



KfK 1955
Dezember 1978

Effektive Coulombschwellen für Kernreaktionen mit geladenen Projektilen

H. Münzel
Institut für Radiochemie

Kernforschungszentrum Karlsruhe

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

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH
ISSN 0303-4003

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Radiochemie

KfK 1955

Effektive Coulombschwellen für
Kernreaktionen mit geladenen
Projektilen

H. Münzel

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Zusammenfassung:

Aus experimentellen Anregungsfunktionen für Kernreaktionen mit p, d, ^3He und α -Teilchen wurden Werte für die effektive Coulomb-schwelle ermittelt. Die Abhängigkeit der effektiven Coulomb-schwellen von der Ladungszahl der Targetkerne kann befriedigend mit dem Coulomb'schen Gesetz beschrieben werden. Allerdings ist ein zusätzlicher Korrekturfaktor erforderlich, dessen Größe von der Art des Projektils und von dem vorherrschenden Reaktionsmechanismus abhängt. Die nach dem optischen Modell berechneten Coulombschwellen sind besonders für schwere Targetnuklide zu hoch.

Effective Coulomb-Barriers for Charged Particle Induced
Nuclear Reactions

Abstract:

Values for the effective Coulomb barrier were obtained from experimental excitation functions for p, d, ^3He and α -reactions. The dependence of the effective Coulomb barrier on the proton number of the target nuclide can be described satisfactory with the Coulomb equation. However, a correction factor has to be introduced, which depends on the type of projectile and the main reaction mechanism. The values for the Coulomb barrier calculated according to the optical model are too high, especially for heavy target nuclides.

Für viele Anwendungsmöglichkeiten von Teilchenbeschleunigern ist die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen mit geladenen Projektilen sowie deren Energieabhängigkeit erforderlich. 1973 erschien eine umfangreiche Kompilation (1), welche etwa 1800 experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für viele verschiedene Reaktionen enthält. Im Vergleich zu den möglichen Kombinationen von Target, Projektil und Endkern ist diese Zahl jedoch relativ klein. Man muß deshalb häufig auf berechnete oder auch abgeschätzte Werte für die Wirkungsquerschnitte zurückgreifen. Den dabei benutzten Methoden zur Ermittlung unbekannter Anregungsfunktionen kommt deshalb besondere Bedeutung zu.

Die erste Modellvorstellung über den Ablauf einer Kernreaktion wurde bereits 1937 von N. Bohr (2) entwickelt. Danach bildet sich im ersten Schritt ein Compoundkern, der dann im zweiten Schritt durch Teilchenemission zerfällt. Der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion $\sigma_{(a,b)}$ ist somit gleich dem Produkt aus dem Bildungsquerschnitt σ_N für den Compoundkern und aus der Gesamtwahrscheinlichkeit W_b für die Emission der(s) Teilchen(s) b:

$$\sigma_{(a,b)} = \sigma_N \cdot W_b \quad (1)$$

Im allgemeinen wird σ_N dem totalen Reaktionsquerschnitt σ_R gleichgesetzt.

Neben der Compoundkern-Bildung finden auch Direktreaktionen statt. Bei diesem Reaktionstyp wird häufig das von Griffin (3) vorgeschlagene und von Blann (4) weiterentwickelte Precompoundkern-Modell diskutiert. Auch bei diesem Modell wird angenommen, daß der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{(a,b)}$ vom totalen Reaktionsquerschnitt σ_R direkt abhängt.

Der Reaktionsquerschnitt und dessen Abhängigkeit von der Projektilenergie kann nach dem optischen Modell ermittelt werden. Für die zeitlich aufwendigen Rechnungen sind Angaben über das Wechselwirkungspotential zwischen Targetkern und Projektil erforderlich. Zwar wurden für eine Vielzahl von Target-Projektil-Kombinationen solche Angaben publiziert. Es ist jedoch nur mit erheblichem Aufwand möglich, daraus Datensätze abzuleiten, welche auch die Ener-

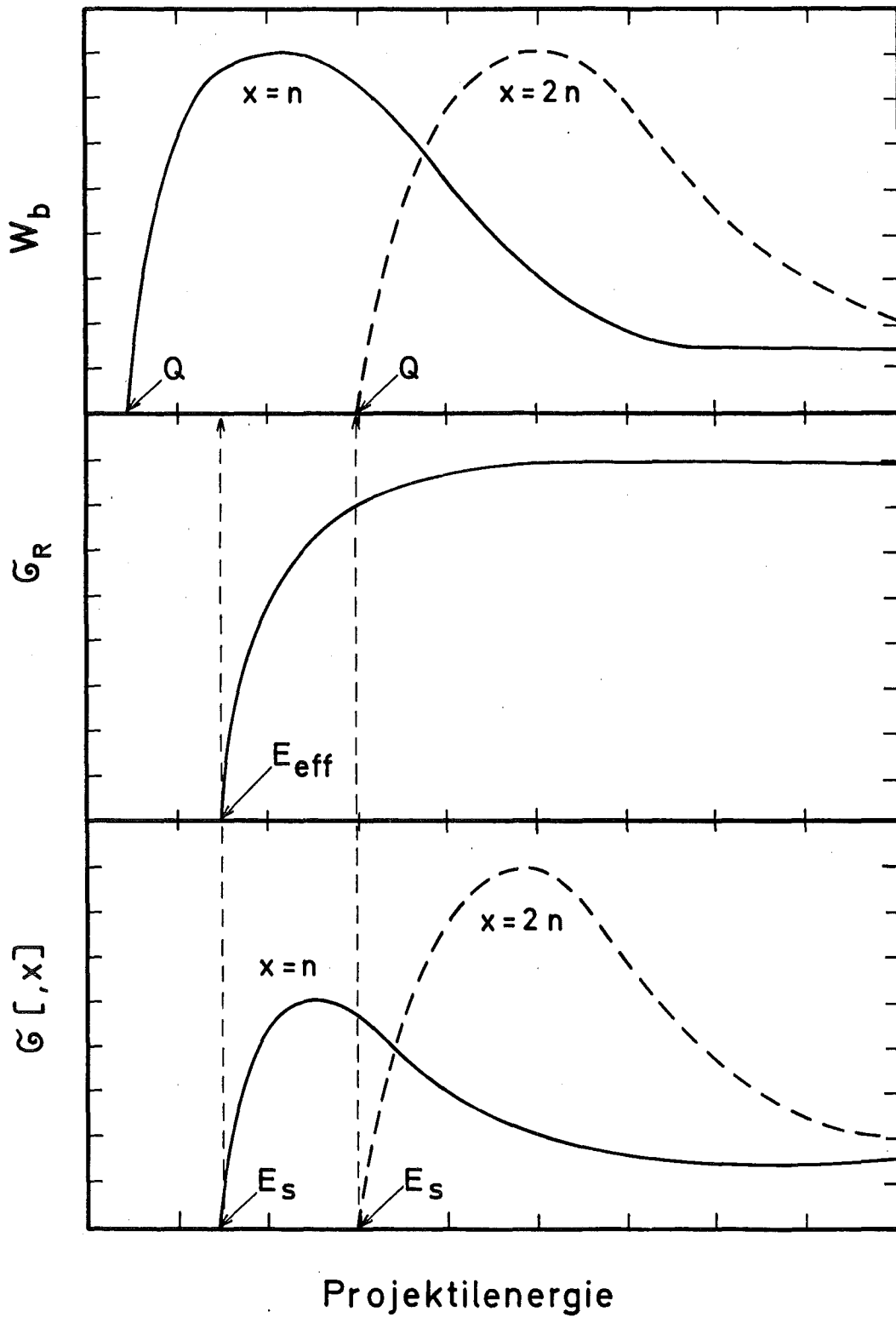


Abb. 1: Schematische Abhängigkeit der Emissionswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitte von der Projektilenergie

gieabhängigkeit der Wechselwirkung befriedigend beschreiben. Bislang liegen nur wenige solcher umfassenden Analysen vor (5). Die Unsicherheit in den Eingabedaten sowie der erforderliche Rechenaufwand führten dazu, daß zur Berechnung des Reaktionsquerschnitts zumeist Näherungsgleichungen benutzt werden. So ergibt sich unter der Annahme einer starken Absorption folgende Energieabhängigkeit für σ_R (14):

$$\sigma_R = \sigma_G \left(1 - \frac{E_C}{E_P} \right) \quad \text{für } E_P > E_C \quad (2)$$

σ_G ist der geometrische Querschnitt, E_C die Coulombschwelle und E_P die Projektilenergie. Nach dieser Gleichung ist bei hohen Projektilenergien, d.h. bei $E_P \gg E_C$, der Reaktionsquerschnitt praktisch gleich dem geometrischen Querschnitt. Der Verlauf der Anregungsfunktion einer Reaktion hängt dann praktisch nur noch von der Emissionswahrscheinlichkeit W_D ab. Bei kleinen Projektilenergien, d.h. $E_P \approx E_C$ bestimmt zumeist die starke Energieabhängigkeit des Reaktionsquerschnitts die Form der Anregungsfunktion. Dies ist schematisch in Abb. 1 dargestellt.

Von Weisskopf (6) wurde eine Gleichung abgeleitet, mit der die Emissionswahrscheinlichkeit einfacher Teilchen berechnet werden kann. Diese basiert auf der Annahme, daß sich der im Gleichgewicht befindliche Kern nur noch durch die Abgabe (Verdampfung) von Teilchen und γ -Quanten verändern kann. Ebenso wurden Gleichungen für Precompound-Emission, Kaskadenreaktionen etc. entwickelt. Ausführliche Beschreibungen der Modelle und der damit erhaltenen Ergebnisse wurden mehrfach publiziert, siehe z.B. die zusammenfassenden Darstellungen von Blann (4).

Mit Hilfe dieser Modellvorstellungen sollte es demnach möglich sein, sowohl den totalen Reaktionsquerschnitt als auch die Teilchenemissionswahrscheinlichkeiten und somit z.B. nach Gl. 1 die Anregungsfunktionen zu berechnen. Es treten jedoch zwei wesentliche Schwierigkeiten auf. So ist es im allgemeinen zwar durch die Auswahl geeigneter Eingabedaten möglich, eine gegebene Anregungsfunktion weitgehend zu reproduzieren. Dagegen sind unsere

Kenntnisse darüber, was im Einzelfall die geeigneten Eingabedaten sind, nicht ausreichend, um mit befriedigender Genauigkeit unbekannte Anregungsfunktionen zu berechnen. Weiterhin sind für diese Voraussagen stets Großrechner erforderlich.

Unbekannte Wirkungsquerschnitte können auch mit Hilfe einer halbempirischen Systematik der Anregungsfunktionen und Dicke-Target-Ausbeuten (7,15) ermittelt werden. Bei der Entwicklung dieser Systematik wurde vorausgesetzt, daß die Reaktionen vorwiegend über die Compoundkern-Bildung ablaufen, was im Bereich der maximalen Wirkungsquerschnitte häufig zutrifft. Unter Einführung einiger Näherungen wurde ein Parameter κ zur Beschreibung der relativen Teilchenemissionswahrscheinlichkeit abgeleitet. κ ist u.a. abhängig von der Neutronen- und Protonen-Bindungsenergie sowie von der Höhe des Coulombwalles E_C . Die Abhängigkeiten einiger charakteristischer Größen der Anregungsfunktionen, wie die Höhe (σ_m) und Lage (E_m) des Maximums, von κ wurden unter Verwendung experimenteller Daten empirisch bestimmt und dann zur Konstruktion der Kurven für unbekannte Anregungsfunktionen benutzt.

Die Höhe des Coulombwalles E_C , welche zur Berechnung von κ erforderlich ist, ergibt sich nach folgender Gleichung in MeV (15):

$$E_C = \frac{1,438 \cdot 10^{-13} Z_P Z_T}{R_P + R_T} \approx \frac{1,438 \cdot 10^{-13} Z_P Z_T}{r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})} \quad (3)$$

R ist der Radius, A die Nukleonenzahl und Z die Protonenzahl des Projektils (P) und des Targetkerns (T). Für die Berechnung von κ ist die Wahl des Radiusparameters r_0 relativ unkritisch, da durch die Verwendung eines anderen numerischen Wertes im wesentlichen nur eine lineare Verschiebung der κ -Werte bewirkt wird. Für diesen Zweck wurde in (7) und (15) deshalb eine vereinfachte Form mit einem Radiusparameter $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm benutzt.

In Hinsicht auf die Anfangsenergie der Anregungsfunktionen ist die Situation jedoch grundlegend anders. Hier ist der Absolutwert von E_C von ausschlaggebender Bedeutung, falls die Projektilenergie nicht wesentlich größer als die Coulomb-Barriere ist (s. Abb. 1).

Der steile Anstieg der Anregungsfunktion wird dann durch den totalen Reaktionsquerschnitt (s. Gl. 2) bestimmt. Benutzt man die nach Gl. 3 berechneten Coulombschwellen zur Ermittlung der Reaktionsquerschnitte, so erhält man nur dann Übereinstimmung mit den experimentellen Werten, wenn für r_0 ein deutlich größerer Wert als $1,4 \cdot 10^{-13}$ cm eingesetzt wird. Der scheinbar größere Kernradius ist u.a. durch den diffusen Kernrand und die Tunnelwahrscheinlichkeit des Projektils bedingt.

Aus der Elektronenstreuung ergab sich, daß die Ladungsdichte eines Kernes nicht konstant ist, sondern in einer Schichtdicke von $t \approx 2,4 \cdot 10^{-13}$ cm von 90 % des Maximalwertes auf 10 % abfällt (13). Für die Ausdehnung (in cm) bis zu 50 % der maximalen Ladungsdichte wurde folgende Gleichung ermittelt (13):

$$R_{50} = (1,18 A^{1/3} - 0,48) \cdot 10^{-13} \quad (4)$$

Für den Radius (in cm), bei dem die Ladungsdichte auf 10 % des Maximalwertes abgefallen ist, sollte demnach zumindest näherungsweise gelten:

$$R_{10} \approx R_{50} + t/2 = (1,18 A^{1/3} + 0,72) \cdot 10^{-13} \quad (5)$$

Ein Vergleich mit den experimentell bestimmten Coulombschwellen für Protonenreaktionen zeigt, daß auch bei Verwendung dieses Ansatzes nach Gl. 3 wesentlich zu hohe Werte für E_C erhalten werden. Es war deshalb notwendig, unter Verwendung experimenteller Werte die effektiv wirksame Höhe des Coulombwalles zu ermitteln, welche dann in Gl. 2 zur Berechnung von σ_R benutzt werden sollte. Unter effektiven Coulombschwellen E_{eff} wird im folgenden die Energie verstanden, bei der die Größe des Reaktionsquerschnittes 1 0/00 seines Maximalwertes beträgt.

Typische Anregungsfunktionen für (p,n)- und (p,2n)-Reaktionen sind in Abb. 1c dargestellt. Nach Gl. 1 ergeben sich diese durch Multiplikation des Reaktionsquerschnittes (s. Abb. 1b) mit der Wahrscheinlichkeit für die Emission von 1 bzw. 2 Neutronen (s. Abb. 1a). Danach nimmt der Wirkungsquerschnitt oberhalb der Startenergie E_S zunächst stark zu, durchläuft ein Maximum und fällt dann wieder ab. Im folgenden wird als Startenergie die Projektilenergie bezeichnet, bei der der Wirkungsquerschnitt 1 % des maxi-

malen Wirkungsquerschnittes beträgt. Aus den beiden Anregungsfunktionen in Abb. 1c ist zu erkennen, daß die Startenergie E_S im wesentlichen entweder

- durch den Q-Wert der Reaktion für $E_{\text{eff}} < Q$ oder
- durch die effektive Coulombschwelle für $E_{\text{eff}} > Q$

bestimmt wird. Für Reaktionen mit $E_{\text{eff}} > Q$ stimmen somit die Startenergie und die effektive Coulombschwelle für das Projektil in guter Näherung miteinander überein. Aufgrund der hier benutzten Definitionen für E_{eff} und E_S sind zwar Abweichungen zu erwarten, wenn der maximale Wirkungsquerschnitt der Reaktionen wesentlich größer oder kleiner als 10 % des Reaktionsquerschnittes ist. Allerdings werden durch den steilen Anstieg der Kurven die Abweichungen zwischen E_{eff} und E_S jedoch nur selten $0,5 \cdot Z_p$ MeV übersteigen und können deshalb zumeist vernachlässigt werden.

Die Startenergie einer Reaktion kann durch Inter- bzw. Extrapolation aus experimentell bestimmten Anregungsfunktionen ermittelt werden. Im allgemeinen ist dies aufgrund des steilen Kurvenverlaufes kurz oberhalb E_S mit einer Genauigkeit von etwa 0,5 MeV möglich. Allerdings können noch systematische Fehler hinzukommen, besonders, wenn die stacked-foil-Technik zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte benutzt wurde. In den Abb. 2 bis 5 sind die aus experimentell bestimmten Anregungsfunktionen ermittelten Startenergien zusammengestellt. Ausgewertet wurden alle in der Landolt-Börnstein-Kompilation (1) enthaltenen Anregungsfunktionen für (p,n)-, (d,n)-, (d,2n)-, (d,p)-, (α ,n)-, (^3He ,n)- und (^3He ,2n)-Reaktionen, welche folgende Voraussetzungen erfüllten:

- a) Die Startenergie der Reaktionen muß mit befriedigender Genauigkeit durch Extra- bzw. Interpolation ablesbar sein.
- b) Die Startenergie muß größer als der Q-Wert der Reaktion sein. Aufgrund der möglichen Fehler der experimentellen Daten ist nur bei Startenergien, welche um mindestens 1 MeV über dem Q-Wert liegen, mit hoher Wahrscheinlichkeit diese Voraussetzung erfüllt. Diese Werte sind in den Abb. 2 bis 5 als gefüllte Symbole eingezeichnet. Die Startenergien, für die

$Q + 0,5 \leq E_S \leq Q + 1$ MeV gilt, sind durch offene Symbole dargestellt. Bei diesen Werten ist es in einigen Fällen nicht auszuschließen, daß sie vom Q -Wert und nicht durch die effektive Coulombschwelle bestimmt werden.

Die experimentellen Werte in den Abb. 2-5 zeigen den erwarteten Anstieg der effektiven Coulombschwellen mit der Protonenzahl des Targetnuklids. Zur Beschreibung dieser Abhängigkeit wurden gefittete Kurven (durchgezogene Linien) mit Hilfe der folgenden Gleichung berechnet:

$$E_{\text{eff}} = K \frac{Z_T Z_P}{R_T + R_P} \quad (6)$$

Die Radien wurden nach Gl. 5 berechnet. Für die Deuteronen- und α -Reaktionen wurde die Konstante K durch eine Fehlerquadrat-Minimierung erhalten. Dieses Verfahren konnte auf die Protonen-Reaktionen nicht direkt angewandt werden, da durch die vielen unter dem allgemeinen Kurvenverlauf liegenden Werte bei $Z \approx 50$ das Ergebnis stark verfälscht würde. Zur Ermittlung der Konstanten K wurde die Fehlerquadratminimierung deshalb nur mit den Werten $Z > 55$ durchgeführt.

Für die ^3He -Reaktionen war eine Berechnung von K aufgrund der geringen Zahl der verfügbaren experimentellen Werte nicht sinnvoll. Da man jedoch erwarten kann, daß sich die effektiven Coulombschwellen für α - und ^3He -induzierte Reaktionen ähnlich verhalten, wurde die an die (α, n) -Daten gefittete Kurve nach geeigneter Normierung in Abb. 5 als punktierte Kurve eingezeichnet. Es zeigt sich, daß dieser Kurvenverlauf für die ^3He -Reaktionen zumindest näherungsweise brauchbar ist.

Die berechneten Werte für K sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Es ist möglich, daß dem stetigen Anstieg der effektiven Coulombschwellen mit steigender Protonenzahl der Targetkerne eine Feinstruktur überlagert ist. So könnte bei den (p, n) -Reaktionen die Häufung der Punkte unterhalb der eingezeichneten Kurve im Bereich der magischen Zahl $Z_T = 50$ auf einen Schaleneffekt hindeuten. Die Genauigkeit der Werte läßt jedoch eine Bestätigung dieser Annahme nicht zu. Außerdem ist ein derartiger Effekt bei den Deuteronen- und α -Reaktionen nicht zu erkennen.

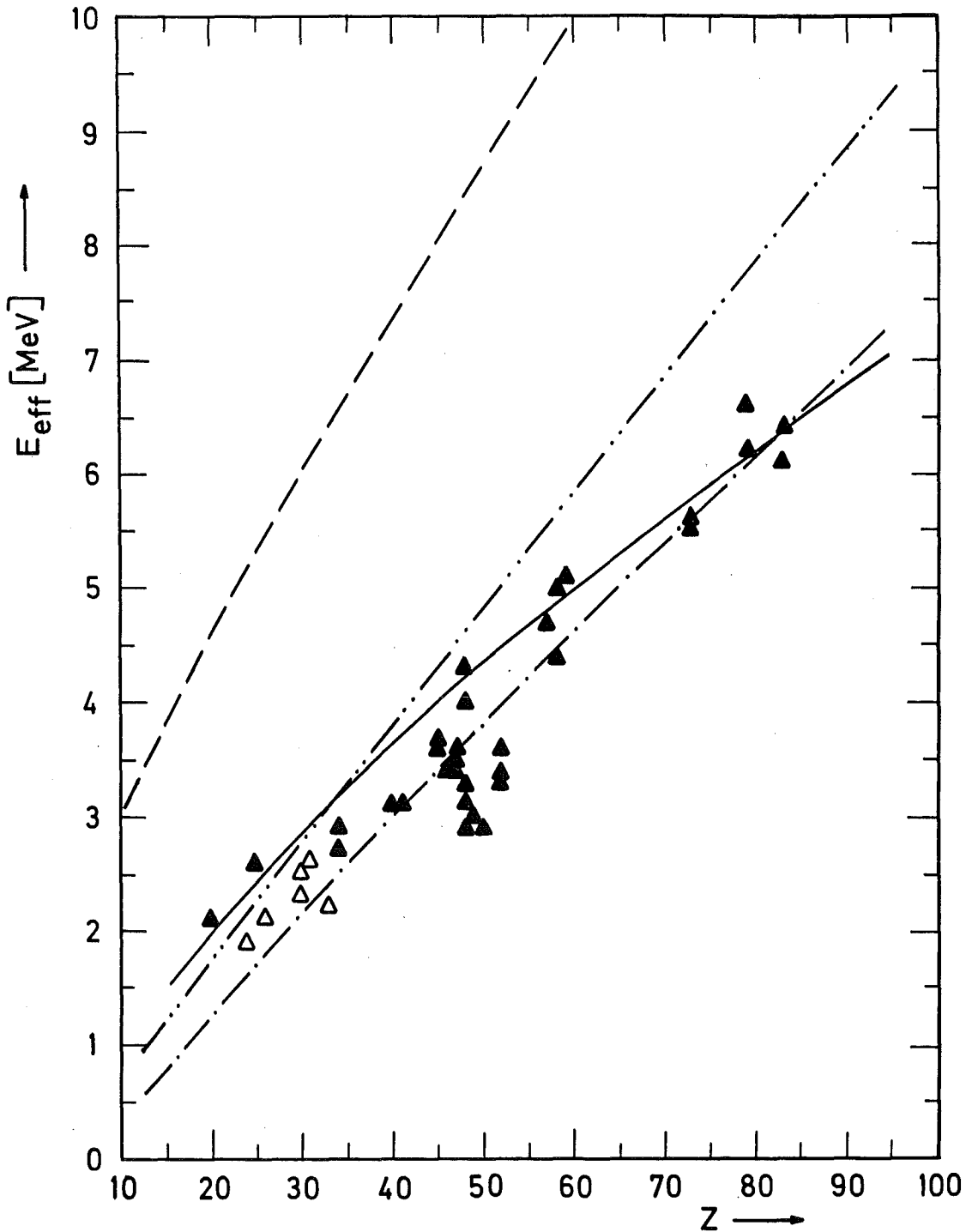


Abb. 2: Effektive Coulombschwellen von p,n-Reaktionen

▲ : $E_S \geq Q + 1 \text{ MeV}$

△ : $Q + 0,5 \text{ MeV} \leq E_S \leq Q + 1 \text{ MeV}$

— : Fit an die experimentellen Werte nach Gl. 6

---- : Nach Gl. 3 berechnete Coulombschwellen mit $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

-·-· : Nach dem optischen Modell berechnete Coulombschwellen mit dem Parametersatz von Bechetti (9)

-·-· : desgl. mit dem Parametersatz von Perey (10)

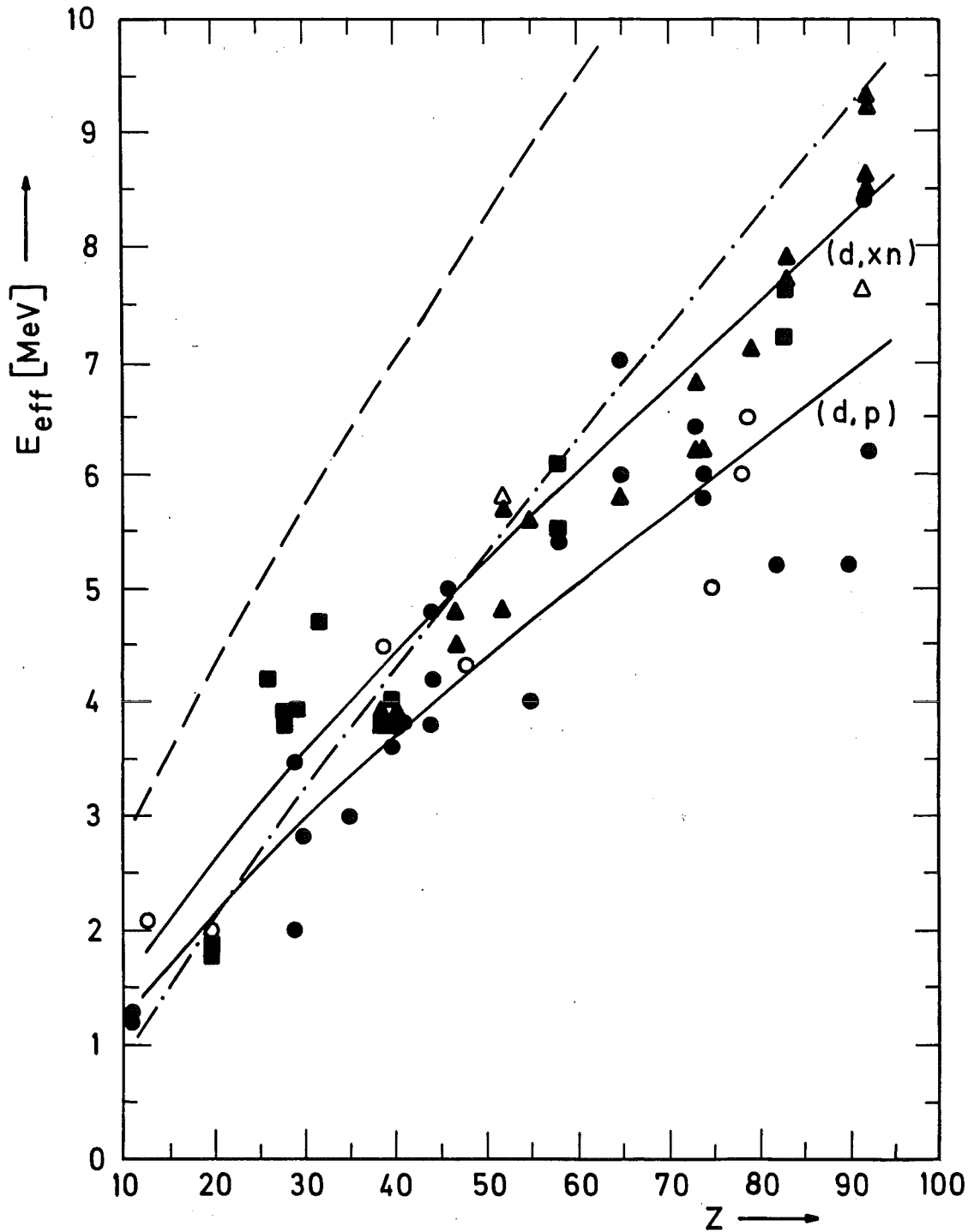


Abb. 3: Effektive Coulombschwellen von d,n -(\square), $d,2n$ -(Δ) und d,p -(\circ) Reaktionen

\blacktriangle : $E_S \geq Q + 1$ MeV

\triangle : $Q + 0,5$ MeV $\leq E_S \leq Q + 1$ MeV

— : Fit an die experimentellen Werte nach Gl. 6

---- : Nach Gl. 3 berechnete Coulombschwellen mit $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm

-.-.- : Nach dem optischen Modell berechnete Coulombschwellen mit dem Parametersatz von Perey (11)

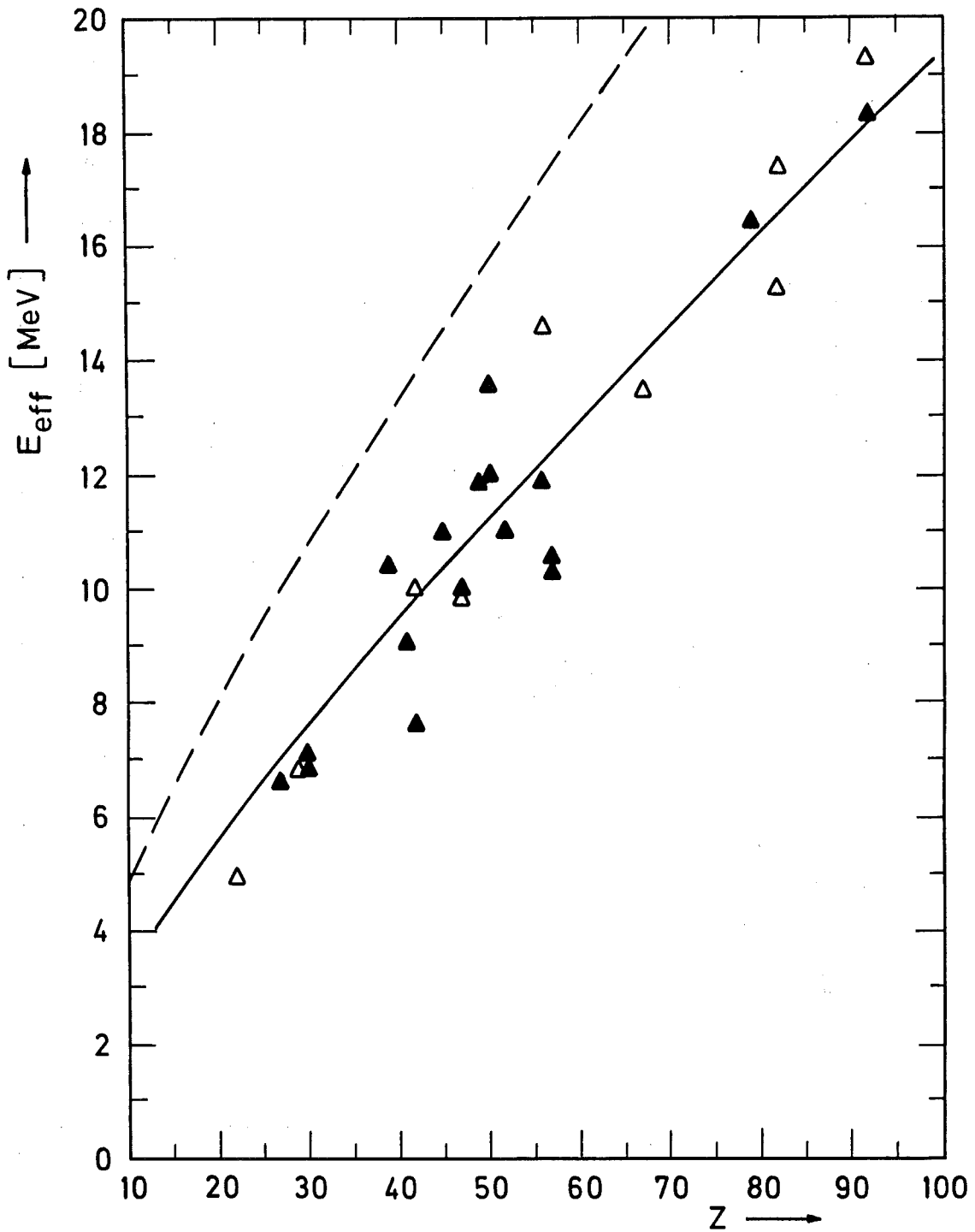


Abb. 4: Effektive Coulombschwellen von α, n -Reaktionen

▲ : $E_S \geq Q + 1 \text{ MeV}$

△ : $Q + 0,5 \text{ MeV} \leq E_S \leq Q + 1 \text{ MeV}$

— : Fit an die experimentellen Werte nach Gl. 6

---- : Nach Gl. 3 berechnete Coulombschwellen mit
 $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

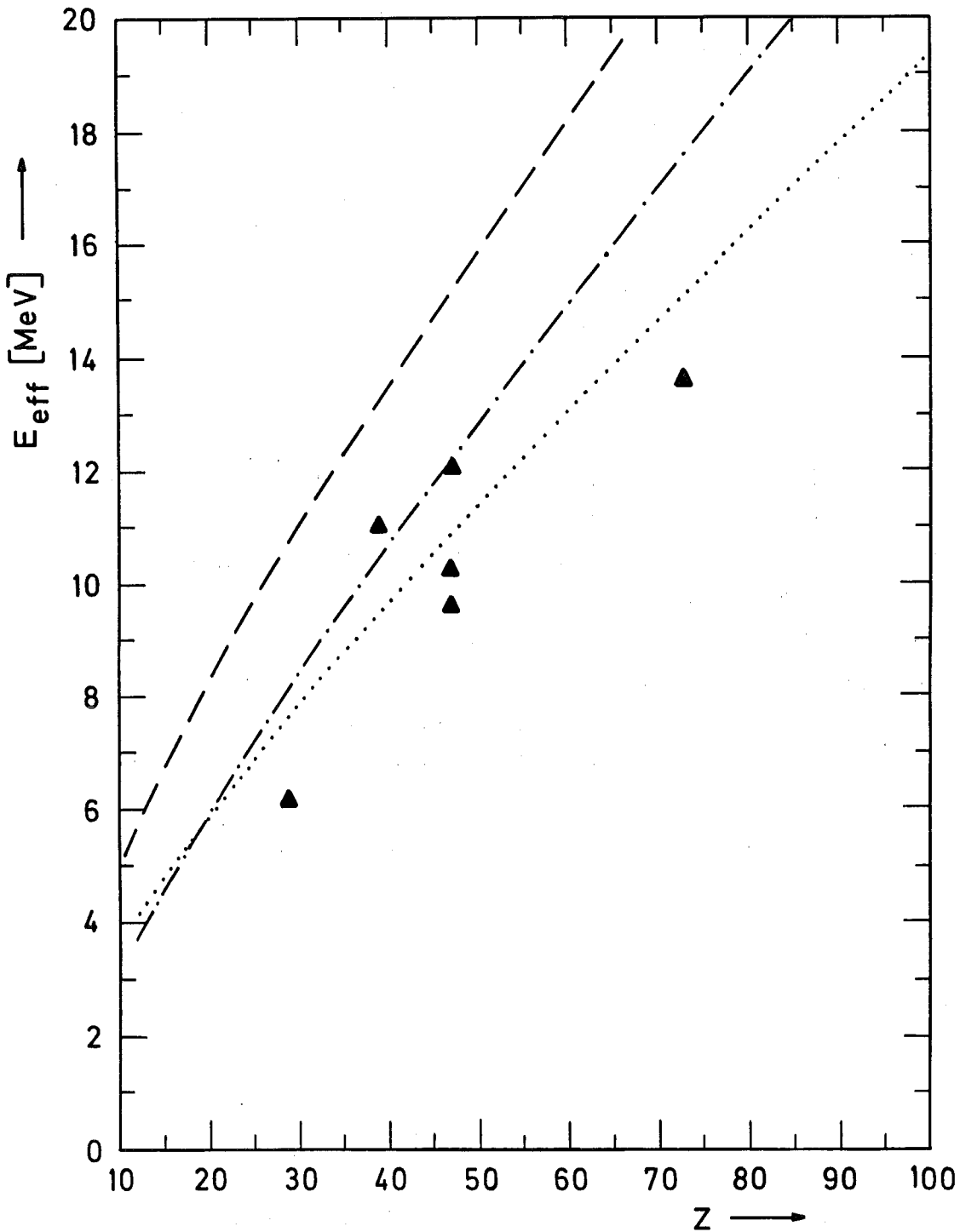


Abb. 5: Effektive Coulombschwellen von ${}^3\text{He}, n$ - und ${}^3\text{He}, 2n$ -Reaktionen

▲ : $E_S \geq Q + 1$ MeV

..... : Normierte Kurve, die an die experimentellen α, n -Reaktionen nach Gl. 6 gefittet wurde

---- : Nach Gl. 3 berechnete Coulombschwellen mit $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm

-.-.- : Nach dem optischen Modell berechnete Coulombschwellen mit dem Parametersatz von Becchetti (12)

Tabelle 1: Berechnete Werte für die Konstante K in Gl. 6

| Projektil | ausgewerteter Reaktionstyp | $K \cdot 10^{-13}$ | Standard-Abweichung |
|-----------|----------------------------|--------------------|---------------------|
| p | (p,n) | 0,71 | (0,04) (+) |
| d | (d,n)+(d,2n) | 0,91 | 0,12 |
| | (d,p) | 0,77 | 0,13 |
| α | (α ,n) | 1,02 | 0,12 |

(+) Anpassung nur an Werte für $Z > 55$

In den Abb. 2 bis 5 sind außerdem die nach Gl. 3 mit dem Radiusparameter $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm berechneten Coulombschwellen als gestrichelte Kurven (-----) eingezeichnet. Man erkennt, daß diese Werte wesentlich größer sind als die aus den experimentellen Daten abgeleiteten effektiven Coulombschwellen. Dieser Unterschied ist besonders auffällig bei Protonen-Reaktionen. Um die Kurven zur Deckung zu bringen, wäre ein Radiusparameter von über $2,7 \cdot 10^{-13}$ cm erforderlich. Bei den Reaktionen mit α -Teilchen ergibt sich ein "effektiver" Radiusparameter von etwa $1,9 \cdot 10^{-13}$ cm. Überraschend ist weiterhin, daß sich für (d,xn)-Reaktionen, bei denen zumindest z.T. primär ein Proton mit dem Targetkern reagiert, ein deutlich höherer Wert für K ergibt als für (p,n)-Reaktionen. Demnach ist der scheinbare Reaktionsradius für ein ungebundenes Proton größer als für ein gebundenes Proton.

Abb. 3 zeigt weiterhin deutlich, daß die effektiven Coulombschwellen für (d,p)-Reaktionen kleiner als diejenigen für (d,n)-Reaktionen sind. Allerdings beträgt der Unterschied selbst bei Targetkernen mit hoher Protonenzahl nur etwa 1 MeV. Die kleinere effektive Coulombschwelle bei (d,p)-Reaktionen ist auf die Ausrichtung des Deuterons vor der Wechselwirkung mit dem Targetkern zurückzuführen. Bei diesen sogenannten Phillips-Oppenheimer-Reaktionen tritt nur das Neutron des Deuterons in direkte Wechselwirkung mit den Nukleonen des Targetkerns, während das Proton nahezu unbeteiligt vorbeifliegt.

Weiterhin wurden mit dem Rechenprogramm ABACUS (8) die effektiven Coulombschwellen nach dem optischen Modell berechnet. Für Protonen (strich-punktierte Kurven in Abb. 2 - 5) wurden sowohl der von Becchetti und Greenlees (9) als auch der von Perey (10) vorgeschlagene Parameter-Satz für das Wechselwirkungspotential benutzt. Die erhaltenen Z_T -Abhängigkeiten der effektiven Coulombschwellen sind in Abb. 2 eingezeichnet. Danach ergibt der erstgenannte Parametersatz eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten. Eine ähnlich gute Übereinstimmung ergibt sich auch für die (d,n)-Reaktionen, wenn für die Rechnung der Parametersatz von Perey et al. (11) verwendet wird. Für die α -Reaktionen steht nach Perey et al. (5) kein geeigneter Parametersatz zur Verfügung, der auch die Energieabhängigkeit der Potentiale berücksichtigt. Abb. 5 zeigt die unter Verwendung des von Becchetti und Greenlees (12) publizierten Parametersatzes berechneten effektiven Coulombschwellen für ^3He -Reaktionen. Hier stehen leider nur sehr wenige experimentelle Daten zum Vergleich zur Verfügung. Es hat den Anschein, als ob die berechneten Werte im allgemeinen wesentlich höher als die experimentell ermittelten Schwellen sind.

Nach dem Compoundkern-Mechanismus sollte die Startenergie der Reaktionen, bei denen ein geladenes Teilchen emittiert wird, etwa gleich der Summe aus dem Q-Wert und der effektiven Coulombschwelle für das auslaufende Teilchen sein. Eine Inspektion experimenteller Anregungsfunktionen für z.B. (p,pxn)- und (p, α xn)-Reaktionen zeigt jedoch, daß auf diese Weise die effektiven Coulombschwellen für Teilchenemission nicht ermittelt werden können. Dies ist darauf zurückzuführen, daß ein erheblicher Teil der geladenen Teilchen im Ausgangskanal aus Direktreaktionen stammt, bei denen die Coulombschwelle nur teilweise wirksam ist. Erinnerung sei an stripping- und pick-up-Prozesse, z.B. bei den bereits diskutierten (d,p)-Reaktionen (s. Abb. 3).

Literatur

- 1) Keller, K.A.; Lange, J.; Münzel, H. und Pfennig, G.: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Band 5b, Springer, Berlin 1973
- 2) Bohr, N: Nature 137 (1936) 344
- 3) Griffin, J.J.: Phys. Rev. Letters 17 (1966) 478
- 4) Blann, M: Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 123;
Blann, M: Proc. of the Int. Summer School on Nucl. Phys., Predeal, Rumänien, 4.-13.9.1974, ed. A. Ciocanel, Bukarest 1976; Report COO-3494-13 (1975); Blann, M: Report COO-3494-28 (1975)
- 5) Perey, C.M. and Perey, F.G.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 17 (1976) 2
- 6) Weisskopf, V.: Phys. Rev. 52 (1937) 295
- 7) Röhm, H.F., Münzel, H. and Lange, J.: Nucl. Instr. Methods 113 (1973) 101
- 8) Auerbach, E.H., Francis, N.C., Goldman, D.T. and Labitz, C.R.: KAPL-3020 (1964)
- 9) Becchetti, F.D., Jr. and Greenlees, G.W.: Phys. Rev. 182 (1969) 1190
- 10) Perey, F.G.: Phys. Rev. 131 (1963) 745
- 11) Perey, C.M. and Perey, F.G.: Phys. Rev. 132 (1963) 755
- 12) Becchetti, F.D., Jr. and Greenlees, G.W.: Polarization Phenomena and Nuclear Reactions (ed. H.H. Barschall and W. Haeberli), Seite 682; The University of Wisconsin Press, Madison, 1974
- 13) Collard, H.R., Elton, L.R.B., Hofstadter, R.: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, N.S. Gruppe 1, Band 2, Springer, Berlin, 1967
- 14) Porile, N.T.: Low Energy Nuclear Reactions; in: Nuclear Chemistry, L. Yaffe, Ed.; Academic Press, New York, 1968
- 15) Keller, K.A., Lange, J., Münzel, H.: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, N.S. Gruppe 1, Band 5c, Springer, Berlin, 1974