

# Die Bestimmung compoundelastischer Wirkungsquerschnitte bei der elastischen Streuung von Protonen an Cr<sup>54</sup> und Fe<sup>56</sup> bei Einschußenergien zwischen 9 und 12 MeV

J. ERNST, H. L. HARNEY, P. VON BRENTANO UND T. MAYER-KUCKUK \*

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 21 a, 950—957 [1966]; eingegangen am 4. April 1966)

*Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet*

Excitation functions of proton elastic scattering on the even-even nuclei Cr<sup>54</sup> and Fe<sup>56</sup> have been measured at incident proton energies from 9.3 to 10.11 MeV in 5 keV steps and from 9.27 to 9.57 MeV in 2 keV steps respectively and from 11.5 to 11.9 MeV in 5 keV steps for Fe(p, p<sub>0</sub>) only. Seven silicon surface barrier detectors were used to get angular distributions from 63° to 173°. The observed cross-section fluctuations are interpreted in terms of ERICSON's statistical theory. From the strength of the fluctuations differential compound elastic cross-sections are deduced. The results are compared with HAUSER-FESHBACH calculations and are generally discussed with respect to the optical model.

Statistische Fluktuationen des Wirkungsquerschnitts in Anregungsfunktionen sind nach der Theorie von ERICSON<sup>1</sup> ein charakteristisches Merkmal aller Reaktionen, die im Energiebereich stark überlappender Resonanzen ganz oder teilweise über einen hochangeregten Compoundkern ablaufen.

Bei Kernreaktionen, die vorwiegend durch den Reaktionsmechanismus der direkten Wechselwirkung zustande kommen, äußert sich die stark energie-abhängige Compound-Kernreaktion im wesentlichen durch die Interferenzen zwischen beiden Reaktionsmechanismen und macht sich daher auch bei sehr hohem direkten Anteil noch bemerkbar. Für den Fall, daß sich die experimentell gefundenen Fluktuationen im Sinne des statistischen Modells interpretieren lassen<sup>2</sup>, ist die Fluktuationsstärke ein Maß für den Anteil der Compound-Kernreaktion<sup>3, 4</sup>. Aus experimentellen Gründen muß man sich dabei allerdings auf leichte bis mittelschwere Kerne beschränken<sup>2</sup>. Theoretisch am leichtesten zu behandeln ist die elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an

Spin-Null-Targets; sie ist zudem von besonderer Bedeutung, da sie sich zur Bestimmung des compoundelastischen Wirkungsquerschnitts ausnutzen lässt. Dieser ist mit Hilfe anderer Methoden experimentell sehr schwer zugänglich (s. z. B. Ref. 5, 6) und auch theoretisch nur sehr ungenau abzuschätzen<sup>7</sup>. Andererseits ist die Größe des compoundelastischen Wirkungsquerschnitts für Rechnungen nach dem Optischen Modell von großem Interesse, da es nur den formelastischen Streuquerschnitt beschreibt, die experimentellen Daten aber den compoundelastischen Wirkungsquerschnitt mit einschließen.

Fluktuationen bei der elastischen Streuung von Protonen wurden bisher an Mg<sup>26</sup>, Cr<sup>54</sup>, Fe<sup>56</sup> und Ni<sup>58</sup> gemessen<sup>8–11</sup>. Diese Arbeit soll eine Übersicht über die Ergebnisse einer Fluktuationsanalyse der elastischen Protonenstreuung an den Kernen Cr<sup>54</sup> und Fe<sup>56</sup> im Bereich von 9–12 MeV Einschußenergie bringen. Dabei wird insbesondere auf die Bestimmung des compoundelastischen Anteils eingegangen.

\* Jetzt Universität Bonn.

<sup>1</sup> T. ERICSON, Ann. Phys. N. Y. **23**, 390 [1963].

<sup>2</sup> T. MAYER-KUCKUK, in Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Proc. 9<sup>th</sup> Summer Meeting of Nuclear Physicists, (edited by N. CINDRO), published by the Federal Nuclear Commission of Yugoslavia, 1964, p. 167.

<sup>3</sup> D. M. BRINK, R. O. STEPHEN u. N. W. TANNER, Nucl. Phys. **54**, 577 [1963].

<sup>4</sup> R. O. STEPHEN, Thesis, Oxford 1963.

<sup>5</sup> J. LANG, R. MÜLLER, W. WÖLFELI, R. BÖSCH u. P. MARMIER, Phys. Letters **15**, 248 [1965].

<sup>6</sup> J. BENEVISTE, A. C. MITCHELL u. C. B. FULMER, Phys. Rev. **133**, B 137 [1964].

<sup>7</sup> G. E. BROWN, Unified Theory of Nuclear Models, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1964, p. 170.

<sup>8</sup> O. HÄUSSER, P. VON BRENTANO u. T. MAYER-KUCKUK, Phys. Letters **12**, 226 [1964].

<sup>9</sup> H. L. HARNEY, Diplomarbeit, Heidelberg 1965, unveröffentlicht.

<sup>10</sup> J. ERNST, Dissertation, Heidelberg 1965.

<sup>11</sup> L. L. LEE JR. u. J. P. SCHIFFER, Phys. Letters **4**, 104 [1963].



## I. Methode der Analyse

Die Fluktuationsanalyse beruht auf den grundlegenden Arbeiten von ERICSON<sup>1</sup>, BRINK und STEPHEN<sup>3</sup> und MOLDAUER<sup>12</sup> zum statistischen Modell der Kernreaktionen.

Nach ERICSON findet man die mittlere Niveaubreite  $\Gamma$  im hochangeregten Compoundkern aus der durchschnittlichen Breite der statistischen Schwankungen in der Anregungsfunktion. Zu quantitativen Ergebnissen gelangt man durch die Autokorrelationsfunktion  $C(\varepsilon)$  der Anregungsfunktion, welche nach der Theorie die Gestalt einer LORENTZ-Kurve mit der Halbwertsbreite  $\Gamma$  annehmen soll

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \cdot \sigma(E+\varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \cdot \langle \sigma(E+\varepsilon) \rangle} - 1 = C_{\text{exp}}(0) \frac{\Gamma^2}{\varepsilon^2 + \Gamma^2}. \quad (1)$$

Mit dieser Formel wurden die in Tab. 2 angegebenen experimentellen Kohärenzbreiten  $\Gamma_1$  bestimmt. Die Größe  $C_{\text{exp}}(0)$  ist die normierte Varianz der Anregungsfunktion, die wir zur Bestimmung des compoundelastischen Anteils am Wirkungsquerschnitt benutzen.

Zum Wirkungsquerschnitt der elastischen Protonenstreuung an Spin-Null-Targets tragen bei unpolarisiertem Strahl zwei Streuamplituden inkohärent bei<sup>13</sup>

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \sigma = |A|^2 + |B|^2. \quad (2)$$

Wir zerlegen in üblicher Weise<sup>3, 14</sup> die Amplituden  $A$  und  $B$  in jeweils energieunabhängige und energieabhängige Teile, welche die compoundelastische (Index F) und formelastische Streuung (Index D) beschreiben:

$$A = A^F + A^D; \quad B = B^F + B^D.$$

In Abhängigkeit von der Energie schwanken die Größen  $A^F$  und  $B^F$  statistisch um Null. Im Mittel über ein genügend langes Energieintervall zerfällt der Wirkungsquerschnitt in die jeweiligen Anteile der direkten und der Compoundkern-Reaktion, da sich die Interferenzglieder herausmitteln:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_A^D + \sigma_A^F + \sigma_B^D + \sigma_B^F. \quad (3)$$

<sup>12</sup> P. A. MOLDAUER, Phys. Rev. **135**, B 642 [1964].

<sup>13</sup> H. FESHBACH, in AJZENBERG-SELOVE, Nuclear Spectroscopy, Part B, Academic Press, New York 1960, p. 650.

<sup>14</sup> W. VON WITSCH, P. VON BRENTANO, T. MAYER-KUCKUK u. A. RICHTER, Nucl. Phys., im Druck.

Zur Berechnung der Varianz des Wirkungsquerschnittes müssen wir voraussetzen, daß die Real- und Imaginärteile der Amplituden  $A^F$  und  $B^F$  GAUSS-Verteilungen gleicher Breite haben. Aus Rechnungen von MOLDAUER<sup>15</sup> ergibt sich, daß diese Hypothese für hinreichend hohe Werte von  $(2\pi\Gamma/D)$  gilt. Tatsächlich bestätigt diese Analyse jene Voraussetzung: Für die Niveaus vom Spin 1/2 ergab sich das Verhältnis  $(2\pi\Gamma/D)$  zwischen 65 und 250<sup>7, 8</sup>. Führt man (3) und (2) in (1) ein, so erhält man nach einigen Umformungen<sup>10, 16</sup>

$$C_{\text{exp}}(0) = C_{\text{th}} [(1 - Y_D^2) + 2Y_D(1 - Y_D)\varphi]. \quad (4)$$

Dabei gelten die Definitionen:

$$\begin{aligned} Y_D &= (\sigma_A^D + \sigma_B^D)/\langle \sigma \rangle; \\ \varphi &= (\alpha - \gamma)(1 - 2\alpha)/C_{\text{th}}; \\ \gamma &= \sigma_A^D/(\sigma_A^D + \sigma_B^D); \quad \alpha = \sigma_A^F/(\sigma_A^F + \sigma_B^F); \\ C_{\text{th}} &= \alpha^2 + (1 - \alpha)^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Der erste Term in (4) entspricht der Näherung von STEPHEN<sup>4</sup> für gleich starke Fluktuations-Wirkungsquerschnitte in den „Kanälen“  $A$  und  $B$ , d. i.  $\alpha = 1/2$ . In diesem Fall wird  $\varphi = 0$ , wie auch im sogenannten Ein-Kanal-Fall ( $\alpha = \gamma = 1$ ), der hier unter den Streuwinkeln 0° und 180° auftritt.

Der relative Compound-Wirkungsquerschnitt  $\alpha$  in Kanal  $A$  läßt sich mit HAUSER-FESHBACH-Ausdrücken ähnlich wie in Ref.<sup>14</sup> ausrechnen. Damit ist auch  $C_{\text{th}}$  bekannt, d. i. die normierte Varianz, die bei einer reinen Compound-Kernreaktion zu erwarten wäre. Die Größen  $C_{\text{th}}$  und  $\alpha$  sind winkelabhängig.  $C_{\text{th}}$  liegt zwischen 1/2 und 1 (s. Abb. 6); der Verlauf von  $\alpha$  mit dem Winkel ist in Abb. 1 aufgetragen.

Um die Größe  $\gamma$  zu bestimmen, wurden die Streuamplituden  $A^D$  und  $B^D$  nach dem optischen Modell berechnet. Die Potentialparameter ergaben sich durch eine Anpassung an die Fe<sup>56</sup>(p, p<sub>0</sub>)-Winkelverteilung von Ref.<sup>17</sup> bei 11,7 MeV zu:

$$U = 50,5 \text{ MeV mit } r_0 = 1,25 \text{ und } a = 0,65;$$

$$W = 11 \text{ MeV mit } r_0 = 1,28 \text{ und } a = 1,15;$$

$$U_{\text{so}} = 7,5 \cdot \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} U \text{ MeV.}$$

<sup>15</sup> P. A. MOLDAUER, Phys. Rev. **136**, B 947 [1964].

<sup>16</sup> J. ERNST, P. VON BRENTANO u. T. MAYER-KUCKUK, Phys. Letters **19**, 41 [1965].

<sup>17</sup> J. BENEVISTE, A. C. MITCHELL u. C. B. FULMER, Phys. Rev. **133**, B 317 [1964].

Wir wählten  $\mathcal{W}$  als Oberflächen-Absorptionspotential von GAUSSscher Form. Die Rechnungen wurden mit dem GIER-Programm GAP 1<sup>17a</sup> ausgeführt.

Abb. 1 zeigt die erhaltene Winkelabhängigkeit von  $\gamma$  und  $\varphi$ . Danach nimmt  $|\varphi|$  im interessierenden Winkelbereich von  $60^\circ$  und  $180^\circ$  stets Werte unter 0,14 an.

Falls – wie in den beschriebenen Experimenten – der Compoundanteil am Wirkungsquerschnitt klein ist, gilt in guter Näherung:

$$\langle \sigma_{c.el.} \rangle \equiv \sigma_A^F + \sigma_B^F = \langle \sigma \rangle \frac{C_{\text{exp}}}{2 C_{\text{th}}} \frac{1}{1+\varphi}. \quad (6)$$

Bei der Berechnung der in Abb. 6 wiedergegebenen compoundelastischen Wirkungsquerschnitte wurde die Korrekturgröße  $\varphi$  vernachlässigt gegenüber den FRD-Fehlern von  $\langle \sigma_{c.el.} \rangle$ , die bei 20% liegen. Der FRD-Fehler von  $\langle \sigma_{c.el.} \rangle$  wurde, Überlegungen von HALL<sup>18</sup> und BÖHNING<sup>19</sup> folgend, zu

$$\frac{\Delta \langle \sigma_{c.el.} \rangle}{\langle \sigma_{c.el.} \rangle} = \pm \sqrt{\frac{1+C_{\text{exp}}}{n}}, \quad n = \frac{I}{\pi \Gamma} \quad (7)$$

abgeschätzt. Dabei ist  $n$  die Anzahl der statistisch unabhängigen Meßpunkte,  $I$  die Länge des ausgemessenen Energieintervall.

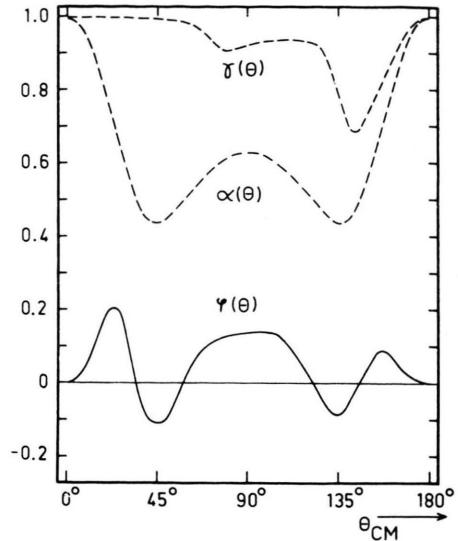


Abb. 1. Winkelabhängigkeit des in (5) erklärten Fehlers bei der Extraktion des comp.-elast. Anteils nach (6).  $\alpha$  und  $\gamma$  sind in (5) definiert.

## II. Experimentelles Verfahren

Die Messungen wurden mit dem Protonenstrahl des Heidelberger Tandem-VAN-DE-GRAAFF-Beschleunigers durchgeführt. (Vergleiche die in Tab. 1 und 2 angegebenen Daten.) Die verwendete Streukammer hatte einen Durchmesser von ca. 50 cm<sup>20</sup>. Auf dem drehbaren

Reaktion	Energie MeV	Schritt- weite keV	Isotopen- reinheit in %	eff. Target- dicke mg/cm <sup>2</sup>	$\theta_{\text{Lab}}$
Cr <sup>54</sup> (p, p <sub>0</sub> )	9,30–10,11	5	99	135	52, 101, 119 137, 155, 173
Fe <sup>56</sup> (p, p <sub>0</sub> )	9,27–9,57	2	99	24	63, 81, 117, 135 153, 162, 171
Fe <sup>56</sup> (p, p <sub>0</sub> )	11,50–11,90	5	9,17	93,5	43, 83, 119, 137 155, 164, 173

Tab. 1. Charakteristische Daten der verschiedenen Meßreihen.

Reaktion	$\Gamma_1$ keV	$\Gamma$ keV	$f$	$n$ nach (7)	mittlere Anregungs- energie MeV
Cr <sup>54</sup> (p, p <sub>0</sub> )	12,5	$12,5 \pm 1$	1,0	20,5	17,8
Fe <sup>56</sup> (p, p <sub>0</sub> )	4,5	$2,9 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,2$	26	15,6
Fe <sup>56</sup> (p, p <sub>0</sub> )	6,3	$4,8 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,05$	33	17,8

Tab. 2. Gemittelte Kohärenzbreiten, gegebenenfalls korrigiert auf die experimentelle Energieunscharfe.

<sup>17a</sup> GIER Program Library, GAP 1 „Optical Model“, zur Verfügung gestellt von Niels Bohr Institutet, Nordita.

<sup>18</sup> P. J. DALLIMORE u. I. HALL, Phys. Letters **18**, 138 [1965].

<sup>19</sup> M. BÖHNING, private Mitteilung.

<sup>20</sup> A. RICHTER, A. BAMBERGER, P. VON BRENTANO, T. MAYER-KUCKUK u. W. VON WITSCH, Z. Naturforschg. **21a**, 1002 [1966]; siehe dieses Heft.

Kammerdeckel war ein Zählerteller mit sieben unter festen Winkeln montierten Halbleiterdetektoren befestigt. Die Zählerblenden definierten einen Öffnungswinkel von durchschnittlich  $2 \cdot 10^{-3}$  sterad. In die Kammer konnte ein Targethalter mit vier Streufolien und einem Justierquarz eingeschoben werden. Auf dem Quarz ließ sich über eine Fernsehkamera die Lage des Strahlflecks kontrollieren. Der Protonenstrahl wurde in einem FARADAY-Käfig am Kammerausgang in Tantalblech abgestoppt und die abfließende Ladung von einem Stromintegrator gemessen. Eine Gegenfeldelektrode auf  $-250$  V Spannung sowie ein Permanentmagnet von etwa  $1000$  Gauß Feldstärke vor dem FARADAY-Käfig verhinderten den Ein- und Austritt von Sekundär-

elektronen. Pro Meßpunkt wurden Ladungsmengen von  $60 - 200 \mu\text{Cb}$  gesammelt. Zum Nachweis der gestreuten Protonen dienten oberflächendiffundierte Si-Grenzschichtzähler von  $5$  bis  $30 \text{ k}\Omega\text{cm}$ . Die Zählervorspannung war so hoch gewählt, daß die Protonen in der ladungsfreien Zone völlig gestoppt wurden. Einige Zähler wurden wegen zu geringer Spannungsfestigkeit  $30^\circ - 45^\circ$  schräg gestellt. Das durch Zählerqualität, Strahlschärfe und Targetdicke bestimmte Auflösungsvermögen lag zwischen  $45$  und  $70$  keV (vgl. Abb. 2).

Die Targets wurden durch Bedampfen von Kohlenstoff-Trägerfolien im Vakuum hergestellt. Die Dicke der Fe-Targets wurde mit Hilfe einer Eichfolie von  $3,37 \text{ mg/cm}^2$  auf  $5\%$  genau durch Zählratenvergleich

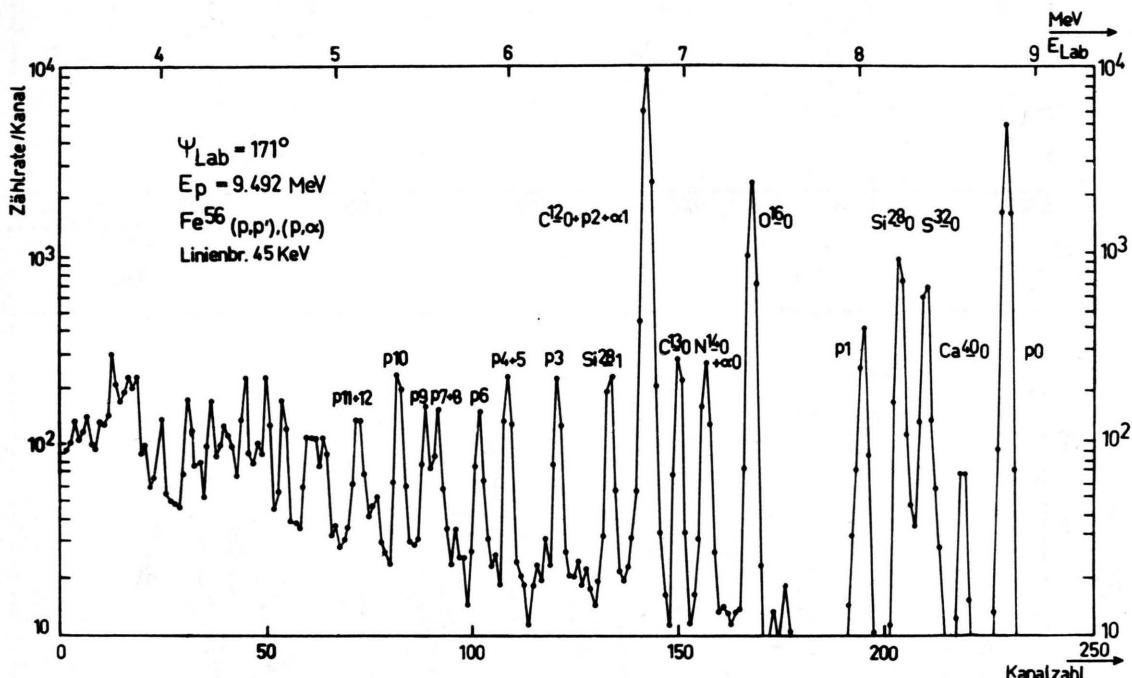


Abb. 2. Impulshöhenpektrum der am Fe<sup>56</sup>-Target gestreuten Protonen. Die Energieauflösung lag bei 45 keV.

bestimmt. Die Dicke der Cr<sup>54</sup>-Targets ließ sich durch Vergleich der RUTHERFORD-Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an Cr<sup>54</sup> und an einer Goldfolie bekannter Dicke auf 5% genau festlegen.

Zur Verstärkung der Spannungsimpulse aus den Grenzschichtzählern wurde die übliche Anordnung von Zähler — Vorverstärker — Hauptverstärker benutzt. Durch anschließende Fensterverstärker wurde der interessierende Teil des Spektrums ausgeblendet und in verschiedenen Vielkanalanalysatoren registriert.

Abb. 2 zeigt z. B. das bei  $9,492$  MeV erhaltene Impulshöhenpektrum bei der Reaktion Fe<sup>56</sup>(p,p'). Es konnten inelastische Fe<sup>56</sup>-Linien bis Fe<sup>56</sup>(<sup>10</sup>) getrennt werden, soweit die elastischen Linien der Targetverunreinigungen von C<sup>12</sup>, O<sup>16</sup>, Si<sup>28</sup> und S<sup>32</sup> nicht störten. Die Strahlschärfe des Protonenstrahls konnte zu  $3 - 4$  keV bei Protonenenergien zwischen  $9$  und  $12$  MeV aus repro-

duzierten, feinen Strukturen der Anregungsfunktion Fe<sup>56</sup>(p,p<sub>0</sub>) erschlossen werden<sup>10</sup>. Um die gleichzeitige Messung von Vorwärts- und Rückwärtswinkeln zu ermöglichen, standen die Targets unter  $45^\circ$  zur Strahlrichtung. Die Größe des Strahlflecks auf dem Target betrug weniger als  $2 \text{ mm}^2$ . Um Veränderungen der Targetdicke während der tagelangen Meßreihen festzustellen, wurde von Zeit zu Zeit ein Zählratenvergleich mit einem zweiten Target vorgenommen. Die Verhältniswerte waren innerhalb von 3% konstant.

### III. Ergebnisse und Diskussion

Die Abb. 3, 4 und 5 zeigen die erhaltenen Anregungsfunktionen der elastischen Streuung. Die gefundenen Strukturen ließen sich gut reproduzieren.

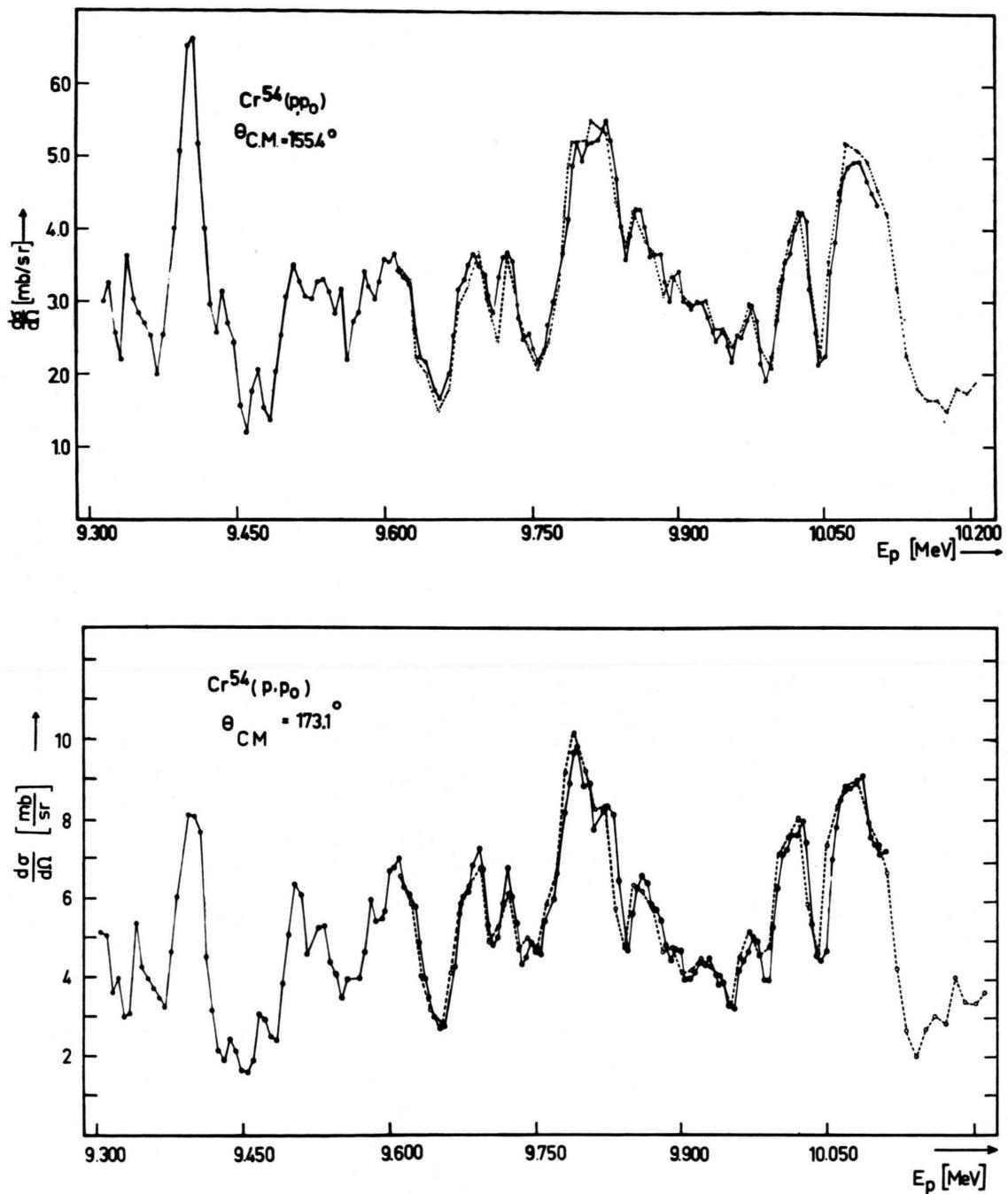


Abb. 3. Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von Protonen an  $\text{Cr}^{54}$  in 5 keV-Schritten und eine Reproduktion (gestrichelt) in 10 keV-Schritten.

Die gestrichelten Kurven in Abb. 3 zeigen beispielsweise eine Messung in 10 keV-Schritten, die mit der Messung in 5 keV-Schritten (durchgezogene Verbindungslien) gut übereinstimmt. — In Abb. 4 gibt

die gestrichelte Kurve jeweils eine Reproduktion in 3 keV-Schritten wieder.

Die Strukturen von Anregungsfunktionen unter Streuwinkeln, die nicht mehr als etwa  $25^\circ$  ausein-

anderliegen, sind deutlich miteinander korreliert, in Übereinstimmung mit Rechnungen nach dem statistischen Modell <sup>3, 9, 10</sup> (vgl. Abb. 3 im Gegensatz zu Abb. 4). Die Anregungsfunktion der Winkelverteil-

stationäres Verhalten des Mittelwerts des Streuquerschnitts.

Aus dem Abfall der Autokorrelationsfunktion mit der Energie wurden die experimentellen Kohärenzbreiten  $\Gamma_1$  nach Formel (1) berechnet. Tab. 2 gibt eine Übersicht über die erhaltenen Resultate für die Mittelwerte von  $\Gamma_1$ . Im Falle von Fe<sup>56</sup>(p, p<sub>0</sub>) mußte die Verbreiterung der Strukturen durch das begrenzte Auflösungsvermögen der Apparatur berücksichtigt werden. Es wurde von einer totalen Energieunschärfe von  $(4 \pm 0,5)$  keV ausgegangen und die Korrektur der experimentellen Breiten  $\Gamma_1$  und Schwankungsquadrate  $C'_{\text{exp}}$  auf die zugrunde liegenden Größen  $\Gamma$  und  $C_{\text{exp}}$  mit Hilfe von Renormierungskurven ausgeführt <sup>10</sup>. Der Korrekturfaktor  $f$  gibt das Verhältnis  $C_{\text{exp}}/C'_{\text{exp}}$  an. Die angegebenen Fehler beziehen sich bei der Fe<sup>56</sup>-Messung auf die Unsicherheit in der Angabe der Energieunschärfe; bei der Cr<sup>54</sup>-Messung ist der FRD-Fehler angegeben, da hier die Energieunschärfe praktisch keine Rolle spielt.

Auffällig ist die Zunahme der mittleren Niveaubreite  $\Gamma$  im Compoundkern Co<sup>57</sup> von etwa 3 auf 5 keV bei der Änderung der Anregungsenergie um 2,2 MeV. Dieser Effekt ist durch die Zunahme der Zerfallskanäle des Compoundkerns mit wachsender Anregungsenergie zu verstehen.

Der compoundelastische Wirkungsquerschnitt wurde mit den in Abschnitt I erläuterten Näherungen ermittelt. Die in die Rechnung eingehenden theoretischen und experimentellen Größen sind in Abb. 6 für die betrachteten Meßreihen aufgezeichnet: Die durchgezogenen Kurven im linken Teil der Abb. 6 geben den Winkelverlauf des theoretisch berechneten Schwankungsquadrates  $C_{\text{th}}$  für die rein compoundelastische Streuung wieder. Daß die Werte des experimentellen Schwankungsquadrates stets weit unterhalb der Kurve liegen, ist auf die formelastische Streuung zurückzuführen. Diese Abweichung ist nach Abschnitt I das hier benutzte Mittel zur quantitativen Unterscheidung von formelastischer und compoundelastischer Streuung. Die gestrichelten Interpolationskurven im rechten Teil der Abb. 6 zeigen die Diffractionsstruktur des gemessenen mittleren Wirkungsquerschnitts. Im Fall von Fe<sup>56</sup>(p, p<sub>0</sub>) bei  $E_p = 11,5 - 11,9$  MeV stimmen die eingezeichneten Meßpunkte innerhalb der FRD-Fehler (z. T. von der Größe der Punkte) mit den Meßergebnissen von Ref. <sup>17</sup> überein. Dem ausgeprägten Minimum der Winkelverteilung entspricht

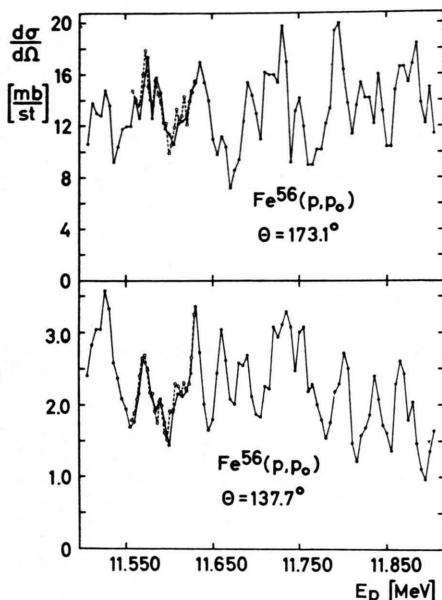


Abb. 4. Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von Protonen an Fe<sup>56</sup> in 5 keV-Schritten. Gestrichelt ist eine Reproduktionsmessung in 3 keV-Schritten.

lung der elastischen Protonenstreuung an Fe<sup>56</sup> im Energiebereich von  $E_p = 9,27 - 9,57$  MeV in Abb. 5 vermittelt ein besonders anschauliches Bild vom Reaktionsmechanismus der elastischen Streuung: Die mittlere Winkelverteilung bringt einerseits die vorherrschende direkte Reaktion zum Ausdruck; die deutliche Diffractionsstruktur mit Minima um 75° und 140° und einem Maximum um 100° kann durch das Optische Modell wiedergegeben werden.

Andererseits macht sich schon in den Schwankungen des Wirkungsquerschnitts unter 63°, besonders ausgeprägt jedoch in den starken Fluktuationen unter Rückwärtswinkeln, die elastische Compound-Kernreaktion bemerkbar.

Die Analyse der gewonnenen Anregungsfunktionen geschah mit der in Abschnitt I definierten Autokorrelationsfunktion, nachdem durch die Subtraktion des linearen Gliedes der Entwicklung der Anregungsfunktion nach LEGENDRE-Polynomen ein möglicherweise vorhandener Gang der Anregungsfunktion in erster Ordnung eliminiert wurde. Dadurch unterdrückt man in erster Näherung ein nicht-

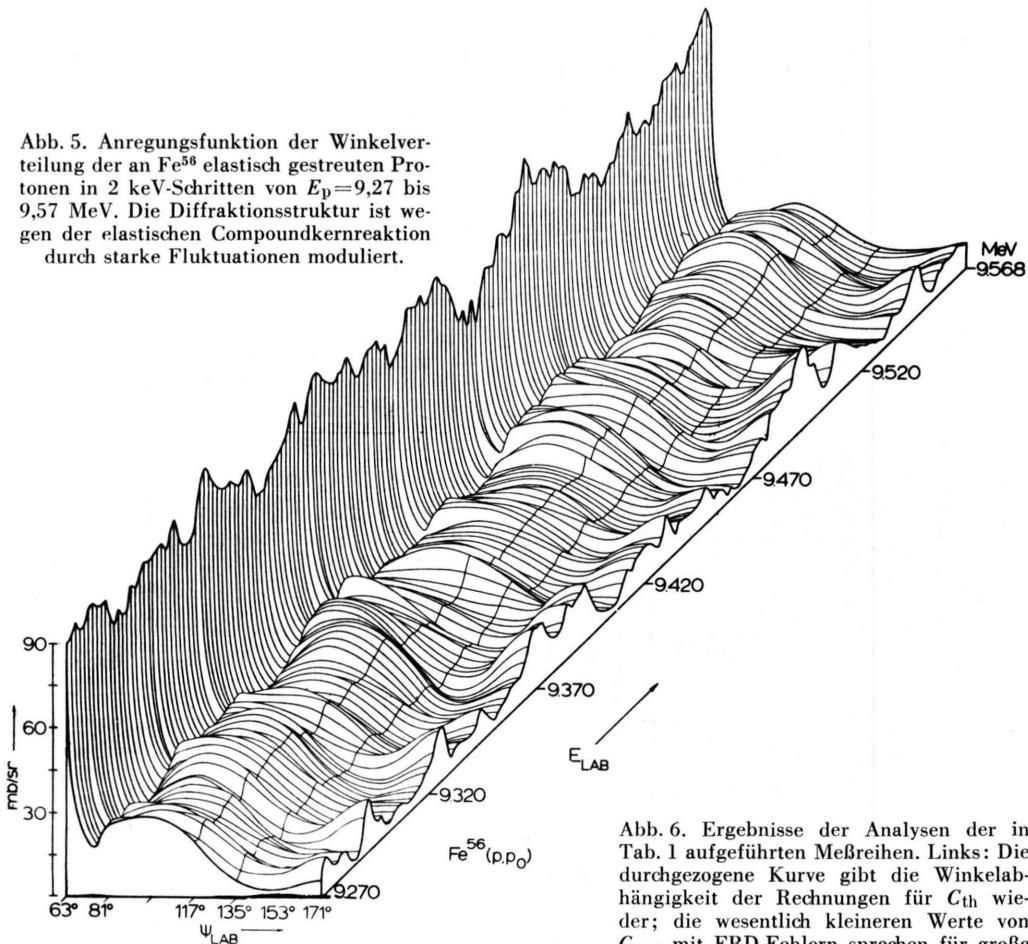


Abb. 5. Anregungsfunktion der Winkelverteilung der an  $\text{Fe}^{56}$  elastisch gestreuten Protonen in 2 keV-Schritten von  $E_p = 9,27$  bis 9,57 MeV. Die Diffractionsstruktur ist wegen der elastischen Compoundkernreaktion durch starke Fluktuationen moduliert.

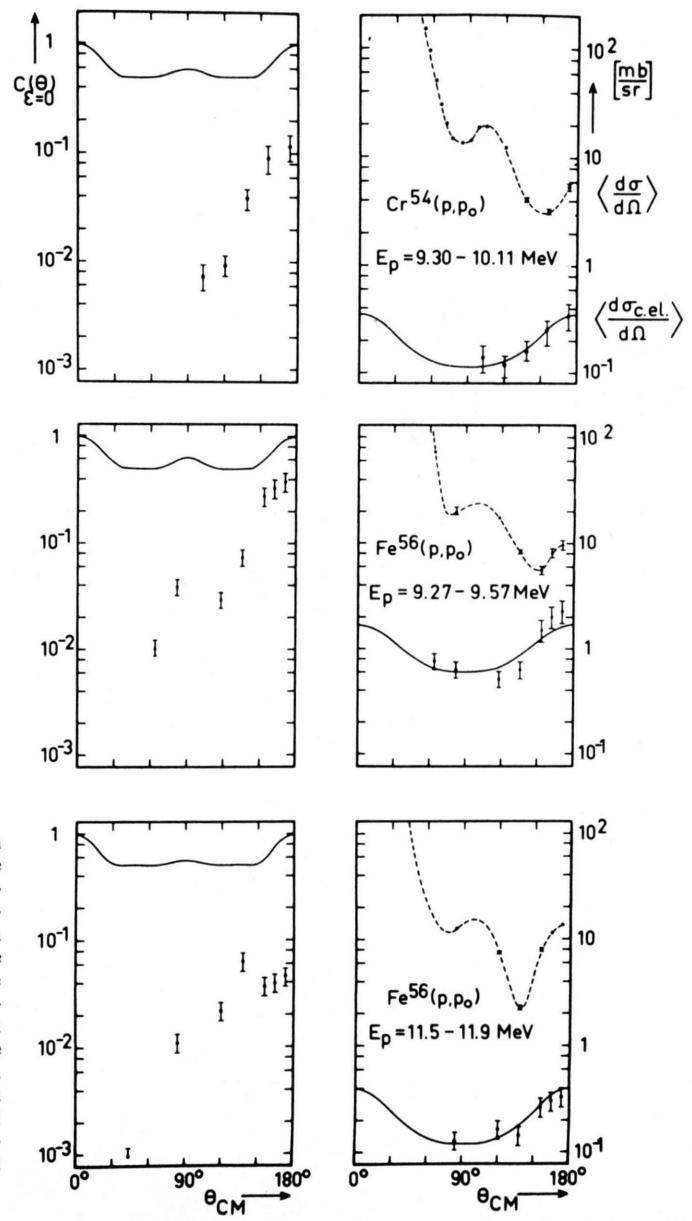


Abb. 6. Ergebnisse der Analysen der in Tab. 1 aufgeführten Meßreihen. Links: Die durchgezogene Kurve gibt die Winkelabhängigkeit der Rechnungen für  $C_{th}$  wieder; die wesentlich kleineren Werte von  $C_{exp}$  mit FRD-Fehlern sprechen für große Anteile der direkten Reaktion. Rechts: Die obere gestrichelte Kurve gibt die interpolierte Winkelverteilung des gemittelten Wirkungsquerschnitts wieder (Meßpunkte mit FRD-Fehlern). Der extrahierte  $c_{el}$ -Wirkungsquerschnitt (Punkte unten mit FRD-Fehlern) zeigt starke Anisotropie und stimmt mit dem Verlauf der durchgezogenen HAUSER-FESHBACH-Kurve jeweils gut überein.

in diesem Beispiel ein deutliches Maximum des Schwankungsquadrates bei  $\Theta \approx 140^\circ$ .

Die nach (6) extrahierten compoundelastischen Wirkungsquerschnitte sind unten im gleichen Maßstab als Punkte mit zugehörigen FRD-Fehlern eingezeichnet. Bemerkenswert ist die starke Anisotropie der compoundelastischen Winkelverteilung. Sie läßt sich mit einer HAUSER-FESHBACH-Rechnung (durchgezogene Kurve) gut wiedergeben. Danach verhalten sich die Wirkungsquerschnitte von  $180^\circ$  und  $90^\circ$  etwa wie  $3 : 1$ . Die relative und absolute Größe des gewonnenen compoundelastischen Streuquerschnitts unter Rückwärtswinkeln um  $172^\circ$  ist in Tab. 3 für die drei Meßreihen zusammengefaßt. Die Abnahme des Compound-Wirkungsquerschnitts

um den Faktor 4 bei der Messung Fe<sup>56</sup>(p, p<sub>0</sub>) mit der Änderung der Einschußenergie von 9,42 auf 11,7 MeV ist aus dem raschen Anwachsen der dem Zerfall des Compoundkerns Co<sup>57</sup> offenstehenden Kanäle zu erklären. Der Vergleich der Ergebnisse für die Nachbarkerne Cr<sup>54</sup> und Fe<sup>56</sup> lehrt, daß bei gleicher Einschußenergie die Größe von  $\langle \sigma_{c.el.} \rangle$  wesentlich von der Zahl der offenen Zerfallskanäle abhängt. Wegen der um 3,2 MeV niedrigeren (p, n)-Schwelle der Reaktion Cr<sup>54</sup>(p, n) im Vergleich zu Fe<sup>56</sup>(p, n) stehen dem Zerfall von Mn<sup>55</sup> viel mehr Kanäle zur Verfügung als dem Compoundkern Co<sup>57</sup>.

Hinsichtlich Optischer Modellanalysen der Protonenstreuung an mittelschweren Kernen lassen sich aus diesen Ergebnissen zwei Folgerungen ziehen:

Reaktion	mittlere Einschuß- energie MeV	mittlere Anregungs- energie MeV	$\left\langle \frac{d\sigma_{c.el.}}{d\Omega} \right\rangle$ mb/sr	$\left\langle \frac{d\sigma_{c.el.}}{d\Omega} \right\rangle : \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle$ in %
Cr <sup>54</sup> (p, p <sub>0</sub> )	9,70	17,8	0,35	6,5
Fe <sup>56</sup> (p, p <sub>0</sub> )	9,42	15,6	1,70	17,5
Fe <sup>56</sup> (p, p <sub>0</sub> )	11,70	17,8	0,39	2,9

Tab. 3. Relative und absolute compoundelastische Wirkungsquerschnitte bei  $\Theta_{cm} \approx 172^\circ$ .

1. Unterhalb 10 MeV Einschußenergie scheinen compoundelastische Anteile um 20% möglich und müssen bei einer guten Anpassung an experimentelle Daten berücksichtigt werden. Dabei ist die starke Anisotropie der compoundelastischen Winkelverteilung zu beachten. Kleiner als 2% wird der compoundelastische Anteil sicher erst bei Einschußenergien über 12 MeV. Dies würde Diskrepanzen in den Optischen Modellrechnungen von ANDREWS et al.<sup>21</sup> zur Protonenstreuung an den Cr-Isopen erklären.

2. Auch bei Energien zwischen 12 und 14 MeV sind genaue Optische Modellanalysen nur dann mög-

lich, wenn die Winkelverteilung durch die Mittelung über ein genügend großes Energieintervall erhalten wurde. Die Interferenz zwischen form- und compoundelastischer Streuung führt nämlich bei nur 1% c.el. Anteil nach (6) noch zu Schwankungen des Wirkungsquerschnitts um mindestens 10%. Der FRD-Fehler des gemessenen elastischen Streuquerschnitts<sup>18</sup> sinkt erst bei der Mittelung über mehr als 12  $\Gamma$ -Breiten auf weniger als 5% ab.

Herrn Dr. M. BÖHNING möchten wir für klärende Diskussionen herzlich danken.

<sup>21</sup> P. T. ANDREWS, R. W. CLIFFET, L. L. GREEN u. J. F. SHARPEY-SCHAFFER, Nucl. Phys. **56**, 449 [1964].