtung) gemessen wurde.

Diese Winkelabhängigkeit wird sichtbar, wenn man den Wirkungsquerschnitt aus dem Ruhesystem in das Laborsystem transformiert. Für die Emission eines Nukleons in die Richtung  $\theta_R$  bezogen auf die Rückstoßrichtung erhält man (Mac 81)

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} = c \sqrt{\epsilon} e^{-(\epsilon - \sqrt{2m\epsilon} v_s \cos \theta_R + \frac{1}{2} m v_s^2)/T},$$

mit der Nukleonenmasse  $m$ .

Wenn die Annahme zutrifft, daß die Protonen aus einem Fireball emittiert werden, der sich mit der Geschwindigkeit  $v_s$  bewegt, und die Emission isotrop im Ruhesystem dieses Fireball erfolgt, dann sollte eine Anpassung dieser Abhängigkeit an die im Laborsystem gemessenen Spektren für einen  $\alpha'$ -Energiebereich zu einer einheitlichen Geschwindigkeit  $v_s$  und Temperatur  $T$  unabhängig vom Emissionswinkel  $\theta_R$  führen.

Wir haben diese Anpassung vorgenommen, wobei die Normierungskonstante  $c$ , die Quellengeschwindigkeit  $v_s$  und die Temperatur  $T$  als freie Parameter variiert wurden. Dabei fanden wir, daß die so erhaltene Quellengeschwindigkeit  $v_s$  in Abhängigkeit vom Winkel über etwa eine Größenordnung variiert. Die in dieser Weise erhaltenen Temperaturen zeigen im wesentlichen die gleiche Winkelabhängigkeit wie die bei der Anpassung der einfachen Exponentialfunktionen  $e^{-E/T}$  erhaltenen Temperaturen.

Damit kann im Rahmen dieses Experimentes das Fireball-Modell als brauchbare Beschreibung der gemessenen koinzidenten Protonenspektren ausgeschlossen werden.

## V. Schlußbetrachtung

Die aus dem vorliegenden Experiment gewonnenen Daten über koinzidente Protonenspektren wurden auf ihre Übereinstimmung mit den Vorhersagen der in Kapitel III vorgestellten Modelle hin untersucht. Das Ziel dieser Untersuchung war es, festzustellen, welche Modelle zur Beschreibung der Daten geeignet sind oder als unzutreffend ausgeschlossen werden können.

Der Vergleich der koinzidenten Protonenspektren mit den Vorhersagen des Fireball-Modells erlaubt es, dieses Modell für die hier untersuchte Reaktion auszuschließen.

Die Winkelverteilungen der aus den experimentellen Daten abgeleiteten Temperaturen und mittleren Protonenenergien entsprechen nicht der Vorstellung eines auf der Kernoberfläche ruhenden Hot-Spot.

Man findet jedoch in Abhängigkeit vom Emissionswinkel der Protonen deutliche Abweichungen der Temperaturen von der Temperatur des equilibrierten Systems. Die höchsten Temperaturen werden für die Emission von Protonen in Vorwärtsrichtung (bezogen auf die Strahlrichtung) und rechts von der Flugrichtung des Rückstoßkerns gefunden, die durch die Streuung des Projektils definiert wird.

Diese Winkelabhängigkeit deutet darauf hin, daß die Energie, die durch die inelastische Streuung des  $\alpha$ -Teilchens auf den Targetkern übertragen wurde, zu Beginn des Äquilibrierungsprozesses nicht gleichmäßig auf den Targetkern verteilt ist. Die Abhängig-

keit der ermittelten Temperaturen vom Emissionswinkel deutet darauf hin, daß nach der inelastischen Streuung des Projektils zunächst mehr Energie pro Volumeneinheit rechts von der Rückstoßachse als links davon gespeichert ist. Diese Annahme wird durch die Winkelabhängigkeit der mittleren Energien der emittierten Protonen gestützt.

Diese inhomogene Energieverteilung resultiert aus der Lage der Wechselwirkungszone, aus der das  $\alpha'$ -Teilchen emittiert wird, auf der  $\alpha'$ -Nachweisseite des Targetkerns.

In Abhängigkeit vom Emissionswinkel der Protonen sind von dieser Emissionszone des  $\alpha'$ -Teilchens aus mehr oder weniger Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen nötig, ehe ein Proton emittiert werden kann. Diese Winkelabhängigkeit der Wechselwirkungszahl kommt in der Winkelabhängigkeit der Zahl der Nukleonen  $N$ , die sich die Anregungsenergie teilen, zum Ausdruck.

Die relativ gute Übereinstimmung der Form der koinzidenten Protonenspektren mit den inklusiven Protonenspektren aus der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(p,p')$  (Ber 73) deutet darauf hin, daß dem Dissipationsprozeß der Anregungsenergie in beiden Fällen der gleiche Reaktionsmechanismus zugrunde liegt.

Die wesentlich geringere Emissionswahrscheinlichkeit für koinzidente  $\alpha$ -Teilchen kann durch zwei Effekte erklärt werden:

1. die höhere Coulombbarriere für die Emission von  $\alpha$ -Teilchen,
2. die geringe Wahrscheinlichkeit, daß vier angeregte Nukleonen des Targetkerns ein  $\alpha$ -Teilchen bilden (Mac 80), wenn man die quasifreie Streuung an einem präformierten  $\alpha$ -Teilchen im Targetkern ausschließt.

Es wäre interessant zu prüfen, ob für die koinzidenten  $\alpha$ -Teilchen die gleichen Winkelabhängigkeiten für die Temperaturen und die mittleren Energien gelten, und ob diese vielleicht noch ausgeprägter sind als für die Protonen, wie von Weiner und Mitarbeitern (Wei 77) im Falle des statischen Hot-Spot vorausgesagt wurde. Die starke Anisotropie der Winkelverteilung der differentiellen Multiplizitäten für koinzidente  $\alpha$ -Teilchen könnte ein Hinweis darauf sein.

Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte wären für diese Untersuchung jedoch sehr lange Meßzeiten erforderlich, um die Spektren der koinzidenten  $\alpha$ -Teilchen mit einer für Temperaturbestimmungen ausreichenden Statistik zu messen.

Literaturverzeichnis

- Awe 81 T.C. Awes, G. Poggi, C.K. Gelbke, B.B. Back, B.G. Glagola,  
H. Breuer und V.E. Viola, Jr., Phys. Rev. C24 (1981) 89
- Bec 78 U. Bechstedt, Diplomarbeit, Universität Bonn (1978) unver-  
öffentlicht
- Bec 80 U. Bechstedt, H. Machner, W. Oelert, P. Jahn und C. Mayer-  
Böricke, KFA IKP (1980) unveröffentlicht
- Ber 73 F.E. Bertrand und R.W. Peelle, Phys. Rev. C8 (1973) 1045
- Bet 36 H.A. Bethe, Phys. Rev. 50 (1936) 332
- Bet 38 H.A. Bethe, Phys. Rev. 53 (1938) 675
- Bev 69 P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the  
Physical Sciences, Mc Graw-Hill Book Company (1969)
- Bla 52 J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics,  
New York (1952)
- Bla 68 M. Blann, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1357
- Bla 70 M. Blann, F.M. Lanzafame, Nucl. Phys. A142 (1970) 545
- Bla 71 M. Blann, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 337
- Bla 72 M. Blann, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 757
- Bla 73 M. Blann, Nucl. Phys. A213 (1973) 570
- Boh 36 N. Bohr, Nature 137 (1936) 332
- Boh 69 A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure Vol. I, W.A.  
Benjamin (1969) 214
- Bro 79 D.R. Brown, J.M. Moss, C.M. Rozsa, D.H. Youngblood and  
J.D. Bronson, Nucl. Phys. A313 (1979) 157
- But 62 S.T. Butler und C.A. Pearson, Phys. Lett. 1 (1962) 77
- Cli 71 C.K. Cline, M. Blann, Nucl. Phys. A172 (1971) 225
- Cow 80 A.A. Cowley, C.C. Chang, H.D. Holmgren, J.D. Silk, D.L.  
Hendrie, R.W. Koontz, P.G. Roos, C. Samanta und J.R. Wu,  
Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1930

- Eng 74 J.B.A. England, *Techniques in Nuclear Structure Physics*, Part 2, Mac Millan, London (1974)
- Eri 60 T. Ericson, *Adv. Phys.* 9 (1960) 423
- Gam 78 A. Gamp, J.C. Jacmart, N. Poffé, H. Doubre, J.C. Roynette und J. Wilczynski, *Phys. Lett.* 74B (1978) 215
- Gem 80 H. Gemmeke, P. Netter, Ax. Richter, L. Lassen, S. Lewandowski, W. Lücking und R. Schreck, *Phys. Lett.* 97B (1980) 213
- Gol 74 D.A. Goldberg, S.M. Smith und G.F. Burdzik, *Phys. Rev. C* 10 (1974) 1362
- Got 79 P.A. Gottschalk und M. Weström, *Nucl. Phys.* A314 (1979) 232
- Gou 75 F.S. Goulding, B.G. Harvey, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25 (1975) 123
- Gri 66 J.J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 478
- Gup 78 S. Das Gupta, *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 1450
- Har 78 G.D. Harp, J.M. Miller and B.J. Berne, *Phys. Rev.* 165 (1968) 1166
- Ho 78 H. Ho, R. Albrecht, W. Dünneberger, G. Graw, S.G. Steadman, J.P. Wurm, D. Disdier, V. Rauch und F. Scheibling, *Z. Phys.* A283 (1978) 235
- Iri 76 Y. Irie, M. Hyakutake, M. Matoka und M. Sonoda, *J. Phys. Soc. Japan* 39 (1975) 537 und *Phys. Lett.* 62B (1976) 9
- Kal 77 C. Kalbach, *Z. Phys.* A283 (1977) 401
- Kik 68 K. Kikuchi, M. Kawai, *Nuclear Matter and Nuclear Interactions*, North Holland, Amsterdam (1968)
- Küh 79 W. Kühn, *Dissertation Heidelberg* (1979) unveröffentlicht
- Mac 79 H. Machner, *Phys. Lett.* 86B (1979) 129
- Mac 80 H. Machner, *Phys. Rev. C* (1980) 2695

- Mac 81 H. Machner, U. Bechstedt, A. Djaloeis und P. Jahn,  
wird veröffentlicht
- Mae 80 P. Maedeler und R. Reif, Nucl. Phys. A377 (1980) 445
- Man 76 G. Mantzouranis, D. Agassi und H.A. Weidenmüller, Phys.  
Lett. 57B (1975) 220 und G. Mantzouranis, Phys. Lett.  
63B (1976) 25
- Mig 76 A. Mignery, M. Blann und W. Scobel, Nucl. Phys. A273  
(1976) 125
- Mye 78 W.D. Myers, Nucl. Phys. A296 (1978) 177
- Nom 78 T. Nomura, H. Utsunomiya, T. Motobayashi, T. Inamura  
und M. Yanokura, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 694
- Pat 72 R.K. Pathria, Statistical Mechanics, Pergamon, New York,  
(1972)
- Rib 73 I. Ribansky und P. Oblozinsky, Phys. Rev. Lett. 45B  
(1973) 318
- Rie 72 G. Riepe, D. Protic, Nucl. Instr. 101 (1972) 77
- Sch 81 R.P. Schmitt, G.J. Wozniak, G.U. Rattazzi, G.J. Mathews,  
R. Regimbart und L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 46 (1981)  
522
- Sco 80 D.K. Scott, in D. Wilkinson (Hrsg.), Progress in Particle  
and Nuclear Physics 4 (1980) 5
- Sle 79 J. Slemmer, Dissertation, Heidelberg (1979) unveröffent-  
licht
- Tom 38 S. Tomonaga, Z. Phys. 110 (1938) 571
- Tök 81 J. Töke und W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A372 (1981) 141
- Wap 71 H.A. Wapstra und N.B. Gove, Nuclear Data Tables 9 (1971)  
265

- Wei 37 V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295
- Wei 40 V.F. Weisskopf, D.H. Ewing, Phys. Rev. 57 (1940) 472
- Wei 75 R. Weiner und M. Weström, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1523
- Wei 77 R. Weiner und M. Weström, Nucl. Phys. A286 (1977) 282
- Wes 76 G.P. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer,  
W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval und R. Stock,  
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202
- Wes 78 L. Westerberg, D.G. Sarantites, D.C. Hensley, R.A. Dayras,  
M.L. Halbert und J.H. Barker, Phys. Rev. C18 (1978) 796
- Wil 71 F.C. Williams Jr., Nucl. Phys. A166 (1971) 231
- You 80 G.R. Young, R.L. Ferguson, A. Gavron, D.C. Hensley,  
Felix E. Obenshain, F. Plasil, A.H. Snell, M.P. Webb,  
C.F. Maguire, und G.A. Petitt, Phys. Rev. Lett. 45 (1980)  
1389