

KfK 2887
Dezember 1979

Experimente zum Aufbruch von ${}^6\text{Li}$ -Ionen

B. Neumann
Institut für Angewandte Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Angewandte Kernphysik

KfK 2887

EXPERIMENTE ZUM AUFBRUCH
VON ${}^6\text{Li}$ -IONEN

B. Neumann

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Es wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte von p, d, t, ^3He und Alphateilchen gemessen, die beim Beschuß von ^{12}C , ^{60}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn und ^{208}Pb mit 156 MeV ^6Li -Ionen produziert werden. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Emissionswinkel des Ejektils und von der Massenzahl des Targets wurde untersucht. Es wird gezeigt, daß die Energiespektren überwiegend durch den Aufbruch des ^6Li -Projektils entstehen. Die Energieverteilungen der Aufbruchteilchen werden im Rahmen einfacher Aufbruchmodelle diskutiert und für d, ^3He und Alpha-Teilchen versuchsweise die innere Impulsverteilung der Cluster-Fragmente in ^6Li bestimmt. Die extrahierten inneren Impulsverteilungen sind vergleichbar mit denen in quasifreien Knock-out-Reaktionen gefundenen.

Weiterhin wurden im Energiebereich $E_{\text{Li}} = 60\text{-}156$ MeV Prozesse untersucht, bei denen Dissoziationsprodukte des Projektils, insbesondere Alpha-Aufbruchfragmente, auf ^{208}Pb und ^{209}Bi -Targetkerne transferiert werden. Die Experimente basieren auf der Beobachtung schwerer Restkerne, die bei der ^6Li -Bestrahlung des Targets erzeugt werden, sowie auf Messungen der Reichweite der Rückstoßkerne in Kohlenstoffolien. Aus den Messungen geht hervor, daß bei Energien weit oberhalb der Coulombbarriere ($^6\text{Li}, \text{xn+p}$)-Reaktionen im wesentlichen als $(\alpha, (\text{x}-1)\text{n})$ -Reaktionen mit Alpha-Energien von $E_{\alpha} \sim \frac{2}{3} E_{\text{Li}}$ angesehen werden können. Die Ergebnisse liefern weitere Beweise für Cluster-Transfer-Reaktionen in hochangeregte Zustände, bei denen ein ^6Li -Aufbruchfragment eine (Fragment, xn)-Reaktion einleitet ("internal break-up") und bestätigen einen neuen Reaktionsmechanismus, der als "incomplete fusion" in Schwerionen-induzierten Reaktionen neuerdings als wichtiger Prozeß erkannt worden ist.

Experimental Studies of the Break-up of ${}^6\text{Li}$ -ions

Abstract

Differential cross sections of p, d, t, ${}^3\text{He}$ and alpha-particles were measured for the bombardment of ${}^{12}\text{C}$, ${}^{60}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{120}\text{Sn}$ and ${}^{208}\text{Pb}$ with 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -particles. The angular distributions and the dependence of the reaction on target mass was studied. It is shown that the energy spectra result from the break-up of the incident ${}^6\text{Li}$ -particle. The spectral shapes of the break-up spectra were analyzed using simple break-up models. For d, ${}^3\text{He}$ and alpha-particles the intrinsic momentum distribution of the cluster fragments in ${}^6\text{Li}$ were extracted and found to be in good agreement with the results of quasi-free knockout reactions.

Transfer of beam-velocity fragments on ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^{209}\text{Bi}$ has been experimentally investigated in the energy range $E_{\text{Li}}=60-156$ MeV. The experimental techniques involve the observation of the target residues and measurements of the recoil ranges of heavy residual nuclei produced by ${}^6\text{Li}$ particle bombardment. Far above the Coulomb barrier (${}^6\text{Li}, xn+p$) reactions prove to be very similar to $(\alpha, (x-1)n)$ reactions at $E_{\alpha} \sim 2/3 E_{\text{Li}}$. The results present further evidence for cluster-transfer-reactions, whereby a projectile fragment is transferred to the target in the manner of a (fragment, xn)-reaction. The experiments confirm a new reaction mechanism ("incomplete fusion") which recently seems to be an important process in heavy-ion physics.

Experimente zum Aufbruch von ${}^6\text{Li}$ -Ionen

Seite

I.	EINLEITUNG	1
II.	MESSUNG VON KONTINUIERLICHEN TEILCHENSPEKTREN NACH ${}^6\text{Li}$ -INDUZIERTEN KERNREAKTIONEN UND BESTIMMUNG VON AUF- BRUCH-WIRKUNGSQUERSCHNITTEN	4
1.	Experimentelle Anordnung	4
1.1	Strahlführung und Streukammer	4
1.2	Detektoren	4
1.3	Elektronik und Datenaufnahme	8
2.	Messungen und Ergebnisse	10
2.1	Energiespektren	10
2.2	Aufbruch-Wirkungsquerschnitte	14
2.2.1	Trennung des Aufbruchs und Verdampfungsbeitrages	15
2.2.2	Winkelabhängigkeit	21
2.2.3	Abhängigkeit von der Targetmassenzahl	25
2.2.4	Bemerkungen zur Energie- und Ejektil- abhängigkeit	28
3.	Diskussion der Teilchenspektren	31
3.1	Spektrenform und Reaktionskinematik	31
3.1.1	Der simultane Dreierzerfall	31
3.1.2	Der Zwei-Stufen-Zerfall	34
3.1.3	Die Quasielastische Streuung und Spektatoreffekt	38
3.2	Aufbruchmodelle und Impulsverteilungen in ${}^6\text{Li}$	39
3.3	Das Energiespektrum der Tritonen und ${}^3\text{He}$ -Teilchen	44

III. TRANSFER VON ${}^6\text{Li}$ -AUFBRUCH-FRAGMENTEN	47
1. Aspekte von Transferreaktionen mit schweren Ionen	47
2. Voraussetzungen zur Durchführung der Experimente	50
2.1 Unterscheidung von Reaktionsmechanismen	50
2.2 Q-Wert-Kriterium	54
3. Experiment	55
3.1 Methode zur Bestimmung von Rückstoßenergien	55
3.2 Experimenteller Aufbau	57
3.2.1 Targets und ${}^{12}\text{C}$ -Auffangfolien	58
3.2.2 Mechanischer Versuchsaufbau	58
4. Messungen und Ergebnisse	60
4.1 Identifikation der Reaktionsprodukte	60
4.2 Reichweitenmessungen	61
4.2.1 Absorptionskurven	61
4.2.2 Energieverlust der Alpha-Teilchen	64
4.3 Wirkungsquerschnitte und Anregungsfunktionen	69
5. Diskussion der Ergebnisse der Rückstoßexperimente	72
5.1 Reaktionsmechanismus	72
5.2 Anregungsfunktionen	74
IV. SCHLUSSBEMERKUNGEN	77
LITERATURVERZEICHNIS	78

I. EINLEITUNG

Bei der Untersuchung von Kernreaktionen mit leichten und schweren Projektilen besteht ein besonderes Interesse an ${}^6\text{Li}$ -induzierten Reaktionen. Das ${}^6\text{Li}$ -Ion nimmt, bedingt durch seine Masse, eine Zwischenstellung ein zwischen den leichten Ionen p, d, ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchen und den gewöhnlich als schwere Ionen bezeichneten Teilchen wie ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ usw. Das ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ist ein stabiler Kern, der einerseits genügend viele Nukleonen besitzt, um wichtige allgemeine Aspekte von nuklearen Phänomenen auszudrücken und der andererseits genügend wenige Nukleonen enthält, um ihn noch als einfaches Teilchen mit erkennbarer nuklearer Struktur zu betrachten und zu beschreiben. Das wesentliche Interesse beim Studium von Kernreaktionen gilt - neben den diskreten Linien am hochenergetischen Ende des Ejektil-Spektrums - dem Verständnis der breiten, kontinuierlichen Verteilungen in den Spektren der emittierten geladenen Teilchen, die oberhalb des Verdampfungsmaximums liegen. Als Hauptursache für das Zustandekommen dieser kontinuierlichen Spektren wird der Aufbruch (Fragmentation) des Projektils diskutiert. Zur detaillierteren Untersuchung solcher Reaktionen erweist sich das ${}^6\text{Li}$ -Ion als besonders geeignetes Projektil. Es besitzt eine ausgeprägte Cluster-Struktur, die stärker als bei anderen Projektilen eine hohe Wahrscheinlichkeit für die Dissoziation impliziert. Das ${}^6\text{Li}$ -Ion zeichnet sich gegenüber leichteren Projektilen wie d, ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchen durch die schwache Bindung ($E_B = -1.47$ MeV) der $\alpha+d$ Cluster aus und gegenüber den komplexeren schweren Projektilen durch seine relativ einfache Struktur. Aufgrund dieser Eigenschaften des ${}^6\text{Li}$ -Ions wird ein Zusammenhang mit der Form der kontinuierlichen Spektren erwartet. Experimente zur Untersuchung des Projektil-Aufbruchs sind für leichtere und schwerere Ionen als ${}^6\text{Li}$ in einem weiten Energiebereich durchgeführt worden (SER 47, MAT 78, WU 78, GEL 77). Sie zeigen, daß der Aufbruch des Projektils wesentlich zum totalen Reaktionsquerschnitt beitragen kann - sogar im Falle des am stärksten gebundenen Projektils, nämlich des Alpha-Teilchens (Wu 78). Für ${}^6\text{Li}$ -Projektile waren solche Experimente bisher nur bei Energien unter, um oder wenig über der Coulombbarriere möglich und wurden zum Teil

als kinematisch unvollständige (OLL 64, OST 72), aber auch als kinematisch vollständige Experimente durchgeführt (OST 74, SCHO 77). Nachdem am Karlsruher Isochronzyklotron ein externer Strahl von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen zur Verfügung steht, bestand die Möglichkeit, ${}^6\text{Li}$ -induzierte Reaktionen in diesem bisher kaum untersuchten Energiebereich zu studieren.

Mit ansteigender ${}^6\text{Li}$ -Energie erwartet man (GEM 78) einen Übergang vom reinen Aufbruch im Coulombfeld zum Aufbruch im Kernfeld. Gleichzeitig erwartet man auch eine Änderung des Reaktionsmechanismus vom sequentiellen Zerfall zu einer direkten Disintegration des ${}^6\text{Li}$ -Kerns. Anders als beim sequentiellen Aufbruch über inelastische Streuung zu einem Resonanz-Niveau in ${}^6\text{Li}$ (3^+ -Zustand bei 2,18 MeV) wird bei der direkten Disintegration die sofortige Fragmentation des ${}^6\text{Li}$ -Ions in hochangeregte Kontinuumszustände angenommen. Durch die sehr viel höhere Energie wird neben der bekannten ($\alpha+d$) Clusterstruktur auch der Einfluß weiterer Aufbruchkanäle wie ($t + {}^3\text{He}$) und ($\alpha + p + n$) in den Teilchenspektren erwartet.

Eine ausgeprägte Clusterstruktur des Projektils impliziert zusätzlich zum Aufbruch, auch eine hohe Wahrscheinlichkeit für den Transfer von Cluster-Fragmenten. Untersuchungen mit Projektilen von ${}^6\text{Li}$ bis ${}^{20}\text{Ne}$ deuten an, daß in Reaktionen mit Projektilen denen man eine deutliche Clusterstruktur zuschreiben kann, Cluster-Transfer-Reaktionen einen großen Wirkungsquerschnitt besitzen (QUI 60, BIM 72). Im Gegensatz zu den "klassischen" Transferreaktionen, sind die Cluster-Transfer-Reaktionen durch einen hohen Energie- und hohen Massentransfer gekennzeichnet, bei der eines der Aufbruchfragmente in hochangeregte Zustände des Targetkerns transferiert wird und anschließend eine Compoundkernreaktion stattfinden kann.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente dienen zum einen der Untersuchung der beim ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch entstehenden Energiespektren der Fragmente und zum anderen der Klärung des genauen Reaktionsmechanismus von Cluster-Transfer-Reaktionen, die in

hochangeregte Zustände des Endkerns führen. Im ersten Teil dieser Arbeit wird über die Messung doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitte und deren Winkel und Targetmassen-Abhängigkeit berichtet. Die Energiespektren werden im Rahmen eines direkten Aufbruchmodells für den ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch, das ursprünglich für den Deuteronenaufbruch entwickelt wurde, (SER 47) berechnet und mit den gemessenen Spektren verglichen. Weiterhin wird gezeigt, daß auf der Grundlage des "Abrasion"-Modells, welches die Impulsverteilung der Fragmente auf die intrinsische Bewegung der Nukleonen im Projektil zurückführt, Aussagen über den Fermi-Impuls der Fragmente im Projektil möglich sind und damit auch Aussagen über die Gültigkeit dieser Modellvorstellungen für den vorliegenden Fall gemacht werden können.

Im zweiten Teil der Arbeit werden Prozesse untersucht, bei denen Dissoziationsprodukte des ${}^6\text{Li}$ -Projektils auf ${}^{208}\text{Pb}$ und ${}^{209}\text{Bi}$ -Kerne transferiert werden. Es wird ein Experiment vorgestellt, in dem die Reichweiten schwerer Restkerne in Kohlenstoff-Folien gemessen werden. Es wird gezeigt, daß die Bestimmung der Rückstoßenergien eine Unterscheidung verschiedener Reaktionswege ermöglicht, die zum gleichen Endkern führen. Die Ergebnisse bestätigen den oben genannten Reaktionsmechanismus, der bereits in früheren Experimenten vermutet wurde: Transfer eines Fragments, das eine (Fragment,xn)-Reaktion einleitet ("internal break-up").

II. MESSUNG VON KONTINUIERLICHEN TEILCHENSPEKTREN NACH ${}^6\text{Li}$ INDUZIERTEN KERNREAKTIONEN UND BESTIMMUNG VON AUFBRUCH- WIRKUNGSQUERSCHNITTEN

1. Experimentelle Anordnung

1.1 Strahlführung und Streukammer

Die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch-Fragmente wurden in der 130 \emptyset -Streukammer am externen Strahlführungssystem des Karlsruher Isochronzyklotrons durchgeführt. Die ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen werden in einer externen Penning-Ionenquelle produziert, mit einer Energie von ~ 10 keV aus der Ionenquelle extrahiert und dann axial in das Zyklotron eingeleitet. Nach der Beschleunigung hat der extrahierte ${}^6\text{Li}$ -Strahl eine feste Endenergie von 156 MeV mit einer Energieunschärfe von 600 keV (FWHM). Auf die Möglichkeit, die Auflösung des Strahls mit Hilfe eines Analysiermagneten zu verbessern, wurde verzichtet, um die kleine Strahlintensität (~ 20 enA) nicht noch weiter zu vermindern. Die Energieauflösung war so hauptsächlich durch die Strahlauflösung begrenzt. Nach Durchlaufen der Streukammer wurde der Strahl in einem abgeschirmten Faraday-Käfig gestoppt. Der Faraday-Käfig war mit einem Integrator verbunden, mit dem der Strahlstrom und die akkumulierte Ladung gemessen wurden. Eine Ansicht der geöffneten Streukammer zeigt Abb. 1. Im Innern erkennt man zwei unabhängig voneinander um das Zentrum drehbare Arme. Auf dem linken Arm befindet sich ein ΔE -E Teleskop mit Blende. Der Abstand des Detektors vom Target betrug 46 cm, die Raumwinkelakzeptanz ca. $4 \cdot 10^{-5}$ sr und die Winkelauflösung 0.18° .

1.2 Detektoren

Da bei den vorliegenden Experimenten eine Teilchenidentifizierung notwendig war, bestand das Zähler-Teleskop aus einem ΔE -Zähler zur Messung des Energieverlustes und einem E-Zähler zur Messung der restlichen kinetischen Energie der Ejektile. Als ΔE -Zähler wurde ein 300 μm dicker Silizium-Oberflächensperrschichtzähler verwendet. Da leichte Teilchen mit $Z=1$ bis $Z=3$ mit einer guten Auflösung bis in einen Energiebereich von ca. 150 MeV

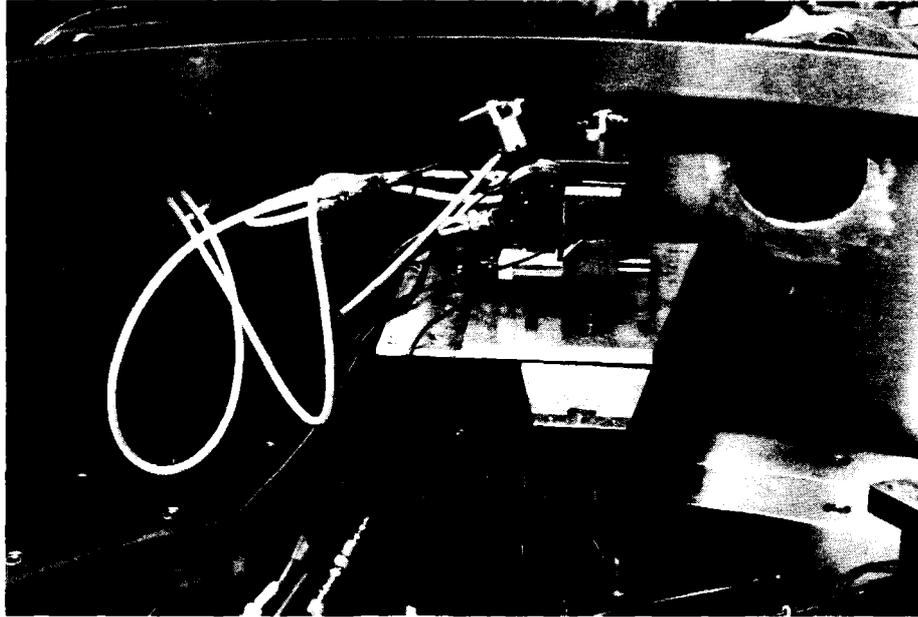


Abb. 1: Blick in die geöffnete Streukammer. Auf dem Dreharm erkennt man das ΔE -E Detektorsystem. Zur besseren Übersicht ist der vordere E-Detektor seitlich verschoben.



Abb. 2: Streukammer mit Detektorsystem und Detektor-Kühlvorrichtung. Aus dem Vorratsgefäß wird der flüssige Stickstoff durch PVC-Schläuche zu den Detektor-Kryostaten gepumpt.

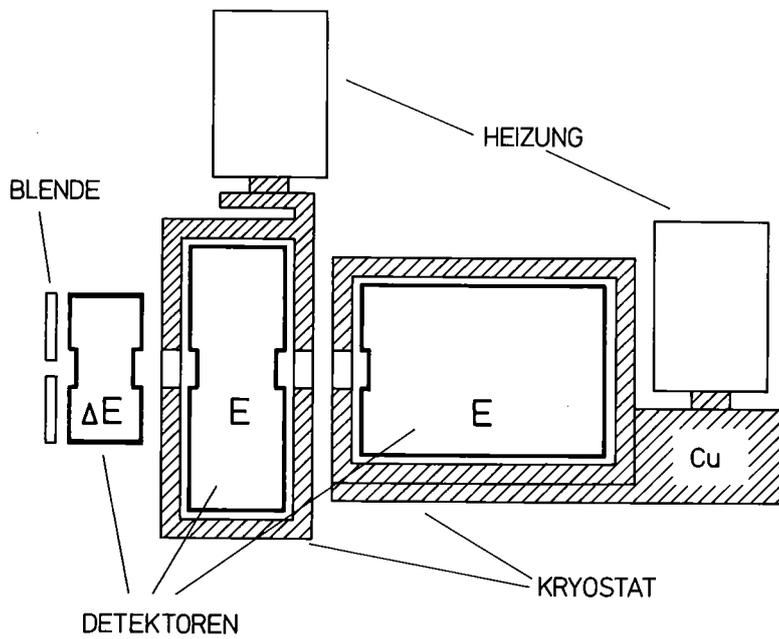
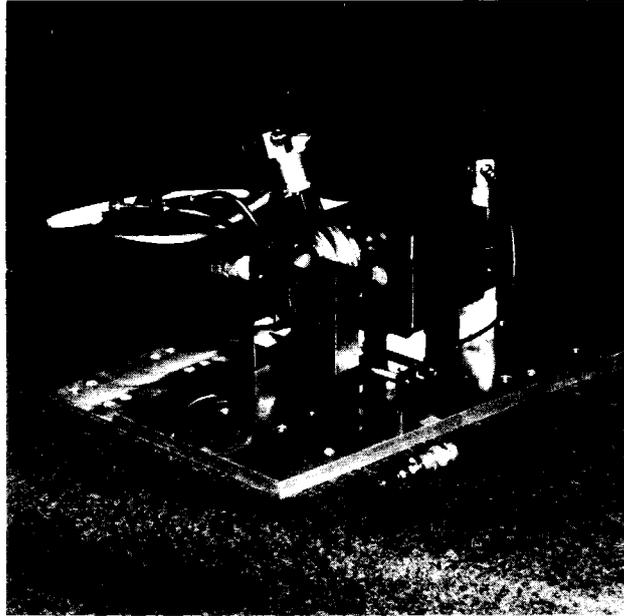


Abb. 3: ΔE -E Detektorsystem zur Messung von ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch-
fragmenten. Der vordere E-Detektor ist seitlich
verschoben. Die schematische Darstellung zeigt die
Anordnung von Detektoren, Blende und Heizungen.

spektroskopiert werden sollten, mußten an den E-Detektor hinsichtlich seiner Dicke besondere Anforderungen gestellt werden.

Es wurden zwei intrinsic Ge-Detektoren* mit einer Dicke von 15 mm bzw. 20 mm benutzt, die hintereinander montiert als E-Zähler benutzt wurden. Dabei war der targetseitige Detektor als Transmissionszähler ausgeführt.

Die E-Detektoren befanden sich in Kupfergehäusen, die thermisch vom übrigen Dreharm isoliert waren. Um die Kupfergehäuse waren Kühlschlangen befestigt, durch die flüssiger Stickstoff gepumpt wurde, um die Ge-Detektoren auf Stickstofftemperatur zu kühlen. Die Temperatur der Detektoren wurde mit Thermoelementen überwacht. Der Verbrauch an flüssigem Stickstoff betrug ~ 2 l/h. In Abb. 2 sind N_2 -Vorratsgefäße und in der Streukammer die Kühlleitungen zu erkennen. Daten und Eigenschaften des E-Zähler-Systems sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Das gesamte ΔE -E Teleskop ist in Abb. 3 gezeigt.

Tabelle 1: Daten und Eigenschaften des E-Zählersystems

Detektordicke:	35 mm
aktive Fläche:	200 mm ²
Einzeldetektoren:	PGT/SCHLUMBERGER
Dicke:	20 mm / 15 mm

Auflösung

5,45 MeV Alpha-Teilchen von ²⁴¹ Am:	~ 15 keV / 22 keV
1,33 MeV Gamma-Quanten von ⁶⁰ Co:	$\sim 2,3$ keV / 6 keV
elastische Linie von ²⁰⁸ Pb am analysierten 104 MeV Alpha-Strahl:	~ 150 keV
(Strahlaufklärung: 50 keV)	

Maximale Teilchenenergie, die gestoppt werden kann:

Protonen:	-125 MeV
Deuteronen:	-170 MeV
Alpha-Teilchen:	-500 MeV

*Firma LASCO-Schlumberger, München (SCHLUMBERGER-DETEKTOR)
Firma Princeton-Gamma-Tech, Wiesbaden (PGT-DETEKTOR)

1.3 Elektronik und Datenaufnahme

Der elektronische Aufbau bestand im wesentlichen aus Vorverstärker und Hauptverstärker für jeden Detektor und einer Koinzidenzeinheit. Durch die Koinzidenzstufe wurde gewährleistet, daß das nachgewiesene Teilchen sowohl den ΔE -Detektor als auch den E-Detektor erreicht hat. Die Signale der zwei E-Detektoren wurden nach den Hauptverstärkern addiert. Eine Addition der Vorverstärkersignale war nicht möglich, da die Detektoren mit unterschiedlichen Hochspannungen betrieben werden mußten. Zur Datenaufnahme und -speicherung diente ein modulares Mehrparameter-Meßsystem (1) in Verbindung mit einem NOVA II-On-Line Rechner (2). Die innerhalb der Koinzidenzzeit von $\sim 1 \mu\text{sec}$ registrierten ΔE -E-Ereignisse wurden paarweise auf Magnetband geschrieben (LIST-MODE). Eine Kontrolle der Datenaufnahme war während der Messung durch ein zweidimensionales ΔE -E Spektrum und die auf die ΔE - und E-Achsen projizierten Gesamtspektren möglich. Abb. 4 zeigt ein ΔE -E Spektrum, das während der Messung aufgenommen wurde. Durch die Möglichkeit, verschiedene Höhengschnitte im 2-dimensionalen Spektrum zu erzeugen, konnten Auflösung und Teilchentrennung kontrolliert werden. Im linken Höhengschnitt erkennt man von rechts oben nach links unten ${}^9\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$ und ${}^3\text{He}$. Im rechten Höhengschnitt sieht man, daß auch die p,d,t getrennt sind. Die Teilchenidentifizierung wurde off-line auf der Basis der Gouldingmethode durchgeführt (GOU 64). Die Berechnung der Teilchenspezifischen Spektren aus den Rohdaten geschah teilweise am NOVA II-Rechner (ZAG 79), teils am IBM-Rechner des KfK (BUS 79). Zu diesem Zweck wurden beide E-Detektoren mit der am Target gestreuten elastischen Linie des 156 MeV ${}^6\text{Li}$ und 104 MeV Alpha-Strahls geeicht.

(1) Firma Laben

(2) Firma Data General

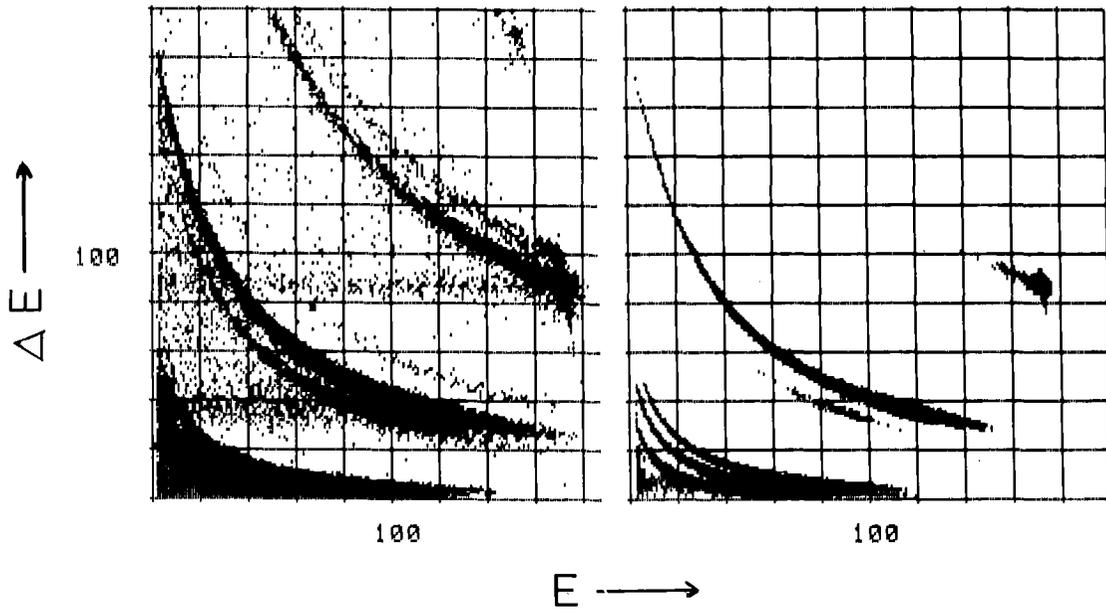


Abb. 4: Zwei-dimensionales ΔE - E Spektrum geladener Teilchen aus der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$. (Höhenschnitte bei zwei und 10 Ereignissen pro Kanal). Die waagerechten Wälle im linken Höhenschnitt entstehen durch Kernreaktionen im E -Detektor.

2. Messungen und Ergebnisse

Die Spektren von p, d, ^3He und Alpha-Teilchen wurden an fünf Targets unter einem festen Winkel von $\theta_{(\text{lab})} = 12^\circ$ gemessen (Abb. 5). Für t, ^3He und Alpha-Teilchen wurde zusätzlich die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in einem Winkelbereich von 12° bis 32° in Schrittweiten von 5° an einem ^{208}Pb -Target gemessen (Abb. 6). Im niederenergetischen Bereich der Spektren ist die Nachweisschwelle durch die Dicke des ΔE -Zählers bedingt. Als Targets wurden selbsttragende Folien mit den in Tabelle 2 angegebenen charakteristischen Daten benutzt.

Tabelle 2: Charakteristische Daten der verwendeten Targets

Target	Anreicherung %	Dicke mg/cm ²
^{12}C	98,98 (nat.)	4,5
^{60}Ni	99,8	5,0
^{90}Zr	98,0	3,8
^{120}Sn	96,0	5,0
^{208}Pb	99,22	8,0

2.1 Energiespektren

Um einen Vergleich der Teilchenspektren untereinander zu ermöglichen, sind in Abb. 7 typische Energiespektren für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},x)$ bei 18° dargestellt. Die Linienbreite der elastisch gestreuten ^6Li -Teilchen entspricht der Auflösung bei diesen Experimenten (600 keV FWHM). Die gezeigten Spektren sind typisch für alle gemessenen Spektren bei verschiedenen Laborwinkeln und verschiedenen Targets. Sie sind gekennzeichnet durch breite Wälle (FWHM = 20-40 MeV), deren Maxima bei Energien liegen, die der Geschwindigkeit des einfallenden ^6Li -Teilchens entsprechen. Eine Ausnahme bildet nur das Tritonen-Spektrum

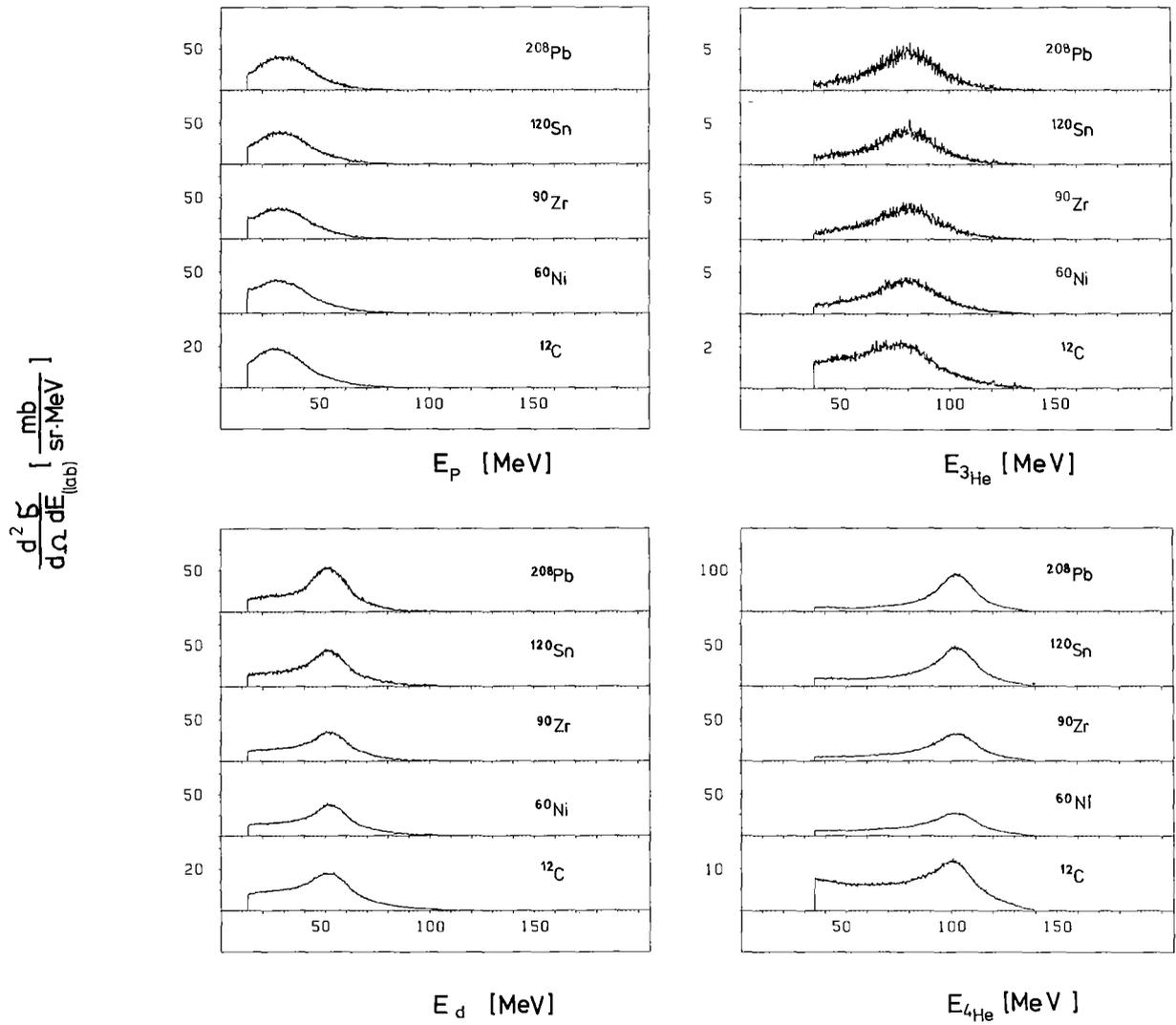


Abb. 5: Energiespektren für p, d, ^3He und Alpha-Teilchen nach der Bestrahlung von ^{208}Pb , ^{120}Sn , ^{90}Zr , ^{60}Ni , ^{12}C mit 156 MeV ^6Li bei $\theta_{(\text{lab})} = 12^\circ$.

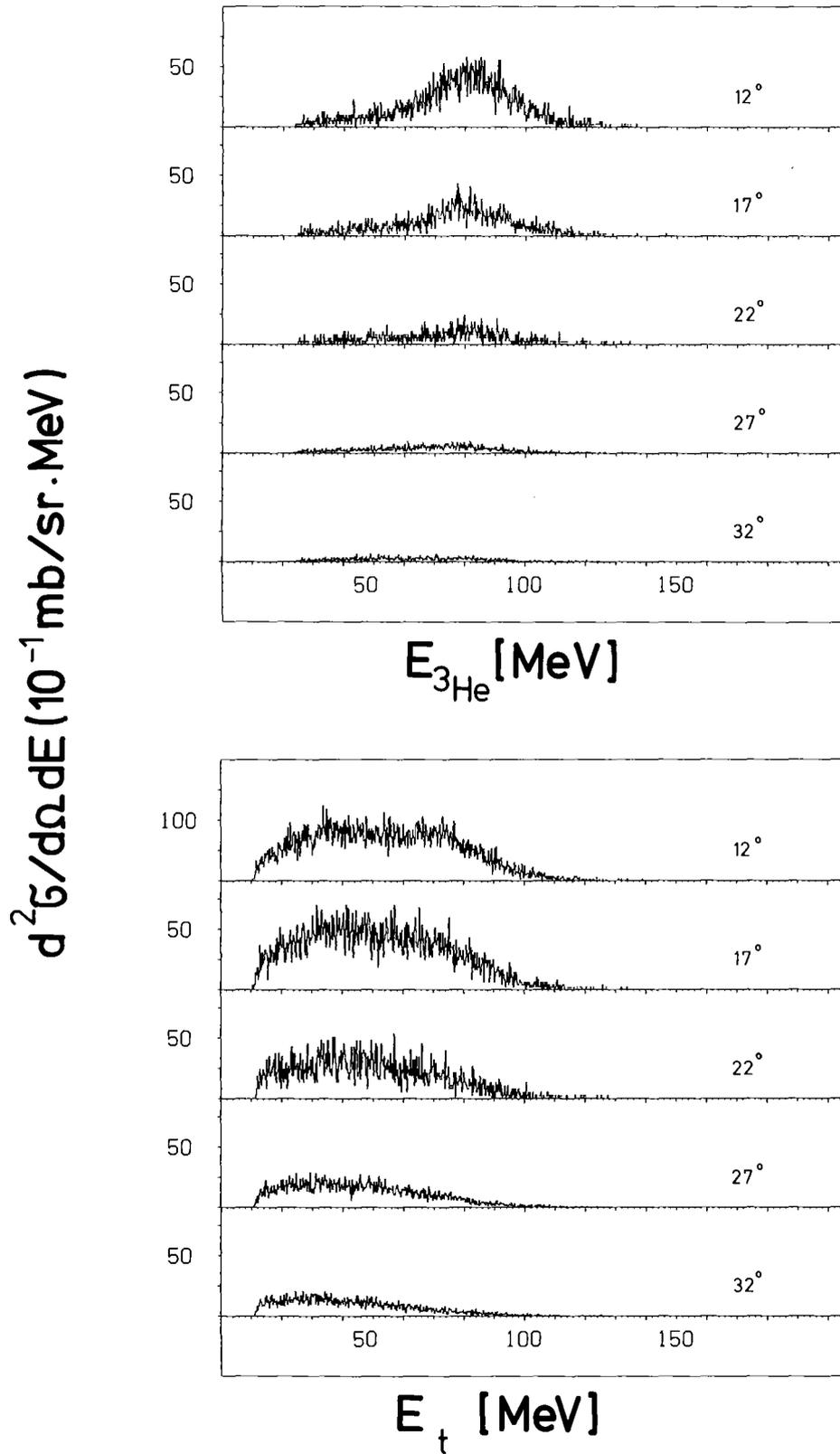


Abb. 6a: Energiespektren für ${}^3\text{He}$ und t aus der Reaktion $156 \text{ MeV } {}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ bei Winkeln von 12° bis 32° (Lab).

(FWHM = 70 MeV), das sich aus mindestens zwei Komponenten zusammensetzt. Es wird daher bei den folgenden Betrachtungen ausgeklammert und in Abschnitt 3.3 separat diskutiert. Für p, d, ^3He und Alpha-Teilchen befinden sich die Maxima bei ca. $1/6$, $1/3$, $1/2$, $2/3$ der einfallenden ^6Li -Energie. Für die Lage der Maxima konnte kaum eine Abhängigkeit von der Massenzahl A des Targets und dem Emissionswinkel festgestellt werden. Aufgrund dieses Verhaltens werden diese Verteilungen dem Aufbruch des ^6Li zugeschrieben. Unterhalb von ca. 50 MeV findet man mit abnehmender Energie wachsende Beiträge aus Compound-Precompound-Prozessen. Erwartungsgemäß sind diese Beiträge bei den Protonenspektren am größten. Die Anteile, die aus dem ^6Li -Aufbruch stammen, sind dort am schwierigsten abzutrennen. Bei schweren Kernen hindert die hohe Coulombbarriere ($E_c \sim 30$ MeV) die Emission von niederenergetischen ^3He - und Alpha-Teilchen.

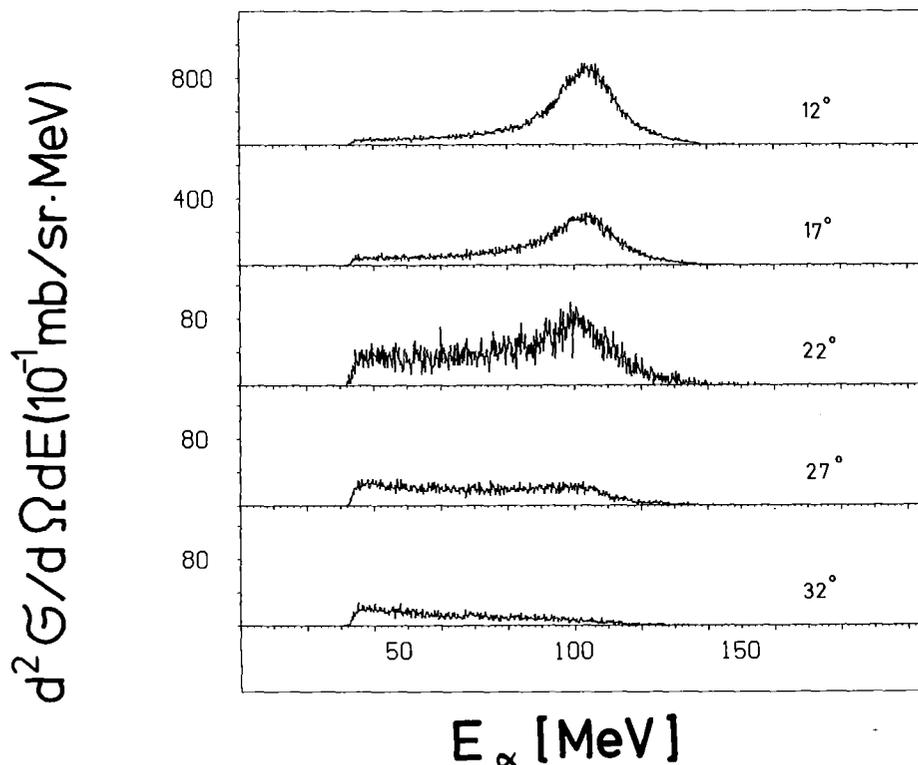


Abb. 6b: Energiespektren für Alpha-Teilchen aus der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ bei Winkeln von 12° bis 32° (lab.).

Dieser Einfluß der Coulombbarriere ist bei einem Vergleich von ^3He und Alpha-Teilchenspektren an ^{12}C und ^{208}Pb deutlich zu sehen. Das Verhältnis Aufbruch zu Verdampfung ändert sich beim Übergang zu kleinem Z signifikant zugunsten des Verdampfungs- und Preequilibriumanteils und ist auch grundsätzlich nicht mehr scharf zu trennen (Abb. 5). Entsprechend zeigt die Winkelabhängigkeit in Abb. 6, daß die Form des Spektrums bei großen Winkeln (oberhalb 20°) im wesentlichen durch den Verdampfungsanteil bestimmt wird. Man sieht, daß bei 27° und 32° die Intensität der Spektren fast unabhängig vom Winkel wird, entsprechend einer annähernd isotropen Verteilung der Verdampfungsteilchen. Für die weitere Diskussion werden diese Beiträge nicht näher spezifiziert und nicht unterschieden, ob sie aus Equilibriums oder Preequilibriumprozessen stammen. Diskrete Linien, wie man sie für Cluster-Transfer-Reaktionen in tiefliegende Zustände erwarten würde, konnten in den Teilchenspektren nicht beobachtet werden. Offensichtlich sind hierfür wegen der großen Drehimpulsfehlpassung (BRI 72) die Wirkungsquerschnitte viel zu gering.

2.2 Aufbruch - Wirkungsquerschnitte

Die Untersuchung der verschiedenen Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte liefert Aussagen über den Charakter der Aufbruchreaktionen. Die Wirkungsquerschnitte für p , d , ^3He und Alpha-Teilchen wurden durch Integrieren der auf den Verdampfungsanteil korrigierten Energiespektren berechnet. Zur Bestimmung der Tritonenwirkungsquerschnitte wurden die unkorrigierten Spektren benutzt (siehe auch Abschnitt 3.3). Dabei betrug der gesamte systematische Fehler der absoluten Wirkungsquerschnitte $\sim 20\%$. Er wurde unter Berücksichtigung der Unsicherheiten in der Targetdicke, der Strommessung, der Winkelungenauigkeit und der Spektrenkorrekturen berechnet. Der statistische Fehler war bei allen Messungen sehr viel kleiner als der systematische Fehler.

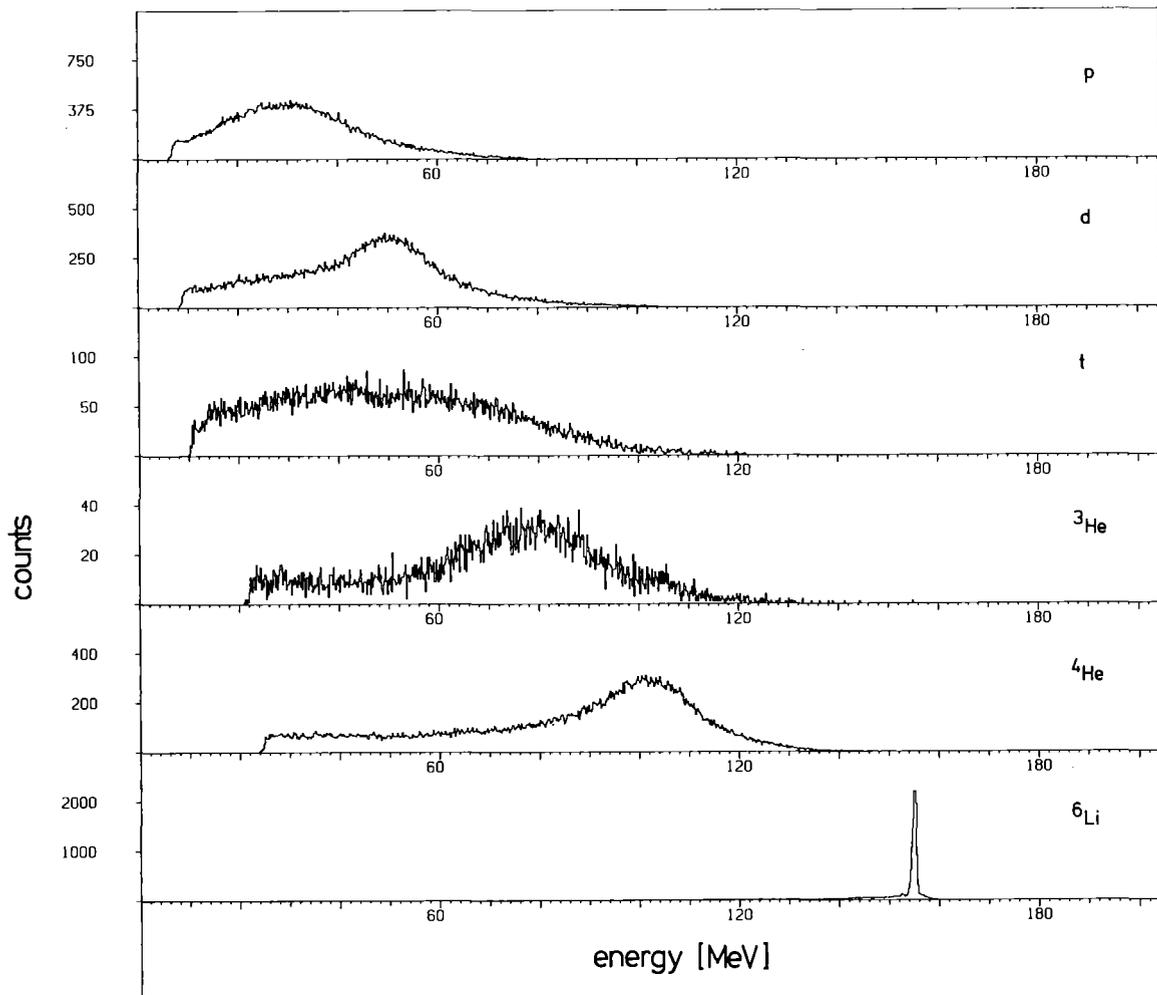


Abb. 7: Teilchenspektren aus der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ bei $\theta_{(\text{lab})} = 18^\circ$.

2.2.1 Trennung von Aufbruch- und Verdampfungsbeiträgen

Zur Berechnung der integrierten Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Aufbruch-Komponenten wurden die gemessenen-Spektren in einen Anteil, der durch den Aufbruch entsteht und einen Anteil der durch Equilibriums- und Preequilibriumprozesse entsteht, zerlegt. Durch die sehr hohe Projektilenergie unterscheiden sich Teilchen, die durch den Aufbruch entstehen und solche aus Verdampfungsprozessen in ihrer Energie. Eine Trennung dieser Anteile ist dadurch mit einfachen Annahmen durchführbar, im Gegensatz zum Aufbruch bei kleineren Energien, wo eine Trennung nur bei Kenntnis der Verdampfungsspektren oder bei Benutzung von entsprechenden Modellen möglich ist.

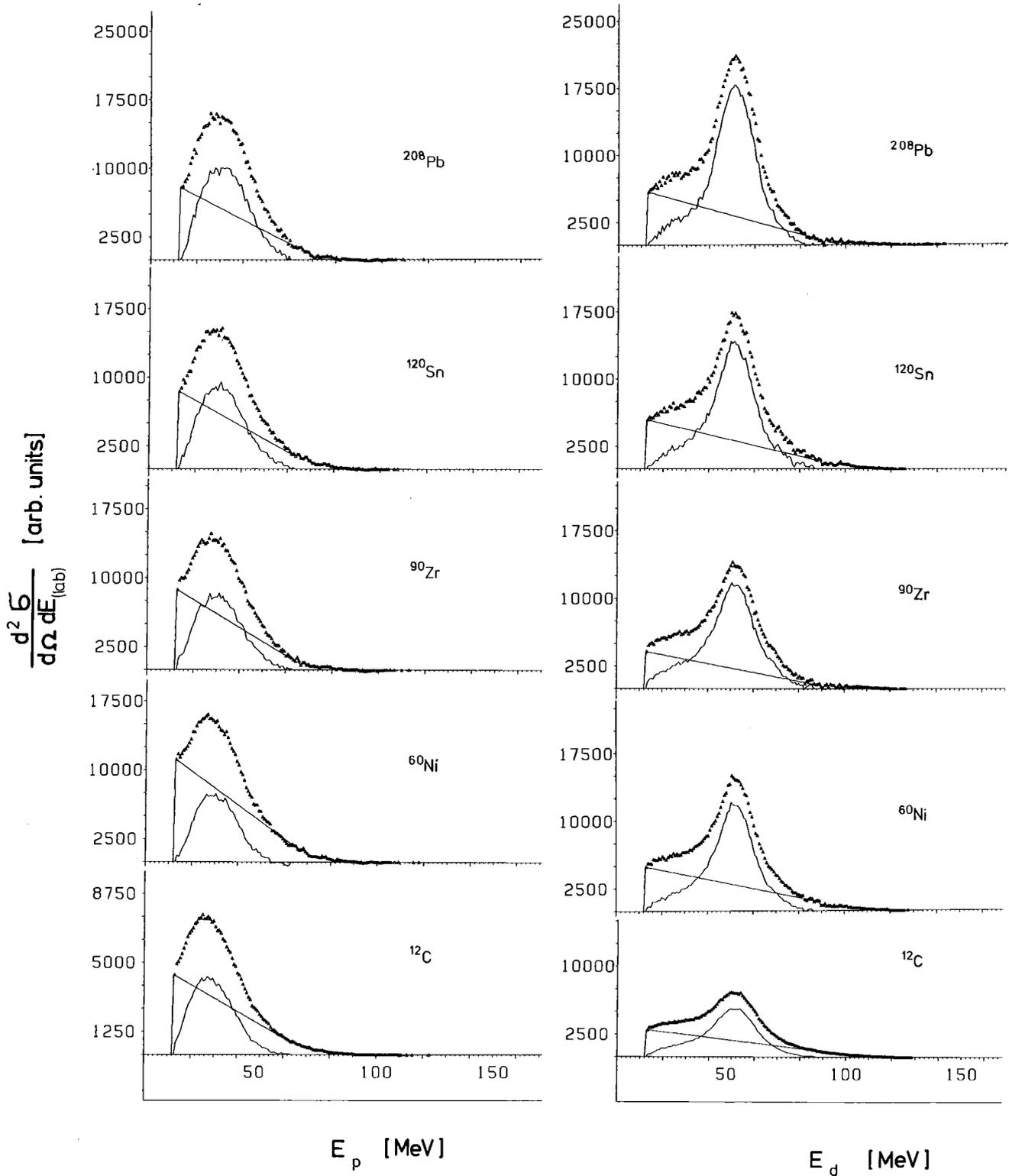


Abb. 8: Korrigierte p- und d-Spektren. Die Geraden stellen den angenommenen Verdampfungsanteil dar. Die durchgezogene Linien sind die korrigierten Spektren.

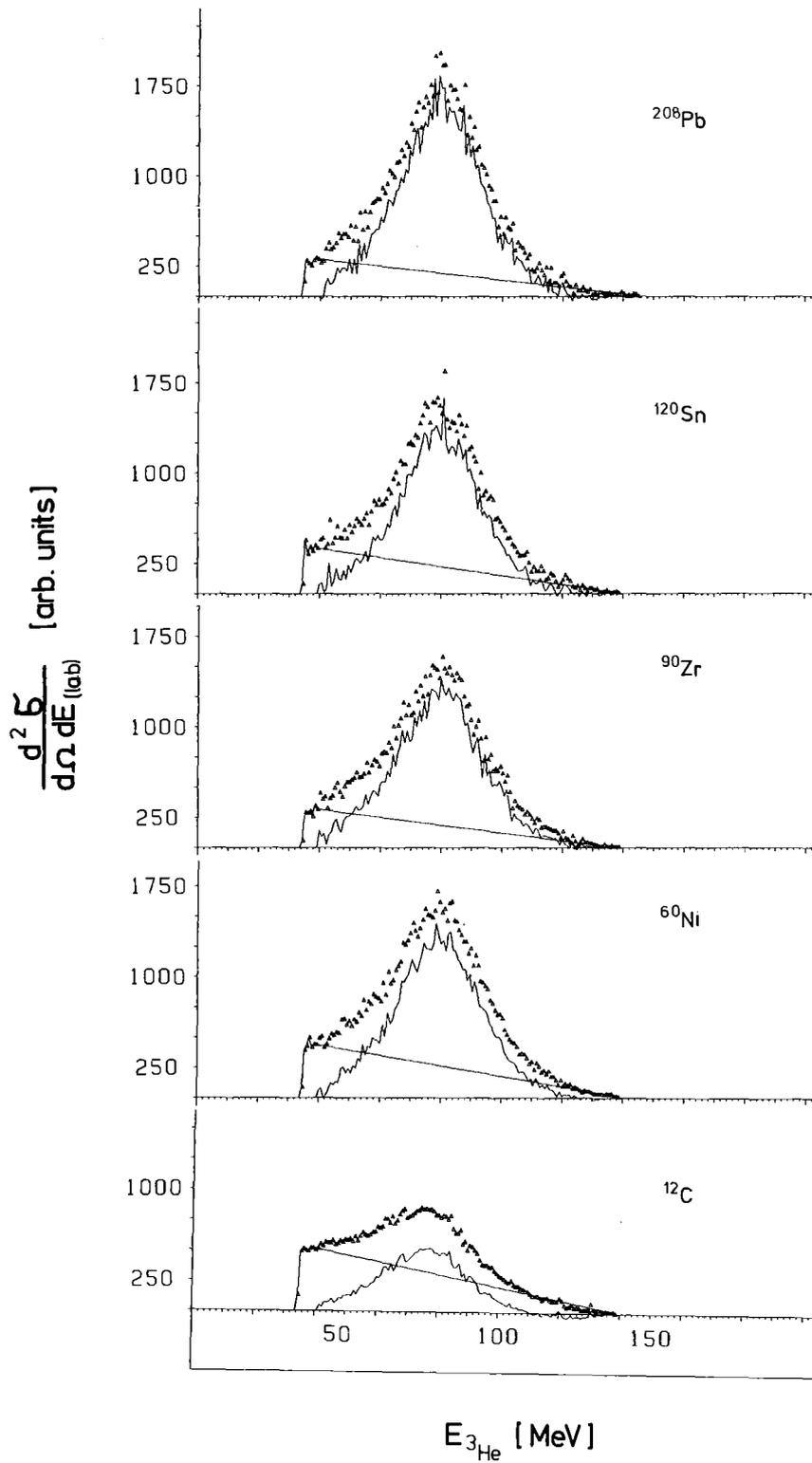


Abb. 9: Korrigierte ^3He -Spektren. Erklärung wie in Abb. 8.

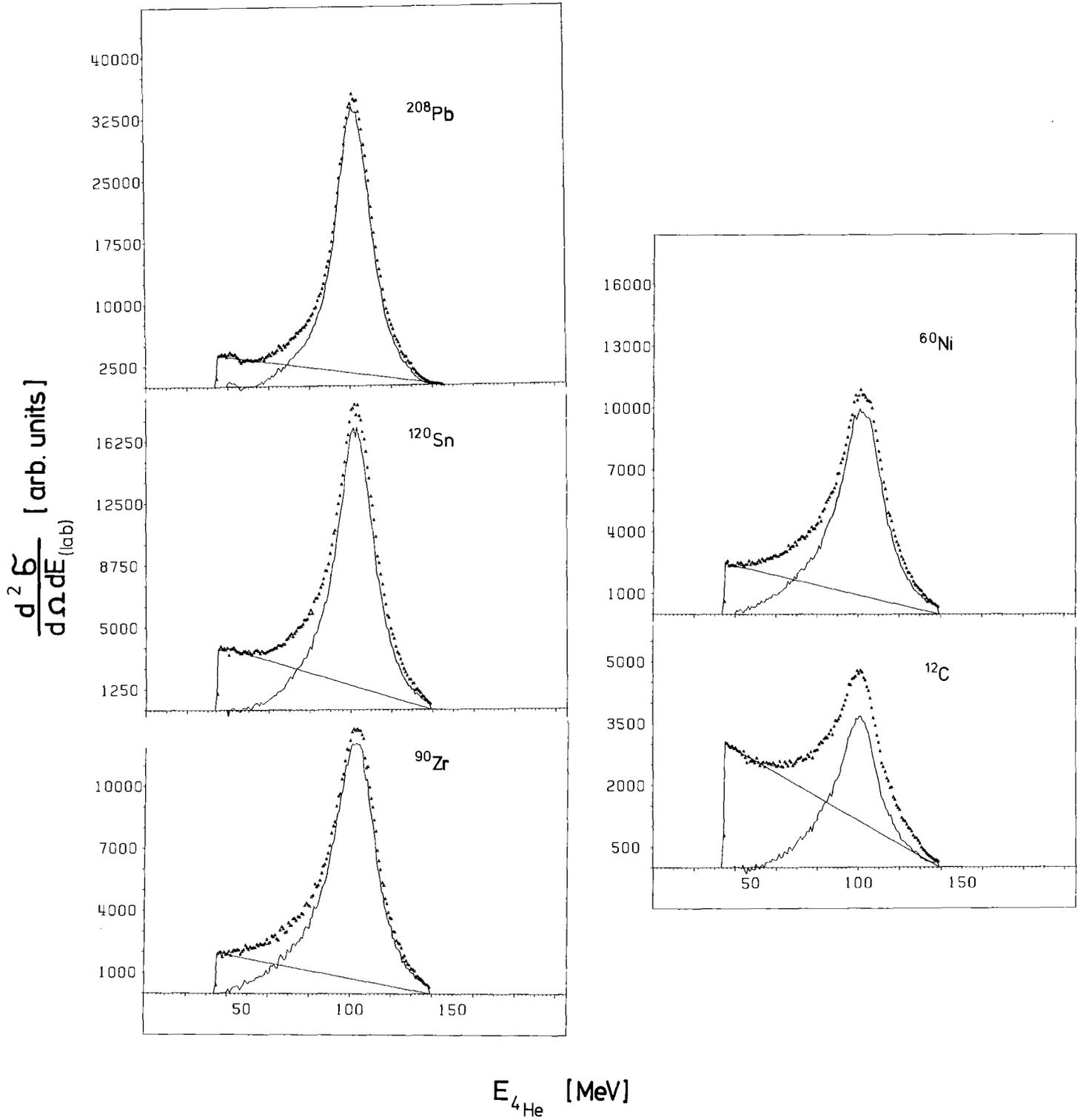


Abb. 10: Korrigierte Alpha-Teilchen Spektren.
Erklärung wie in Abb. 8.

Für eine systematische Untersuchung der A-Abhängigkeit und Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wurde die Energieabhängigkeit des Verdampfungsanteils als linear angenommen. Auf eine weitergehende Parametrisierung der Verdampfungsspektren wurde verzichtet, da für ${}^6\text{Li}$ -Projektile keine gemessenen Spektren zum Vergleich zur Verfügung standen. Gemessenen Protonen und Alpha-Teilchen Verdampfungsspektren für 140 MeV Alpha-Projektile zeigen, daß der lineare Abfall - zumindest in einem nicht zu großen Energieintervall gerechtfertigt ist (WU 78), In den Abb. 8,9,10 sind korrigierte p, d, ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchenspektren gezeigt. Die Geraden stellen den angenommenen Verdampfungsanteil, die durchgezogenen Linien die korrigierten Spektren dar. Der Verdampfungsanteil erwies sich als unabhängig vom Winkel und nur schwach abhängig vom Targetnuklid. Bei ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchen betrug der abgezogene Untergrund - außer im Fall von ${}^{12}\text{C}$ - ~ 25 % des integralen Spektrums, bei Deuteronen ~ 40 % und bei Protonen ~ 50 %. Im Falle des ${}^{12}\text{C}$ -Targets erwies sich der Untergrund mit 60 % am Gesamtinhalt als besonders hoch. Aus diesen Zahlen ersieht man den aus Compoundreaktionen bekannten Trend, daß nämlich die Emission von Protonen am wahrscheinlichsten ist. ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchen Emission ist bei schweren Kernen durch die Coulombbarriere behindert und bei leichten Kernen weniger wahrscheinlich als Deuteronen-Emission.

Anhand von Abb. 11 soll gezeigt werden, daß die angenommene lineare Abhängigkeit des Equilibriums bzw. Preequilibriumsanteils mit den gemessenen Spektren konsistent ist. An die korrigierten Spektren wurde mit Hilfe eines least-square-fit Verfahrens eine symmetrische Gaußkurve angepaßt. Aus Abb. 11 sieht man am Beispiel von ${}^{208}\text{Pb}$ für p, d, ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchenspektrum, daß die experimentellen Werte durch die Summe von linearem Verdampfungsanteil und gaußförmigen Aufbruchanteil gut reproduziert werden.

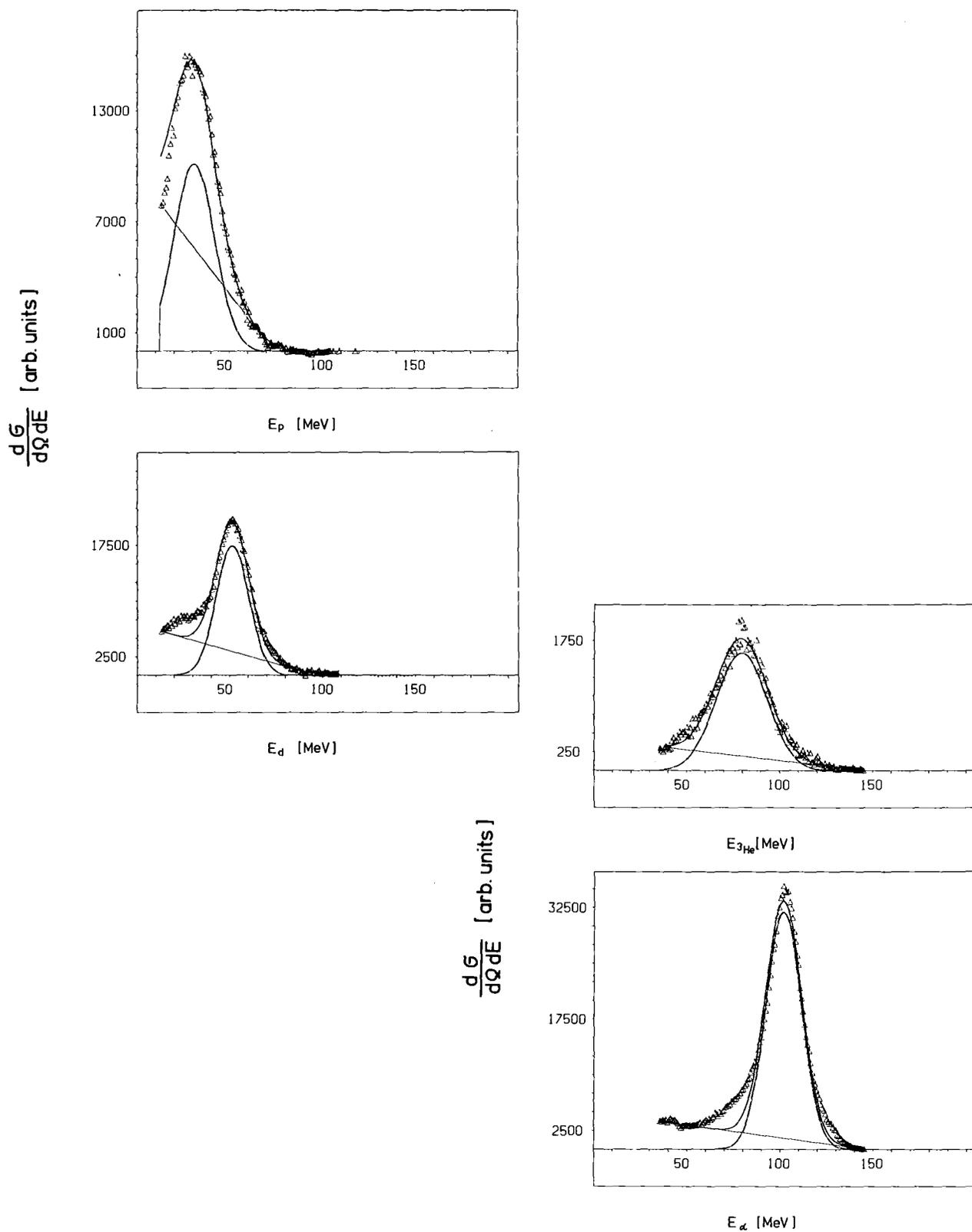


Abb. 11: Zerlegung der gemessenen p, d, ^3He und Alpha-Teilchenspektren in einen gaußförmigen Aufbruchanteil und einen linearen Verdampfungsanteil.

2.2.2 Winkelabhängigkeit

Die Winkelverteilungen für p, d, t, ^3He und Alpha-Teilchen sind in Abb. 12 dargestellt. Die Daten für Protonen und Deuteronen stammen aus einer früheren Messung (Gil 77). Aus den Winkelverteilungen konnten die totalen Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Dazu wurde für die Winkelabhängigkeit ein exponentieller Verlauf angenommen, der durch die experimentellen Daten nahegelegt wird und der (jedenfalls bei schweren Kernen) auch für die elastische Streuung beobachtet wird. Zur numerischen Analyse wurde die Funktion

$$\sigma(\theta) = C \cdot e^{-\alpha\theta} \quad (1)$$

an die Daten angepaßt (θ = Emissionswinkel).

Der totale Produktionsquerschnitt ergibt sich dann durch Integrieren

$$\sigma_p = \int_0^\pi \sigma(\theta) d\Omega = 2 \pi C \cdot \frac{1+e^{-\alpha\pi}}{1+\alpha} \quad (2)$$

In Tabelle 3 sind die Funktionsgrößen C, α , der totale Produktionsquerschnitt σ_p für verschiedene Targets und Ejektile sowie der geometrische Wirkungsquerschnitt σ_{geo} für die drei verwendeten Targets aufgeführt. Neben den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit sind noch Ergebnisse einer früheren Messung an einem Zr- und C-Target angegeben (Gil 78, s. auch Abb. 13). Aus Abb. 12 erkennt man, daß die Alpha-Teilchen die stärkste Winkelabhängigkeit zeigen, die aber unabhängig ist vom Target wie aus Abb. 13 und dem Verlauf des Parameter α in Tabelle 3 zu sehen ist. Deuteronen, Tritonen und ^3He -Teilchen zeigen untereinander ähnliche Winkelverteilungen. Die Protonen haben die schwächste Winkelabhängigkeit. Dies könnte möglicherweise von dem großen

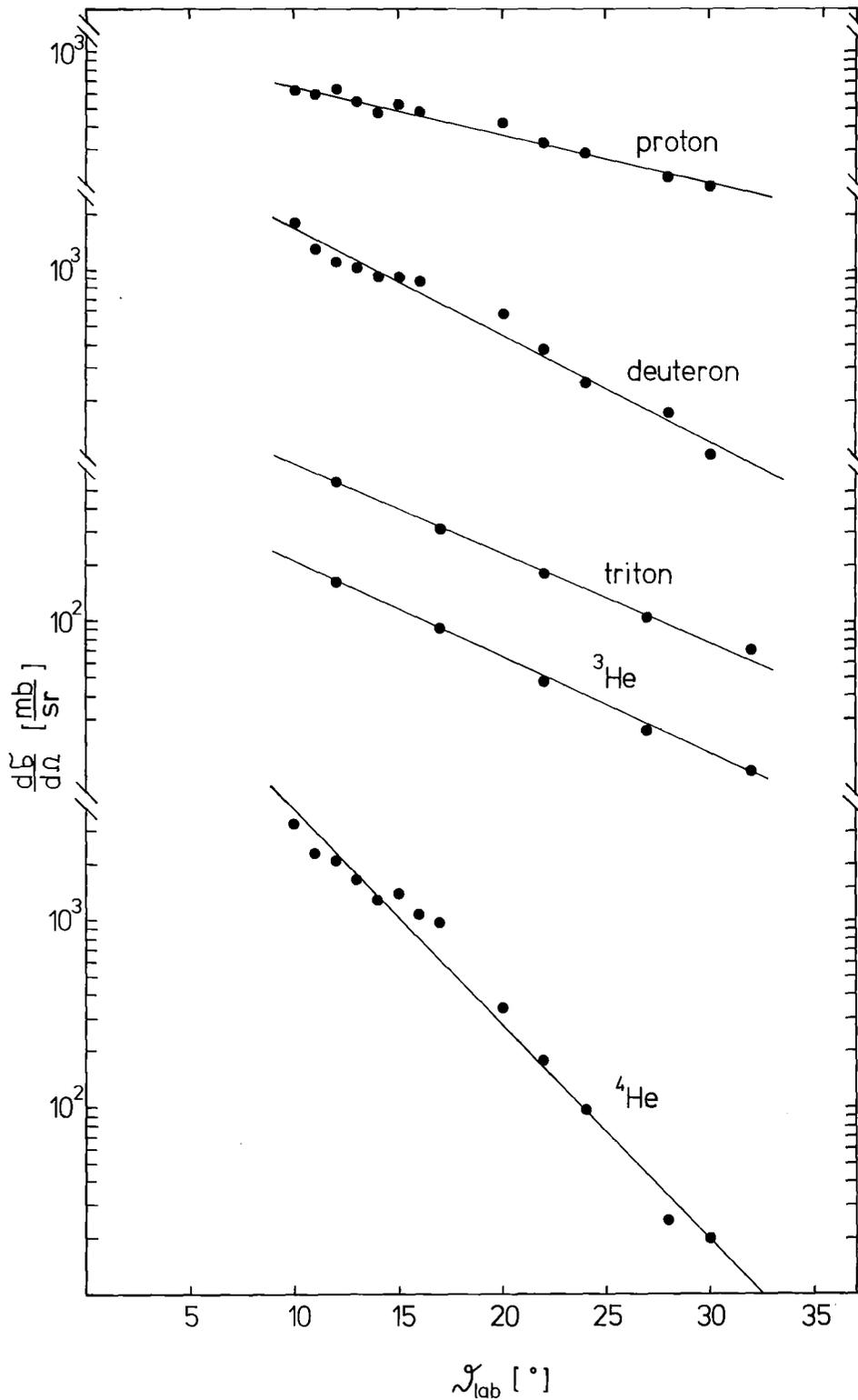


Abb. 12: Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von p, d, t, ^3He und Alpha-Teilchen, die in der Reaktion $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ produziert wurden. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen an die Daten nach Gl. 1.

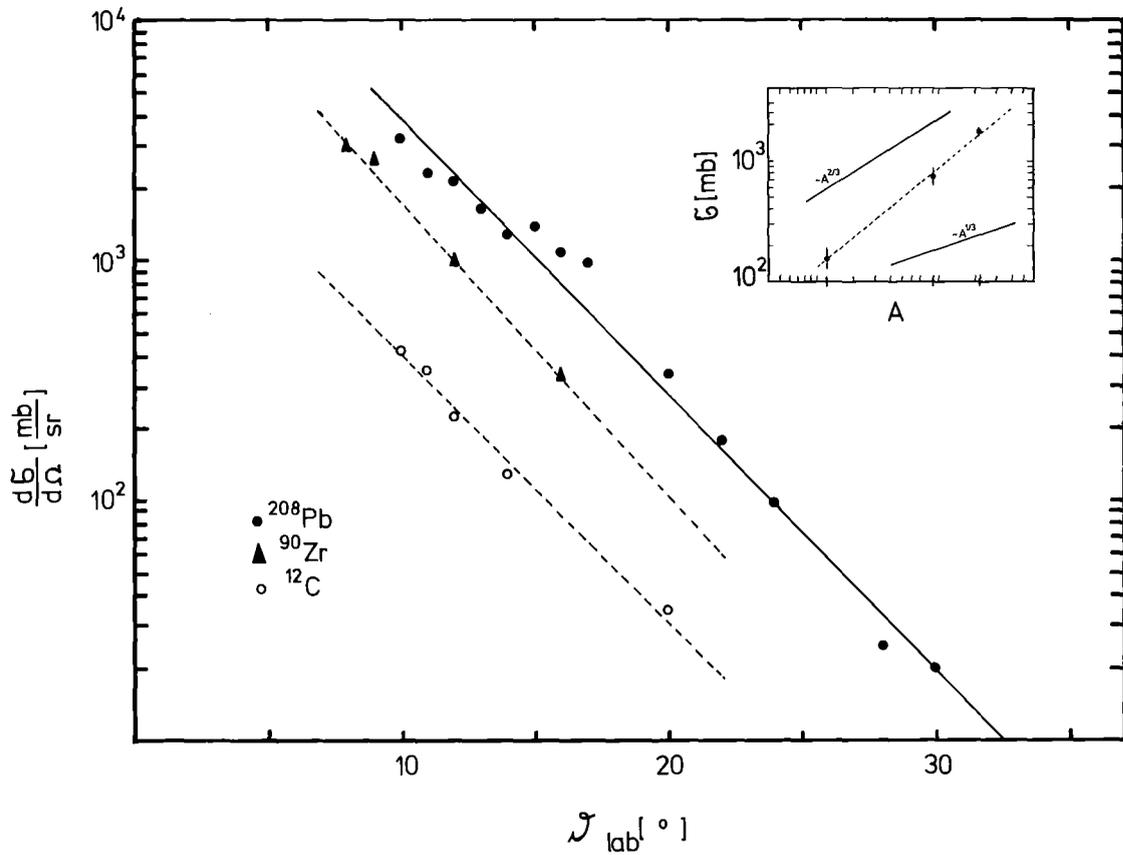


Abb. 13: Winkelverteilung der Alpha-Teilchen aus der Reaktion (${}^6\text{Li}, \alpha$) an ${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{90}\text{Zr}$ und ${}^{12}\text{C}$. Die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion (${}^6\text{Li}, \alpha$) von der Targetmassenzahl ist im kleinen Bild gezeigt. Die durchgezogenen und gestrichelten Kurven sind Anpassungen an die Daten nach Gl. 3 und Gl. 1.

Tabelle 3: Ergebnisse der Analyse der Winkelverteilungen.
Die Fehler der Fit-Parameter C und α sind dem verwendeten least-square-fit-Verfahren entnommen.

Target	Ejektil	C(b)	α	σ_p (b)	σ_p/σ_{geo}	σ_{geo}
^{208}Pb	p	1.2 \pm 0.09	3.3 \pm 0.2	0.63	0.16	3.9
^{208}Pb	d	5.5 \pm 0.09	7.2 \pm 0.3	0.66	0.17	
^{208}Pb	t	2.0 \pm 0.03	6.3 \pm 0.3	0.32	0.08	
^{208}Pb	^3He	0.7 \pm 0.07	5.7 \pm 0.2	0.09	0.02	
^{208}Pb	α	63.4 \pm 15	15.2 \pm 0.8	1.64	0.42	
^{90}Zr	α	30.7 \pm 3	16.0 \pm 1	0.75	0.31	2.4
^{12}C	p	0.6 \pm 0.06	3.8 \pm 0.2	0.25	0.23	1.1
^{12}C	d	2.1 \pm 0.03	7.8 \pm 0.3	0.22	0.2	
^{12}C	α	5.2 \pm 0.7	14.4 \pm 0.5	0.16	0.15	

geometrischer Wirkungsquerschnitt $\sigma_{geo} = \pi(1,44 \text{ fm}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))^2$

totaler Reaktionsquerschnitt*: $\sigma_t(^{208}\text{Pb}) = 3,3 \text{ b}$
 $\sigma_t(^{12}\text{C}) = 1,2 \text{ b}$

Verdampfungsanteil im Protonenspektrum herrühren, der nicht vollständig abgezogen werden konnte. Für ^{208}Pb ist der totale Produktionsquerschnitt σ_p für Alpha-Teilchen signifikant größer als für alle anderen Ejektile und bildet einen wesentlichen Teil des geometrischen Wirkungsquerschnitts (42 %). Für ^3He -Teilchen ist σ_t am kleinsten und um einen Faktor 18 geringer als für die ($^6\text{Li}, \alpha$)-Reaktion.

*Der totale Reaktionsquerschnitt beinhaltet alle Reaktionskanäle außer der elastischen Streuung. σ_t wurde aus Analysen der elastischen Streuung mit optischen Potentialen bestimmt.

Neben dem totalen Produktionsquerschnitt für ein Ejektil interessiert auch der integrierte totale Produktionsquerschnitt aller Ejektile bei einem Targetkern, z.B. ^{208}Pb . Vergleicht man diesen integrierten totalen Wirkungsquerschnitt mit dem totalen Reaktionsquerschnitt wie man ihn aus der Analyse der elastischen Streuung mit Hilfe von optischen Potentialen erhält, dann kommt man zu folgendem Ergebnis: Bei ^{208}Pb bildet die Summe der totalen Wirkungsquerschnitte aller Ejektile einen beträchtlichen Teil des totalen Reaktionsquerschnitts σ_t . Der beim ^{12}C sehr viel kleinere Anteil des Aufbruchs am totalen Reaktionsquerschnitt kann durch den starken Konkurrenzkanal der inelastischen Streuung erklärt werden, der beim ^{208}Pb dagegen nur eine untergeordnete Rolle spielt.

2.2.3 Abhängigkeit von der Targetmassenzahl

Um die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl des Targets zu untersuchen, wurde zur Analyse eine Funktion des Typs

$$f(A) = B \cdot A^b \quad (3)$$

an die Daten angepaßt (A-Massenzahl des Targets), und zwar sowohl an die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte als auch soweit vorhanden an die totalen Wirkungsquerschnitte. Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Targetmassenzahl ist in Abb. 14 gezeigt. In Tabelle 4 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Die Übereinstimmung des Parameter b für p, d und Alpha-Teilchen zeigt, daß der differentielle und totale Wirkungsquerschnitt eine ähnliche A-Abhängigkeit besitzen.

Ähnlich wie bei der Winkelabhängigkeit unterscheidet sich die ($^6\text{Li}, \alpha$)-Reaktion von den übrigen Reaktionen. Für die Wirkungsquerschnitte von p, d, t und ^3He -Teilchen findet man eine $A^{1/3}$ -Abhängigkeit, für Alpha-Teilchen dagegen eine $A^{2/3}$ -Abhängigkeit.

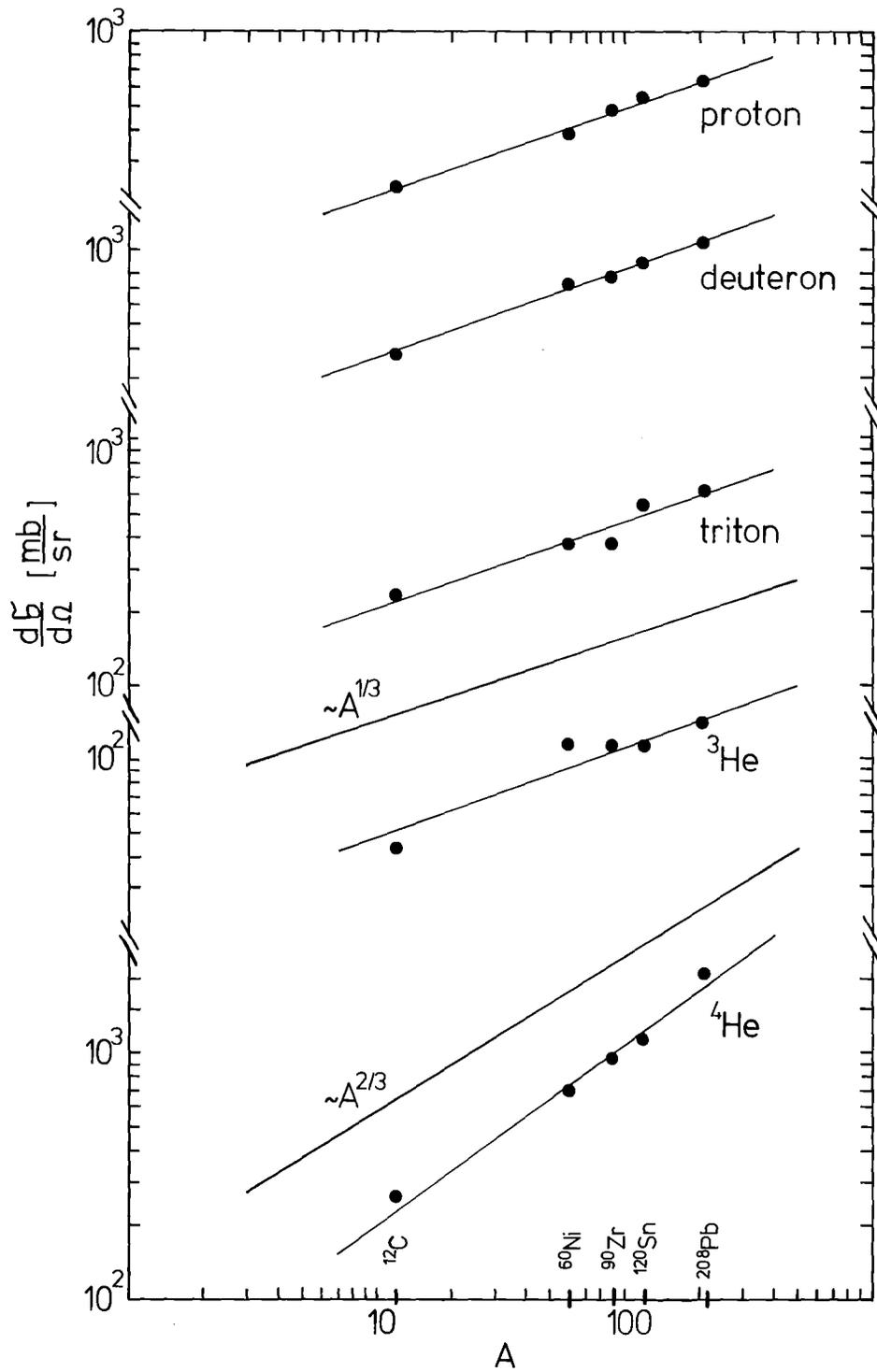


Abb. 14: Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für p, d, t, ^3He und Alpha-Teilchen von der Targetmassenzahl A bei einem festen Winkel $\theta_{\text{lab}}=12^\circ$. Zusätzlich sind noch zwei Kurven eingezeichnet, die einer $A^{1/3}$ und $A^{2/3}$ Abhängigkeit entsprechen. Die übrigen Kurven sind Anpassungen an die Daten nach Gl. 3.

Tabelle 4: Ergebnisse der Analyse der Abhängigkeit der (diff. und tot.) Wirkungsquerschnitte von der Targetmassenzahl. Die Fehler der Fit-Parameter B und b sind dem verwendeten least-square -fit Verfahren entnommen. Für eine $A^{1/3}$ -Abhängigkeit erwartet man $b=0.33$, für eine $A^{2/3}$ -Abhängigkeit $b = 0.67$.

Ejektil	$\frac{d\sigma}{d\sigma} (\theta = 12^\circ)$		σ	
	B(mb/sr)	b	B(mb)	b
p	97,7 ± 9,5	0,35 ± 0,02	107,7 ± 3	0,32 ± 0,005
d	154,9 ± 14,4	0,36 ± 0,02	85,5 ± 1	0,38 ± 0,002
t	95,9 ± 33,0	0,34 ± 0,06		
^3He	20,9 ± 10,5	0,37 ± 0,1		
α	42,1 ± 19,3	0,71 ± 0,06	19,6 ± 4,9	0,82 ± 0,04

Für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Targetmassenzahl erwartet man nach der klassischen Arbeit über den Deuteronenaufbruch von Serber (SER 47) eine $A^{1/3}$ Abhängigkeit. Dabei ist die Vorstellung, daß das Projektil am Rand des Targetkerns aufbricht. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist dann gegeben durch $\sigma = 1/2 \pi \cdot R_T \cdot R_p$ (SER 47) (R_T, R_p - Radius des Targets und Projektils). Diese $A^{1/3}$ Abhängigkeit findet man nicht nur beim d-Aufbruch, sondern ebenfalls beim ^3He -Aufbruch (MAT 78) und dem Aufbruch des Alpha-Teilchens (WU 78). Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Radius R_T zeigt, daß der Aufbruch an der Oberfläche des Targetkerns in einer Ringzone mit einer Dicke ΔR stattfindet. Mit Hilfe der einfachen Beziehung $\sigma = 2 \pi R_T \cdot \Delta R$ ($R_T = r_0 A^{1/3}$) kann die Dicke dieser Ringzone bestimmt werden. Für den ^3He -Aufbruch (MAT 78) wurde gezeigt, daß die Dicke ΔR ungefähr der Diffuseness der nuklearen Dichteverteilung entspricht. Mit den Wirkungsquerschnitten aus Tabelle 3 erhält man ein $\Delta R \sim 0,6 - 1,2$ fm für p,d,t und für Alpha-Teilchen 1,1 - 3,0 fm.

Die größeren Werte für die (${}^6\text{Li}, \alpha$)-Reaktion deuten ebenso wie die $A^{2/3}$ -Abhängigkeit auf einen Einfluß der ganzen Targetfläche zur Erzeugung der Alpha-Teilchen. Aufgrund der Abweichung von der $A^{1/3}$ Abhängigkeit für Alpha-Teilchen läßt sich vermuten, daß zur Erzeugung der Alpha-Teilchen noch andere Reaktionskanäle beitragen. Inwieweit dies mit dem im nächsten Abschnitt diskutierten starken Überschuß an Alpha-Teilchen zusammenhängt, kann aus den vorliegenden Experimenten nicht abgeleitet werden.

2.2.4 Bemerkungen zur Energie- und Ejektilabhängigkeit

Ein Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit ${}^6\text{Li}$ -induzierten Reaktionen bei anderen Projektilenergien ist wegen den in der vorliegenden Arbeit sehr hohen Einschußenergien nur in geringem Umfang möglich. In der Arbeit von Ollerhead et al. (Oll 64) ist bei ${}^6\text{Li}$ -Energien von 36 MeV bzw. 63 MeV die (${}^6\text{Li}, d$)-Reaktion sehr ausführlich untersucht. Ollerhead et al. finden eine Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts, die mit dem Target variiert. Für ${}^{12}\text{C}$ ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Energie, für ${}^{60}\text{Ni}$ dagegen annähernd proportional zur Energie. Die in der vorliegenden Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte für die (${}^6\text{Li}, d$)-Reaktion zeigen zwar bei Vorwärtswinkeln die gleiche Tendenz (s. Tabelle 5), im Falle des ${}^{12}\text{C}$ sieht man aus Abb. 15, daß die differentiellen Wirkungsquerschnitte beim Übergang zu großen Winkeln doch energieabhängig sind.

Tabelle 5: Energieabhängigkeit der (${}^6\text{Li}, d$)-Wirkungsquerschnitte für ein ${}^{12}\text{C}$ bzw. ${}^{60}\text{Ni}$ Target.

E_{Li} (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ($\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$) $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$	
	${}^{12}\text{C}$	${}^{60}\text{Ni}$
36	~ 310	~ 200
63	~ 350	~ 410
156	$\sim 290 \pm 50$	724 ± 140

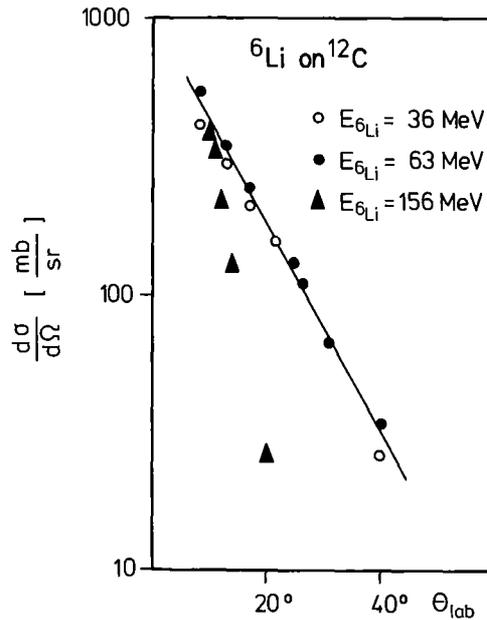


Abb. 15: Winkelverteilungen der Deuteronen bei verschiedenen Projektilenergien.

Der in einer früheren Arbeit (KRO 77) gefundene größere totale Produktionsquerschnitt für Alpha-Teilchen gegenüber dem Produktionsquerschnitt für Deuteronen bei ${}^{208}\text{Pb}$ ($\sigma_t(\alpha) = 1,64 \text{ b}$, $\sigma_t(d) = 0,66 \text{ b}$, s. Tab. 3) wird durch die vorliegenden Messungen bestätigt. Aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit geht weiterhin hervor, daß dieser Alpha-Teilchen-Überschuß bei schweren Kernen ($A > 100$) am deutlichsten ist, bei leichten Kernen jedoch ein Deuteronenüberschuß vorhanden ist (s. Abb. 16).

Um den Überschuß an Alpha-Teilchen zu erklären, müssen noch andere Reaktionskanäle zum Alpha-Teilchenspektrum beitragen, da der Zerfall ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ gleichviele Alpha-Teilchen und Deuteronen liefert. Ein sekundärer Aufbruch des Deuterons in $p+n$, der einen zu kleinen Deuteronenwirkungsquerschnitt vortäuschen würde, kann diesen Effekt allein nicht erklären ($\sigma_t(p) = 0,63 \text{ b}$). In diesem Zusammenhang werden auch Alpha-Teilchen und d-Transfer Reaktionen mit hohem Energietransfer diskutiert. So wäre ein

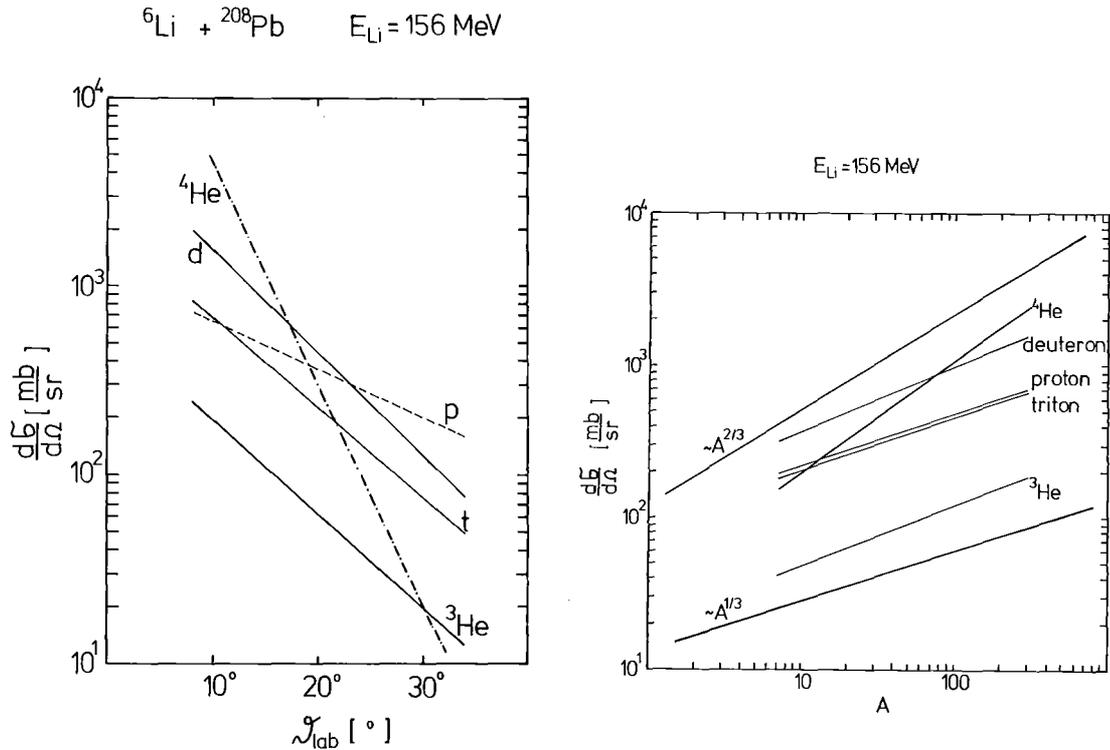


Abb. 16: Abhängigkeit der p, d, t, ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchen Wirkungsquerschnitt vom Winkel θ und von der Target-Massenzahl A (bei $\theta = 12^\circ$).

d-Transfer aufgrund der niedrigeren Coulombbarriere wahrscheinlicher als ein Alpha-Transfer und könnte so zu einem Alpha-Teilchen Überschuß führen. Daß solche Cluster-Transfer-Reaktionen bei ${}^6\text{Li}$ -induzierten Reaktionen eine wesentliche Rolle zum Verständnis der beobachteten Wirkungsquerschnitte spielen, haben Kropp et al. (KRO 77) durch Messung von Anregungsfunktionen gezeigt. Im III. Teil der vorliegenden Arbeit werden diese Transfer-Reaktionen näher studiert, und es wird gezeigt, daß für ${}^6\text{Li}$ -Projektile Viel-Nukleonen-Transfer-Reaktionen einen großen Wirkungsquerschnitt besitzen. Die Bevorzugung des Deuteronentransfers könnte möglicherweise auf einen Polarisierungseffekt zurückgeführt werden, bei dem das ${}^6\text{Li}$ -Projektil im Coulombfeld polarisiert wird und der Alpha-Cluster im ${}^6\text{Li}$ vom Targetkern stärker abgestoßen wird als der d-Cluster, welcher dadurch näher am Kern ist und leichter eingefangen werden könnte.

3. Diskussion der Teilchenspektren

3.1 Spektrenform und Reaktionskinematik

In diesem Abschnitt soll eine qualitative Erklärung der beobachteten Phänomene versucht werden, indem die Beobachtungen als Aufbruch gedeutet werden. Zur Beschreibung des Aufbruchs eines Projektils mit Clusterstruktur im Kernfeld lassen sich verschiedene Reaktionsmechanismen angeben, die sich durch die zugrundeliegende Kinematik unterscheiden. Betrachtet wird ein Geschoßteilchen a, bestehend aus den Komponenten c und d, das auf ein ruhendes Targetteilchen B treffe. Nach der Reaktion existieren im Endzustand drei Teilchen: Targetkern, Fragment 1 und Fragment 2.

3.1.1 Der simultane Dreierzerfall

Die einfachste Beschreibung einer 3-Teilchen-Reaktion ist möglich, wenn sich die drei Teilchen statistisch in den zur Verfügung stehenden Phasenraum verteilen. Bei diesem Reaktionsweg wird ein direkter Übergang des ${}^6\text{Li}$ vom Grundzustand in ein freies Alphateilchen und ein freies Deuteron im Kontinuum angenommen. In diesem Fall spricht man von einer direkten Disintegration. Energie und Impuls werden simultan (statistisch) auf drei Teilchen übertragen. Von den drei Teilchen wurden in den vorliegenden Experimenten ein Teilchen beobachtet und dessen Energie und Streuwinkel bestimmt. Wegen der völligen Gleichberechtigung der drei Teilchen im simultanen Zerfall gelten die folgenden Überlegungen sowohl für beide Fragmente als auch für den Rückstoßkern.

Das beobachtete Teilchen besitzt eine maximale Energie, wenn beide anderen Reaktionspartner in entgegengesetzter Richtung vom beobachteten wegfliegen. Im folgenden werden die drei Teilchen mit 1,2,3 bezeichnet. Die maximale Energie (im Laborsystem) ist dann nach (OHL 65) gegeben durch:

$$E_1(\text{max}) = \frac{m_2 + m_3}{m_1 + m_2 + m_3} E_{\text{tot}} \quad (4)$$

mit

$$E_{\text{tot}} = Q + \frac{E_p \cdot m_t}{m_t + m_p} \quad (5)$$

$m_{1,2,3}$ sind die Massen der drei Teilchen im Endzustand, m_p , m_t die Masse von Projektil und Target, Q ist der Q-Wert der Reaktion. E_p ist die Projektilenergie und E_{tot} die totale Energie, die dem System zur Verfügung steht.

Neben den Grenzwerten der Energien interessiert die Form des Spektrums, d.h. der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt. Dieser ist beim statistischen Zerfall proportional der Phasenraumdichte $\rho(\text{phase})$. Das Matrixelement T_{fi} , das die physikalische Information über den Reaktionsmechanismus enthält, wird als konstant angenommen. Der Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \propto |T_{fi}|^2 \cdot \rho_{\text{phase}} \quad (6)$$

Der Phasenraumfaktor ist die Anzahl der möglichen Zustände, die den drei Teilchen im Ausgangskanal zur Verfügung stehen. Die Berechnung der Phasenraumverteilung im Laborsystem (OHL 65) führt zu:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE_1} \propto \{A E_1 + B E_1^2 + C E_1^{3/2}\}^{1/2} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } A &= E_p (m_t - m_1) + Q(m_p + m_t - m_1) \\ B &= -(-m_t + m_p) \\ C &= 2(m_p \cdot m_1 \cdot E_p)^{1/2} \cos\theta \end{aligned}$$

Der Q-Wert der Reaktion entspricht der Bindungsenergie der beiden Fragmente im Projektil (${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d : Q = 1,47 \text{ MeV}$) Die Phasenraumverteilung des Dreierzerfalls führt zu einem kontinuierlichen halbellenförmigen Spektrum, charakterisiert durch die minimale Energie $E_{\text{min}} = 0$ und der Maximalenergie E_{max} . In Abb. 17 sind neben den Spektren von ${}^3\text{He}$ und Alpha-Teilchen auch die berechneten Phasenraumverteilungen eingezeichnet. Die gemessenen Spektren liegen zwar innerhalb des halbellenförmigen Phasenraumbereichs, besitzen aber keineswegs die kontinuierliche Verteilung, wie man es für einen statistischen Dreierzerfall erwartet.

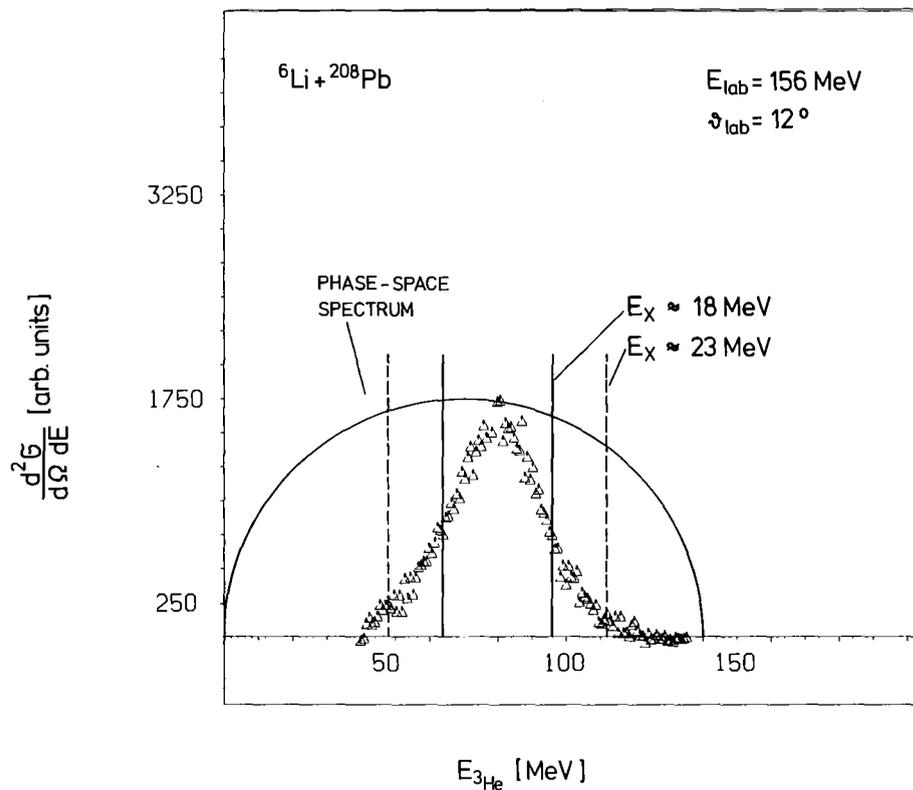
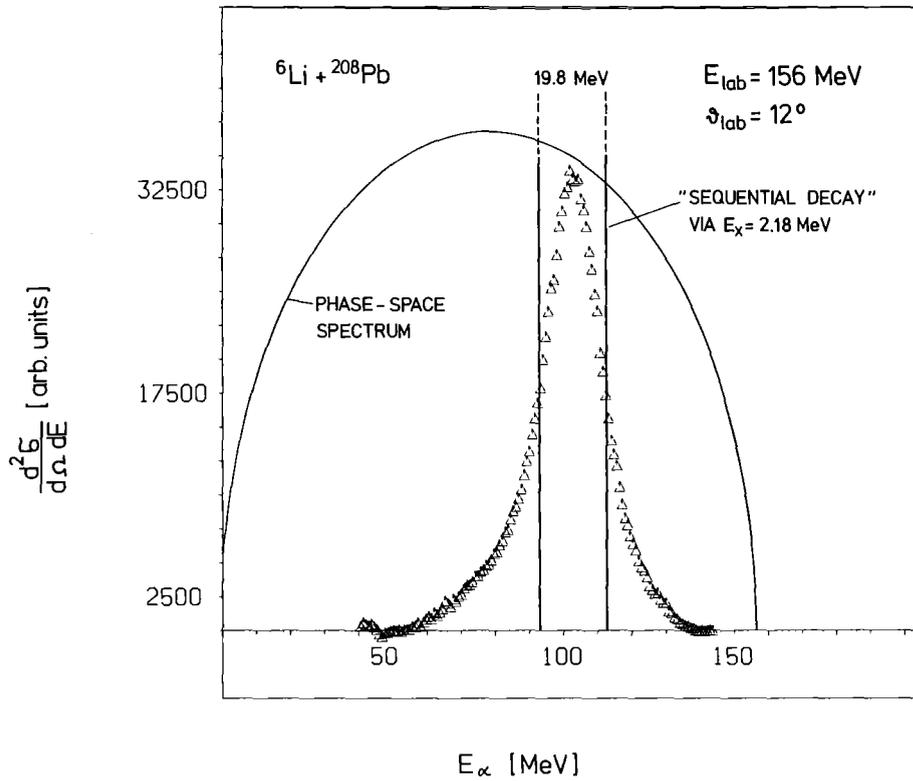


Abb. 17: Vergleich der gemessenen Spektrenform mit einem Phasenraumspektrum und den nach dem Zwei-Stufen-Zerfall erwarteten Grenzenergien E_{MIN} , E_{MAX} bei Annahme des Zerfalls über einen Zustand E_x . Die vertikalen Linien (durchgezogen und gestrichelt) geben die Grenzenergien an.

3.1.2 Der Zwei-Stufen-Zerfall

Neben dieser allgemeinen Beschreibung, bei der allein die Phasenraumverteilung die Form des Energiespektrums bestimmt, läßt sich eine Drei-Teilchen-Reaktion auch durch besonders einfache Reaktionstypen wie z.B. einem Zwei-Stufen-Zerfall beschreiben. Solche einfache Reaktionsmechanismen liegen nur in geeigneten kinematischen Situationen vor, wodurch der zur Verfügung stehende Phasenraum eingeschränkt wird. Die Form des Spektrums ist jetzt durch das Matrixelement mit bestimmt.

Den Zwei-Stufen-Zerfall kann man sich als einen Stufenprozeß vorstellen.



Die Lebensdauer des Zwischenzustandes b^* muß dann groß gegenüber der Zeit sein, in der das Teilchen B den Ort der Reaktion verlassen hat, damit die Wechselwirkung zwischen $c + d$ durch das dritte Teilchen nicht wesentlich gestört wird. Der sequentielle Zerfall läßt sich dann durch zwei Einzelprozesse beschreiben, wobei jeder für sich einer Zwei-Teilchen-Kinematik folgt. In der ersten Stufe wird die Kinematik der inelastischen Streuung berechnet, in der zweiten Stufe der Zerfall im Flug des angeregten ${}^6\text{Li}$ Projektils. Hierbei ist der Targetkern nicht mehr beteiligt.

In Abb. 18 sind das Geschwindigkeits- und Impulsdiagramm für den sequentiellen Zerfall dargestellt. v' und p' sind die Geschwindigkeiten und Impulse, die von der inneren Impulsverteilung der Fragmente im Projektil herrühren. Der Impuls für das Alpha-Teilchen setzt sich aus dem Impuls ($2/3 \vec{p}$) der Schwerpunktsbewegung des ${}^6\text{Li}$ -Projektils und dem inneren Impuls zusammen. Man sieht, daß maximale bzw. minimale Werte für die Energie auftreten, wenn gilt:

$$E_{\alpha} \begin{matrix} \max \\ \min \end{matrix} = \frac{1}{2m_{\alpha}} (\vec{p}_{\alpha}' \pm 2/3 \vec{p})^2 \quad (8)$$

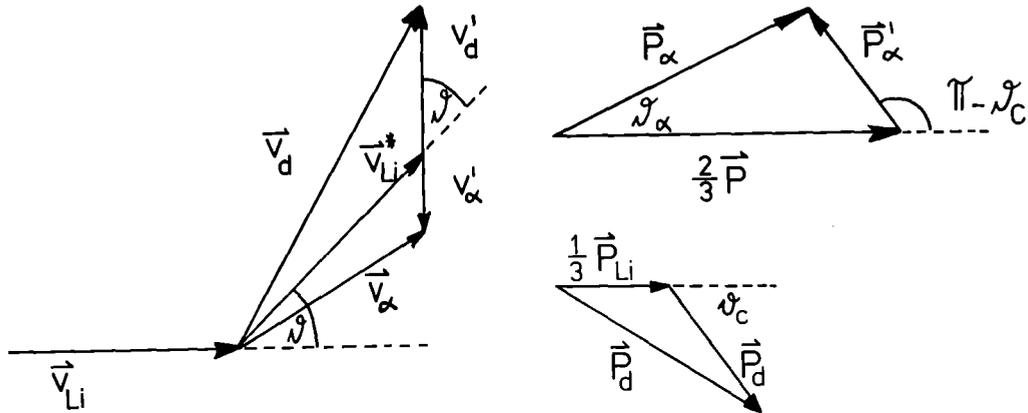


Abb. 18: Geschwindigkeits- und Impulsdiaqramm für den sequentiellen Zerfall.

Beim Aufbruch einer Masse M mit der Laborenergie E_0 in die Fragmente m und m' ist die Energie des Fragments m gegeben durch

$$E_m = \frac{m}{M} E_0 + e + 2 \left(\frac{m}{M} e E_0 \right)^{1/2} \cos\theta \quad (9)$$

mit $e = \frac{m'}{M} E_c$. E_c sei der Q -Wert der Reaktion, der gleich ist der Differenz zwischen der Anregungsenergie des Projektils und der Bindungsenergie der Fragmente. Die minimale und maximale Energie erhält man für $\theta = 0$ oder π aus Gl. 9:

$$E_{\min}^{\max} = \frac{m}{M} E_0 + e \pm 2 \left(\frac{m}{M} e E_0 \right)^{1/2} \quad (10)$$

Aus Abb. 18 ist zu ersehen, daß diese Extremwerte auftreten, wenn die Impulsrichtungen der Aufbruchfragmente (v'_α, v'_d) mit der Einfallsrichtung des gestreuten Projektils übereinstimmt (v_{Li*}). Eine maximale Energie für das Alpha-Teilchen bedeutet für das Deuteron eine minimale Energie und umgekehrt. Nimmt man speziell an, daß der Zerfall im Schwerpunktsystem isotrop ist, läßt sich auch die Form des Spektrums berechnen.

Da

$$\vec{p}_\alpha^2 = \vec{p}'_\alpha^2 + \left(\frac{2}{3} \vec{p}\right)^2 + 2 \cdot \vec{p}'_\alpha \cdot \left(\frac{2}{3} \vec{p}\right) \cos \theta$$

ist, folgt wegen der Annahme $dN/d(\cos\theta) = \text{const}$, daß auch $dN/dp_\alpha^2 = \text{const}$ (N: Zählrate). Damit ist auch die Energieverteilung dN/dE eine Konstante zwischen den Grenzen $E(\text{min})$ und $E(\text{max})$. Aus der Zwei-Teilchen-Kinematik läßt sich somit innerhalb der Grenzen $E_{\text{MIN}}, E_{\text{MAX}}$ für beide Fragmente das Spektrum berechnen. Diese Grenzen sind in Abb. 17 für den Fall des ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs über das 2,18 MeV Niveau dargestellt. Die Breite des möglichen Spektrumbereichs ($=E_{\text{MAX}} - E_{\text{MIN}}$) ist hauptsächlich bestimmt durch E_c , hängt also ab von der Energie des Resonanzzustandes über den der Aufbruch erfolgt. Man sieht, daß im Alpha-Teilchenspektrum bei Annahme des Zerfalls über den 3^+ Zustand ein erheblicher Anteil der registrierten Teilchen außerhalb der Grenzen $E_{\text{MIN}}, E_{\text{MAX}}$ liegen. In Abb. 17 entspricht die Breite des zulässigen Bereichs ($\sim 19,8$ MeV) der Breite des gemessenen Spektrums (FWHM ~ 21 MeV). Die Form des Spektrums deutet darauf hin, daß es sich um keinen isotropen Zerfall handeln kann, wie bei den Berechnungen angenommen wurde. Eine mögliche Anisotropie des sequentiellen Zerfalls wird in der Arbeit von Disdier et al. (DIS 71) auf eine Dipol-Polarisation des ${}^6\text{Li}$ -Projektils zurückgeführt. Mit zunehmender Projektilenergie können auch Niveaus oberhalb 2,18 MeV Zustände angeregt werden und die Aufbruchfragmente haben immer mehr Energie zur Verfügung, da der Q-Wert der Reaktion größer wird. Der Zerfall von ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ führt dann nicht mehr ausschließlich über das 2,18 MeV Niveau. Unter diesen Annahmen können, bedingt durch die Basisbreite (~ 50 MeV - 150 MeV) das Alpha-Spektrums, Zustände bis $E_x = 18$ MeV zum Spektrum beitragen.

Das ${}^3\text{He}$ -Spektrum ist wesentlich breiter (FWHM ~ 30 MeV).

Da die Teilchenemissionsschwelle für die Disintegration ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + t$ sehr viel höher liegt ($Q = 15,8$ MeV, vergl. Abb. 19) als bei dem Zerfall in $\alpha + d$ wurde der Zerfall des ${}^6\text{Li}$ in diese Teilchen erst bei höheren ${}^6\text{Li}$ Energien ($E_{\text{Li}} > 75$ MeV, CAS 78) beobachtet. Die Anregung des ${}^6\text{Li}$ -Projektils muß

mindestens dem Q-Wert entsprechen. Setzt man den gleichen sequentiellen Zerfall wie bei ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ voraus, dann entspricht die Breite des gemessenen Spektrums einem Zerfall über einen Zustand bei $E_x \sim 18$ MeV. Aus der Untersuchung der Photodisintegration von ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + t$ wird dieser Zerfall teils bei 18 MeV (BAL 64), teils aber auch bei Anregungsenergien von 19-23 MeV (BAZ 64) erwartet. In Abb. 17 sind neben den Grenzen $E_{\text{MIN}}, E_{\text{MAX}}$ für $E_x = 18$ MeV noch die erwarteten Grenzen für $E_x = 23$ MeV eingezeichnet. Eine Anregungsenergie von ~ 23 MeV entspricht der Energie, bei der man die elektrische Dipol-Riesenresonanz für ${}^6\text{Li}$ erwartet, über die der Aufbruch des ${}^6\text{Li}$ auch stattfinden könnte.

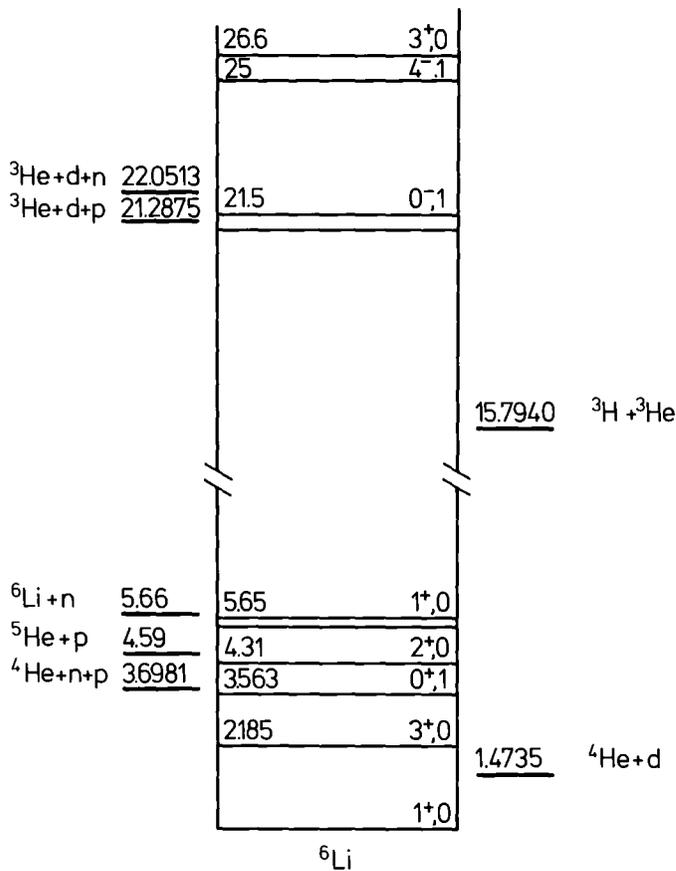


Abb. 19:
Niveauschema für ${}^6\text{Li}$
mit Zerfallsschwellen.
(AJZ 78).

3.1.3 Quasielastische Streuung und Spektatoreffekt

Eine vereinfachte Beschreibung einer 3-Teilchen-Reaktion ist auch durch die Vorstellung einer quasielastischen Streuung möglich. Bei diesem Modell einer Dreiteilchenreaktion stellt man sich vor, daß die Wechselwirkung nur zwischen einem Teil des Geschosses und dem Target erfolgt, während der restliche Teil des Geschosses mit dem Impuls weiterfliegt, den er vor der Reaktion hatte. Man spricht von einer quasielastischen Streuung, mit dem gleichzeitigen Auftreten eines Geschoßspektators.

Für die Partner der quasielastischen Streuung gilt ebenfalls die Zwei-Teilchen-Kinematik. In diesem Falle ist die Energieverteilung durch die innere Impulsverteilung der Fragmente im Projektil bestimmt. Auf diesem Modell, das besonders bei hohen Energien anwendbar ist, basieren einfache Aufbruchmodelle wie das "Serber"-Modell und das "Abrasion"-Modell, auf die im nächsten Abschnitt etwas detaillierter eingegangen wird.

3.2 Aufbruchmodelle und Impulsverteilungen in ${}^6\text{Li}$

Schon häufig wurde in quasifreien Knock-out-Reaktionen vom Typ ${}^6\text{Li}(p, p\alpha)$ und ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$ die Clusterstruktur des ${}^6\text{Li}$ demonstriert und versucht, die innere Impulsverteilung $|\phi(p)|^2$ der Clusterfragmente zu bestimmen (CHA 78). Aufgrund von solchen Experimenten mit hochenergetischen Protonen (JAI 70, CHA 77), Deuteronen (HAG 73) und Alpha-Teilchen (VEL 69) wurden glockenförmige Verteilungen mit Breiten zwischen 50-75 MeV/c gefunden, die in auffallender Weise den in den vorliegenden Experimenten bestimmten Energie- bzw. Impulsverteilungen der Break-up Teilchen ähnlich sind. Dies legt für den ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch bei 156 MeV eine Interpretation als quasifreien Prozeß nahe, der im wesentlichen durch die innere Impulsverteilung der Clusterfragmente bestimmt ist und deshalb auch einen Zugang zu dieser Größe liefern sollte.

Ein sehr einfaches Reaktionsmodell, das auf dieser Vorstellung beruht, ist zur Beschreibung des Deuteronenaufbruchs von Serber (SER 47) entwickelt und neuerdings auch zur Deutung des Aufbruchs von ${}^3\text{He}$ (MAT 78) und des Alpha-Teilchens (WU 78) benutzt worden. Im Rahmen dieses Modells, in dem ein- und auslaufende Teilchen durch ebene Wellen beschrieben werden, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für das beobachtete Fragment mit der Masse m_x und der Energie E_x durch

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_x dE_x} = \rho_{\text{phase}} |\phi(p)|^2 \cdot m_x (2m_x E_x)^{1/2} \quad (11)$$

gegeben. Die Größe $\phi(p)$ ist die Fouriertransformierte der Wellenfunktion für die Relativbewegung der Clusterfragmente, z.B. von Alpha-Teilchen und Deuteronen in ${}^6\text{Li}$; ihr Argument $\vec{p} = \vec{p}_x - \frac{m_x}{m_{\text{Li}}} \vec{p}_{\text{Li}}$ ergibt sich aus Energie und Emissionswinkel der beobachteten Teilchen. Legt man eine einfache Oszillatorwellenfunktion ($L=0$) zugrunde, so läßt sich (SHE 60, NEU 59)

$$|\phi(p)|^2 = a \frac{1}{\sqrt{\pi}^3 b^3} e^{-p^2/b^2} \quad (12)$$

ansetzen, wobei a die Normierungskonstante (Maß für die Clusterwahrscheinlichkeit) ist und b die Breite der Impulsverteilung charakterisiert. Die Modellvorstellung läßt sich sofort über-

prüfen, wenn man zunächst die von den gemessenen Aufbruchspektren im Ansatz (11) geforderten Breiten mit detaillierten Untersuchungen der Clusterstruktur von ${}^6\text{Li}$ (s. HAG 73) vergleicht. Einige Ergebnisse sind in Abb. 20 gezeigt. Hier wurde für die Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ bei $\theta = 12^\circ$ an die Alpha-Teilchen, Deuteronen und ${}^3\text{He}$ -Aufbruchspektren die Breite der Verteilung angepaßt. Die absoluten Werte wurden willkürlich auf die Peakhöhe normiert. Der Phasenraumfaktor hat auf die Form nahezu keinen Einfluß. In Tabelle 6 sind die experimentellen Impulsbreiten für drei verschiedene Winkel der beobachteten Aufbruch Alpha-Teilchen wiedergegeben.

Tabelle 6: Breite der Impulsverteilung der Aufbruch-Alpha-Teilchen aus der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$.

θ	b_α (MeV/c)
12°	52 ± 3
17°	56 ± 3
22°	59 ± 4

Die Breiten sind nahezu winkelunabhängig, wie man es auch nach der Modellvorstellung erwartet. Die gefundene Breite für die Alpha-Teilchen-Impulsverteilung ist vergleichbar mit den Ergebnissen aus Knock-out Reaktionen (s. HAG 73) von denen man Breiten von $b \sim 60$ MeV/c erwartet.

Über die Breite der Impulsverteilung hinaus läßt sich das Modell (11) an der Winkelverteilung der gemessenen Wirkungsquerschnitte überprüfen. Neben der Beziehung

$$p^2 = |p_0|^2 + 2m_x E_x - 2|p_0| (2m_x E_x)^{1/2} \cos \theta \quad (13)$$

bestimmt der Phasenraumfaktor (Gl. 4) die Winkelabhängigkeit. Es stellt sich heraus, daß die durch Gl. (11) vorausgesagten Wirkungsquerschnitte schneller mit dem Emissionswinkel der Cluster-Bruchstücke abfallen als experimentell beobachtet. Dies ist sicher eine Folge der starken Vereinfachungen, die das Serber-Modell enthält. Die Distortion der einlaufenden und

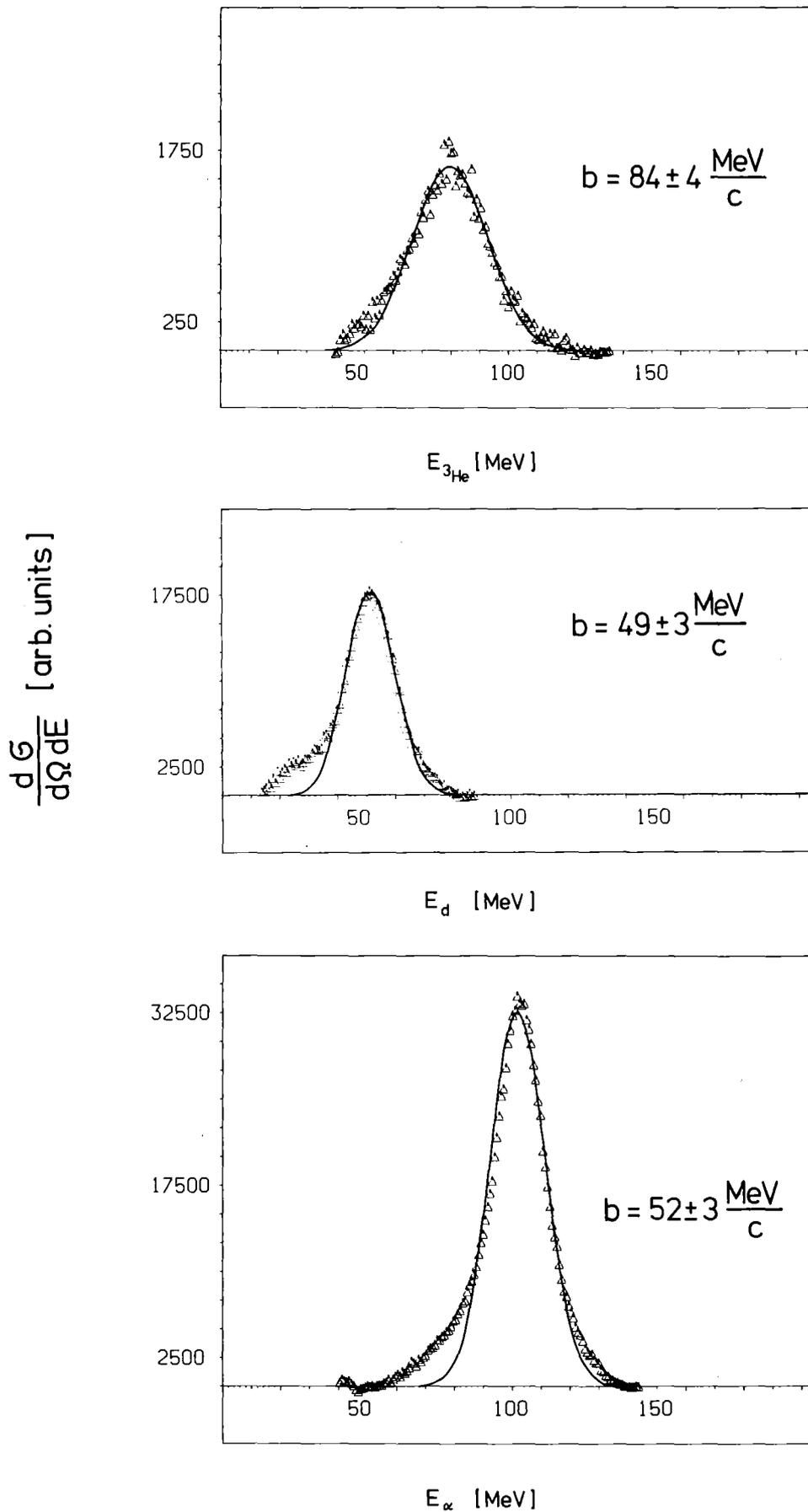


Abb. 20: ^3He , d und Alpha-Teilchen-Spektren aus der Reaktion $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ bei $\theta = 12^\circ$. Die durchgezogenen Kurven sind nach Gl. 10 berechnet und an die Meßpunkte angefitet.

auslaufenden Teilchen durch das Kern (- und Coulomb-Potential), sowie die Absorption sind völlig vernachlässigt. Der Targetkern wird als völlig inerte Partner angenommen. Auch der Einfluß der Coulombkraft, der in einer Abbremsung des Projektils und anschließender Abstoßung der Fragmente besteht, sind nicht explizit berücksichtigt. Dieser nicht vernachlässigbare Einfluß des Coulombfeldes wird am Beispiel des ^3He -Spektrums etwas ausführlicher im nächsten Abschnitt diskutiert.

In jüngster Zeit haben Baur et al. (BAU 76, SHY 79) versucht, den Aufbruch von Deuteronen und Alpha-Teilchen mit einer DWBA-Theorie zu beschreiben, die auch inelastische Komponenten (Anregung des Targetkerns) einschließt und eine realistischere Diskussion der Frage zuläßt, inwieweit die Untersuchung des Projektilaufbruchs bei hohen Energien Aussagen über die Clusterbewegung liefert (z.B. im Falle des Alphateilchen-Aufbruchs über die ^3He -n Wellenfunktion (SHY 79)). Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen experimentellen Daten können die Grundlage einer solchen Untersuchung für den Fall des ^6Li bilden.

In vielen Aspekten sind die für leichtere Projektile entwickelten Aufbruchmodelle dem "Abrasion"-Modell verwandt, das zur Beschreibung der Fragmentation schwerer Ionen von 20 MeV/Nukleon bis in den relativistischen Bereich relativ erfolgreich verwendet wird (GEL 77). Die Vorstellung des "Abrasion"-Modells ist grob folgende: Wenn relativistische schwere Ionen so nahe aneinander vorbeifliegen, daß sich ihre Massen überlappen, wird der überlappende Teil "abgekratzt". Der Rückstoßimpuls des Restprojektils ist proportional dem Fermiimpuls (HÜF 78). Für die Projektil-Fragmentation bei relativistischen Energien läßt sich die Impulsverteilung der Fragmente im Ruhesystem des Projektils durch eine Gauß-Verteilung beschreiben (GOL 74),

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto e^{-(p-p_0)^2/2\sigma^2} \quad (14)$$

wobei $\sigma^2 = \sigma_0^2 m_F (m_p - m_F) (m_p - 1)$ ist. m_F und m_p sind die Massen des beobachteten Fragments und des Projektils. Man kann zeigen (GOL 74, FES 73), daß diese Impulsverteilung die Folge eines

schnellen statistischen Fragmentationsprozesses ist und daß die Breite σ_0 mit der Fermibewegung p_F der Nukleonen im Projektil durch die Beziehung $\sigma_0 = p_F / \sqrt{5}$ verknüpft ist. Durch Transformation der Impulsverteilung (Gl. 13) in das Laborsystem erhält man:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \propto m_F (2m_F E)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{m_F}{2} \left(E - 2aE^{1/2} \cos \theta + a^2\right)\right) \quad (15)$$

mit $a^2 = m_F v_R / 2$, wobei v_R die Geschwindigkeit des Restprojektils ist.

Durch Anpassung von Gl. 15 an die gemessenen d, Alpha-Teilchen und ^3He -Spektren wurden die Breiten σ bestimmt und die Fermiimpulse p_F berechnet. In Tabelle 7 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Tabelle 7: Experimentelle Fermiimpulse für d, ^3He und Alpha-Teilchen

Ejektil	p_F (MeV/c)
d	62 ± 3
^3He	99 ± 4
α	66 ± 3

Aus dem Vergleich mit Fermiimpulsen von Moniz et al. (MON 71), die $p_F = 169$ MeV/c angeben, sieht man, daß die Bestimmung der Fermiimpulse für ^6Li mit Hilfe des Abrasionmodells zu wesentlich kleineren Werten führt. Bei Annahme der Cluster-Struktur ($\alpha+d$) in ^6Li müssen Alpha-Teilchen und Deuteronen betragsmäßig den gleichen Impuls besitzen, was durch die gemessene gleiche Halbwertsbreite auch bestätigt wird. Neben der bisher häufig untersuchten (dominierenden) ($\alpha+d$) Clusterstruktur können aus den vorliegenden Experimenten hinsichtlich der Fermi-Impulse auch Aussagen über die ($^3\text{He}+t$)-Clusterung gemacht werden. Für das ^3He -Teilchen findet man einen Fermi-Impuls von $p_F = (99 \pm 4)$ MeV/c, der die Impulsverteilung der Komponenten ($t+^3\text{He}$) charakterisiert. Die größere Breite für das ^3He -Teilchen ist erklärbar mit der höheren Bindungsenergie

des (${}^3\text{He}+t$)-Clusters ($E_B=15,8$ MeV) im Vergleich zur ($\alpha+d$)-Komponente ($E_B=1,47$ MeV).

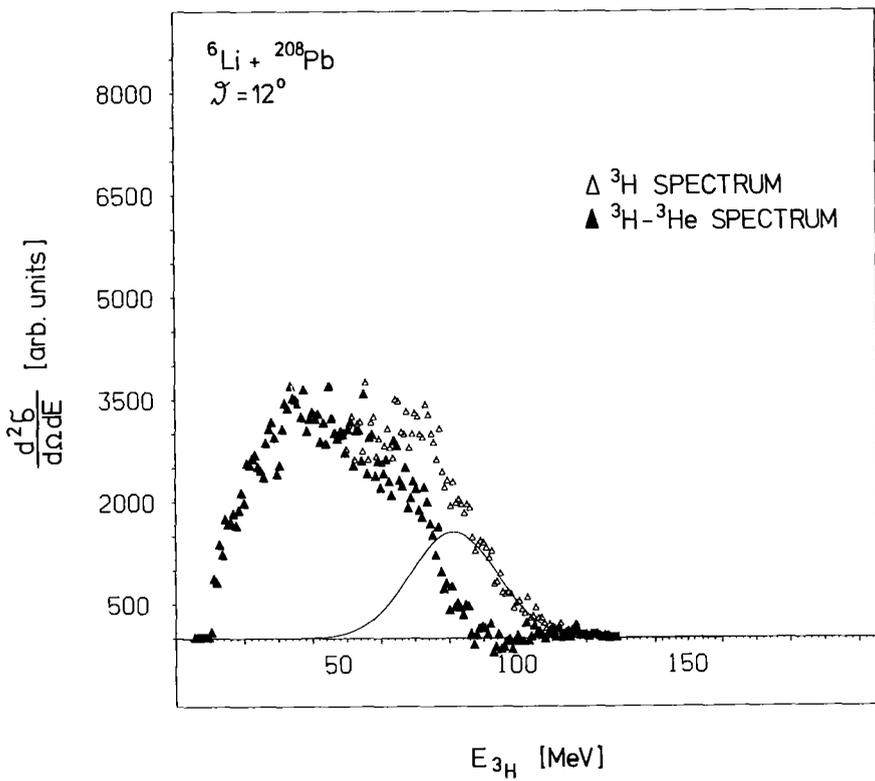
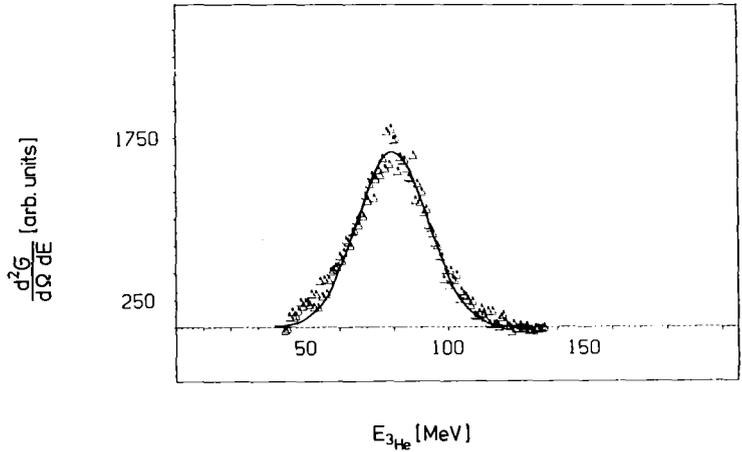
3.3 Das Energiespektrum der Tritonen und ${}^3\text{He}$ -Teilchen

Für den Aufbruch ${}^6\text{Li} \rightarrow t + {}^3\text{He}$ erwartet man für t und ${}^3\text{He}$ aufgrund der gleichen Massen ähnliche Spektren mit einem Maximum bei $E \sim 3/6 E_{\text{Li}} \sim 78$ MeV, wie es auch für das ${}^3\text{He}$ -Spektrum in Abb. 21a zutrifft. Diese Überlegung gilt aber nur, wenn der Q -Wert der Reaktion klein gegenüber der Projektilenergie ist. Im Falle des ($t + {}^3\text{He}$)-Aufbruchs beträgt der Q -Wert 15,8 MeV und die Energie der Fragmente wird um diesen Betrag reduziert, was sich in einer Verschiebung der Maxima um ~ 8 MeV äußern müßte. Anhand des ${}^3\text{He}$ -Spektrums in Abb. 21 kann man sehen, daß dies nicht der Fall ist. Diese scheinbaren Diskrepanz kann auf den Einfluß des Coulombfeldes zurückgeführt werden. Das einlaufende ${}^6\text{Li}$ -Teilchen wird im Coulombfeld abgebremst und beim Aufbruch teilen sich die beiden Fragmente die um den Q -Wert und die Coulombenergie verringerte Energie des ${}^6\text{Li}$ -Teilchens. Beim Verlassen des Kernfeldes werden die Fragmente im Coulombfeld beschleunigt und z.B. beim Aufbruch ($t + {}^3\text{He}$) gewinnen die beiden Fragmente aufgrund unterschiedlicher Kernladungen verschiedene Energie zurück. Das Maximum im ${}^3\text{He}$ -Spektrum berechnet sich so zu ~ 75 MeV, das im Tritonenspektrum zu ~ 65 MeV.

Unabhängig von der Lage des Maximums läßt sich das ${}^3\text{He}$ -Spektrum weitgehend als Aufbruch-Spektrum verstehen, während man für die Tritonen eine sehr breite (FWHM ~ 60 MeV), etwas strukturierte Verteilung beobachtet, die neben dem Aufbruchanteil

a)

^3He -Spektrum aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}+^6\text{Li}$ bei $\theta=12^\circ$. Die durchgezogene Kurve zeigt eine Anpassung an die Daten unter Annahme einer gaußförmigen ^3He -Impulsverteilung (s. 3.2)



b) Originales (Δ) und berechnetes (\blacktriangle) Tritonenspektrum. Vom originalen Spektrum wurde das durchgezogene gaußförmige Spektrum in Abb. 21a abgezogen.

c)

Tritonenspektrum aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}+^6\text{Li}$ bei einem Winkel $\theta_{\text{lab}}=32^\circ$.

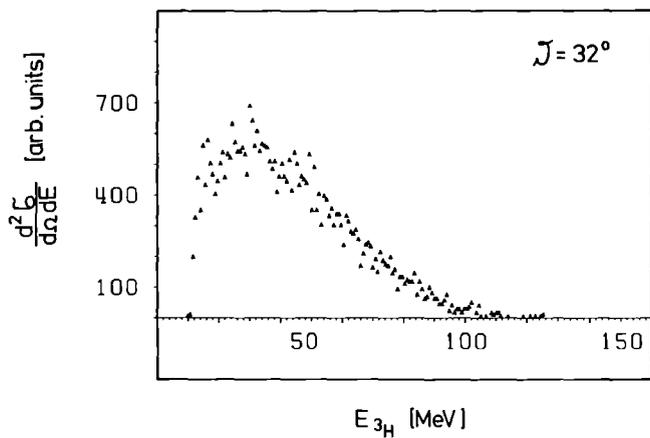


Abb. 21

weitere Komponenten aufweist. Die Intensität der Tritonenverteilung ist um einen Faktor 3,5 größer als bei der ^3He -Verteilung. Um eine Vorstellung über die zusätzlichen Tritonen zu gewinnen, wurde das Aufbruchspektrum der ^3He -Teilchen vom Tritonenspektrum abgezogen (s. Abb. 21). Die Form des Restspektrums, das man auf diese Weise bei Vorwärtswinkeln erhält, ist sehr ähnlich dem unkorrigierten Tritonenspektrum bei größeren Winkeln, wo die Aufbruchkomponenten stark abgefallen sein sollten (s. Abb. 21c). Die Herkunft der zusätzlichen Tritonen ist nicht geklärt und erfordert sicher weitere detailliertere Untersuchungen (etwa Teilchen-Gamma-Experimente). Es ist auffällig, daß das Intensitätsmaximum des Restspektrums der Tritonen grob bei dem optimalen Q-Wert für Vielnukleontentransfer-Reaktionen liegt (genauere Diskussion im Abschnitt III.2.2). Dies könnte ein Hinweis auf Transferprozesse sein, die schon mehrfach mit Erfolg zur Erklärung des kontinuierlichen Teilchenspektrums im Schwerionen-Reaktionen herangezogen wurden (FROE 79). In der Tat gibt es auch im ^3He -Spektrum, bei $E_{^3\text{He}} \sim 105 \text{ MeV}$, wo in diesem Falle das Q-Fenster liegen sollte, eine schwache Andeutung für eine (sehr viel weniger intensive) Komponente dieser Art (s. Abb. 7). Im Fall der Alpha-Teilchen und Deuteronen liegt das Q-Fenster genau bei der Energie der Strahlgeschwindigkeit, so daß diese Komponenten sich im Spektrum nicht vom Aufbruch absetzen. Die Untersuchung solcher Transfer-Komponenten ist Gegenstand des III. Kapitels dieser Arbeit. Während für den niederenergetischen Teil des Tritonenspektrums, wohl auch Anteile von der Preequilibriums-Emission eine Rolle spielen, könnte der hochenergetische Anteil des Restspektrums auch vom Aufbruch eines angeregten Alpha-Teilchens ($\alpha^* \rightarrow t + p$) beeinflusst sein. Allerdings läßt sich die korrespondierende Komponente ($\alpha^* \rightarrow ^3\text{He} + n$) im ^3He -Spektrum nicht identifizieren.

III. TRANSFER VON ${}^6\text{Li}$ -AUFBRUCH FRAGMENTEN

1. Aspekte von Transferreaktionen mit schweren Ionen

Während im ersten Teil dieser Arbeit der Aufbruch des Projektils ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung Target-Fragment untersucht wurde, sollen in diesem Teil der Arbeit neben den Wechselwirkungen Target-Projektil auch die Wechselwirkung Target-Fragment näher studiert werden. Die Wechselwirkung des Projektils mit dem Targetkern äußert sich in einem inelastischen oder elastischen Aufbruch. Die sehr kleine Bindungsenergie des ${}^6\text{Li}$ rechtfertigt dabei die Vorstellung, daß - mindestens im Bild der quasielastischen Streuung - die Wechselwirkung mit dem Target entweder nur mit dem Deuteron oder dem Alpha-Teilchen stattfindet. Diese Wechselwirkung kann dann z.B. in einer elastischen oder inelastischen Streuung des jeweiligen Clusters bestehen. Die neben dieser reinen Streuung auftretenden Wechselwirkungen wie z.B. Transfer des ganzen Clusters sind - neben der Fragmentation - ein Ziel der Untersuchung von Reaktionen mit leichten Ionen bis Argon (QUI 60), bei denen eine Clusterstruktur als sehr wahrscheinlich angenommen wird. Allen untersuchten Reaktionen gemeinsam ist die Beobachtung von leichten Fragmenten mit wesentlich höheren Energien als man sie für Abdampfungsprozesse erwartet. Der direkte Charakter dieser Reaktionen wird durch Maxima der Winkelverteilungen bei kleinen Winkeln und einem steilen Abfall unterstrichen.

Als besonders interessant haben sich Cluster-Transfer-Reaktionen erwiesen, wie schon in Abschnitt II.3.3 angedeutet wurde. Die Vorstellung, die diesem Cluster-Transfer zugrunde liegt, ist folgende: Die hochenergetischen leichten Fragmente entstehen, wenn das Projektil einen wesentlichen Teil seiner Masse auf den Targetkern überträgt, wobei das transferierte Fragment mit dem Target fusioniert und das Restprojektil mit seiner Schwerpunktsgeschwindigkeit weiterfliegt. Der hochangeregte Compoundkern aus Target und Fragment kann dann seine Energie z.B. über Teilchenemission in einer "normalen" Compoundkernreaktion verlieren. Diese Reaktionen bilden eine Brücke zwischen reinen Compound-Kernreaktionen und direkten Transfer-

reaktionen. Sie werden von den jeweiligen Autoren teils als "incomplete fusion" (INA 77) bezeichnet, (im Gegensatz zur vollständigen Fusion des Projektils) teils aber auch als "massive transfer" (ZOL 78) (ausgehend von few-Nukleonen-Transfer-Reaktionen). Die emittierten Teilchen werden zur Unterscheidung von Verdampfungsteilchen "fast", "direct" oder "beam-velocity" Teilchen genannt. Charakteristisch für diese Cluster-Transfer-Reaktionen ist ein großer Masse und Energietransfer vom Projektil auf das Target. Aufgrund seiner dominanten Cluster-Struktur stellt das ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ein relativ einfaches System dar, bei dem dieser Mechanismus untersucht werden kann. Die Existenz eines solchen Reaktionsmechanismus wurde von verschiedenen (KRO 77, QUE 71) Autoren bei den Messungen von Anregungsfunktionen von ${}^6\text{Li}$ -induzierten Reaktionen vermutet. Kropp et al. (KRO 77) haben mit der Methode der in-beam-Gamma-Spektroskopie Anregungsfunktionen von Ir, Au (${}^6\text{Li}, xn+yp$) Compoundkernreaktionen in einem Energiebereich von 48-156 MeV gemessen. Dabei stellten sich bemerkenswerte Unterschiede zwischen (${}^6\text{Li}, xn$)-Reaktionen und (${}^6\text{Li}, xn+1(2)p$)-Reaktionen heraus.

Es zeigte sich, daß Reaktionen mit einem oder zwei Protonen im Ausgangskanal im Vergleich zu xn-Reaktionen einen deutlich erhöhten Wirkungsquerschnitt besitzen. Dieser Befund wurde bestätigt durch Messungen von Anregungsfunktionen in einem Energiebereich von 50-100 MeV an Pd-Targets (CAS 77) und Targets der seltenen Erden (FLE 78). Diese Beobachtungen, zusammen mit dem großen Aufbruchwirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{DISS}} \sim \text{barn}$, der vergleichbar ist mit dem elastischen Streuquerschnitt, ließen vermuten, daß ein Aufbruchfragment mit dem Targetkern einen Compoundkern bildet, während das andere Fragment als "Spectator" am Kern vorbeifliegt. Dabei wurden durch ($\alpha_{\text{Fragment}}, xn$)-bzw. (d_{fragment}, xn)-Reaktionen ein Beitrag zu (${}^6\text{Li}, xn+p$)- bzw. (${}^6\text{Li}, xn+2p$)-Wirkungsquerschnitte erwartet.

Detailliertere Aussagen über den Reaktionsmechanismus konnten allerdings nicht gemacht werden, da durch die in-beam-Gamma-Spektroskopie nur die Summe der zum selben Endkern führenden Reaktionen bestimmt wird. Eine Antwort auf die Frage, ob man diesen Beitrag zur Compoundkernreaktion als einen Viel-nukleonen-Transfer in hochangeregte Zustände zu verstehen

hat, konnte nicht gegeben werden. Experimente, die den Reaktionsmechanismus selbst untersuchen, treten in der letzten Zeit mehr in den Vordergrund. Bei der Untersuchung von Koinzidenzen zwischen einem Aufbruch-Fragment und Zerfallsgammaquanten des Endkerns (CAS 78) konnte gezeigt werden, daß dieser Reaktionstyp tatsächlich existiert und daß bei einer Energie von $E_{\text{Li}} = 75 \text{ MeV}$ 13 % der Aufbruchteilchen zu dieser Reaktion führen.

Im Rahmen der vorliegenden Experimente am ${}^6\text{Li}$ -Strahl wurden daher auch Reaktionen mit Aufbruchteilchen im Fall ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ (${}^{209}\text{Bi}$) in einem Energiebereich $E_{\text{Li}} = 60\text{-}150 \text{ MeV}$ untersucht. Es wird gezeigt, daß durch Messung der Rückstoßenergien der Produktkerne der Reaktionsmechanismus eindeutig festgelegt ist. Die Ergebnisse liefern weitere Beweise für Cluster-Transfer-Reaktionen in hochangeregte Zustände und zeigen die Bedeutung dieser Reaktion im Fall ${}^6\text{Li}$ -induzierter Reaktionen. Aus Vergleichsmessungen am 104 MeV Alpha-Strahl und 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Strahl an einem ${}^{208}\text{Pb}$ und ${}^{209}\text{Bi}$ -Target kann gezeigt werden, daß Kerne, die über eine $({}^6\text{Li}, xn+p)$ -Reaktion oder eine $(\alpha, (x-1)n)$ Reaktion gebildet werden, nahezu den gleichen Produktionsquerschnitt besitzen. Aus den Messungen geht hervor, daß bei Energien weit oberhalb der Coulombbarriere $({}^6\text{Li}, xn+p)$ -Reaktionen im wesentlichen als $(\alpha, (x-1)n)$ -Reaktionen mit Alpha-Energien von $E_\alpha \sim \frac{2}{3} E_{\text{Li}}$ mit einem Neutron-Proton Paar als "Spectator" angesehen werden können.

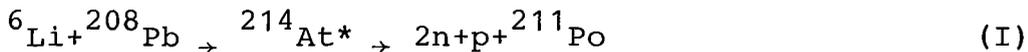
2. Voraussetzungen zur Durchführung der Experimente

Bei Kernreaktionen verschiedenen Typs hängt die Rückstoßenergie des schweren Endkerns mehr oder weniger stark vom Reaktionsmechanismus ab. Diese Abhängigkeit läßt sich bei genügend hoher Rückstoßenergie - wie sie bei Schwerionen induzierten Reaktionen mit hoher Projektilenergie üblich ist - zur Diskriminierung zwischen verschiedenen Reaktionsmechanismen ausnutzen. Der in dem vorliegenden Experiment untersuchte Nuklidbereich ist in Abb. 22 gezeigt. Es wurden speziell die Reaktionen $^{208}\text{Pb} (^6\text{Li}, 2n+p) ^{211m}\text{Po}$ bzw. $^{209}\text{Bi} (^6\text{Li}, 2n+2p) ^{211m}\text{Po}$ untersucht, wobei die Rückstoßenergien des alpha-instabilen Endkerns ^{211m}Po gemessen werden sollten.

2.1 Unterscheidung von Reaktionsmechanismen

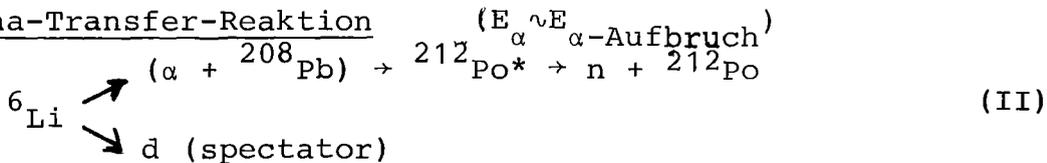
Eine Produktion des Kerns ^{211}Po durch Beschuß von ^{208}Pb mit ^6Li ist auf verschiedenen Reaktionswegen möglich.

-Compoundkern-Reaktion:



Dabei entsteht zuerst der Compoundkern ^{214}At und nach Emission von 2 Neutronen und 1 Proton der Endkern ^{211}Po

-Alpha-Transfer-Reaktion



Bei dieser Reaktion folgt dem Transfer eines Alpha-Aufbruchfragments in hochangeregte Zustände des Targetkerns eine Compoundkernreaktion, die wieder zu ^{211}Po führt ("internal break-up" Reaktion). Das Aufbruchfragment Deuteron nimmt an der Reaktion nicht teil.

		86		Rn 201 3,8 s α 8,77 c m	Rn 202 9,85 s α 6,64 c m	Rn 203 28 s 45 s α 8,548 α 8,498 c g	Rn 204 1,24 m α 6,417 c	Rn 205 2,83 m c α 6,263... γ 266...; g	Rn 206 5,67 m α 6,260... c	Rn 207 9,3 m c; α 6,126... γ 345; 747... g	Rn 208 24,4 m α 6,140... c Y...	Rn 209 30 m c; β ⁺ α 6,039... γ 408; 748; 338; 689... c	Rn 210 2,4 h α 6,040... c γ 458...	Rn 211 14,6 h c; α 5,783; 5,851... γ 874; 1363; 678...; g	Rn 212 24 m α 6,264... Y...	Rn 213 25 ms α 8,09... Y...	Rn 214 0,27 μs α 9,04	Rn 215 2,3 μs α 8,67 g
85		At 199 7,2 s α 6,639	At 200 4,3 s 42 s α 8,536 α 8,413; 8,464	At 201 1,5 m α 6,343 c	At 202 2,6 m 3,0 m α 8,23 c α 8,135 γ 1034; 639; 1002... c; γ; m; α-γ	At 203 7,3 m c; α 6,088 γ 1034; 639; 1002... c; γ; m; α-γ	At 204 9,3 m c α 5,951 γ 683; 515; 425...	At 205 26,2 m c; β ⁺ α 5,902 γ 719; 689; 629...; g	At 206 31,4 m c α 5,703 γ 700; 478; 395...	At 207 1,8 h c; α 5,758 γ 814; 588; 301... g	At 208 1,63 h c α 5,641... γ 685; 660; 177...	At 209 5,5 h c α 5,847... γ 545; 782; 790...	At 210 8,3 h c; α 5,524; 5,442; 5,361... γ 1181; 245; 1483...	At 211 7,2 h c α 5,867... Y...	At 212 122 ms 315 ms α 7,84; α 7,88; 7,90... 7,82... Y... Y...	At 213 0,11 μs α 9,08	At 214 ~2 μs α 8,82... g	
Po 197 26 s 56 s α 8,38 α 8,281 c c	Po 198 1,76 m α 6,182 c g	Po 199 4,2 m 5,2 m c c α 8,059 α 8,052 γ 473	Po 200 11,5 m c α 5,863	Po 201 8,9 m 15,3 m c c γ 418... α 5,883 α 5,789 c-γ α-α	Po 202 45,0 m c α 5,588 γ 889; 316; 166; 790...	Po 203 1,2 m 37 m γ 641 c; β ⁺ α 5,384 c γ 909; 1001; 884; 215...	Po 204 3,52 h c α 5,377 γ 884; 270; 850; 837... g	Po 205 1,8 h c; α 5,22 γ 872; 1001; γ 1033; 808; 511; 287... g	Po 206 8,8 d c; α 5,223 γ 872; 1001; γ 1033; 808; 511; 287... g	Po 207 2,8 s 5,84 h γ 814; c; β ⁺ 301; α 5,12 268 γ 882; 743; 512...; g	Po 208 2,898 a α 5,116... c Y...	Po 209 102 a α 4,882... c Y...	Po 210 138,38 d α 5,3045... Y... α < 0,0005 + < 0,030	Po 211 25,5 s 0,56 s α 7,27; α 7,450 8,88... α 7,450 γ 570; Y... 1064...	Po 212 46 s 0,3 μs α 11,85... α 8,784 583	Po 213 4,2 μs α 8,375... Y...		
Bi 196 4,5 m c γ 1049; 688; 372...	Bi 197 ~10 m α 5,77	Bi 198 7,7 s 11,8 m γ 248 c γ 1063; 562; 198; 318...; c	Bi 199 24,7 m 27 m c c α 5,48	Bi 200 36 m c β ⁺ ... γ 1026; 462; 420; 245...	Bi 201 59 m 1,7 h c c γ 848 γ 902; α 5,24 518... g m	Bi 202 1,8 h c; β ⁺ ... γ 961; 422; 858... g	Bi 203 11,76 h c; β ⁺ 1,4... γ 820; 825; 897; 1848... g; m	Bi 204 11,3 h c γ 899; 375; 984... g	Bi 205 15,31 d c β ⁺ ... γ 1764; 703; 988...	Bi 206 6,24 d c; β ⁺ ... γ 803; 881; 516; 1719; 537...	Bi 207 38 a c β ⁺ ... γ 570; 1064; 1770...	Bi 208 3,68 · 10 ⁵ a c γ 2615	Bi 209 100 c α 0,014 - 0,018	Bi 210 3,5 · 10 ⁶ a 5,91 d α 4,348; α 4,058; 4,308... α 4,058; γ 288; 4,067 305... Y... α 0,054	Bi 211 2,13 m α 6,623; 6,278 γ 351... β ⁺ ... α-γ; β ⁺ -γ	Bi 212 60,55 m β ⁺ 2,3... α 6,089; 6,090... γ 727; 1621... g		
										82		Pb 206 24,1 α 0,0305	Pb 207 22,1 α 0,709	Pb 208 52,4 α 0,000487				

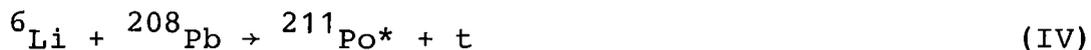
Abb. 22: Ausschnitt aus der Nuklidkarte (SEL 74)

-³He Transfer ($E_{\text{He}} \sim 10 \text{ MeV}$)



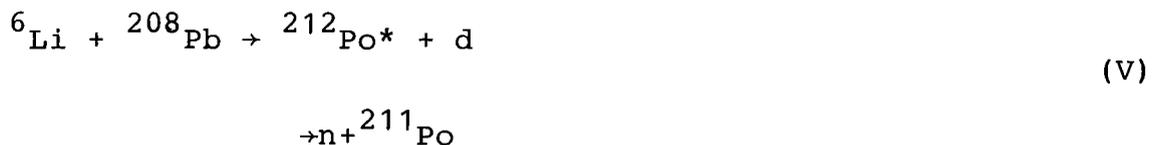
Der Endkern ${}^{211}\text{Po}$ entsteht nur, wenn das ${}^3\text{He}$ -Teilchen in einen tiefliegenden, quasistabilen Zustand von ${}^{211}\text{Po}$ transferiert wird.

-³He-Transfer ($E_{\text{He}} \gg 10 \text{ MeV}$)



Eine Produktion von ${}^{211}\text{Po}$ über diese Reaktion ist wegen der bei dieser Anregungsenergie sehr viel größeren Zerfallsbreite für Teilchenemission gegenüber Gammazerfall nur mit einem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt zu erwarten.

-Alpha-Transfer-Reaktion ($E_{\alpha} \ll E_{\alpha\text{-Aufbruch}}$)



Dabei wird das Alpha-Teilchen in einem Zustand von ${}^{212}\text{Po}$ transferiert, der aber oberhalb der Teilchenemissionsschwelle liegt.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, daß zwischen den Transferreaktionen II und III, V ein wesentlicher Unterschied besteht. In Abb. 23 sind neben dem Reaktionsweg I, nach Reaktionsweg II und eine vom Typ III bzw. V gezeigt. Die Reaktionen III und V sind direkte Mehr-Nukleonen-Transferreaktionen im herkömmlichen Sinn, die im Kern nur sehr wenige Freiheitsgrade ändern. Das leichte Teilchen im Ausgangskanal (t bzw. d) ist der Projektilrestkern mit einer Energie, die annähernd der Einschußenergie entspricht. Der Unterschied zwischen III und V besteht darin, daß in V die Energie des Alpha-Teilchens ausreichend war, um einen neutroneninstabilen Kern zu bilden. Im Gegensatz zu diesen Reaktionen ist der

Reaktionsweg II ein Mehr-Nukleonen-Transfer mit hohem Energietransfer, der eine Compoundkernreaktion auslöst. Das leichte Teilchen ist ein "beam-velocity" Aufbruchteilchen. Schließt man Reaktion IV wegen des zu erwartenden sehr kleinen Wirkungsquerschnitts aus, kann ^{211}Po noch über vier verschiedene Reaktionswege gebildet werden. Eine experimentelle Unterscheidung zwischen diesen Prozessen wurde anhand der verschiedenen Rückstoßenergien des Endkerns ^{211}Po vorgenommen. Durch

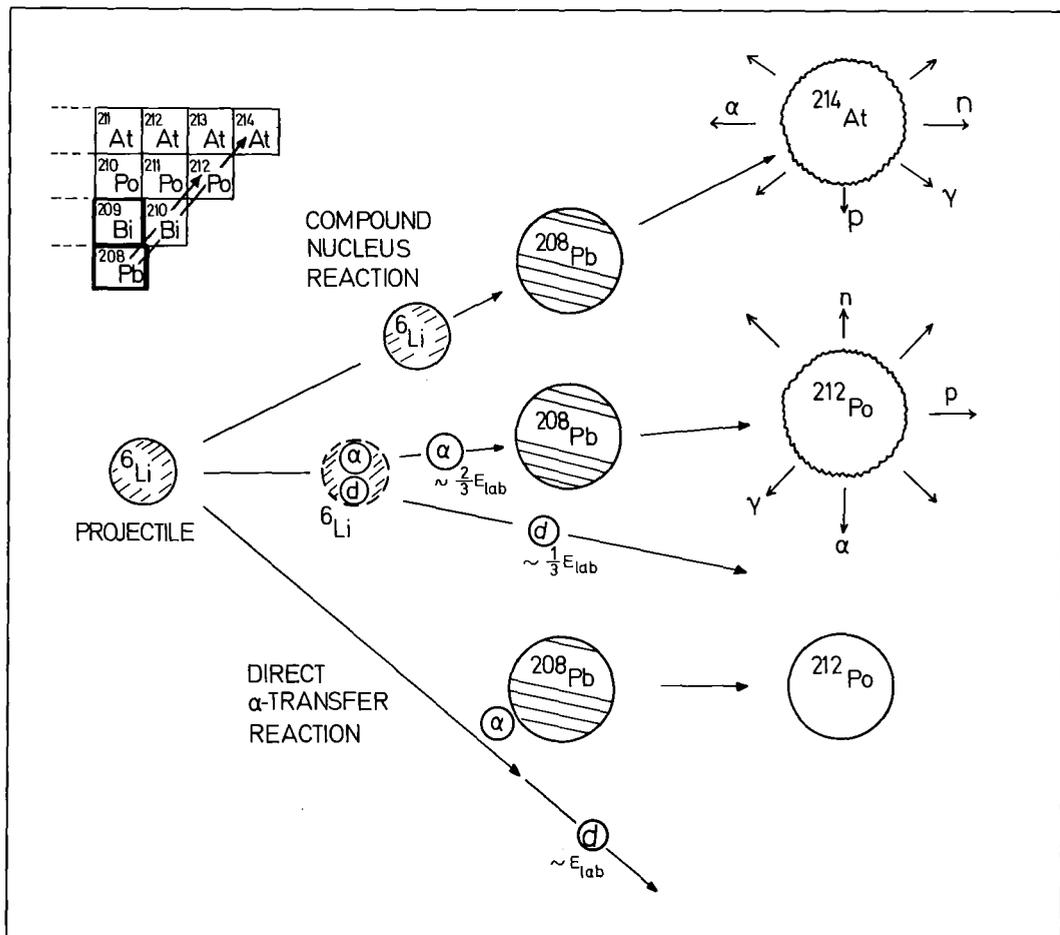


Abb. 23: Verschiedene Reaktionsmechanismen bei ^6Li -induzierten Kernreaktionen.

Berechnungen der Reaktionskinematik lassen sich die Rückstoßenergien für die möglichen Reaktionswege bestimmen. Sie sind in Tabelle 8 zusammengefaßt.

Tabelle 8: Rückstoßenergien für die in Abschnitt 2.1 beschriebenen möglichen Reaktionswege

Reaktion	$E_R (^{211}\text{Po})$
I	$\sim 4,4 \text{ MeV}$
II	$\sim 1,9 \text{ MeV}$
III V	$\} < 0,7 \text{ MeV}$

Bei Reaktion II wurde angenommen, daß Rückstoßkern und "spectator"-Deuteron in Vorwärtsrichtung emittiert werden und daß bei den Reaktionen III und V die leichten Restkerne ebenfalls in Vorwärtsrichtung weiterfliegen. Neutronenab-dampfung in den Reaktionen I und II ($E_n \sim 0,03 \text{ MeV}$) und kleine Verschiebungen in der Energie durch größere Emissionswinkel der leichten Teilchen in Reaktion III und V führen nur zu unwesentlichen Unsicherheiten in den Rückstoßenergien. Aus Tabelle 8 sieht man, daß die Unterschiede in den Rückstoßenergien eine eindeutige Diskriminierung der Prozesse erlauben.

2.2 Q-Wert-Kriterium

Die im letzten Kapitel diskutierten Transfer-Reaktionen II, III und V finden nicht gleich häufig statt. Die Wahrscheinlichkeit einer Viel-Nukleonen-Transfer-Reaktion wird wesentlich bestimmt durch den Q-Wert der Reaktion. Für Energien oberhalb der Coulombbarriere haben Brink et al. und Buttle et al. (BRI 72, BUT 73) halbklassische Betrachtungen für die Q-Wert Abhängigkeit durchgeführt. Danach ist die Wahrscheinlichkeit, ein Cluster von Nukleonen zu transferieren, am größten für Übergänge mit Q-Werten, die um einen bevorzugten Q-Wert, Q_b , liegen. Dieser ist gegeben, wenn sich das einlaufende ^6Li -Teilchen und das auslaufende Restprojektil auf der gleichen klassischen Bahn bewegen. Für eine Reaktion $A(a,b)B$ ist Q_b gegeben durch:

$$Q_b = E_{\text{C.M.}} - U + \frac{(Z_b Z_B - Z_a Z_A) e^2}{R}$$

mit $R = r_0 (a^{1/3} + A^{1/3})$ und der Coulombenergie $U = Z_a Z_A e^2 / R$.

Für eine Alpha-Transferreaktion berechnet man $Q_b \sim 100$ MeV, d.h. Reaktion II erfüllt exakt dieses Q-Wert-Kriterium. Es ist also am wahrscheinlichsten, ein Alpha-Teilchen mit $E_\alpha \sim 100$ MeV zu transferieren. Die Reaktionen V und III liegen beide außerhalb dieses Q-Fensters.

Für die Produktion von ^{211}Po folgt: ^{211}Po kann einmal über eine Compundkern-Reaktion (I) und weiterhin über eine Transferreaktion vom Typ II produziert werden. Die anderen möglichen Transferreaktionen III und V können nach dem Q-Wert-Kriterium als dominierende Reaktionen ausgeschlossen werden. Die beiden möglichen Reaktionen (I) und (II) können aber aufgrund der deutlich verschiedenen Rückstoßenergien experimentell eindeutig unterschieden werden (vgl. Tabelle 8).

3. Experiment

Um genauere Aussagen, vor allem über den Mechanismus II zu erhalten, wurde außer der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, 2n+p)^{211}\text{Po}$ auch die Reaktion $^{209}\text{Bi}(\alpha, n+p)^{211}\text{Po}$ untersucht. Die im folgenden geschilderten Experimente wurden daher teils am 104 MeV Alpha-Strahl, teils am 156 MeV ^6Li -Strahl des Karlsruher Isochronzyklotrons durchgeführt.

3.1 Methode zur Bestimmung von Rückstoßenergien

Zur Messung der Energie der aus dem Target fliegenden Rückstoßkerne wurde die Eindringtiefe der Reaktionsprodukte in ^{12}C -Folien bestimmt. Unter Verwendung von Energie-Reichweite Beziehungen konnte dann auf die Rückstoßenergie geschlossen werden. Die Reaktionsprodukte treten durch den Impulsübertrag der Projektile aus dem Target und werden kurz hinter dem Target in ^{12}C -Auffangfolien unterschiedlicher Dicke gestoppt. Die Eindringtiefe der Rückstoßkerne in der C-Folie hängt außer von ihrer Energie auch davon ab, in welcher Tiefe des Targets

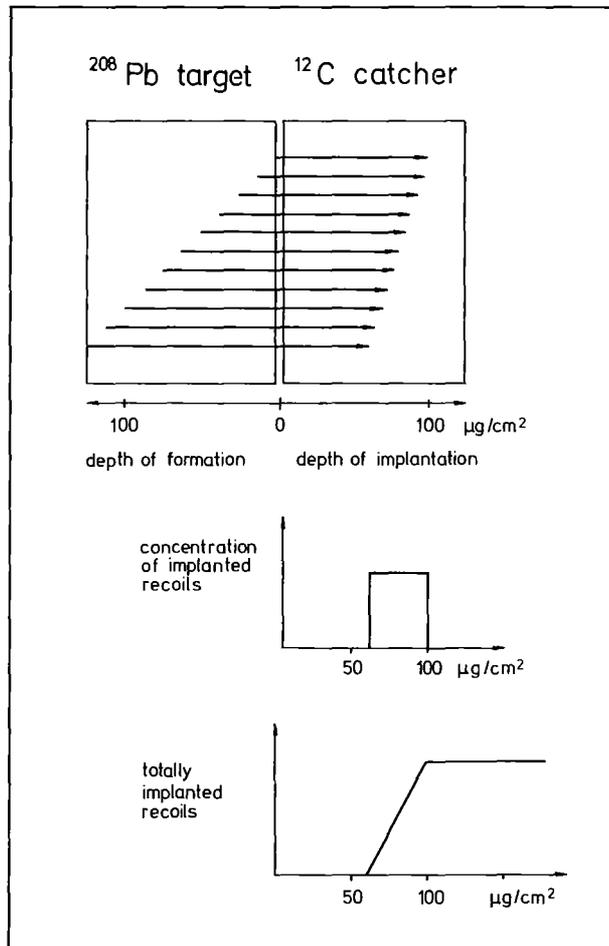


Abb. 24: a) Abhängigkeit der Implantationstiefe von in ^{12}C Auffangfolien implantierten Rückstoßkerne vom Ort der Kernreaktionen im Target.
b) Konzentration und Ausbeute der Rückstoßkerne in Abhängigkeit der Dicke der Auffangfolie.

die Reaktion stattgefunden hat, d.h. wie groß der Energieverlust der Rückstoßkerne bereits im Target war. Betrachtet man Rückstoßkerne mit einer definierten Energie, erhält man für die Abhängigkeit der Anzahl der implantierten Kerne von der Auffangfolie der in Abb. 24b skizzierten Verlauf. In Folien mit Dicken unterhalb eines bestimmten Wertes können die Rückstoßkerne nicht gestoppt werden und treten aus der Folie wieder aus. Wenn die Auffangfolie die maximale Reichweite der Rückstoßkerne in ^{12}C erreicht hat oder darüber liegt, werden alle Kerne gestoppt. Die Anzahl der implantierten Kerne ist dann unabhängig von der Foliendicke. Der Knick in der Kurve in Abb. 24b bestimmt also die Reichweite der Rückstoßkerne in ^{12}C . Die Konzentration der Rückstoßkerne ist konstant innerhalb einer ^{12}C -Schicht, deren Dicke vom Energieverlust der Reaktionsprodukte im Target und der Winkelverteilung der Rückstoßkerne abhängt.

Die Identifikation der Reaktionsprodukte erfolgte durch die Alpha-Zerfallsenergien und den Halbwertszeiten. Eine zusätzliche Methode, die Reichweite der Rückstoßkerne zu messen, ist durch die Bestimmung des Energieverlustes der Alpha-Teilchen gegeben, die von den in der Auffangfolie implantierten Rückstoßkernen emittiert werden.

3.2 Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden am externen Strahl des Karlsruher Isochronzyklotrons unter Benutzung des 104 MeV Alpha-Teilchenstrahls und des 156 MeV ^6Li -Strahls durchgeführt. Zur Messung der Anregungsfunktionen wurde der Primärstrahl schrittweise ($\Delta E \sim 20$ MeV) durch Be-Folien abgebremst (MUE 69). Die Stromstärke betrug für den Alpha-Strahl ~ 400 nA und für den ^6Li -Strahl ~ 15 nA. Die akkumulierte Ladung wurde in einem Faraday-Käfig hinter der Bestrahlungskammer gemessen.

3.2.1 Targets und-¹²C-Auffangfolien

Die verwendeten Targets waren ein ²⁰⁸Pb und ein ²⁰⁹Bi-Target. Das Blei bzw. Wismuth war im Vakuum auf eine Trägerfolie aufgedampft worden. Das ²⁰⁸Pb-Target hatte eine Dicke von $(150 \pm 10) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampft auf einer $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken ¹²C-Trägerfolie. Das $(360 \pm 30) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Wismuth-Target war auf eine $10 \mu\text{m}$ dicke Al-Folie aufgedampft. Die Dicken der ¹²C-Auffangfolien variierten zwischen $14 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Sowohl die Dicken des ²⁰⁸Pb-Targets als auch der ¹²C-Folien wurden durch Messung des Energieverlusts von $5,45 \text{ MeV}$ Alpha-Teilchen des ²⁴¹Am bestimmt. Der Fehler der Dickenbestimmung betrug durchschnittlich 5% . Die verwendeten Targets hatten eine Fläche von 1 cm^2 , die groß war gegen den Strahldurchmesser ($\sim 3 \text{ mm}$). Die Auffangfolien hatten eine Fläche von 3 cm^2 .

3.2.2 Mechanischer Versuchsaufbau

Die ¹²C Auffangfolien waren auf einem pneumatischen Schieber montiert. Nach einer Bestrahlungszeit, die einige Halbwertszeiten des zu beobachtenden Kerns entsprach, wurde der Strahl ausgeblendet und die Auffangfolie mit Hilfe des pneumatischen Schiebers in die Meßposition gefahren. Zwischen zwei Detektoren konnten dann die Alpha-Teilchen, die aus der Folie treten, spektroskopiert werden (Abb. 25b). Den vollständigen Versuchsaufbau zeigt Abb. 25a. Der pneumatische Schieber bewegt sich zwischen der Bestrahlungsposition und der 60 cm entfernten Meßposition immer im Vakuum. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Auffangfolie zwischen Target und Detektoren hin und her bewegte, konnte mit Drosselventilen reguliert werden. In diesen Experimenten lagen die Fahrzeiten bei $3-5 \text{ sec}$ für eine Fahrt. Zum Nachweis der Alpha-Teilchen wurden Si-Oberflächensperrschichtzähler mit einer Drifttiefe von $300 \mu\text{m}$ verwendet. Der geometrische Raumwinkel jedes Detektors betrug 25% von 4π . Der Abstand der Auffangfolien von den Detektoren im Meßwürfel betrug $2-3 \text{ mm}$, der Abstand des Targets von der Auf-

fangfolie 3-4 mm. Jeder Meßzyklus bestand aus einer Bestrahlungsperiode, der eigentlichen Messung und den Hin- bzw. Rückfahrten des Schiebers. Die Steuerung des Experiments wurde automatisch durch eine Kontrolleinheit durchgeführt (NEU 76).

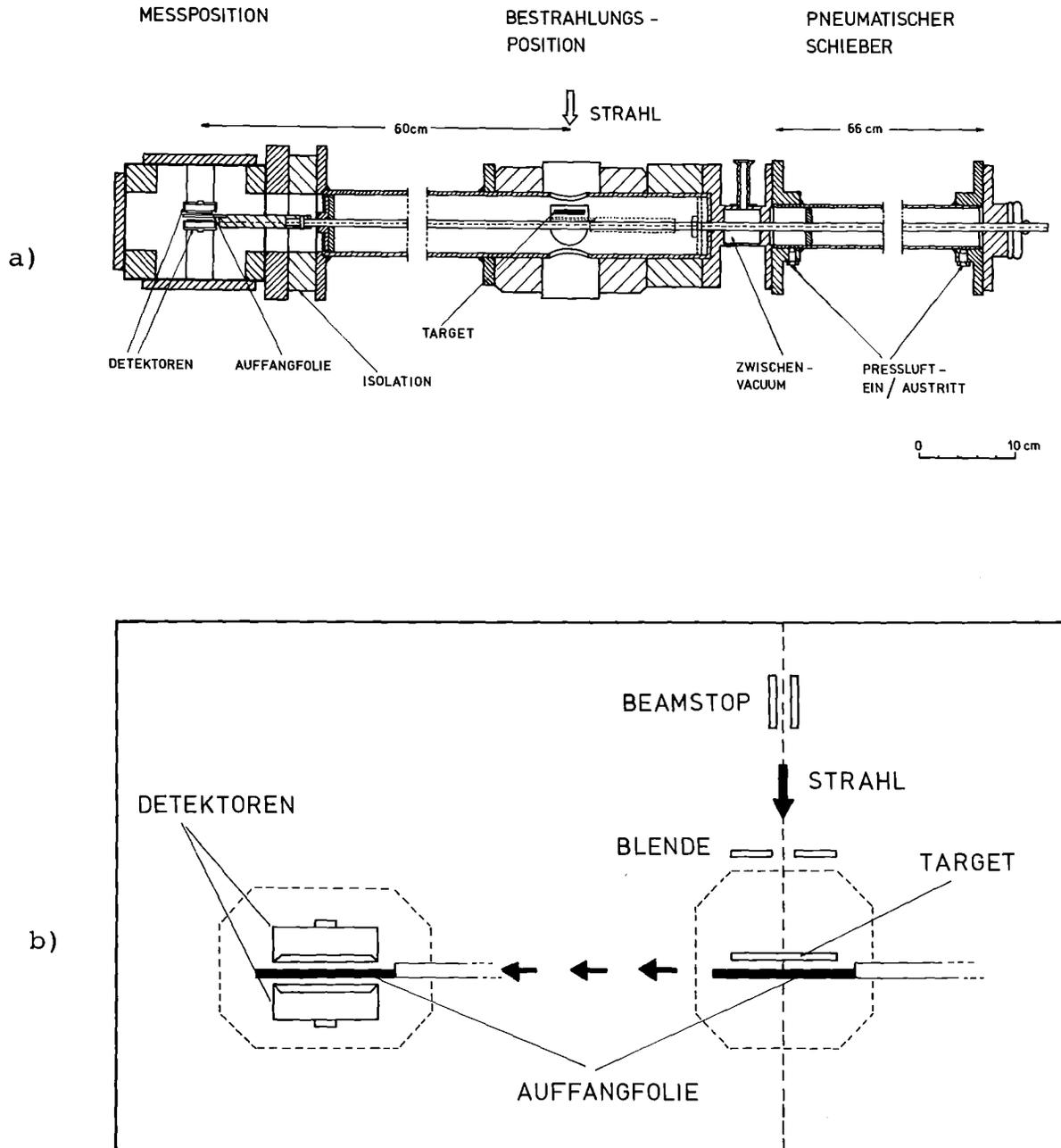


Abb. 25: a) Horizontaler Schnitt durch die experimentelle Anordnung
b) Prinzip der Meßmethode

4. Messungen und Ergebnisse

4.1 Identifikation der Reaktionsprodukte

Bei einer ${}^6\text{Li}$ -Einschußenergie von 156 MeV können aus dem gebildeten Compoundkern 12-15 Nukleonen emittiert werden. Als Reaktionsprodukte können die Kerne ${}^{214}\text{At}$ bis ${}^{200}\text{At}$, ${}^{213}\text{Po}$ bis ${}^{199}\text{Po}$ und ${}^{212}\text{Bi}$ bis ${}^{199}\text{Bi}$ erwartet werden (s. Abb. 22). In einem Vorversuch wurde der überwiegende Teil dieser Nuklide mit einem ${}^{209}\text{Bi}$ -Target am Alpha-Strahl erzeugt und identifiziert. Zusätzlich zur Zerfallsenergie sollten auch noch die Halbwertszeiten bestimmt werden. Dazu wurden im Multi-Spectrum-Scaling Verfahren 8 zeitlich aufeinanderfolgende Spektren in getrennte Kernspeichergruppen eines Vielkanalanalysators eingelesen. Die Länge der Meßzyklen wurde den jeweils interessierenden Halbwertszeiten angepaßt. Die kürzeste noch nachgewiesene Halbwertszeit betrug 0,56 sec (${}^{211g}\text{Po}$), die längste 5,5 h (${}^{209}\text{At}$). Abb. 26 zeigt ein Alpha-Teilchen-Spektrum nach Beschuß von ${}^{208}\text{Pb}$ mit ${}^6\text{Li}$ -Ionen. Die Rückstoßkerne wurden in diesem Fall mit einer $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken ${}^{12}\text{C}$ -Folie aufgefangen, was zu einer guten Energieauflösung von $\sim 30 \text{ keV}$ führte, bedingt durch die geringe Selbstabsorption der Alphateilchen in der Auffangfolie. Die für die weiteren Messungen interessierenden Linien sind im Bild gekennzeichnet und in Tabelle 9 zusammengefaßt. Die relativ hohe Zerfallsenergie von ${}^{211m}\text{Po}$ erleichterte die Auswertung der Spektren, da Überlagerungen dieser Linie mit anderen Alpha-Linien ausgeschlossen werden konnten.

Der Grundzustand ${}^{211g}\text{Po}$ ($T_{1/2} = 0,56 \text{ sec}$) entsteht überwiegend durch β -Zerfall aus dem Mutternuklid ${}^{211}\text{At}$ ($T_{1/2} = 7,2 \text{ h}$). Ein wesentlicher Beitrag durch direkte Produktion ist aufgrund des bekannten Isomerenverhältnisses (LIE 78) auch nicht zu erwarten.

Tabelle 9: Zerfallsdaten der beobachteten Kerne (SEL 74,LED 78)

Nuklid	$T_{1/2}$	E_{α} (MeV)	% α -Zerfall
^{201}At	1,5 min	6,34	0,71
^{211}Bi	2,13 min	6,62	0,84
^{211}Po	0,56 sec	7,45	0,99
$^{211\text{m}}\text{Po}$	25,5 sec	7,27	0,91
		8,88	0,07
$^{212\text{m}}\text{Po}$	46 sec	11,65	0,985

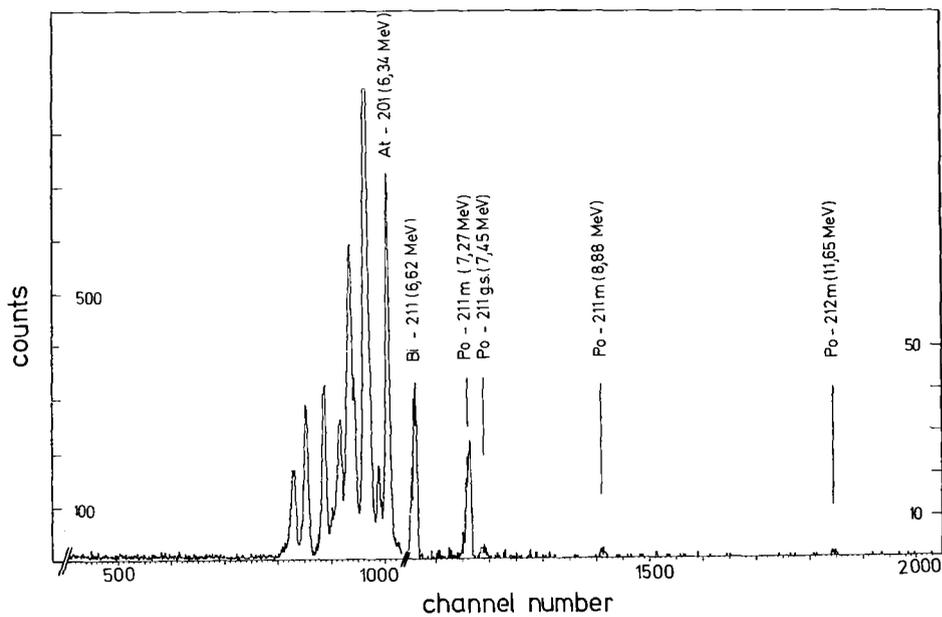


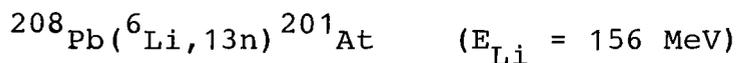
Abb. 26: Alpha-Teilchenspektrum aus der Reaktion $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$
 Die alpha-instabilen Rückstoßkerne wurden in einer $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Auffangfolie gestoppt.

4.2 Reichweitenmessungen

4.2.1 Absorptionskurven

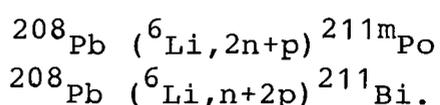
Die Eindringtiefe der Rückstoßkerne wurde durch Messung der Absorption der Rückstoßkerne in der Auffangfolie als Funktion der Dicke der Auffangfolie bestimmt. Insgesamt wurden

^{12}C -Auffangfolien verschiedener Dicke verwendet. Ein sukzessives Stapeln der Auffangfolien wurde vermieden, um keine längerlebigen Aktivitäten aufzubauen. Die Meßdauer betrug bei dicken Auffangfolien (größer als die Reichweite) ungefähr 1 h, bei dünnen Auffangfolien 5-6 h. Zur Bestimmung der Absorptionskurven für ein bestimmtes Nuklid wurden die Zählraten bei jeder Foliendicke bestimmt und auf den Strom und eine ^{12}C -Foliendicke größer als die Reichweite der Rückstoßkerne normiert. Die Methode der Reichweitenmessung der Reaktionsprodukte wurde zuerst an zwei reinen Compoundkern-Reaktionen getestet, bei denen Beiträge von anderen Reaktionskanälen ausgeschlossen bzw. vernachlässigbar waren, und zwar:



Für die Rückstoßenergien der Compoundkerne ^{201}At und $^{211\text{m}}\text{Po}$ berechnet man $E_{\text{R}} = 4,4 \text{ MeV}$ und $E_{\text{R}} = 1,9 \text{ MeV}$. Diese Energien entsprechen einer Eindringtiefe von 220 und 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ im Kohlenstoff, wie aus der Energie-Reichweite-Beziehung in Abb. 27 für Po zu ersehen ist (NOR 76).

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 28 dargestellt. Die offenen Symbole zeigen die integrale Verteilung der implantierten Rückstoßkerne für die beiden Compoundkern-Reaktionen. Wie nach Abb. 24 zu erwarten ist, hat die Absorptionskurve eine Stufe bei einer Catcherdicke von 220 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Der lineare Anstieg entspricht der auch nach Abb. 24 erwarteten gleichmäßigen Konzentrationsverteilung der Rückstoßkerne im Catcher. Nach dieser experimentellen Bestätigung der Methode wurden analoge Experimente für die folgenden beiden Reaktionen durchgeführt:



Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 28 gezeigt. Man erkennt sofort, daß die Absorptionskurven für $^{211\text{m}}\text{Po}$ und

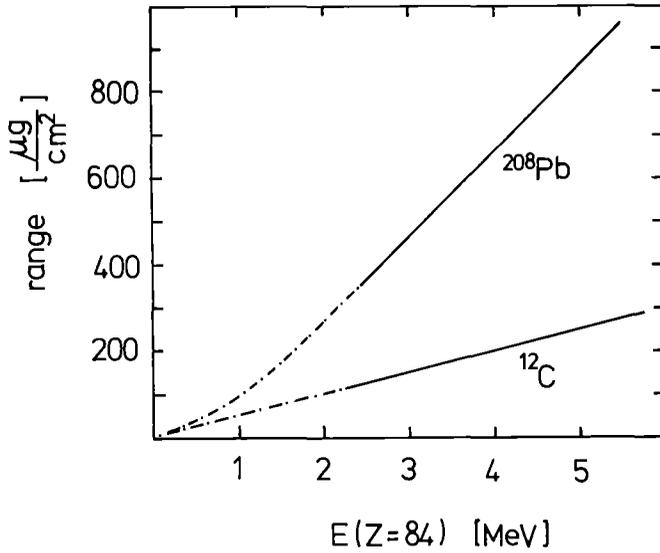


Abb. 27:
Energie-Reichweite-Beziehung (NOR 76). In diesem Beispiel ist die Reichweite von ^{212}Po -Kernen in ^{12}C bzw. ^{208}Pb dargestellt.

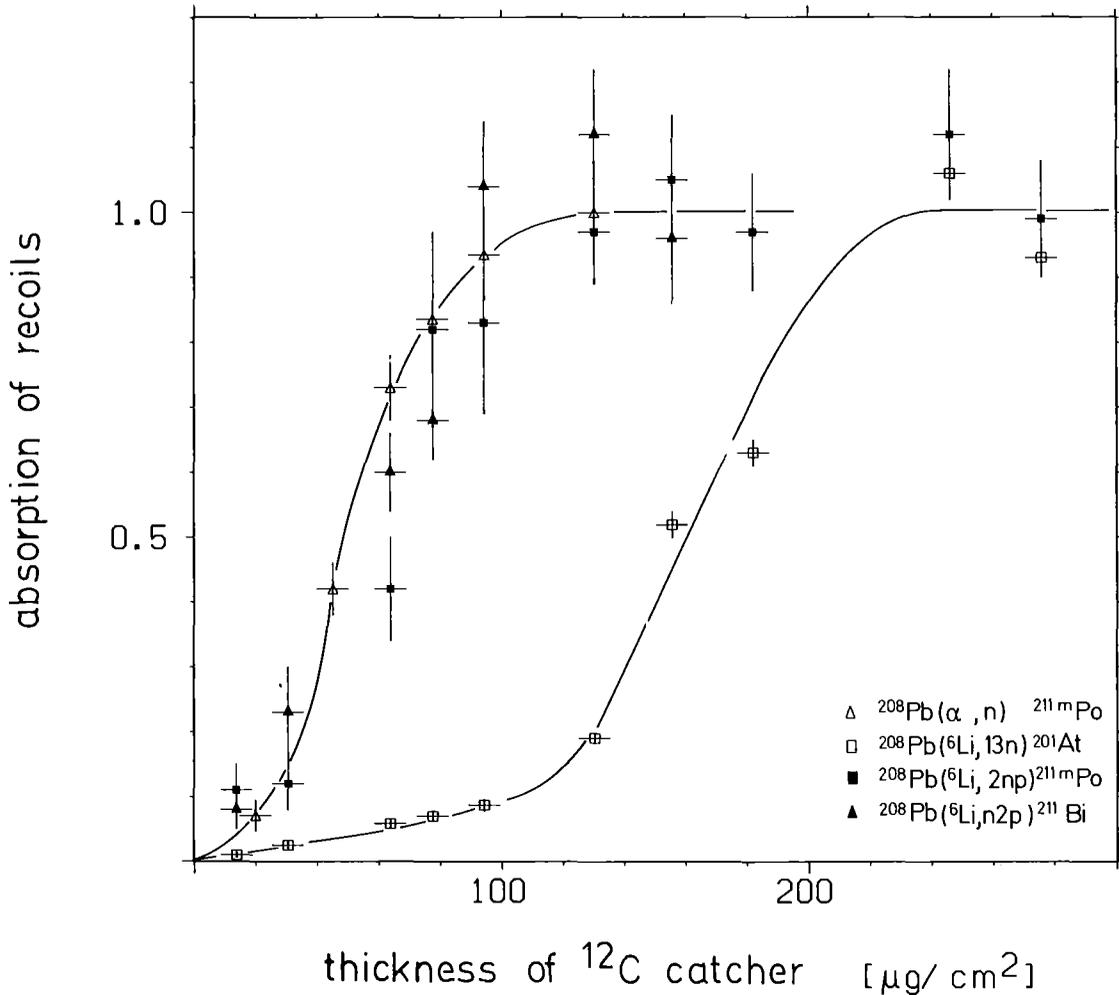


Abb. 28: Absorption der Rückstoßkerne in ^{12}C -Folien in Abhängigkeit der Catcher-Dicke für Alpha-Teilchen und ^6Li -induzierte Kernreaktionen bei $E_\alpha = 104 \text{ MeV}$ und $E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$.

^{211}Bi den entsprechenden Kurven für die jeweiligen alpha-induzierten Reaktionen entsprechen. Die Resultate aus Abb. 27 lassen sich wie folgt zusammenfassen: Die beim Beschuß eines ^{208}Pb -Targets mit 156 MeV ^6Li -Teilchen gebildeten Kerne $^{211\text{m}}\text{Po}$ und ^{211}Bi haben eine Rückstoßenergie von 1,9 MeV. Für ^{201}At wurde eine Rückstoßenergie von 4,4 MeV gemessen, die einer $(^6\text{Li}, 13\text{n})$ -Compoundkernreaktion entspricht. Die Fehler in den Messungen zur Absorptionskurve sind rein statistischer Natur und betragen 10-30 %, wobei die größeren Unsicherheiten bei den Messungen mit kleinen Catcherdicken lagen.

4.2.2 Energieverlust der Alpha-Teilchen

Eine weitere Möglichkeit, die Rückstoßenergien zu bestimmen, besteht in der Messung des Energieverlusts der von den Reaktionsprodukten emittierten Alphateilchen. Die Rückstoßkerne werden entsprechend ihrer Reichweite in der Auffangfolie implantiert. Alpha-Teilchen, die von diesen Kernen emittiert werden, erleiden einen Energieverlust in der Auffangfolie auf dem Weg zum Detektor. Man beobachtet, daß die Energiespektren, die mit den beiden Detektoren in "Sandwich"-Anordnung aufgenommen werden, bezüglich der Linienlagen ein unterschiedliches Verhalten zeigen. Dies ist zurückzuführen auf die unterschiedliche Absorption der Alpha-Teilchen in der Auffangfolie. Die Abb. 29 a+b zeigen die gemessenen Spektren für zehn verschiedene ^{12}C -Foliendicken. Dabei sah Detektor I die Strahleintrittseite, Detektor II die Strahlaustrittseite der Auffangfolie. Betrachtet man die gut isolierte Alphalinie von $^{211\text{m}}\text{Po}$ ($E_{\alpha} = 7,27 \text{ MeV}$), so fällt auf, daß die Linie im

Detektor II-Spektrum, in Abhängigkeit von der Auffangfolie ihre Lage ändert, im Detektor I Spektrum jedoch unverändert bleibt. Der Energieverlust der Alphateilchen, die von Detektor I registriert werden, ist durch die Reichweite der Rückstoßkerne bestimmt. Für ^{12}C Foliendicken größer als die Reichweite ist der Energieverlust deswegen unabhängig von der Foliendicke.

In Abb. 30 ist der aus den Spektren berechnete Energieverlust der $^{211\text{m}}\text{Po}$ Alpha-Linie in Abhängigkeit der ^{12}C -Foliendicke aufgetragen. Zusätzlich ist noch einmal die Meßanordnung und schematisch der erwartete Verlauf der Kurve (Energieabhängigkeit/ ^{12}C -Foliendicke) dargestellt. Aus der Linienverschiebung in den Spektren kann man mit Hilfe von Reichweitentabellen die von den Alpha-Teilchen durchlaufene Absorberschicht berechnen. Die Eindringtiefe erhält man, wenn man die Kurve zu Foliendicken extrapoliert, bei der der Energieverlust Null ist. Aus Abb. 30 erhält man eine Implantationstiefe von $(95 \pm 10) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ in guter Übereinstimmung mit der Absorptionsmessung (s. Abschn. 4.2.1). Ein analoges Ergebnis erhält man für die 6,63 MeV Linie von ^{211}Bi , für die ebenfalls eine Implantationstiefe von $\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bestimmt wurde. Im Gegensatz zu diesen beiden Nukliden ergibt sich für neutronenarme Endkerne wie z.B. ^{201}At anhand der Alpha-Linienverschiebung eine Eindringtiefe von $\sim 200\text{-}250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, was ebenfalls die Ergebnisse der Absorptionsmessung gut bestätigt.

Aus Abb. 29 zeigt sich auch, daß die Linienbreite für Foliendicken größer als die Reichweite nicht wesentlich zunimmt. Die beobachtete Linienbreite von 50-60 keV ist bedingt durch die Energieauflösung des Detektors (30 keV) und die nach Abb. 24 zu erwartende Konzentrationsverteilung der $^{211\text{m}}\text{Po}$ -Kerne in der Auffangfolie. Da die Linienbreite konstant ist, kann der Großteil der $^{211\text{m}}\text{Po}$ -Kerne innerhalb der Meßgenauigkeit dieses Verfahrens ($\pm 0,5 \text{ MeV}$) als monoenergetisch betrachtet werden.

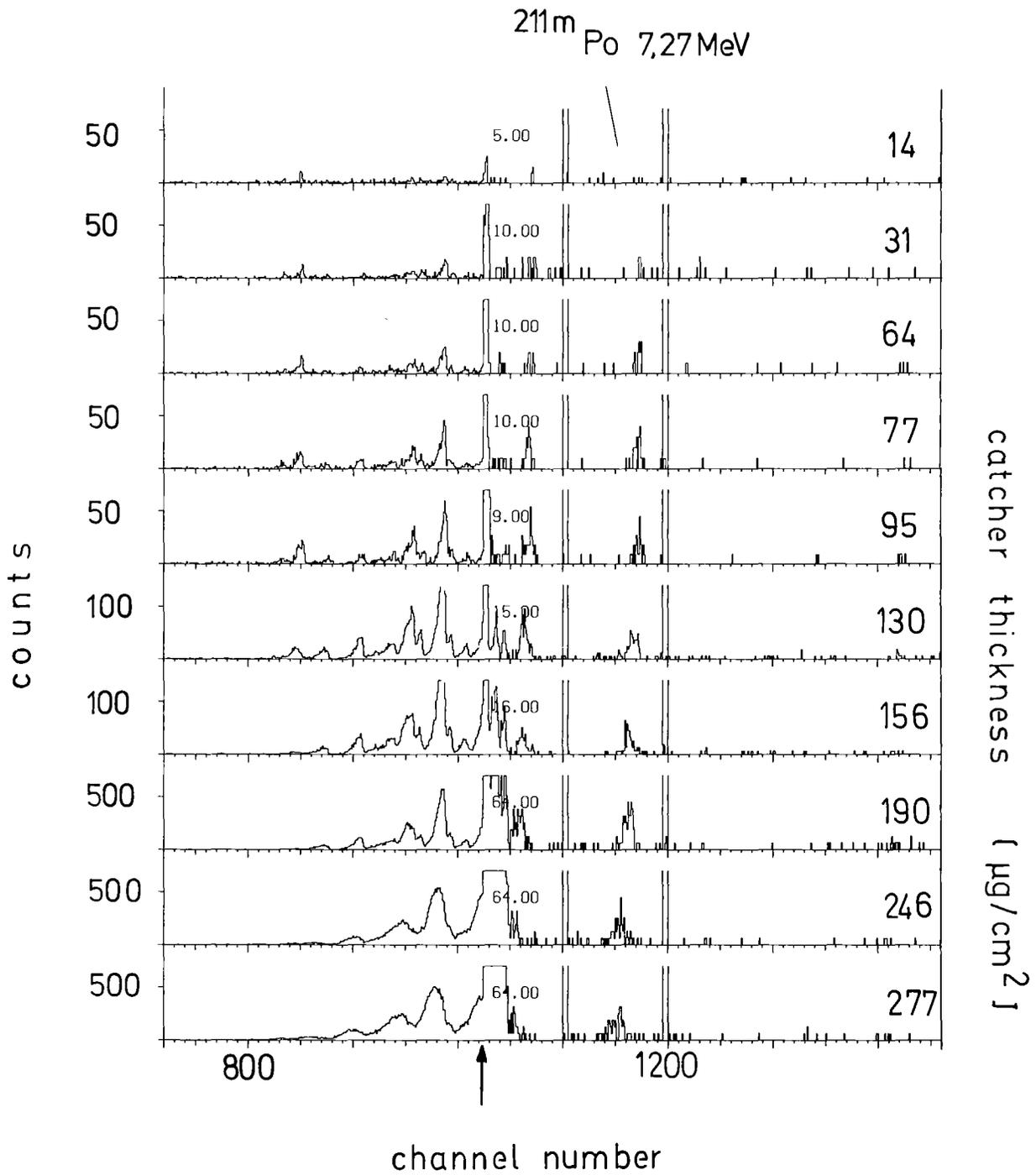


Abb. 29a: Alpha-Teilchen-Spektren für verschiedene Dicken der Auffangfolien, aufgenommen mit Detektor II. Die Alpha-Linie von ^{211m}Po ist gekennzeichnet. Rechts des Pfeils wurde der γ -Maßstab um den angegebenen Faktor gedehnt.

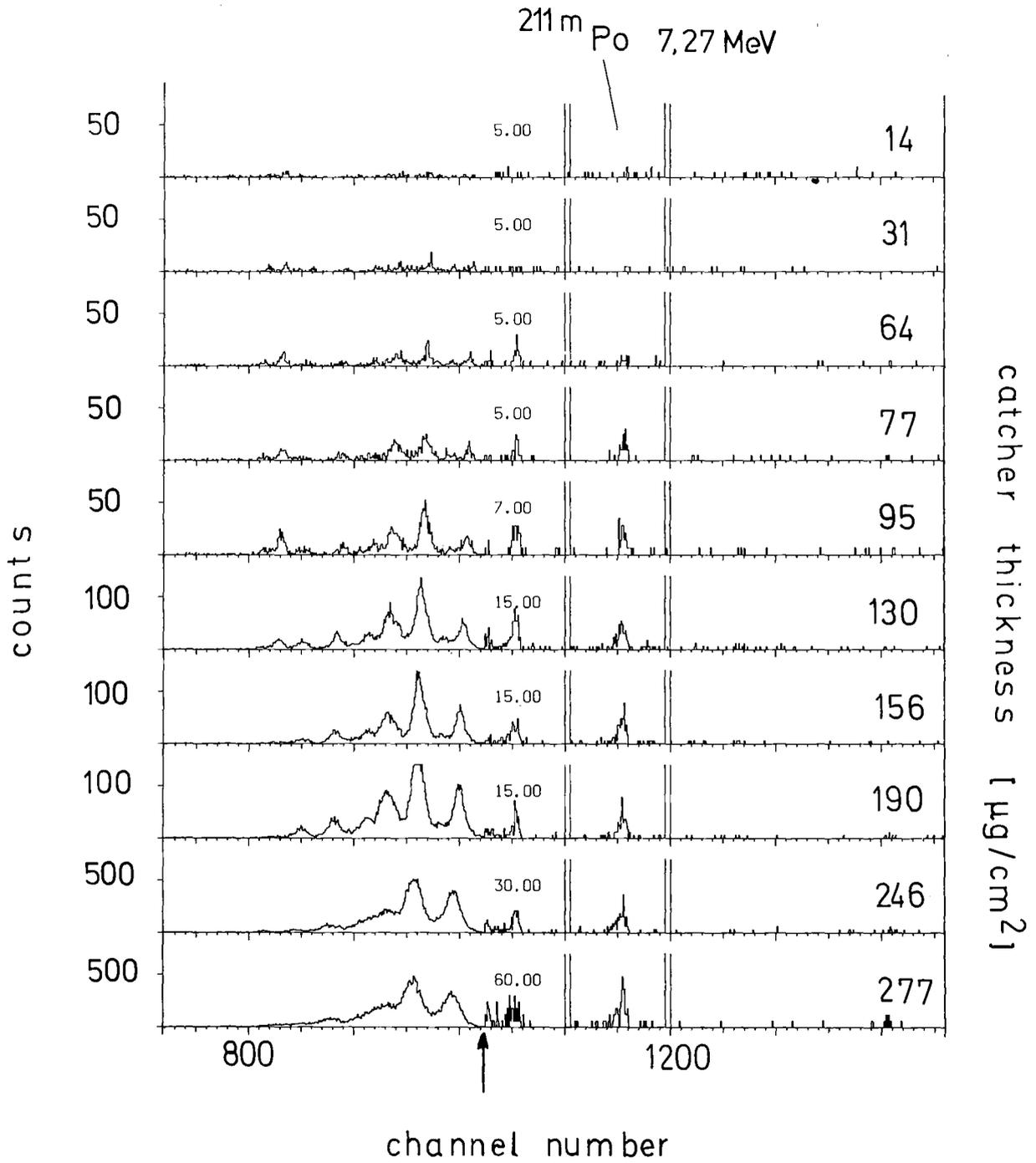


Abb. 29b: Alpha-Teilchenspektren, die mit Detektor I aufgenommen wurden. Erklärung wie in Abb. 29a.

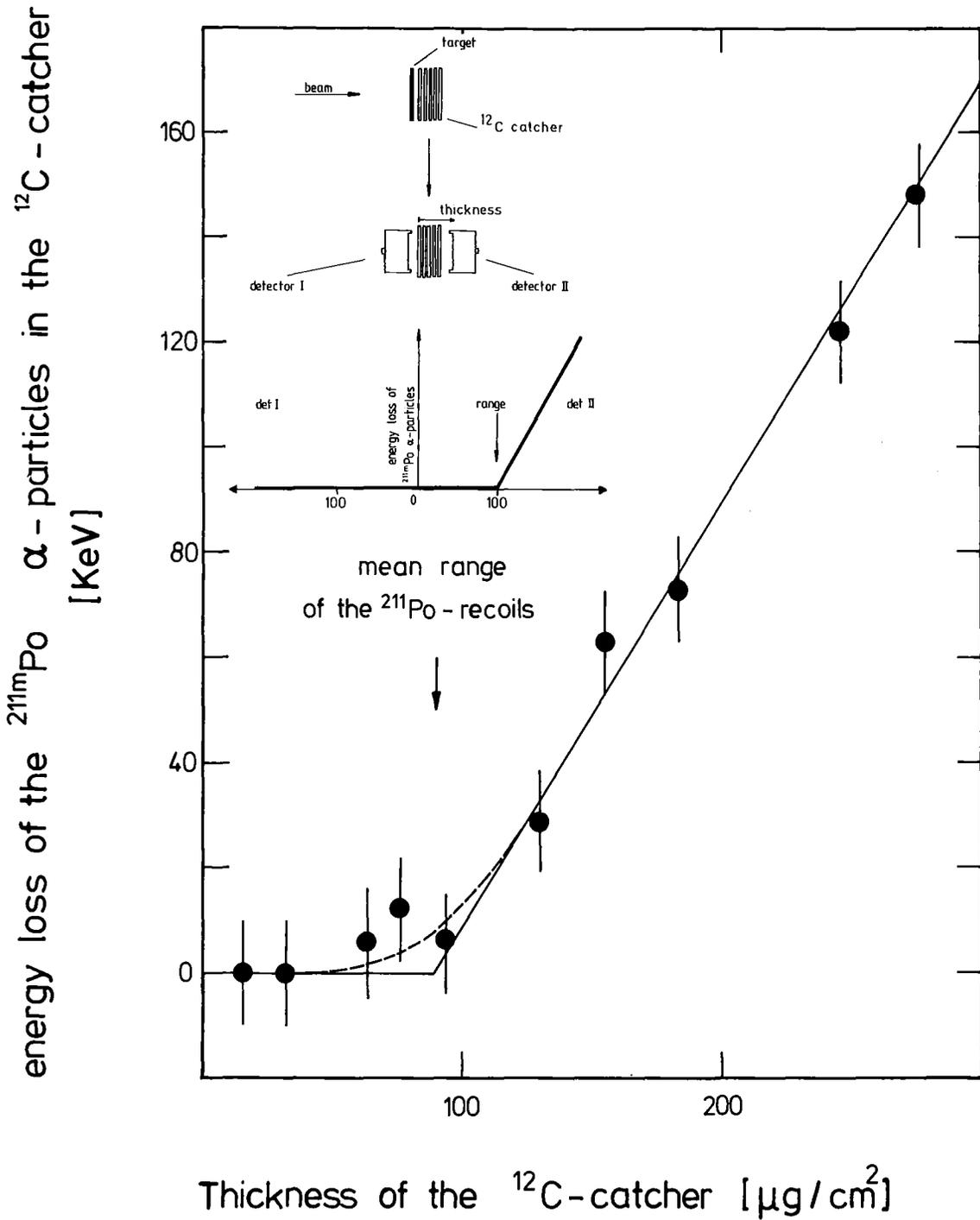


Abb. 30: Energieverlust der von ^{211m}Po -emittierten Alpha-Teilchen nach Durchqueren der Auffangfolien (gemessen mit Detektor II).

4.3 Wirkungsquerschnitte und Anregungsfunktionen

Für die in Abschnitt 4.2.1 durch die Vergleichsmessungen am Alpha- und ${}^6\text{Li}$ -Strahl untersuchten Reaktionen, die zum Endkern ${}^{211\text{m}}\text{Po}$ führten, wurden die Wirkungsquerschnitte bestimmt. Außer dem ${}^{208}\text{Pb}$ -Target wurde noch ein ${}^{209}\text{Bi}$ -Target bestrahlt und ebenfalls die Wirkungsquerschnitte für ${}^{211\text{m}}\text{Po}$ und ${}^{212\text{m}}\text{Po}$ bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 zusammengefaßt.

Tabelle 10: Vergleich der Wirkungsquerschnitt für ${}^6\text{Li}$ -induzierte und alpha-induzierte Reaktionen

${}^6\text{Li}$ -induziert		α -induziert	
$E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$	σ	$E_{\alpha} = 104 \text{ MeV}$	σ
${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, 2\text{np}) {}^{211\text{m}}\text{Po}$	$85 \pm 16 \text{ mb}$	${}^{208}\text{Pb}(\alpha, \text{n}) {}^{211\text{m}}\text{Po}$	$82 \pm 16 \text{ } \mu\text{b}$
${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{Li}, \text{n}2\text{p}) {}^{212\text{m}}\text{Po}$	$43 \pm 8 \text{ mb}$	${}^{209}\text{Bi}(\alpha, \text{p}) {}^{212\text{m}}\text{Po}$	$35 \pm 7 \text{ } \mu\text{b}$
${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{Li}, 2\text{n}2\text{p}) {}^{211\text{m}}\text{Po}$	$1,2 \pm 0,2 \text{ mb}$	${}^{209}\text{Bi}(\alpha, \text{np}) {}^{211\text{m}}\text{Po}$	$1,3 \pm 0,2 \text{ mb}$

Man findet eine ausgezeichnete Übereinstimmung der ${}^6\text{Li}$ -induzierten und alpha-induzierten Wirkungsquerschnitte. Die Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte läßt vermuten, daß der Reaktionsmechanismus der zu den Endkernen ${}^{211\text{m}}\text{Po}$ und ${}^{212\text{m}}\text{Po}$ führt, für beide Projektile ähnlich ist. Zur Bestätigung und Untersuchung einer möglichen Energieabhängigkeit wurden Anregungsfunktionen für die Reaktionen ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, 2\text{n}+\text{p}) {}^{211\text{m}}\text{Po}$ und ${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{Li}, 2\text{n}+2\text{p}) {}^{211\text{m}}\text{Po}$ gemessen. Auf eine Untersuchung der Anregungsfunktion für ${}^{212\text{m}}\text{Po}$ wurde wegen des sehr kleinen Wirkungsquerschnitts verzichtet. Die Anregungsfunktionen der entsprechenden (α, n) - und $(\alpha, \text{n}+\text{p})$ -Reaktionen wurden einer Arbeit von Lieder et al. (LIE 78) entnommen. Abb. 31 zeigt die gemessenen $({}^6\text{Li}, 2\text{n}+\text{p})$ und $({}^6\text{Li}, 2\text{n}+2\text{p})$ Anregungsfunktionen und die entsprechenden (α, n) und $(\alpha, \text{n}+\text{p})$ -Kurven. Man beachte die unterschiedlichen Energiemaßstäbe für die Energie des Li-Projektiles und für die Energie des Aufbruch-Alpha-Teilchens ($E_{\alpha} = 2/3 E_{\text{Li}}$) in Abb. 31.

Die Rückstoßenergien der in den Li-Reaktionen gebildeten Reaktionsprodukte in Abhängigkeit von der Projektilenergie wurden nicht gemessen, da die experimentellen Probleme zu groß waren. (Notwendigkeit von Auffangfolien dünner als $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, größere Energieunschärfe des Strahls durch den Energievariator). Ein direkter Nachweis des zu $^{211\text{m}}\text{Po}$ führenden Reaktionsmechanismus für $E_{\text{Li}} < 156 \text{ MeV}$ war daher nicht möglich. Eine qualitative Abschätzung konnte jedoch für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, 2\text{n}+\text{p})^{211\text{m}}\text{Po}$ mit Hilfe der "Energieverlust-Methode" durchgeführt werden. Dabei wurde ausgenutzt, daß die Implantationstiefe der alpha-instabilen $^{211\text{m}}\text{Po}$ -Kerne im Catcher von der Projektilenergie abhängt. Die Analyse der Energieverschiebungen der Alpha-Linie als Funktion der Einschußenergie führte zu Implantationstiefen, die der "internal break-up" Reaktion entsprechen (s. Abschnitt 2.1).

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte waren Korrekturen notwendig, die hauptsächlich von der Halbwertszeit des beobachteten Nuklids abhängt. Bedingt durch die konstante Meßzeit, mußte bei Nukliden mit Halbwertszeiten wesentlich größer als die Meßzeit, berücksichtigt werden, daß die Kerne die z.B. in der n-ten Bestrahlungsperiode produziert wurden, über sehr viele Meßperioden zerfallen. Während bei $^{211\text{m}}\text{Po}$ ($T_{1/2} = 25 \text{ sec}$), die in der Bestrahlungsperiode produzierten Kerne, in der Meßzeit bis auf $\sim 10 \%$ alle zerfallen sind, ist dies bei ^{201}At ($T_{1/2} = 1,5 \text{ min}$) nur für 50% der Fall. Für ^{201}At wurde ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (32 \pm 10) \text{ mb}$ gemessen.

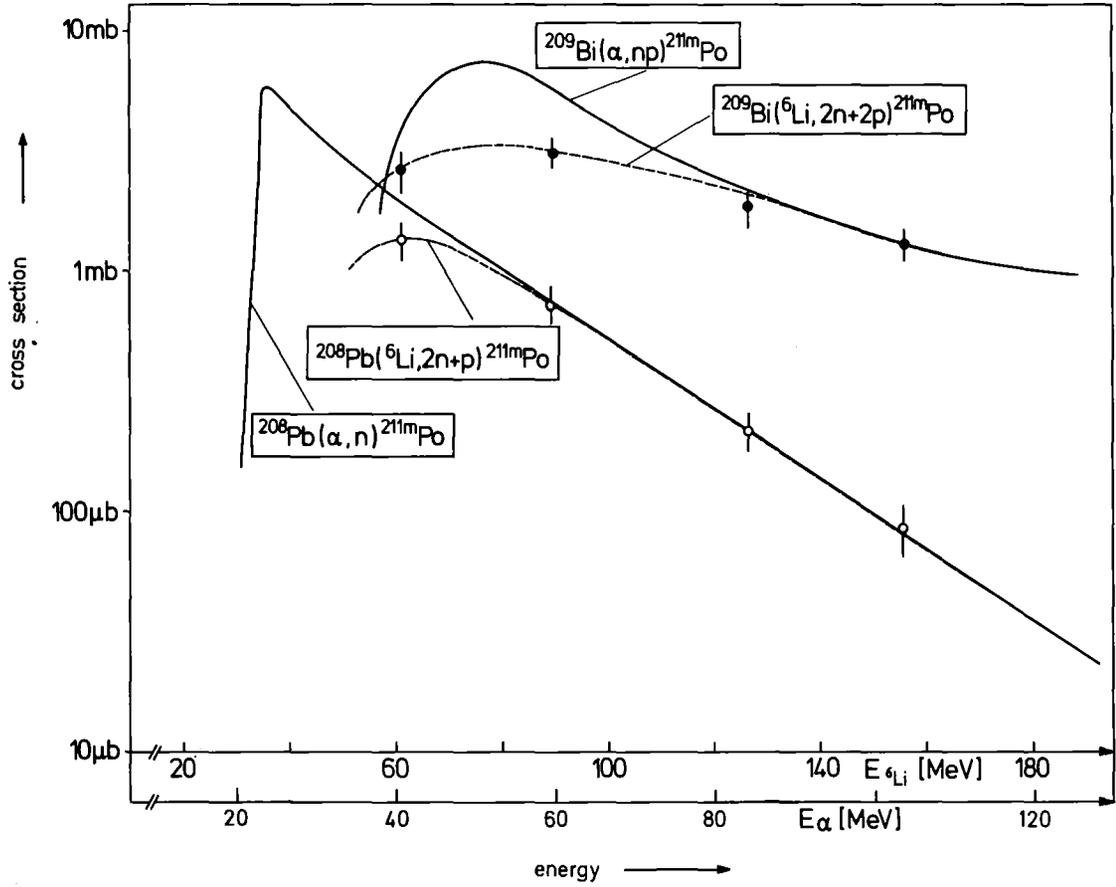


Abb. 31: Experimentelle Anregungsfunktionen für ^6Li -induzierte und alpha-induzierte (LIE 78) Reaktionen an ^{208}Pb und ^{209}Bi .

5. Diskussion der Ergebnisse der Rückstoßexperimente

5.1 Reaktionsmechanismus

Zur Klärung des Reaktionsmechanismus trugen folgende Ergebnisse bei:

- i) Die Absorptionskurven für ^{211m}Po und ^{211}Bi sind identisch für 156 MeV ^6Li -Projekteile und 104 MeV Alpha-Projekteile.
- ii) die Wirkungsquerschnitte für ^{211m}Po (^{208}Pb -Target) und ^{211m}Po , ^{212m}Po (^{209}Bi -Target) sind für beide Projektilsorten bei $E_{\text{Li}} = 156$ MeV und $E_{\alpha} = 104$ MeV gleich.
- iii) die Anregungsfunktionen ($^6\text{Li}, 2n+p$) und ($^6\text{Li}, 2n+2p$) sind in einem großen Energiebereich identisch mit den entsprechenden (α, n) und (α, np)-Kurven.

Nach den in Abschnitt 2.1 diskutierten möglichen Reaktionsmechanismen ist für ^{211m}Po eine Rückstoßenergie von ~ 2 MeV nur möglich bei Produktion über die "internal-break-up" Reaktion, bei der ein Aufbruch Alpha-Teilchen auf den Targetkern transferiert wird und eine Compoundkern-Reaktion einleitet. Über den Compoundkern $^{212}\text{Po}^*$ entsteht durch Emission eines Verdampfungsneutrons der Kern ^{211m}Po . ^{211}Bi wird durch den gleichen Reaktionsmechanismus durch Protonenemission von $^{212}\text{Po}^*$ gebildet. ^{211m}Po (^{211}Bi) kann auch über eine Compoundkern-Reaktion des Typs ($^6\text{Li}, 2n+p$) ($^6\text{Li}, 2p+n$) produziert werden. Beiträge von diesem Reaktionstyp sollten aber als 2. Stufe in Abb. 28 bei einer Auffangfolie von ca. 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ erscheinen. Aus den Messungen der Absorptionskurven kann für ^{211m}Po (^{211}Bi) - Rückstoßkerne, die eine Reichweite von ~ 220 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ haben, für den Wirkungsquerschnitt nur eine obere Grenze von $\sigma < 10$ μbarn angegeben werden. Diese obere Grenze entspricht ca. 10 % des gesamten Produktionsquerschnitts für ^{211m}Po . Eine Abschätzung des Compoundanteils am ^{211m}Po -Wirkungsquerschnitt erhält man aus Rechnungen mit einem Verdampfungsmodell (BLA 74). Bei einer Energie $E_{\text{Li}} = 156$ MeV befindet man sich im Maximum der ($^6\text{Li}, 13n$)-Anregungsfunktionen, bei der ($^6\text{Li}, 2n+p$) Anregungsfunktion jedoch im hochenergetischen Preequilibriumanteil. Berechnungen mit dem Code "Alice" liefern für ^{201}At einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 75$ mb, während der gemessene Wert

$\sigma = (32 \pm 10)$ mb ist. Der theoretische Wert kann nach Experimenten von Kropp (KRO 77) und Fleißner (FLE 78) allerdings nur eine obere Grenze darstellen. Danach läßt sich der Wirkungsquerschnitt von ^{211}mPo wegen $\sigma(13n)/\sigma(2n+p) \sim 10^4$ zu $\sigma(^{211}\text{Po}) \sim 7,5 \mu\text{b}$ abschätzen, was mit den experimentellen Ergebnissen verträglich ist.

Der "internal break-up" Reaktionsmechanismus wird auch von Ergebnisse von Castaneda et al. (CAS 78) nahegelegt. In dieser Arbeit wurde mit 75 MeV ^6Li nicht der Transfer eines Alpha-Teilchens, sondern der Transfer eines Aufbruchdeuterons untersucht. Durch Messung von (γ, α) -Koinzidenzen konnte der Reaktionsmechanismus festgelegt werden. Beim Vergleich der Intensität der Gammakaskaden von ^6Li -induzierten Reaktionen und (d, xn) -Reaktionen sowie der Anregungsfunktionen, stellte sich ebenfalls eine bemerkenswerte Ähnlichkeit heraus, die die Autoren zum gleichen Bild des Reaktionsmechanismus kommen ließen. Charakteristisch für diesen Reaktionstyp ist neben dem Auftreten der spectator - "beam-velocity" Teilchen die Beobachtung von großen Wirkungsquerschnitten (~ 100 mb s. nächsten Abschnitt) im Vergleich zu "klassischen" Viel-Nukleonen-Transfer Reaktionen in tiefliegende Zustände des Targetkerns. Wie einleitend schon erwähnt, wurden diese in der Literatur vielfältig bezeichneten Reaktionen bei vielen leichten Projektilen bis Argon beobachtet (QUI 60). Die transferierte Masse entspricht dabei immer einem wesentlichen Teil der Projektilmasse. Bei ^{12}C -induzierten Reaktionen wurde neben dem Transfer von Alpha-Teilchen ($\sigma \sim 30$ mb) auch der Transfer von ^8Be ($\sigma \sim 100$ mb) beobachtet (BIM 72), bei Reaktionen mit ^{14}N der "massive Transfer" von ^{10}B (ZOL 78). Die große Transfer-Wahrscheinlichkeit von "beam-velocity" Teilchen kann auf das Q-Wert-Kriterium (BUT 73, BRI 72) zurückgeführt werden. Aufgrund der gleichen Z/A-Werte für α , d , ^6Li , ^8Be , ^{10}B etc. bewegen sich alle diese Teilchen auf der gleichen klassischen Bahn und erklären so den Viel-Nukleonen-Transfer von "beam-velocity" Teilchen als bevorzugte Reaktion.

5.2 Anregungsfunktionen

Beim Vergleich der (${}^6\text{Li}, 2n+p$) und (α, n)-Anregungsfunktionen stellt sich die Frage, inwieweit diese Ergebnisse auf (${}^6\text{Li}, xn+p$) Reaktionen mit $x > 2$ übertragen werden können. Mit zunehmender Neutronenabdampfung werden bei den hier betrachteten Einschußenergien auch die Wirkungsquerschnitte für die Compoundkern-Reaktionen größer. Entsprechende Messungen an einem ${}^{197}\text{Au}$ -Target wurden mit Alpha-Teilchen von Djalois et al. (DJA 75) und mit ${}^6\text{Li}$ -Teilchen von Kropp et al. (KRO 77) durchgeführt. Die Messungen von Kropp et al. sind die einzigen in einem Energiebereich bis 156 MeV. Es gibt allerdings Anzeichen dafür, daß die gemessenen (${}^6\text{Li}, xn+yp$) Wirkungsquerschnitte einen Normierungsfehler enthalten. In der Arbeit von Kropp et al. wurde gefunden, daß die (${}^6\text{Li}, xn$)-Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 6 kleiner sind als die theoretischen Vorhersagen auf der Grundlage von Blann's Hybrid-Modell (BLA 74). In der vorliegenden Arbeit wurde für die Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, 13n) {}^{201}\text{At}$ eine deutlich kleinere Abweichung von den theoretischen Vorhersagen gefunden, so daß man schließen kann, daß die in (KRO 77) gefundenen Unterschiede in den experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitten reduziert und die experimentellen Werte in der absolute Höhe korrigiert werden müssen. Bestätigt werden diese Annahmen durch die Ergebnisse von Fleissner et al. (FLE 78), der als Differenz nur einen Faktor 2-3 angibt.

Vergleicht man in einem Energiebereich von 140-160 MeV die ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{Li}, xn+p)$ Anregungsfunktionen (mit $x = 5, 7, 9$) und die ($\alpha, (x-1)n$)-Anregungsfunktionen, so findet man eine sehr gute Übereinstimmung in den Verhältnissen von ($\alpha, 4n$):($\alpha, 6n$):($\alpha, 8$) und (${}^6\text{Li}, 5n+p$):(${}^6\text{Li}, 7n+p$):(${}^6\text{Li}, 9n+p$)-Wirkungsquerschnitten. Da der mögliche Normierungsfehler bei (KRO 77) für alle Anregungsfunktionen der gleiche ist, können die relativen Wirkungsquerschnitte als richtig angenommen werden. Daher wurde nach einer Anpassung der ${}^6\text{Li}$ -Kurven an gemessene (α, xn)-Anregungsfunktionen (DJA 75) gesucht. Multipliziert man die (${}^6\text{Li}, xn+p$) Anregungsfunktionen mit einem Faktor 5.2, so erhält man eine gute Übereinstimmung der Anregungsfunktionen in einem

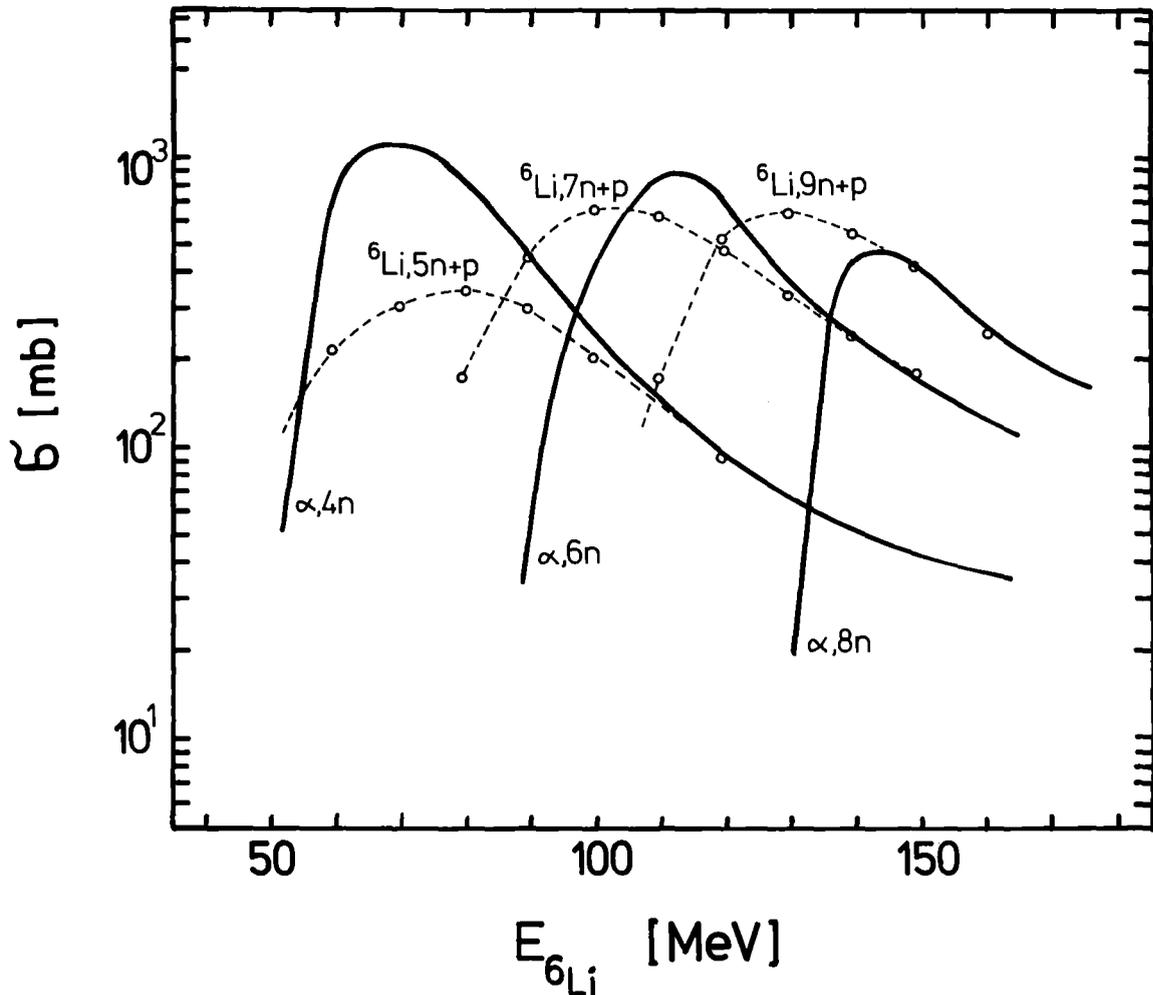


Abb. 32 : Experimentelle Anregungsfunktionen für ${}^6\text{Li}$ -induzierte (KRO 77) und Alpha-Teilchen induzierte (DJA 75) Reaktionen an ${}^{197}\text{Au}$. Die Li-induzierten Anregungsfunktionen wurden mit einem Faktor 5.2 renormiert (s. Text).

großen Energiebereich. Die korrigierten (${}^6\text{Li},x\text{n+p}$) Anregungsfunktionen sind zusammen mit den entsprechenden Anregungsfunktionen (DJA 75) in Abb. 32 dargestellt. Wie in Abb. 31 stimmen die Kurven vor allem bei hohen Energien gut überein. Unter den gemachten Annahmen kann man folgern, daß auch für $x > 2$ (${}^6\text{Li},x\text{n+p}$) Anregungsfunktionen im wesentlichen durch ($\alpha,(x-1)\text{n}$) Reaktionen bestimmt werden. Transferreaktionen von Aufbruchteilchen können demnach zu relativ großen Wirkungs-

querschnitten von einigen hundert mb führen. Die in dieser Arbeit gemessenen kleinen Wirkungsquerschnitte (μb) für die "internal break up" Reaktion sind demnach nicht durch den Reaktionstyp bedingt, sondern nur durch das spezielle Experiment, das nur kleine Wirkungsquerschnitte liefert.

IV. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Im Gegensatz zu Transfer-Reaktionen mit Aufbruchfragmenten konnten direkte ("klassische") Transferreaktionen in tief-
liegende Zustände wie z.B. $^{208}\text{Pb} (^6\text{Li},d) ^{212}\text{Po}(0^+)$ oder
 $^{208}\text{Pb} (^6\text{Li},d) ^{212\text{m}}\text{Po}(18^+)$ nicht beobachtet werden. Es wurden
innerhalb der Meßgenauigkeit weder hochenergetische (diskrete)
Deuteronenlinien im Ejektilspektrum, noch ^{212}Po -Rückstoßkerne
mit der für diese Reaktionen zu erwartenden Rückstoßenergie
beobachtet. Für die Reaktion zum alpha-instabilen 18^+ Isomer
in ^{212}Po kann aus der Rückstoßenergiemessung nur eine obere
Grenze für den direkten Alpha-Transfer-Wirkungsquerschnitt
von $0,3 \mu\text{b}$ abgeschätzt werden. Ein Grund für die starke Unter-
drückung des direkten Zweiges kann in der fehlenden Drehimpuls-
anpassung gesehen werden. Direkte Transferreaktionen finden
bevorzugt statt, wenn $\Delta L = |K_a \cdot R - K_b \cdot R| \sim 0$ ist (BRI 72). Bei
einem Übergang $0^+ \rightarrow 18^+$ beträgt die Drehimpulsfehlانpassung
für die $^{208}\text{Pb} (^6\text{Li},d) ^{212\text{m}}\text{Po}$ Reaktion $\sim 14 \hbar$, die hauptsächlich
auf die hohe Einschußenergie des ^6Li -Projektils zurückzuführen
ist. Die optimale Energie zur Beobachtung des $0^+ \rightarrow 18^+$ Transfers
wäre $E_{\text{Li}} \sim 70 \text{ MeV}$. Die Fehlanpassung ist auch auf die im Ver-
gleich zum ^6Li -Teilchen kleine Masse des auslaufenden Deuterons
zurückzuführen. Würde man die Reaktion mit ^{16}O -Projektilen
durchführen, wäre die erwartete Drehimpulsfehlانpassung bei
 $E_{^{16}\text{O}} \sim 160 \text{ MeV}$ nur $3 \hbar$. Für die ^6Li -induzierten "Cluster-
Transfer" Reaktionen bedeutet dies, daß das "beam-velocity"-
Deuteron nur einen geringen Teil des ursprünglichen Drehimpulses
aus der Reaktion forttragen kann, durch den Transfer also
fast der gesamte Eingangsdrehimpuls auf den Targetkern über-
tragen wird. Da diese Transferreaktionen gerade bei "grazing
collisions" stattfinden (INA 77, ZOL 78) entspricht der Stoßpara-
meter nahezu dem kritischen Drehimpuls l_{cr} für Compound-Kern-
Reaktionen.

LITERATURVERZEICHNIS

- (AJZ 78) F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A320 (1979) 1.
- (BAL 64) V.V. Balashov and R.A. Eramzyan, Report 3rd USSR Int. Conf. on the Theory of Elementary Particles (1961), Izv. AN SSSR (ser. fiz. 28 (1964) 1181.
- (BAU 76) G. Baur and D. Trautmann, Phys. Rev. 25 C (1976) 293.
G. Baur, F. Rösel and D. Trautmann, Nucl. Phys. A265 (1971) 101.
G. Baur and R. Shyam, Proc. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, Italy (1979).
- (BAZ 64) E.B. Bazhanov, A.P. Komar, A.V. Kulikov and E.D. Makhnovsky, Nucl. Phys. 68 (1964) 191.
- (BIM 72) R. Bimbot, D. Gardès and H.F. Rivet, Nucl. Phys. 189 (1972) 193.
- (BLA 74) H. Blann, Proc. Int. School on Nuclear Physics, September 1974, Predeal (Romania)
Report UR-NSRL-92
M. Blann and F. Plasil, Programmbeschreibung, persönliche Mitteilung.
- (BRI 72) D.M. Brink, Phys. Lett. 40B (1972) 37.
N. Anyas-Weis, J.C. Cornell, P.S. Fischer, P.N. Hudson, A. Menchaca-Rocha, D.J. Millener, A.D. Panagiotou, D.K. Scott, D. Strottman, D.M. Brink, B. Buck, P.J. Ellis and T. England, Phys. Rev. 12C (1974) 201.
- (BUS 79) J. Buschmann, unveröffentlichte Ergebnisse.
- (BUT 73) P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb, Nucl. Phys. A 176 (1971) 299.
M. Kleber and R. Beck, Phys. Lett. 43B (1973) 345.
- (CAS 77) C.M. Castaneda, H.A. Smith, T.E. Ward, and T.R. Nees, Phys. Rev. C16 (1977) 1437.
- (CAS 78) C.M. Castaneda, H.A. Smith, jr., P.P. Singh, J. Jastrzebski, H. Karwowski and A.K. Gaigalas, Phys. Lett. 77B (1978) 371.

- (CHA 77) N.S. Chant and P.G. Roos, Phys. Rev. C15 (1977) 69.
- (CHA 78) N.S. Chant in Proc. of the Conf. on "Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions", Winnipeg (1978), edited by W.T.H. van Oers, J.P. Svenne, J.S.C. McKee, W.B. Falk.
- (DIS 71) D.L. Disdier, G.C. Ball, O. Häusser and R.E. Warner, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1391.
- (DJA 75) A. Djaloeis, P. Jahn, H.J. Probst and C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A250 (1975) 149.
- (FLE 78) J.G. Fleissner, D.A. Rakel, F.P. Venezia, E.G. Funk and J.W. Mihelich, Phys. Rev. C17 (1978) 1001.
- (FES 73) H. Feshbach and K. Huang, Phys. Lett. 47B (1973) 300.
- (GEL 77) C.K. Gelbke, D.K. Scott, M. Bini, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney, M.C. Mermaz and C. Olmer, Phys. Lett. 70B (1977) 415.
- (GEM 78) H. Gemmeke, B. Deluigi, L. Lassen and D. Scholz, Z. Physik A 286 (1978) 73.
- (GIL 77) H.J. Gils, J. Buschmann, H. Faust, H. Klewe-Nebenius, J. Kropp, H. Rebel and S. Zagromski Proc. Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio (Italy), (1977).
- (GIL 78) H.J. Gils, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius, Z. Majka, B. Neumann, H. Rebel and S. Zagromski, unveröffentlichte Ergebnisse.
- (GOL 74) A.S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306.
- (GOU 64) F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny and P.H. Pehl, Nucl. Instr. Meth. 31 (1964) 1.
- (HAG 73) P. Hagelberg, E.L. Haase and Y. Sakomot, Nucl. Phys. A207 (1973) 366.
- (HÜF 78) J. Hüffner, C. Sander and G. Wolschin, Phys. Lett. 73B (1978) 289.

- (INA 77) T. Inamura, M. Ishihara, T. Fukuda and Shimoda, Phys. Lett. 68B (1977) 51.
- (JAI 70) M. Jain, P.G. Roos, H.G. Pugh and H.D. Holmgren, Nucl. Phys. A153 (1970) 48.
- (KRO 77) J. Kropp, H. Klewe-Nebenius, H. Faust, J. Buschmann, H. Rebel, H.J. Gils and K. Wisshak, Z. Physik A 280 (1977) 61.
- (LED 78) C.M. Lederer and V.S. Shirley, Table of Isotopes, 7th edition, 1978, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney.
- (LIE 78) R.M. Lieder, Proceed. XVI Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Jan 16-21, Bormio (Italy) (1978) .
- (MAT 78) N. Matsuoka, A. Shimizu, K. Hosonto, T. Saito, M. Kondo, H. Sakaguchi, Y. Toba, A. Gota, F. Ohtani, and N. Nakanishi, Nucl. Phys. A311 (1978) 173.
- (MUE 69) H. Münzel, J. Buschmann, J. Christaller, D. Hartmann, D. Hartwig, F. Michel, R. Schneider and E. Schwarzbach, Nucl. Instr. Meth. 73 (1969) 103.
- (NEU 59) V.G. Neudatchin, Yu. F. Smirnov and N.P. Yudin, Sov. Phys. JETP 37 (1959) 1781.
- (NEU 76) B. Neumann, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1976) unveröffentlicht.
- (NOR 76) L.C. Northcliffe and R.F. Shilling, Nucl. Data Tables A7 (1976).
- (OHL 65) G.G. Ohlsen, Nucl. Instr. Meth. 37 (1965) 240.
- (OLL 64) R.W. Ollerhead, C. Chasman and D.A. Bromley, Phys. Rev. 134B (1964) 74.
- (OST 72) R. Ost, E. Speth, K.O. Pfeiffer and K. Bethge, Phys. Rev. C5 (1972) 1835.
- (OST 74) R. Ost, K. Bethge, H. Gemmeke, L. Lassen and D. Scholz, Z. Phys. 266 (1974) 369.
- (QUE 71) J.L. Quebert and H. Sztark, J. de Phys. Coll. 32 (1971) C 255.

- (QUI 60) A.R. Quinton and H.C. Britt, Phys. Rev. C9
(1974) 1126.
W.J. Kox, A.R. Quinton and C.E. Anderson,
Phys. Rev. 120 (1960) 2120.
- (SCHO 77) D. Scholz, H. Gemmeke, L. Lassen and K. Bethge,
Nucl. Phys. A288 (1977) 351.
- (SEL 74) W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig and H. Münzel,
Karlsruher Nuklidkarte, 4.Auflage, 1979.
- (SER 47) R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1008.
- (SHE 60) R.K. Sheline and K. Wildermuth, Nucl. Phys. 21
(1960) 196.
- (SHY 79) R. Shyam, G. Baur, F. Rösel and D. Trautmann,
Jahresbericht, KfA Jülich, Inst. f. Angew.
Kernphysik (1978).
- (VEL 69) F. Velten, Dissertation, Universität Karlsruhe
(1969). Ext. Ber. 3/69-24, Kernforschungszentrum
Karlsruhe (1970).
- (WU 78) J.R. Wu, C.C. Chang and H.D. Holmgren,
Phys. Rev. C19 (1979) 659.
- (ZAG 79) S. Zagromski, unveröffentlichte Ergebnisse.
- (ZOL 78) D.R. Zolnowski, H. Yamada, S.E. Cala,
A.C. Kahler, and T.T. Sugihara,
Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 92.
- (MON 71) E.J. Monitz, I. Sick, R.R. Whitney, J.R. Fience,
R.D. Kephart, W.P. Trower, Phys. Rev. 26
(1971) 445.
- (FROE 79) H. Fröhlich, T. Shimoda, M. Ishimara, K. Nagatini,
T. Udagawa and T. Tamura, Phys. Rev. Lett. 42 (1979)
518.

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Angewandte Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und mit Interesse förderte.

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Experimente wurden gemeinsam mit den Herren Dr. J. Buschmann, Dr. H. Faust, Dr. H.J. Gils, Dr. H. Klewe-Nebenius, Prof. Dr. H. Rebel, Ing. J. Rieder, Dipl.-Phys. R. Pesl und Ing. S. Zagromski durchgeführt, für deren Unterstützung ich hiermit danken möchte. Der Betriebsgruppe des Zyklotron-Laboratoriums gilt mein Dank für ihren ständigen Einsatz und ihre unermüdliche Geduld bei der Bereitstellung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. H. Rebel für die Anregung zu dieser Arbeit und seine zahlreichen Hinweise und Erläuterungen. Die Zusammenarbeit mit den Mitgliedern der Arbeitsgruppe war freundschaftlich und sehr angenehm.

Schließlich gilt mein Dank Frau E. Maaß für die äußere Gestaltung des Manuskripts.