

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 33 (1960)

Heft: IV

Artikel: Polarisations- und Streuexperimente mit 4 MeV-Protonen

Autor: Saladin, J. / Marmier, P.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113077>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.04.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Polarisations- und Streuexperimente mit 4 MeV-Protonen

von **J. Saladin***) und **P. Marmier**

Cyclotronlaboratorium des Physikalischen Instituts der ETH, Zürich

(7. XII. 1959)

Summary. The polarization and differential cross sections of elastically scattered 4 MeV-protons has been measured as a function of the scattering angle for Al, Mg, Ti and V. Experimental results for Al are compared with predictions from optical model theory. It is found that good qualitative agreement is obtained. For Al, Mg and Ti. The angular distribution of inelastically scattered protons is also quoted and discussed.

I. Einleitung

In den letzten Jahren haben eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen gezeigt, dass viele Phänomene auf Grund der Vorstellung eines gemeinsamen Kernpotentials verstanden werden können. Diese Erkenntnis folgte aus zwei Gruppen von experimentellen Daten, d. h. einerseits aus Streumessungen und andererseits aus der Kernspektroskopie.

Die Untersuchung der elastischen Streuung von Partikeln ergibt zunächst Aussagen über die Feinstruktur von Kernen. So findet man z. B. aus den bei bestimmten Winkeln und Energien auftretenden Resonanzen der differentiellen Wirkungsquerschnitte die Anregungsenergien der Niveaus im Zwischenkern. Die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte gibt ferner Informationen über Spin und Parität der Zustände.

Man ist heute weit davon entfernt, diese Feinstruktur bis in alle Einzelheiten zu verstehen. Dagegen kann die Grobstruktur, d. h. das Verhalten bei Mittelung über sehr viele Resonanzen, gut erklärt werden mit Hilfe der Vorstellung eines gemeinsamen Kernpotentials, das auf die einfallenden Partikel wirkt. Aussagen über die Grobstruktur ergeben sich demnach dann, wenn beim Streuprozess im Zwischenkern viele Zustände beteiligt sind. Dies bedeutet, dass entweder die Energiebreite der einzelnen Zustände gross sein muss gegenüber dem mittleren Niveauabstand, oder

*) Gegenwärtige Adresse: Physics Department, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin (USA).

dass zumindest die Energiebreite des einfallenden Teilchenstrahls ausreichen muss, um eine grosse Zahl von Zuständen im Zwischenkern einzubeziehen.

Das gemeinsame Potential wird komplex gewählt. Der Imaginärteil trägt in Analogie zur Optik der Absorption von Teilchen Rechnung. Dabei fallen unter den Begriff der Absorption sämtliche Kernreaktionen und inelastischen Streuungen sowie alle Prozesse, die über die Bildung eines Zwischenkerns verlaufen. Mehrere Autoren¹⁾²⁾³⁾ haben mit einem solchen optischen Potential die differentiellen Wirkungsquerschnitte elastisch an mittleren und schweren Kernen gestreuter Neutronen und Protonen in einem Energiebereich von 4 bis 300 MeV gut erklären können. WEISSKOPF⁴⁾ und Mitarbeiter haben ausserdem mit Hilfe dieses optischen Modells auch für den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes von Neutronenreaktionen in Funktion des Atomgewichtes der Targetkerne und der Neutronenenergie gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erhalten.

Mit dem Schalenmodell der Kerne kann eine zweite Gruppe von experimentellen Daten interpretiert werden. Auch hier wird die Wirkung der Nukleonen eines Kerns auf ein einzelnes Nukleon durch ein gemeinsames Potential beschrieben. Das Schalenmodell vermag die Spins der Grundzustände und in der Umgebung von abgeschlossenen Schalen auch diejenigen der ersten angeregten Zustände gut wiederzugeben. Um aber Übereinstimmung zu erhalten, muss das Potential einen Spin-Bahnkopplungsterm enthalten.

Es stellt sich die Frage, ob nicht auch das Potential des optischen Modells mit einem solchen Term versehen werden muss. Dies lässt sich durch Analyse der differentiellen Wirkungsquerschnitte elastisch gestreuter Partikel nicht befriedigend beantworten. Besonders im Gebiete kleiner Energien können durch geeignete Variationen von Form und Tiefe des Potentials ähnliche Effekte erzeugt werden, wie sie die Addition einer Spin-Bahnkopplungskomponente zur Folge hat. So wird z. B. der theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt elastisch gestreuter 14 MeV-Neutronen durch einen Spinbahnkopplungsterm nur sehr wenig beeinflusst⁵⁾. Dagegen scheinen die Analysen von Messungen mit 17 MeV-Protonen die Existenz einer solchen Komponente zu fordern⁶⁾.

Genauere Aussagen über die Spin-Bahnwechselwirkung erhält man dagegen, wenn ausser dem differentiellen Wirkungsquerschnitt auch die Polarisation elastisch gestreuter Partikel gemessen wird. In der vorliegenden Arbeit werden Polarisations- und Streumessungen von 4 MeV-Protonen an Mg, Al, V und Ti Kernen beschrieben und diskutiert. ROSEN und BROLLEY⁷⁾ haben ähnliche Messungen mit 10 MeV-Protonen, BROCKMAN und BLANPIED⁸⁾⁹⁾ mit 17 MeV-Protonen ausgeführt.

II. Experimentelles

A. Die Polarisationsmessungen

1. Das Prinzip der Messung

Die Bestimmung der Polarisation elastisch gestreuter Protonen geschieht mit Hilfe einer zweiten Streuung durch Messung der Links-Rechtsasymmetrie der Winkelverteilung. Dieses Doppelstreuexperiment wird durch Figur 1 illustriert. Ein Strahl unpolarisierter Protonen trifft auf die

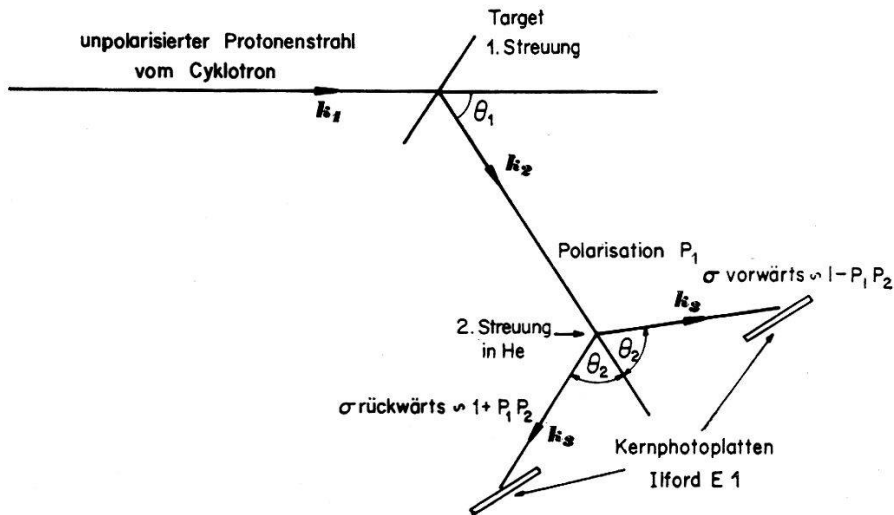


Fig. 1

Schematische Darstellung des Polarisationsexperimentes

zu untersuchenden Kerne und wird an diesen gestreut. Die unter dem Winkel θ_1 emittierten Protonen werden einer zweiten Streuung an He unterworfen. Besitzen die Protonen nach der ersten Streuung die Polarisation P_1 , so wird der Wirkungsquerschnitt der zweiten Streuung durch

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta_2, \varphi) = \frac{d\sigma^*}{d\omega}(\theta_2) \{1 + P_1(\theta_1) P_2(\theta_2) \mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2\} \quad (1)$$

gegeben¹⁰⁾. Dabei bedeutet $d\sigma^*/d\omega(\theta_2)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Teilchen und $P_2(\theta_2)$ ist die Polarisation, die ein ursprünglich unpolarisierter Strahl durch eine Streuung an He erleidet. Die Vektoren \mathbf{n}_1 und \mathbf{n}_2 bezeichnen die Normalen zu den Streuebene, die durch die Fortpflanzungsvektoren \mathbf{k}_1 und \mathbf{k}_2 beziehungsweise \mathbf{k}_2 und \mathbf{k}_3 gebildet werden. Sie sind durch die Beziehungen

$$\mathbf{n}_1 = \frac{\mathbf{k}_2 \times \mathbf{k}_1}{|\mathbf{k}_2 \times \mathbf{k}_1|} \quad \text{und} \quad \mathbf{n}_2 = \frac{\mathbf{k}_3 \times \mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_3 \times \mathbf{k}_2|} \quad (2)$$

definiert. φ ist der Winkel zwischen \mathbf{n}_1 und \mathbf{n}_2 . Finden beide Streuungen in derselben Ebene statt, so ist

$$\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2 = \pm 1$$

und damit ergibt sich (siehe Fig. 1)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} (\theta_2)_{\text{vorwärts}} &= \frac{d\sigma^*}{d\omega} (\theta_2) \{1 - P_1(\theta_1) P_2(\theta_2)\} \\ \frac{d\sigma}{d\omega} (\theta_2)_{\text{rückwärts}} &= \frac{d\sigma^*}{d\omega} (\theta_2) \{1 + P_1(\theta_1) P_2(\theta_2)\} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Aus dieser Links-Rechtsasymmetrie der zweiten Streuung lässt sich bei bekanntem $P_2(\theta_2)$ die Polarisation $P_1(\theta_1)$ berechnen. Führt man das Verhältnis

$$R = \frac{\text{Anzahl vorwärts gestreuter Partikel}}{\text{Anzahl rückwärts gestreuter Partikel}}$$

ein, so gilt

$$R = \frac{1 - P_1(\theta_1) P_2(\theta_2)}{1 + P_1(\theta_1) P_2(\theta_2)}, \quad (4)$$

woraus sich für $P_1(\theta_1)$ der folgende Ausdruck ergibt:

$$P_1(\theta_1) = \frac{1}{P_2(\theta_2)} \cdot \frac{1 - R}{1 + R} \quad (5)$$

Die Polarisation $P_2(\theta_2)$ kann aus den Streuphasen der Proton-Heliumstreuung berechnet werden. Kann diese Streuung durch s - und p -Phasen allein beschrieben werden, so gelten die Beziehungen¹¹⁾

$$\begin{aligned} P_2 \frac{d\sigma}{d\omega} &= 2 \lambda^2 \sin \theta \sin (\delta_1^+ - \delta_1^-) \{ \sin \delta_0 \sin (\delta_1^+ + \delta_1^- + \sigma_1 - \delta_0) \\ &\quad - \frac{\eta}{2 s^2} \sin (\delta_1^+ + \delta_1^- + \sigma_1 + \eta \ln s^2) + 3 \cos \theta \sin \delta_1^+ \sin \delta_1^- \} \mathbf{n} \end{aligned} \quad (6)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} &= \lambda^2 \left\{ \left| -\frac{\eta}{2 s^2} e^{-i\eta \ln s^2} + \sin \delta_0 e^{i\delta_0} + \cos \theta [2 \sin \delta_1^+ e^{i(\delta_1^+ + \sigma_1)} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sin \delta_1^- e^{i(\delta_1^- + \sigma_1)}] \right|^2 + \sin^2 \theta \sin^2 (\delta_1^+ - \delta_1^-) \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

mit der folgenden Bedeutung der Symbole:

$$\delta_1^+ = p^{3/2}\text{-Phase}$$

$$\delta_1^- = p^{1/2}\text{-Phase}$$

$$\delta_0 = s \text{-Phase}$$

$$\eta = \frac{Ze^2}{\hbar v} \quad s = \sin \frac{\theta}{2}$$

$$\sigma_1 = 2 \arctan \eta \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}' \times \mathbf{k}}{|\mathbf{k}' \times \mathbf{k}|}$$

$$\lambda = \frac{\hbar}{Mv}$$

Dabei ist

$$M = \frac{M_p M_T}{M_p + M_T}$$

die reduzierte Masse des Systems Proton-Targetkern, wenn M_p und M_T die Massen des Protons beziehungsweise des Targetkerns bezeichnen und Z dessen Kernladungszahl darstellt. v steht für die Relativgeschwindigkeit der Teilchen und Θ bedeutet den Streuwinkel. Die Normale \mathbf{n} zur Streuebene ist wiederum mit Hilfe der Fortpflanzungsvektoren \mathbf{k} und \mathbf{k}' der Protonen vor und nach dem Stoss definiert. Für Helium liegt eine grössere Anzahl von Protonen-Helium-Streuexperimenten im Energiebereich von 0,95 bis 9,5 MeV¹²⁾¹³⁾ vor, ferner existieren Messungen bei 17,5 und 39,8 MeV¹⁴⁾¹⁵⁾. Die entsprechenden Phasenanalysen haben verschiedene Autoren ausgeführt¹⁶⁻¹⁹⁾ und sind durch mehrere Polarisationsexperimente gut bestätigt²⁰⁻²³⁾.

Im vorliegenden Experiment findet die Streuung an den Heliumkernen bei einer Energie von 1,8 bis 2,6 MeV statt und die Protonen werden in einem Winkelbereich von $\Theta = 60^\circ$ bis 70° bzw. $\Theta_{CM} = 73^\circ$ bis 90° durch Kernphotoplatten registriert.

Zur Auswertung war es deshalb notwendig, in diesem Bereich der Parameter die Polarisation $P_2(\Theta_2)$ aus den bekannten Phasen mit Hilfe der Beziehungen (6,7) zu berechnen. Figur 2 zeigt das Resultat.

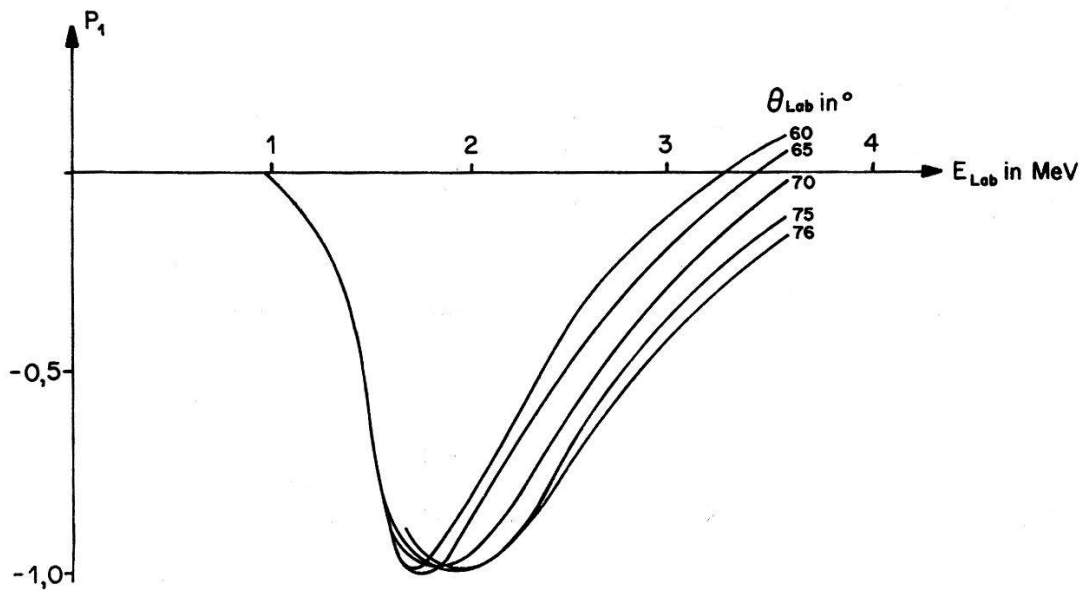


Fig. 2

Polarisation elastisch an He gestreuter Protonen in Funktion der Protonenenergie $E_{Lab.}$ mit den Streuwinkeln $\Theta_{Lab.} = 60^\circ, 65^\circ, 70^\circ, 75^\circ, 76^\circ$ als Parameter

2. Die Apparatur

Die wesentlichen Teile der experimentellen Anordnung sind in Figur 3 dargestellt. Das Cyclotron der ETH wurde für die vorliegenden Messungen mit einer reduzierten Protonenenergie von $(4,05 \pm 0,05)$ MeV be-

trieben. Die Strahlintensität beträgt 0,5 bis $1,2 \mu\text{A}$ und die Protonen werden mittels eines Sammelmagneten und zwei Paaren magnetischer Vierpollinsen²⁴⁾ auf die Target fokussiert. Durch eine verschiebbare

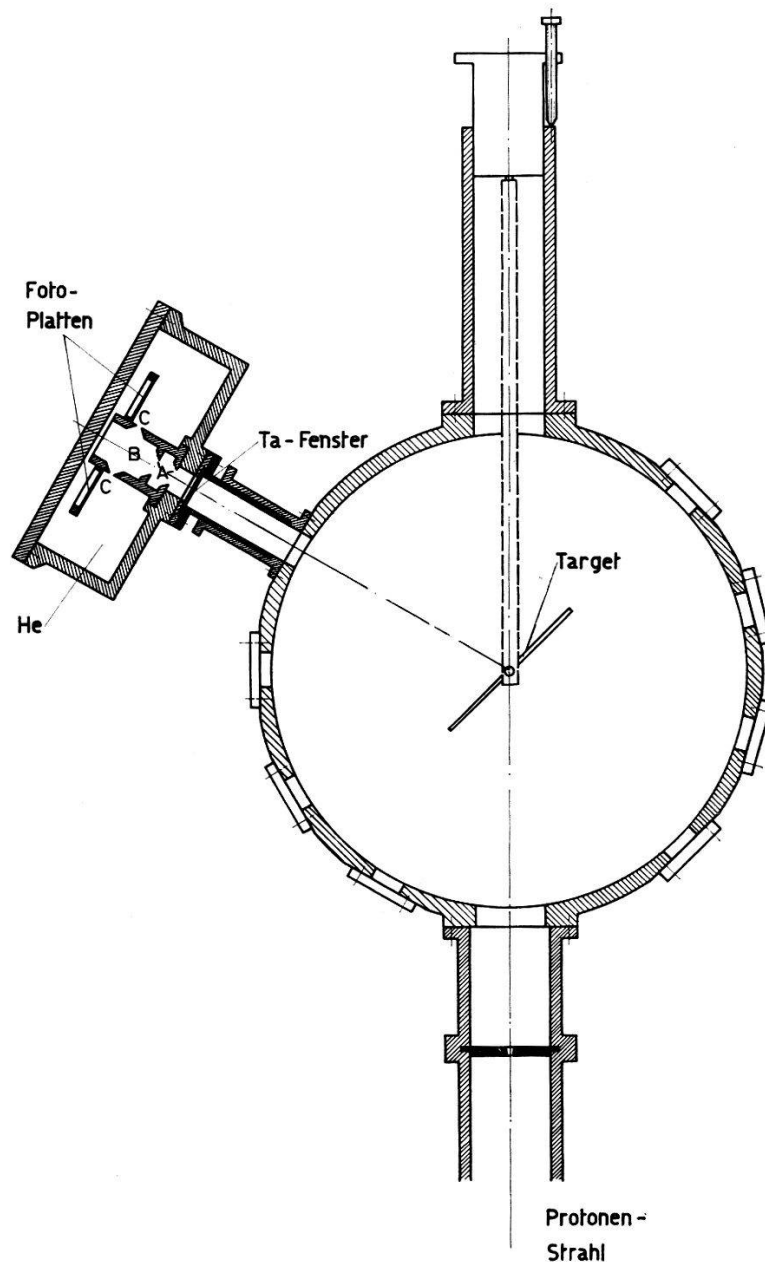


Fig. 3

Messapparatur für die Polarisationsmessungen. A bezeichnet die beiden 9×9 mm-Blenden, die den gestreuten Strahl definieren. B ist der Volumenteil, in welchem die zweite Streuung an den Heliumkernen stattfindet und C sind zwei 2×9 mm-Blenden, welche die Streuwinkel bestimmen

Blende aus Blei und Tantal wird der Strahlquerschnitt auf ein Rechteck von $2,5 \times 6$ mm begrenzt. Nach der ersten Streuung gelangen die Protonen durch ein $18,0 \text{ mg/cm}^2$ dickes Tantalfenster in den mit He gefüllten Analysator, wo die beiden 9×9 mm Blenden A den Strahl begrenzen.

Im Volumenteil *B* an He gestreute Protonen können durch zwei 2×9 mm Blenden *C* die Photoplatten erreichen. Da die Polarisation P_1 aus der Links-Rechtsasymmetrie dieser zweiten Streuung bestimmt wird, ist es wesentlich, dass in der Heliumkammer selbst keine geometrischen Asymmetrien vorhanden sind. Dies wurde zunächst mit mechanischen Messmethoden auf 0,02 mm sichergestellt. Später ausgeführte Testmessungen, auf die im Abschnitt II, A, 4 eingegangen wird, haben dieses Resultat bestätigt.

Um im Hinblick auf den statistischen Fehler eine brauchbare Anzahl von Spuren auf den Photoplatten zu erhalten, sind je nach Winkel, Bestrahlungen von 6 bis 15 μAh notwendig, die bei einer mittleren Strahlintensität von 0,8 μA , Bestrahlungszeiten von 8–20 Stunden ergeben. Aus diesem Grunde wurden zwei identische Analysatoren hergestellt, so dass die Untersuchung von zwei verschiedenen Winkeln gleichzeitig möglich ist. Die Kammern können zwischen 30° und 150° in Winkelabständen von 15° an die Streukammer angeflanscht werden.

Zur Füllung der Analysatoren wird Medizinalhelium verwendet, dessen Reinheit nach den Angaben der Hersteller 99,9% beträgt. Bei allen Messungen wird mit einem Druck in der Umgebung von 4 Ata gearbeitet. Als Kernphotoplatten wurde anfänglich für einige Messungen der Typ Kodak NTA 100 μ verwendet, dann aber durchwegs Ilford E₁ 100 μ , weil dieser bedeutend weniger Untergrund-Körnung aufweist. Die Platten wurden einer Temperaturzyklus-Entwicklung in ID 19 unterworfen.

Die Targets bestanden grösstenteils aus dünnen Folien. Bei Al, Ti und Au konnten kommerzielle Folien verwendet werden. Für Mg und V wurden diese durch Aufdampfen von NaCl auf eine Glasplatte und anschliessend mit dem gewünschten Material (Mg, V) im Hochvakuum erhalten²⁵). Die Metallschichten können alsdann in einem warmen Wasserbad abgelöst werden. Da mit diesem Verfahren bei Vanadium nur relativ dünne Schichten, maximal 0,5 mg/cm² erhalten werden können, fanden zur Messung grosser Winkel aus Intensitätsgründen dicke Targets Verwendung. Bei der Auswertung werden aber nur Streuungen, die in einer Schichtdicke von ca. 3 mg/cm² stattfinden, betrachtet. Dies ergibt sich durch Auswahl der Spuren entsprechender Länge. Dieselbe Methode hat sich auch für die Testmessungen an Kohlenstoff bewährt. Die nachfolgende Tabelle gibt Aufschluss über die verwendeten Targets.

Die Justierung der Heliumstreukammern bezüglich der Target erfolgt mittels optischer Methoden. Eine fehlerhafte Geometrie der Analysatoren ist nicht der einzige Grund, der eine Asymmetrie in der Bestrahlung der Photoplatten hervorrufen kann. Ein derartiger Effekt tritt auch auf, wenn die Achse des Protonenstrahls und diejenige des Analysators die Target nicht im selben Punkt durchstossen. Die Target kann aber in der

Element	Dicke der Target	Herstellung	Ausgeführte Messungen
Au . . .	0,2 mg/cm ²	Kommerzielle Folien	Alle Testmessungen der Polarisationsexperimente.
	2,42 mg/cm ²	Kommerzielle Folien	Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes elastisch gestreuter Protonen.
C . . .	25 mg/cm ²	Durch Schleifen einer Graphitscheibe	Messung der Polarisation unter 90° und 150°.
Mg . . .	3,0 mg/cm ²	Bedampfen einer Glasplatte mit Kochsalz, anschliessend mit Mg. Ablösen der Mg-Schicht in einem warmen Wasserbad	Alle Polarisationsmessungen. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes.
Al . . .	2,58 mg/cm ²	Kommerzielle Folien aus Reinaluminium	Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes
	1,35 mg/cm ²	Kommerzielle Folien aus Reinaluminium	Alle Polarisationsmessungen
Ti . . .	0,5 mg/cm ²	Mit Hilfe derselben Methode wie bei Mg	Messung der Polarisation unter den Winkeln 45°, 60°, 75°, 105°
	0,5 mm	Kommerzielles Blech	Messung der Polarisation unter den Winkeln 90°, 120°, 135°, 150°
	2,13 mg/cm ²	Kommerzielle Folien	Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes
V . . .	0,3 mg/cm ²	Mit Hilfe derselben Methode wie bei Mg	Alle Polarisationsmessungen

Richtung des Protonenstrahls verschoben werden, wobei der Schnittpunkt Beam-Target auf dieser festbleibt, während sich der Durchstoss- punkt mit der Achse des Analysators in der Targetebene verschiebt. Der- gestalt lassen sich die beiden Punkte zur Deckung bringen. Um diese Einstellung zu finden, wird das Tantalfenster entfernt und in das Ver- bindungsrohr Analysator-Kammer ein mit Fadenkreuz versehenes, genau passendes Plexiglasrohr eingesetzt, dessen vorderes Ende bis auf 2 cm an die Target heranreicht. Der Analysator erhält in diesem Fall einen Plexiglasdeckel und an Stelle der Target wird eine dünne Quarz- scheibe als Leuchtindikator für den Protonenstrahl eingesetzt, worauf die

ganze Anordnung durch Verschieben von Blende und Target justiert werden kann. Die Zentrierung der bestrahlten Targetfläche bezüglich der Analysatorachse ist besser als 0,5 mm. Ausführliche Rechnungen haben gezeigt, dass der daraus resultierende Fehler für R weniger als 1,5% beträgt, was in jedem Falle kleiner ist, als der jeweilige statistische Fehler. Aus den Testmessungen geht hervor, dass der angeführte Fehler wirklich eine obere Grenze darstellt.

3. Die Auswertung

Die Anwendung von Photoplatten bietet insbesondere im Hinblick auf die geringe Zahl von Ereignissen und damit auf die Empfindlichkeit des Experimentes hinsichtlich des Untergrundes mehrere Vorteile: Die verwendeten Platten sprechen auf γ -Quanten und Elektronen gar nicht an und die registrierten Protonen können bezüglich ihrer Energie und der Richtung, die durch die geometrische Anordnung des Experimentes gegeben ist, ausgewählt werden. Damit eine Spur als ein uns interessierendes Ereignis betrachtet wird, muss sie folgenden Kriterien genügen:

1. Sie muss an der Plattenoberfläche beginnen.
2. Ihre Richtung muss mit der geometrischen Anordnung des Experimentes verträglich sein.
3. Die Länge der Spur muss der berechneten Protonenenergie entsprechen.

Als Untergrund kommen Neutronen in Frage, die bei (p, n) -Prozessen entstehen können und sich in Form von Rückstossprotonen in den Kernphotoplatten bemerkbar machen. Um die Grösse dieses Effektes zu prüfen, wurden die Analysatoren in derselben Anordnung wie bei den Polarisationsmessungen bestrahlt, wobei ein 0,5 mm dickes Aluminiumblech den direkten Eintritt von Protonen in die Heliumkammern verhinderte. Für Mg, Al und Ti, deren (p, n) -Schwellen über 4 MeV liegen, konnten praktisch keine Ereignisse, die den oben erwähnten Kriterien genügt hätten, registriert werden. Dagegen ergeben sich bei der Bestrahlung von V, dessen (p, n) -Schwelle bei 1,53 MeV liegt, eine grössere Zahl von Rückstoss Spuren. Durch eine massive Paraffin-Cd-Abschirmung zwischen der Target und den Photoplatten gelingt es aber, den Neutronenuntergrund so zu vermindern, dass die Anzahl der von Rückstossprotonen herrührenden Spuren vernachlässigt werden kann.

Die Energie-Reichweite Beziehung für 1–4 MeV-Protonen in Ilford E1-Platten ist nicht sehr genau bekannt und kann zudem durch die Schrumpfung, welche der Entwicklungsprozess hervorruft, noch von diesem abhängig sein. Deshalb wurde die Spurenlänge in Funktion der Protonenenergie experimentell bestimmt. An einer Goldfolie von 0,2 mg/cm² Dicke elastisch unter einem Winkel von 30° gestreute Protonen treffen eine

Kernphotoplatte unter demselben Winkel, wie im Doppelstreuexperiment. Indem der Primärstrahl Aluminiumfolien verschiedener Dicke durchdringen muss, wird die Energie der Protonen variiert. Das in Figur 4 dar-

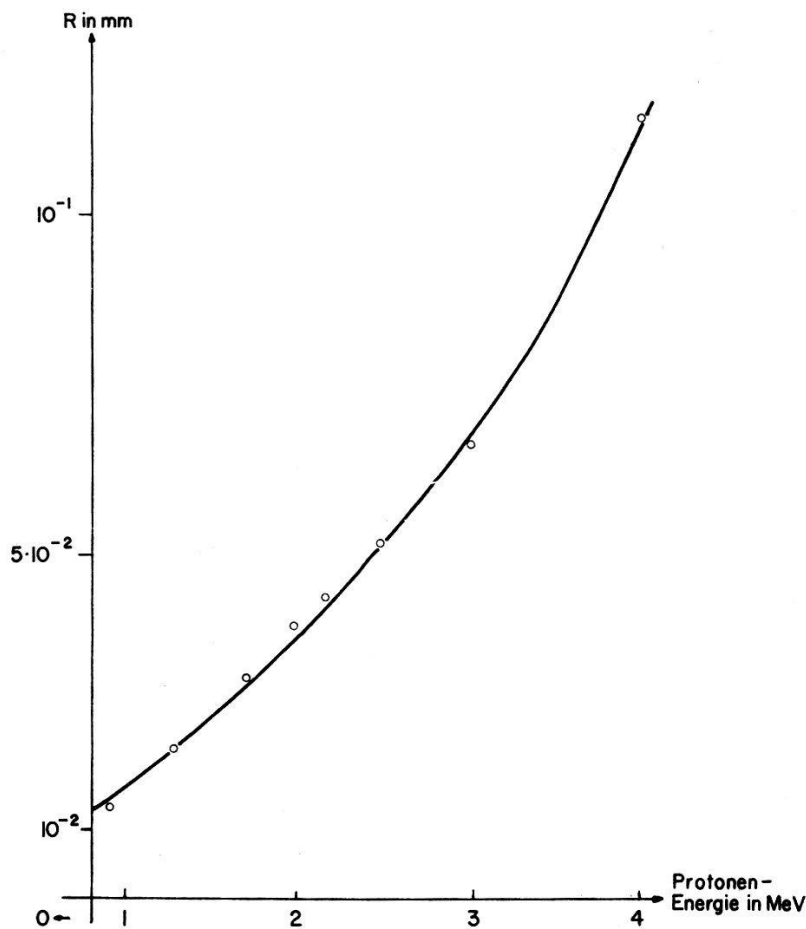


Fig. 4

Energie-Reichweitebeziehung von Protonen in Ilford E1-Emulsionen

gestellte Resultat dieser Messungen ist in guter Übereinstimmung mit den von VIGNERON²⁶⁾ in Ilford C2-Emulsionen gefundenen Reichweiten.

Die Betrachtung der Platten geschieht mit einem Ölimmersionsmikroskop und es wird eine Plattenfläche von 20×6 mm ausgewertet. Die Auszählung erfolgt in 30 Linien senkrecht zur Richtung der Spuren, wobei die erwähnten Kriterien Anwendung finden und die Spuren mittels eines Netzokulars in sechs verschiedene Grössenklassen eingeteilt werden. Je 10 Linien werden zu einem Streifen zusammengefasst und die mittlere Energie der registrierten Protonen bestimmt. Daraus kann die Energie unmittelbar vor der zweiten Streuung ermittelt werden, wobei die Abbremsung im Helium und der Energieverlust als Folge des Streuprozesses berücksichtigt werden muss. Diese Energie kann auch aus der Primärenergie der Protonen unter Berücksichtigung der Energieverluste bei der

ersten Streuung und durch Abbremsung in der Target, Ta-Fenster und He, berechnet werden. Die beiden Resultate stimmen stets innerhalb von 3% überein. Der Winkel der zweiten Streuung variiert bei einem Streifen um 4°. Damit sind die Parameter zur Bestimmung von $P_2(\theta)$ aus Figur 2 genügend genau bekannt.

Das Verhältnis R der Anzahl vorwärtsgestreuter Protonen zu rückwärts gestreuten bedarf vor der Berechnung von P_1 noch einer Korrektur, die von der Winkelverteilung der ersten Streuung herrührt, indem das Volumen B (Fig. 3) nicht symmetrisch bestrahlt wird. Die Asymmetrie der Bestrahlung kann direkt den gemessenen Winkelverteilungen (Fig. 11 bis 13) entnommen werden. Daraus lässt sich im Prinzip der Korrekturfaktor für jeden Winkel exakt berechnen, was aber auf langwierige numerische Raumwinkelintegrale führt. Der Korrekturfaktor kann aber auch experimentell durch Messung einer reinen Coulomb-Streuung, welche in diesem Energiebereich keine Polarisierungseffekte zur Folge hat, bestimmt werden. Die gemessene Asymmetrie R entspricht dann gerade der Korrektur. Ein derartiges Experiment wurde mit Gold für einen Streuwinkel von 45° ausgeführt. Der gemessene und der abgeschätzte Korrekturfaktor stimmen grössenordnungsmässig überein und aus dem gemessenen Wert kann die Korrektur für eine beliebige Winkelverteilung relativ genau angegeben werden. Sie ist bei allen Experimenten nur für Winkel kleiner als 75° von Bedeutung und beträgt maximal 8%.

4. Testmessungen a) Symmetriepfung

Aus der Beziehung (2) erkennt man sofort, dass für den Fall, wo n_2 senkrecht auf n_1 steht, R den Wert 1 annimmt, was aussagt, dass bei einem Streuexperiment mit einem unpolarisierten Strahl der Polarisationsvektor der gestreuten Teilchen die Richtung der Normalen zur Streuebene besitzt. Diese Tatsache wurde ausgenutzt, um die Symmetrie der Kammern und die Genauigkeit der Justierungsmethode zu prüfen. Die Analysatoren wurden unter 45° zum einfallenden Protonenstrahl so angeordnet, dass die beiden Photoplatten symmetrisch zur Streuebene standen. Die erste Streuung fand an einer Goldfolie statt. In der nachfolgenden Tabelle sind die Resultate dieser Messungen zusammengestellt, A und B bezeichnen die linke, beziehungsweise rechte Symmetrieseite der Analysatoren.

Analysator 1

		Anzahl Spuren	R		Anzahl Spuren	R
Oben	A	1608	0,99	B	859	0,99
Unten	B	1625		A	862	

Analysator 2

		Anzahl Spuren	R		Anzahl Spuren	R
Oben	A	5954	0,99	B	2609	1,03
Unten	B	6009		A	2521	

Innerhalb des statistischen Fehlers ist keine Asymmetrie festzustellen.

b) Polarisation an Kohlenstoff

Um die Mess- und Auswertemethode der Experimente zu prüfen, wurde die Polarisation elastisch an Kohlenstoff gestreuter Protonen gemessen. Diese ist aus der Phasenanalyse verschiedener Streuexperimente bekannt²⁷⁾²⁸⁾ und in der nachfolgenden Tabelle sind die experimentellen Resultate mit den aus der Phasenanalyse sich ergebenden Werten verglichen.

$E_{\text{Prot.}}$	Streuwinkel im Schwerpunktsystem Θ_{Cm}	$P_{1, \text{exp.}}$	$P_{1, \text{Phasen.}}$
3,8 MeV	95°	$-0,27 \pm 0,06$	-0,32
	152,5°	$-0,20 \pm 0,07$	-0,19

B. Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes elastisch und inelastisch gestreuter Protonen

Figur 5 zeigt die experimentelle Anordnung. In den verschiebbaren Blendenhalter wird ein Bleikollimator von 3 mm Durchmesser eingesetzt. Der Targethalter kann 6 verschiedene Targets aufnehmen, die sich wahlweise in den Protonenstrahl einschieben lassen. Die Justierung erfolgt mit Hilfe von zwei dünnen, mit Fadenkreuzen versehenen Leuchtstofftargets, die im Abstand von 10 cm befestigt sind. Auf diese Weise ist es möglich, die 0°-Richtung der Kammer mit dem Protonenstrahl zur Deckung zu bringen. Sowohl der Targethalter, wie auch die Detektoren mit den Kollimatoren, sind am Kammerdeckel befestigt und bezüglich dessen Achse zentriert. Zur Kontrolle der Zentrierung können an Stelle der Detektoren Stahlspitzen, die bis ins Kammerzentrum reichen, eingesetzt werden. Die Öffnung der Kollimatoren vor den Detektoren beträgt 3 mm, was einem Winkelauflösungsvermögen von 1° entspricht.

Als Szintillatoren finden CsJ(Tl)-Harshaw-Kristalle von 1,8 mm Dicke und 25 mm Durchmesser Verwendung. Die Kristalle befinden sich in kurzen Plexiglaslichtleitern. Diese sind mit Araldit in die Bohrung von flachen Antikorodalzylindern eingekittet, welche durch O-Ringe so ab-

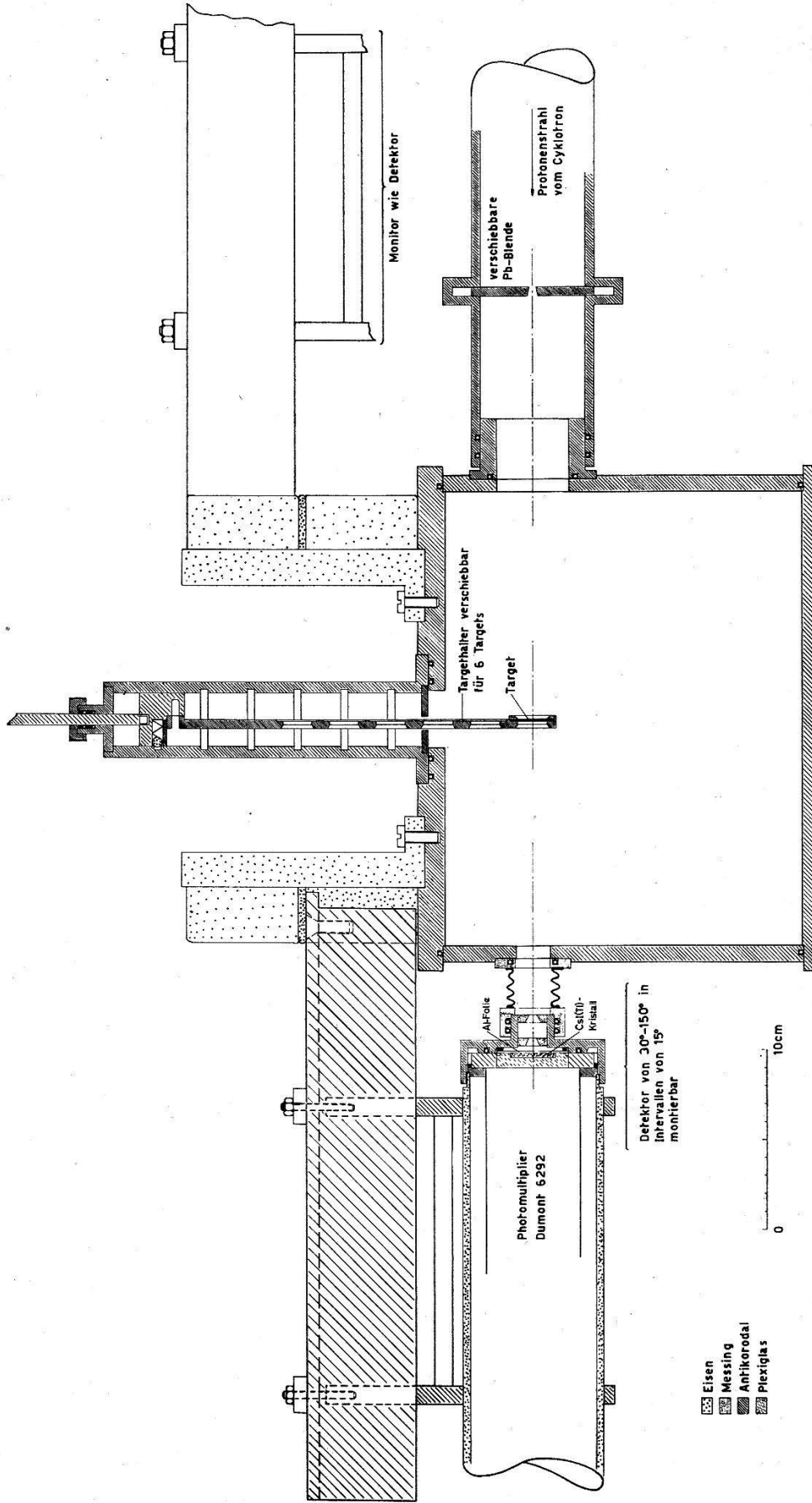


Fig. 5
Messapparatur für die Streuexperimente

gedichtet werden, dass sich die CsJ-Szintillatoren im Vakuum, die Dumont 6292 Multiplier unter gewöhnlichem Atmosphärendruck befinden. Die Lichtleiter sind zur Erhöhung des Reflexionsvermögens von MgO umgeben und eine 1,2 mg/cm² dicke Al-Folie vor Kristallen und Licht-

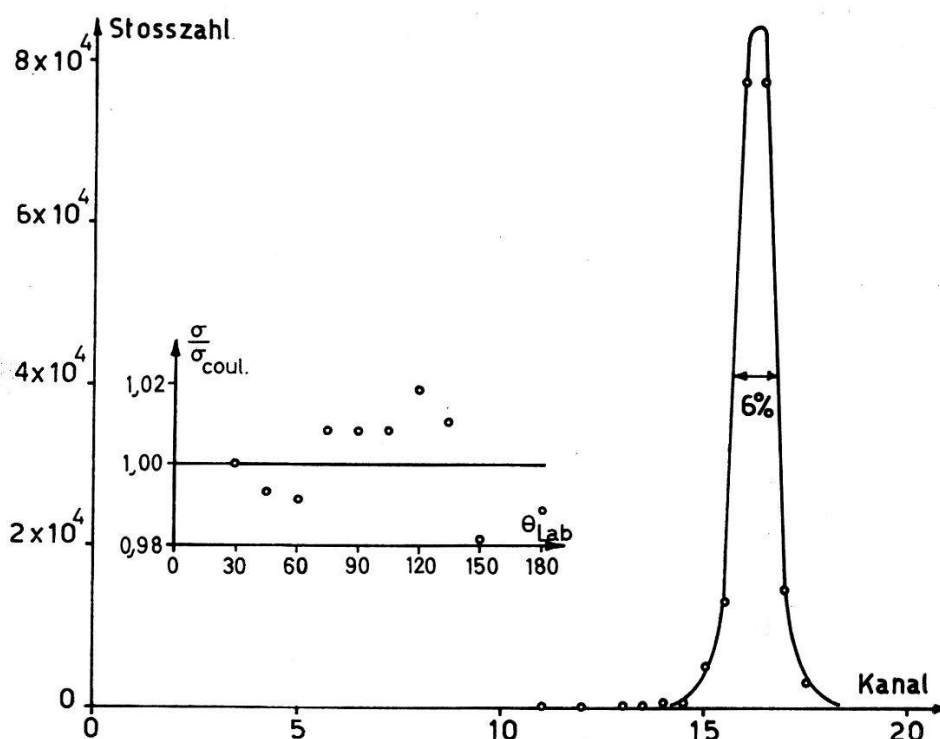


Fig. 6

Impulsspektrum der an Au gestreuten Protonen für $\Theta_{\text{Lab.}} = 90^\circ$. Die kleine Figur zeigt das Verhältnis des gemessenen, zum Coulombschen Wirkungsquerschnitt in Funktion des Streuwinkels. Für $\Theta = 30^\circ$ ist $\sigma/\sigma_{\text{Coul.}}$ auf 1 normiert

leitern verhindert das Eindringen von Licht. Der Detektor ist an einen 20-Kanal Impulsanalysator angeschlossen³⁸, der durch Verschieben des Impulsspektrums um $1/4$ -, $1/2$ -, $3/4$ -Kanäle die Aufnahme eines Spektrums mit 80 Punkten erlaubt. Die Impulse des Monitors werden einem 1-Kanal Analysator zugeführt. Das Auflösungsvermögen der Detektoren wurde mit einer $\text{Po}^{210}\alpha$ -Quelle bestimmt und beträgt 5%. Für Protonen erwartet man demnach einen etwas kleineren Wert. Durch die Experimentelle Anordnung bei den Streumessungen erhalten aber die Protonen ein Energiestragling, welches die Linien des Spektrums verbreitert. Für das Spektrum der an Gold unter 90° gestreuten Protonen seien die Effekte im folgenden kurz diskutiert. Die Energieunschärfe des Primärstrahles beträgt 40 keV, d. h. 1%. Die effektive Targetdicke ist 3,4 mg/cm², die Dicke der Al-Folie vor dem Kristall 1,2 mg/cm². Daraus ergibt sich ein maximales Energiestragling von 20 keV, bzw. 0,5%. Das Auflösungsvermögen müsste besser als 5,2% sein. Wie Figur 6 zeigt, ist es schlechter als man nach dieser Abschätzung erwartet und beträgt 6%. Es scheint, dass der

Grund hierfür beim CsJ(Tl)-Kristall liegt, in welchem nach einiger Zeit Trübungen festzustellen waren. Ebenfalls in Figur 6 ist für Gold das Verhältnis $\sigma/\sigma_{\text{Coul.}}$ des gemessenen differentiellen, zum Coulombschen Wirkungsquerschnitt dargestellt. Es ist für $\Theta = 30^\circ$ auf 1 normiert. Die maximalen Abweichungen betragen $\pm 1,8\%$, die ein Mass für die Genauigkeit der Winkelverteilung elastisch gestreuter Protonen geben. Für alle Messungen wurden die Stosszahlen so gewählt, dass der statistische Fehler weniger als 1% beträgt.

III. Resultate

Die gemessenen Polarisationen elastisch an Mg, Al, Ti und V gestreuter Protonen sind in den Figuren 7 bis 10 zusammen mit den statistischen Fehlern in Funktion des Streuwinkels dargestellt.

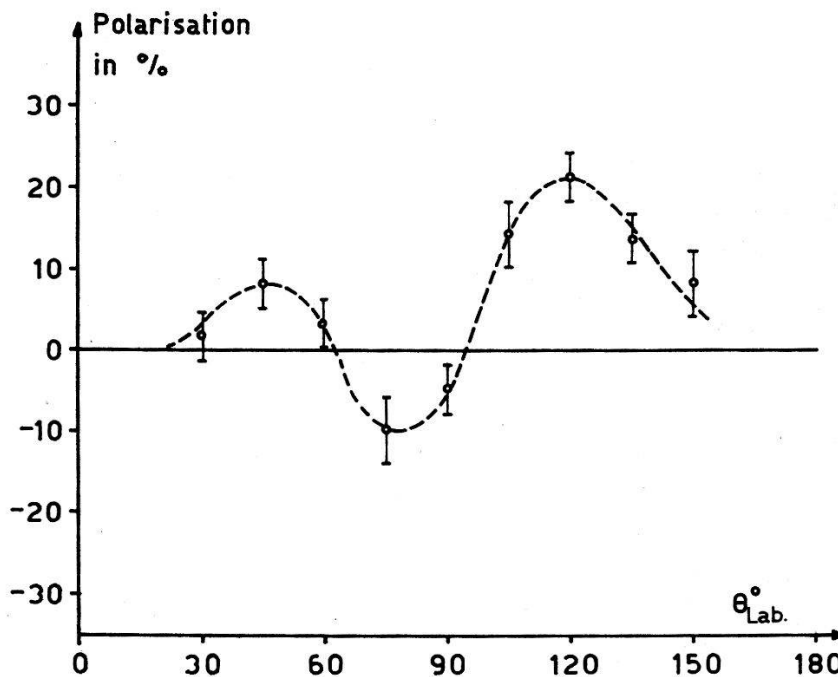


Fig. 7

Polarisation elastisch an Mg gestreuter Protonen in Funktion des Streuwinkels.
Protonenenergie $\bar{E} = 3,9 \text{ MeV}$

Die Messpunkte sind durch eine gestrichelte Kurve miteinander verbunden

Die Unsicherheit, die sich aus der Ungenauigkeit der Justierung des Protonenstrahles ergibt, wurde im experimentellen Teil abgeschätzt und ist von der Grössenordnung $P_2 = 0,02 = 2\%$.

Es kann nicht ganz ausgeschlossen werden, dass bei der Ermittlung von P_2 systematische Fehler gemacht werden. Die Energieunschärfe der Protonen vor der zweiten Streuung beträgt bis zu 300 keV bei einer Energie von 2–2,6 MeV und der Streuwinkel variiert von 65–75°. Da sich in diesem Gebiet die Polarisation $P_2(\Theta)$ von He ziemlich stark ändert, können die für die Berechnung von P_1 verwendeten Mittelwerte von P_2

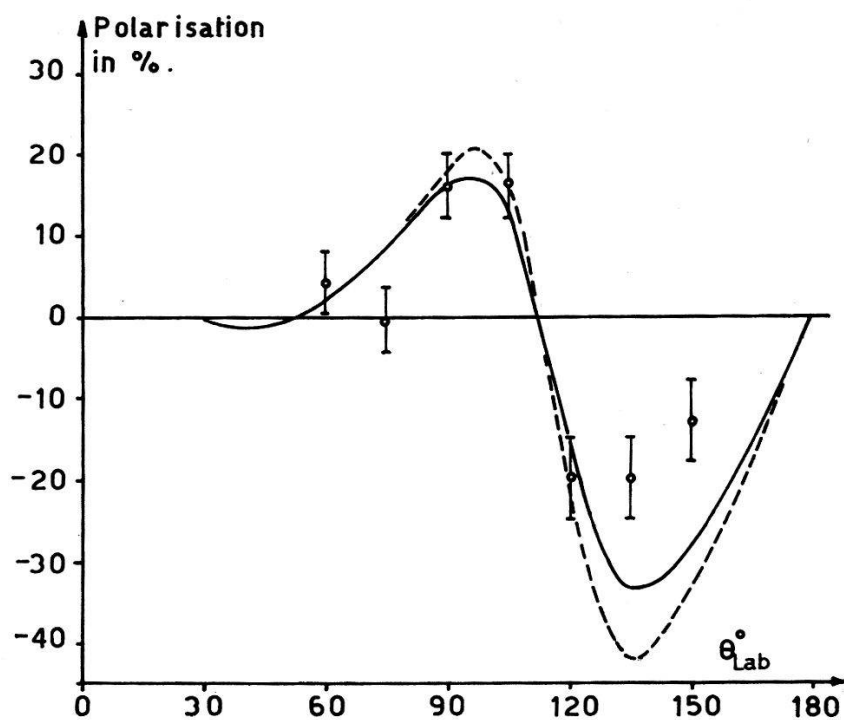


Fig. 8

Polarisation elastisch an Al gestreuter Protonen. $\bar{E} = 3,95$ MeV. Die gestrichelte Kurve entspricht den Vorhersagen des optischen Modells (Bjorklund). Die ausgezogene Kurve ist für compoundelastische Streuung korrigiert mit einem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Ce} = 4,03$ mb/ster.

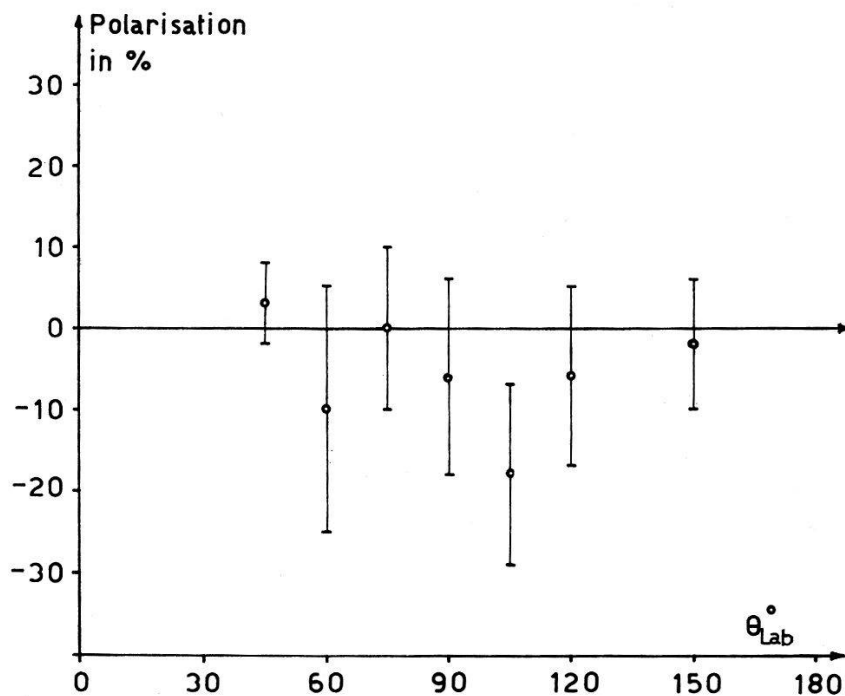


Fig. 9

Polarisation elastisch an Ti gestreuter Protonen in Funktion des Streuwinkels.
 $\bar{E} = 3,95$ MeV

systematische Fehler aufweisen. Solche Abweichungen beeinflussen den allgemeinen Verlauf der Polarisation in Funktion des Streuwinkels nicht, sondern haben die Multiplikation der angegebenen Polarisation mit einem fast konstanten Faktor zur Folge.

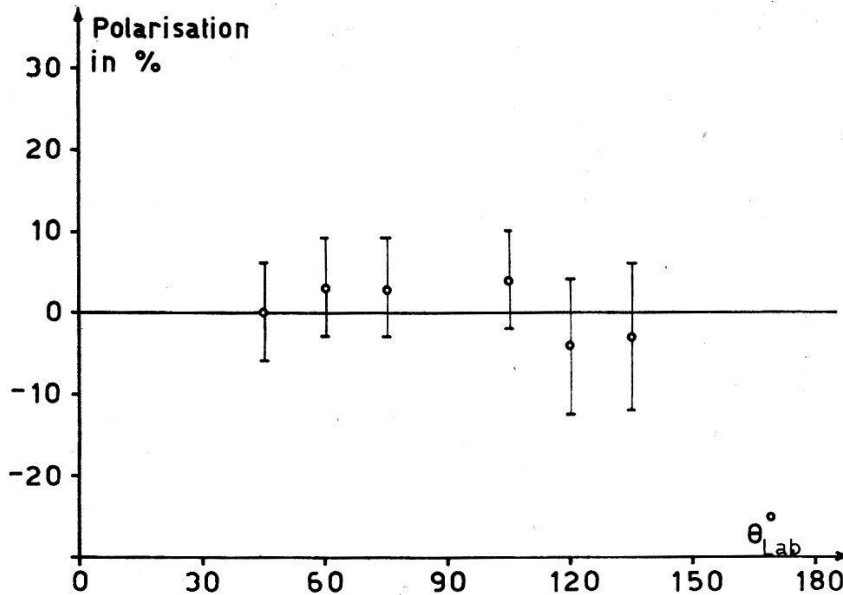


Fig. 10

Polarisation elastisch an V gestreuter Protonen in Funktion des Streuwinkels.
 $\bar{E} = 3,9 \text{ MeV}$

Die Messungen an V und Ti weisen bedeutend grössere Unsicherheiten auf. Mit den zur Verfügung stehenden dünnen Folien ergeben sich selbst mit 30stündigen Bestrahlungen noch grosse statistische Fehler. Ausserdem fällt der Wirkungsquerschnitt bei diesen Elementen für grosse Winkel viel stärker ab, als dies bei Al und Mg der Fall ist. Deshalb ergaben sich bei den Polarisationsmessungen unter grossen Winkeln trotz der Verwendung von dicken Targets relativ wenige Ereignisse. Dabei müssen in diesem Fall die Spuren der richtigen Länge aus einer kontinuierlichen Verteilung aussortiert werden, was auf zusätzliche Ungenauigkeiten führt.

Die Winkelverteilungen elastisch an Mg, Al und Ti gestreuter Protonen sowie die Verhältnisse $\sigma/\sigma_{\text{Coul.}}$ der gemessenen zu den Coulombschen differentiellen Wirkungsquerschnitte finden sich in den Figuren 11 bis 13. Da es sich nur um Relativmessungen handelt, wurde $\sigma/\sigma_{\text{Coul.}}$ beim kleinsten untersuchten Winkel, nämlich 30° auf 1 normiert, was insbesondere bei Mg nicht unbedingt den Tatsachen entsprechen muss. Der statistische Fehler ist hier überall kleiner als 3%, wogegen in der Bestimmung der Strahlrichtung und damit des Streuwinkels Unsicherheiten von $\pm 1,5^{\circ}$ auftreten können. Diese Messungen wurden vor allem ausgeführt, um die schon erwähnten, bei den Polarisationsexperimenten notwendigen Kor-

Anmerkung zu den Figuren 11 bis 13

Für die Elemente Mg, Al und Ti ist jeweils in der oberen Figur der differentielle Wirkungsquerschnitt σ elastisch gestreuter 4 MeV-Protonen in logarithmischem Maßstab und beliebigen Einheiten in Funktion des Streuwinkels $\Theta_{\text{Lab.}}$ aufgetragen. Die untere Figur stellt in linearem Maßstab das Verhältnis $\sigma/\sigma_{\text{Coul.}}$ des gemessenen zum Coulombschen differentiellen Wirkungsquerschnitt in Funktion des Streuwinkels $\Theta_{\text{Lab.}}$ dar. Dabei ist für $\Theta_{\text{Lab.}} = 30^\circ$ auf 1 normiert.

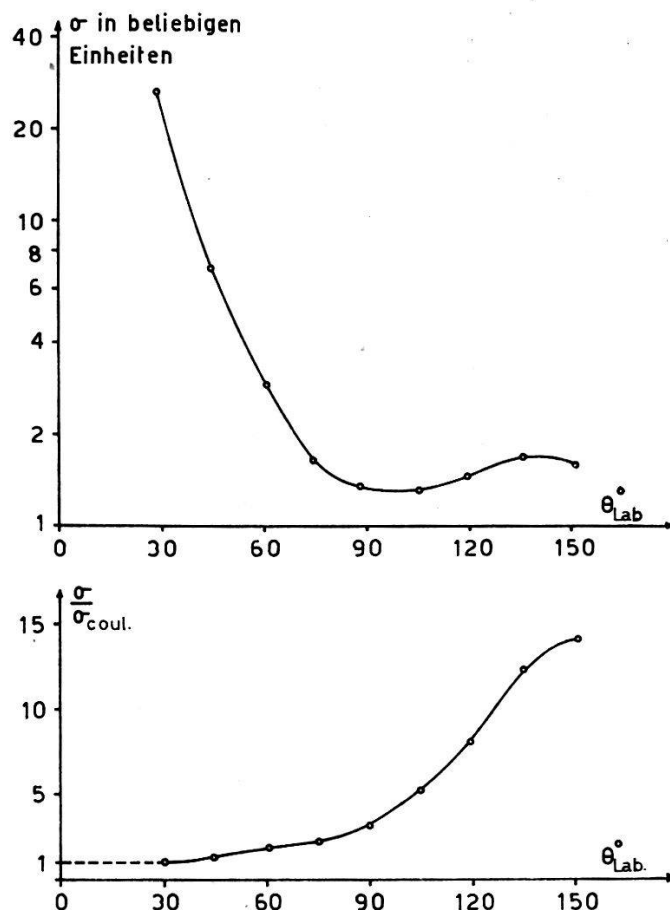


Fig. 11
Magnesium

rekturen zu berechnen. Gleichzeitig ergeben sich zusätzliche Informationen über den Streuprozess.

Um den Einfluss inelastisch gestreuter Protonen auf die Polarisationsmessungen zu untersuchen, wurden unter allen Streuwinkeln die Protonenspektren gemessen. Einige davon sind in den Figuren 14 bis 17 dargestellt.

Die Spitzen der inelastisch gestreuten Protonen können bekannten angeregten Zuständen der untersuchten Kerne zugeordnet werden. Die Anzahl der inelastisch gestreuten Protonen beträgt höchstens einige Prozent der elastischen. Protonen, welche beim inelastischen Streuprozess mehr als 0,8 MeV Energie verloren haben, werden bei den Polarisations-

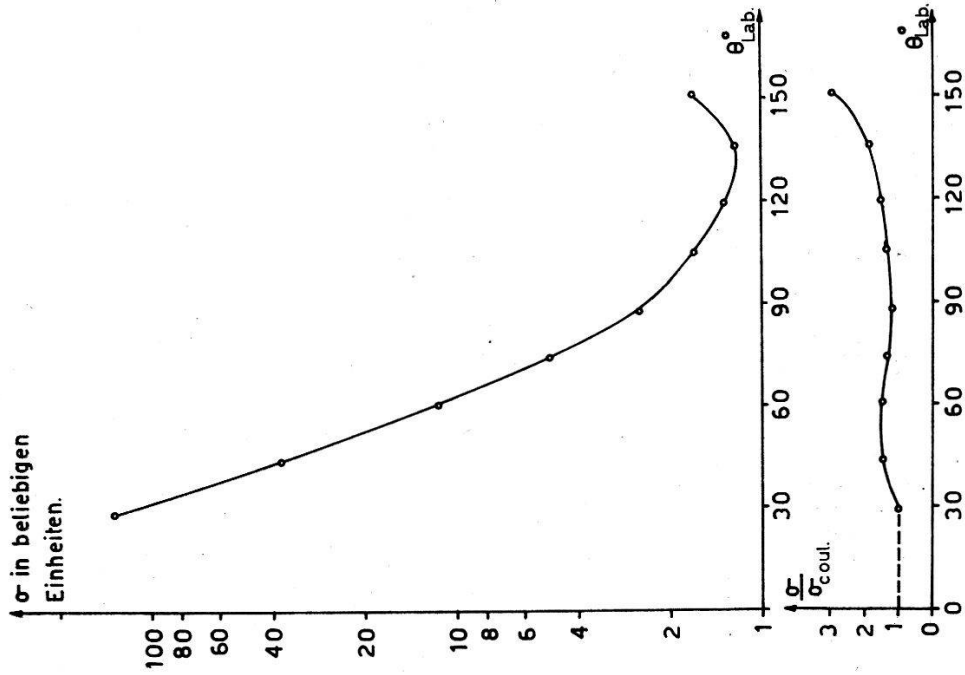


Fig. 13
Titanium

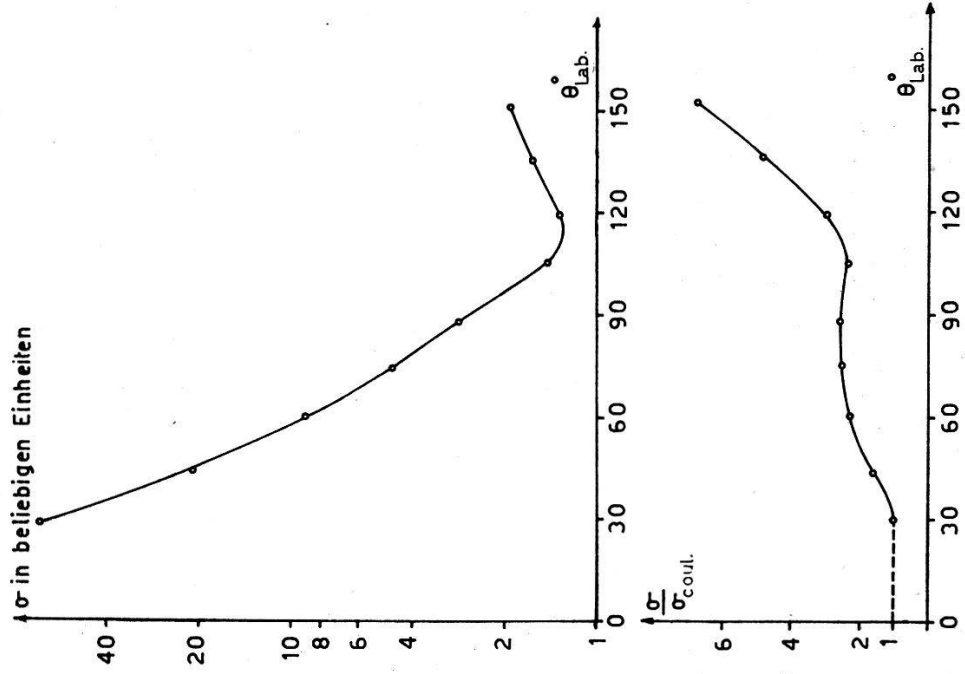


Fig. 12
Aluminium

Anmerkung zu den Figuren 14 bis 17

Für Mg, Al, Ti und V sind die Spektren der gestreuten 4 MeV-Protonen dargestellt. Die Anregungsenergien sind oberhalb der Spitzen in MeV angegeben.

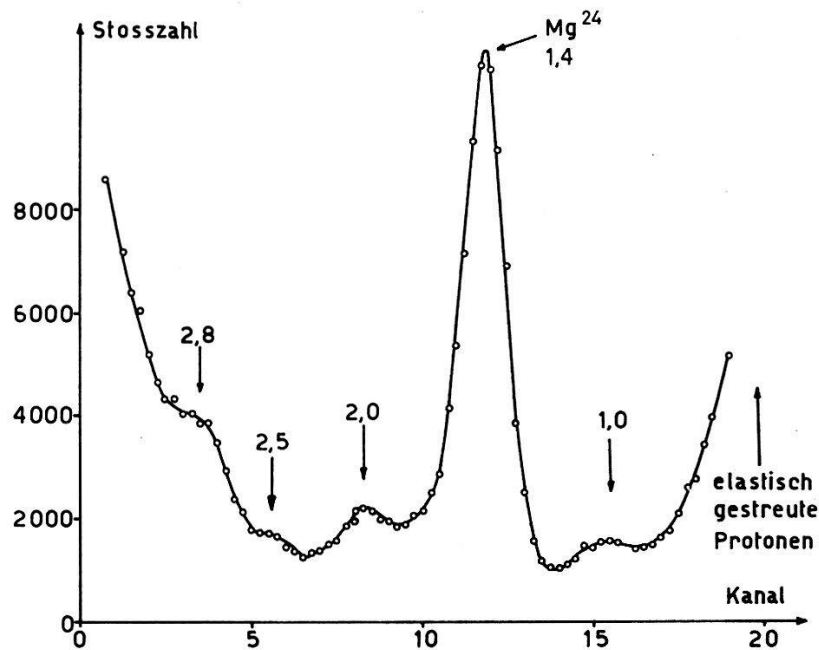


Fig. 14
Magnesium $\Theta = 74^\circ$

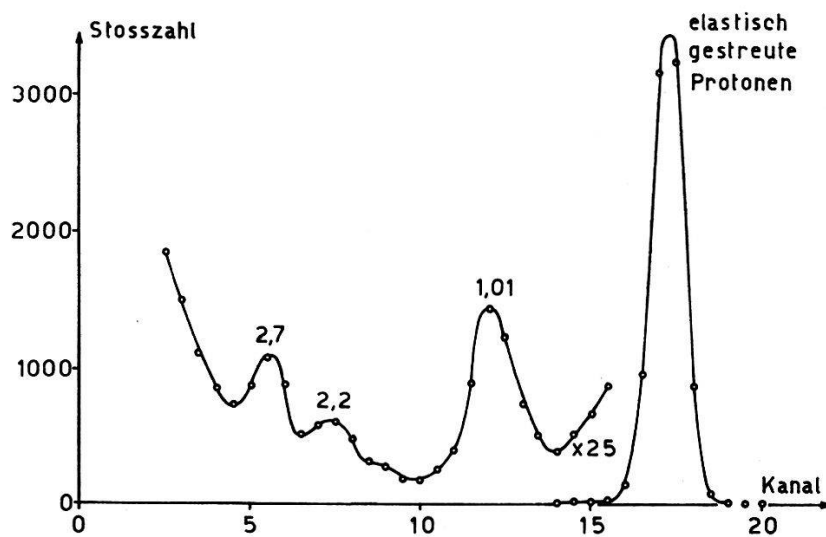


Fig. 15
Aluminium $\Theta = 45^\circ$

experimenten eindeutig von den elastischen getrennt. Aus beidem erkennt man, dass die Polarisationsexperimente durch inelastische Protonen nicht beeinflusst werden.

Als weiteres Resultat dieser Messungen ergeben sich noch die differentiellen Wirkungsquerschnitte einiger inelastischer Protonengruppen. Ent-

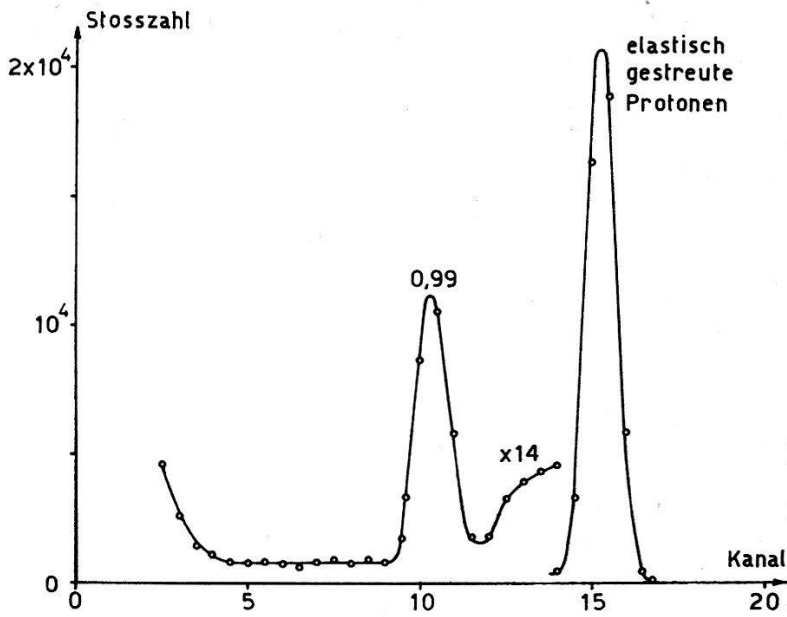


Fig. 16
Titan $\Theta = 90^\circ$

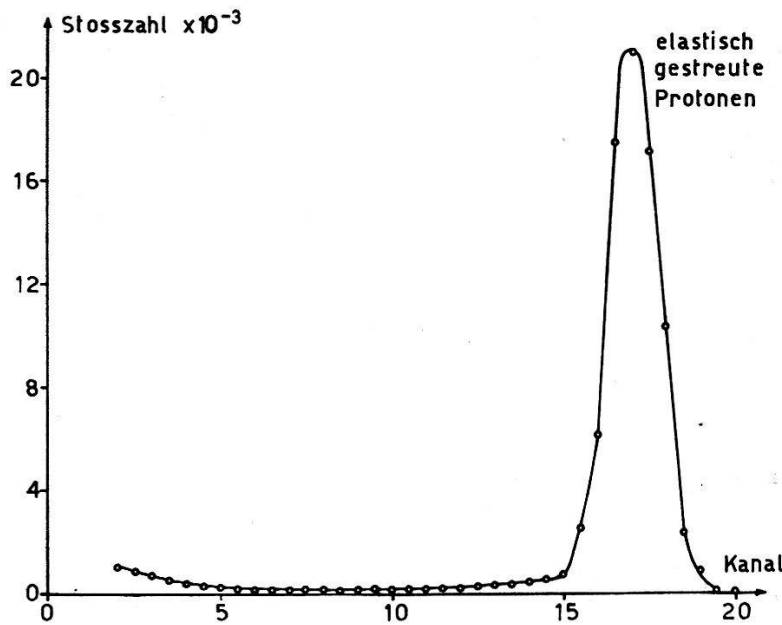


Fig. 17
Vanadium $\Theta = 104^\circ$

sprechend der geringen Intensität sind hier die statistischen Fehler bedeutend grösser und mit den Messpunkten zusammen in den Figuren 18 bis 20 eingetragen. Auch hier handelt es sich nur um den relativen Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Funktion des Streuwinkels und nicht um Absolutmessungen.

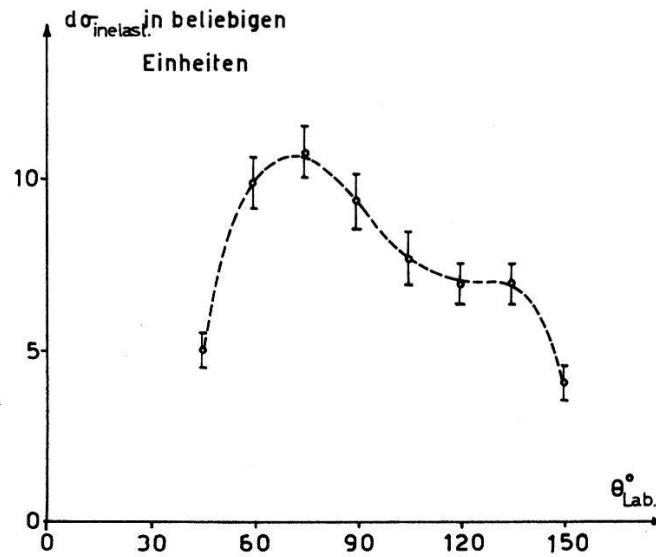


Fig. 18

Winkelverteilung von inelastisch an Mg gestreuten 4 MeV-Protonen.
Die Anregungsenergie beträgt 1,37 MeV

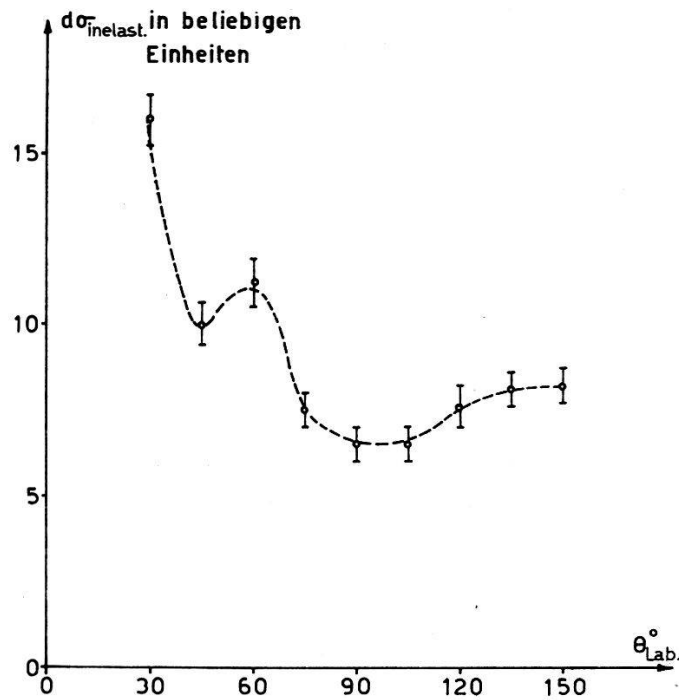


Fig. 19

Winkelverteilung von inelastisch an Al gestreuten 4 MeV-Protonen.
Die Anregungsenergie beträgt 1,01 MeV

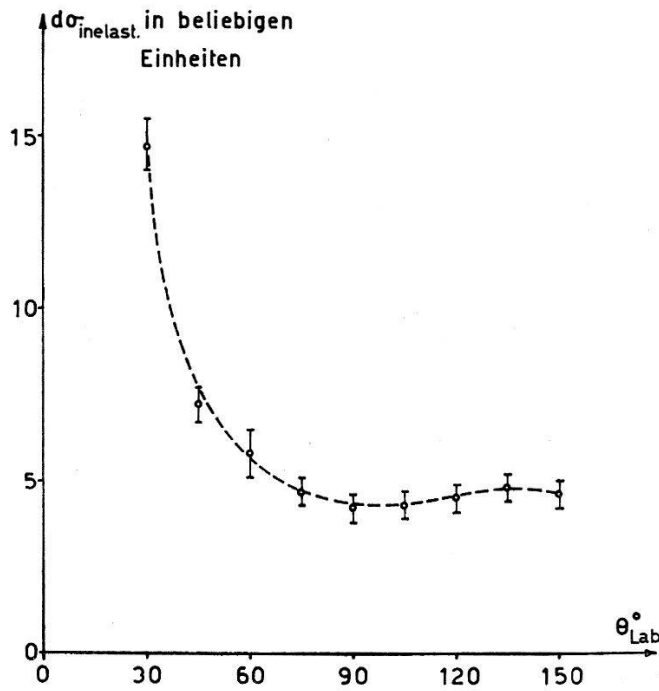


Fig. 20

Winkelverteilung von inelastisch an Ti gestreuten 4 MeV-Protonen.
Die Anregungsenergie beträgt 0,99 MeV

IV. Diskussion

1. Elastische Streuung und Polarisation

Die vorliegenden Polarisations- und Streumessungen können mit den Vorhersagen des optischen Modells verglichen werden und lassen einige Schlüsse bezüglich des optischen Potentials zu. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte elastisch gestreuter Neutronen und Protonen, wie sie von einem solchen Modell zu erwarten sind, wurden schon für verschiedene Teilchenenergien und Potentialformen berechnet. Eine grosse Zahl von Messungen konnte mit Hilfe solcher Rechnungen gut interpretiert werden. Eine umfassende Untersuchung und Zusammenstellung rechnerischer und experimenteller Daten von differentiellen Wirkungsquerschnitten und der Polarisation elastisch gestreuter Neutronen und Protonen stammt von BJORKLUND und FERNBACH¹⁾. Der Realanteil des von ihnen verwendeten Potentials entspricht dem bekannten Wood-Saxon Typ, der Imaginärteil beschreibt eine absorbierende Oberfläche und der Spin-Bahnkopplungsterm wird in der Thomasform angeschrieben. Der Ausdruck für das Potential lautet demnach:

$$\left. \begin{aligned}
 V = & \frac{V_{CR}(E)}{1 + \exp \frac{r+R_0}{a}} + i V_{CI} \exp - \left(\frac{r-R_0}{b} \right)^2 \\
 & + [V_{SR}(E) + i V_{SI}(E)] \left(\frac{\hbar}{m_\pi \cdot c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{dQ(r)}{dr} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L}.
 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Dabei bedeutet $V_{CR}(E)$ den Realanteil und $V_{CI}(E)$ den Imaginärteil des zentralsymmetrischen Potentials. V_{SR} und V_{SI} stehen für den Realanteil und den Imaginärteil des Spin-Bahnkopplungstermes. R_0 ist durch den Ausdruck $R_0 = 1,25 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm gegeben und bezeichnet den Radius, bis zu welchem das Potential auf die Hälfte seines Maximalwertes abfällt. Der Potentialabfall an der Oberfläche wird ebenfalls durch eine Konstante, nämlich $a = 0,68 \cdot 10^{-13}$ cm charakterisiert. Die Dicke der absorbierenden Oberfläche ist durch b gegeben und ist für Protonen von der Größenordnung $1,35 \cdot 10^{-13}$ cm. Der Wert für Neutronen ist etwas kleiner und beträgt etwa $1 \cdot 10^{-13}$ cm. m_π bezeichnet die Mesonenmasse und es gilt noch die Definitionsgleichung

$$Q = \frac{1}{1 + \exp \frac{r-R_0}{a}} \quad (9)$$

L und σ sind Bahndrehimpuls und Spin der einfallenden Teilchen. In Figur 21 ist die Form der einzelnen Potentialterme für Al dargestellt.

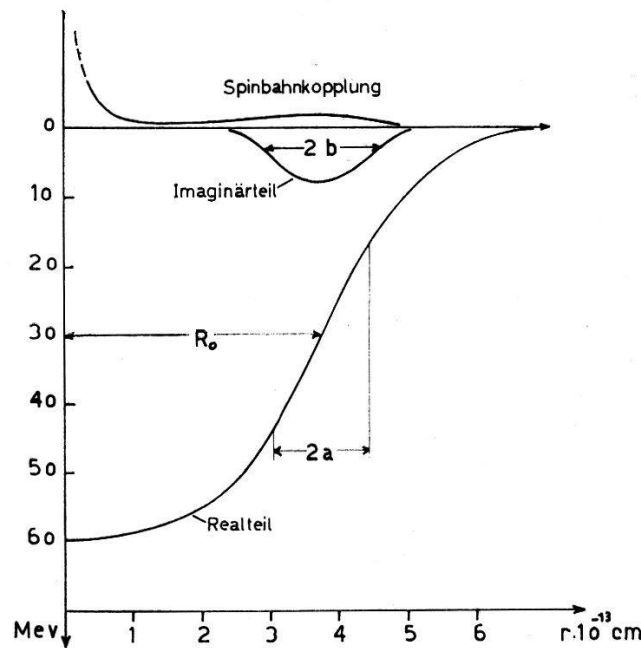


Fig. 21

Radialabhängigkeit der einzelnen Terme des Potentials 9 für Aluminium

Die exakte Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte sowie der Polarisation in Funktion des Streuwinkels aus einem Potential der obigen Form kann nur numerisch durchgeführt werden. Die Bornsche Näherung ist in diesem Energiebereich nicht anwendbar.

Durch Variation der energieabhängigen Parameter $V_{CR}(E)$, $V_{CI}(E)$, $V_{SR}(E)$ und $V_{SI}(E)$ wurde jeweils die beste Anpassung an die experimentellen Daten gesucht. Ein solches Vorgehen ist allerdings der Kritik aus-

gesetzt, dass mit dieser Anzahl wählbarer Parameter auch eine grosse Variation von Resultaten interpretiert werden kann. Indessen zeigt es sich, dass die vier Parameter einen glatten Verlauf in Funktion der Energie aufweisen, wobei V_{CR} und V_{SR} bei Extrapolation der Teilchenenergie gegen Null Werte annehmen, die mit dem Schalenmodell verträglich sind. Figur 22 zeigt diese Energieabhängigkeit der Parameter. Die Neu-

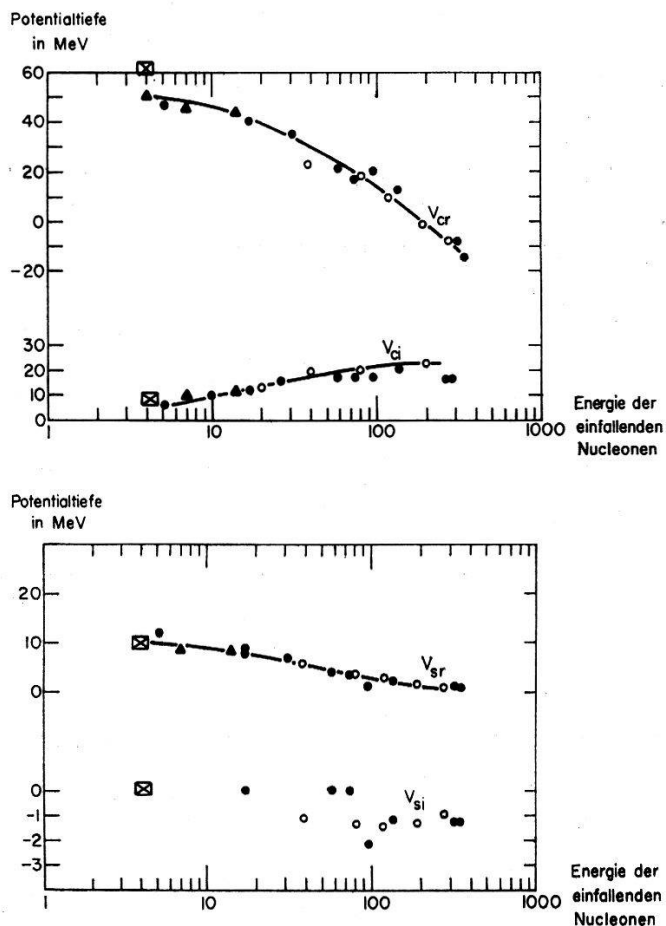


Fig. 22

Darstellung der Parameter V_{CR} , V_{CI} , V_{SR} und V_{SI} des Potentials 9 in Funktion der Energie der einfallenden Teilchen (BJORKLUND²⁵). Die Kreise stammen von Protonen – und die Dreiecke von Neutronenexperimenten, während die Rechtecke aus den Resultaten der vorliegenden Polarisationsmessungen an Al folgen.

tronenpotentiale sind durch Dreiecke, die Protonenpotentiale durch Kreise gekennzeichnet. Daraus geht hervor, dass die Potentiale für Protonen im wesentlichen dieselben sind, wie für Neutronen. Nur die Breite b der absorbierenden Oberfläche, die für Neutronen ungefähr 10^{-13} cm beträgt, muss bei Protonen etwas grösser, nämlich $1,35 \cdot 10^{-13}$ cm gewählt werden.

Über die Grösse der Spin-Bahnkopplungsterme ergeben sich aus der Analyse von Streumessungen keine eindeutigen Aussagen. Ein imaginärer Spin-Bahnanteil wirkt z. B. bei Energien kleiner als 90 MeV praktisch

überhaupt nicht auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte. Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, beeinflusst auch ein reelles Spinbahnkopplungspotential die differentiellen Wirkungsquerschnitte von elastisch gestreuten 14 MeV-Neutronen nur wenig⁶⁾. Für die Protonenexperimente von DAYTON und SCHRANK³⁾ hat dagegen BJORKLUND unter Berücksichtigung eines Spin-Bahnterms eine bedeutend bessere Übereinstimmung erzielen können, als MELKANOFF²⁹⁾ und Mitarbeiter, die ihre Rechnungen für ein Spinunabhängiges Potential ausgeführt haben. Die Resultate der beiden Rechnungen unterscheiden sich nur für Winkel, die grösser als 100° sind.

Bei Anwesenheit einer Spin-Bahnwechselwirkung werden aber vom optischen Modell beträchtliche Polarisierungseffekte vorhergesagt⁶⁾¹⁾, welche durch Experimente mit 17 MeV-Protonen⁹⁾ mindestens qualitativ gut bestätigt wurden.

Die vorliegenden Messungen zeigen, dass auch bei Teilchenenergien von 4 MeV noch beträchtliche Polarisierungen auftreten. BJORKLUND und CAMPBELL haben im Falle von Al versucht, die Resultate mit Hilfe des optischen Modells zu interpretieren. Die beste Übereinstimmung konnte mit der folgenden Wahl der Parameter erhalten werden:

$$V_{CR} = 60,5 \text{ MeV}, \quad V_{CI} = 8,2 \text{ MeV}, \quad V_{SR} = 8,1 \text{ MeV}, \quad V_{SI} = 0.$$

Das Resultat der Rechnung ist zusammen mit den experimentellen Werten in der Figur 8 eingetragen.

Während der allgemeine Verlauf der Polarisierung in Funktion des Streuwinkels, wie z. B. das Vorzeichen, die Orte der Maxima, Minima und der Nulldurchgänge durch die Theorie gut wiedergegeben wird, scheinen die theoretischen Absolutwerte insbesondere bei grossen Winkeln, zu gross auszufallen. Dies gilt auch dann noch, wenn compoundelastische Prozesse mit einem isotropen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ce} = 4,03 \text{ mb/ster.}$ in der Rechnung berücksichtigt werden. Allerdings braucht die compoundelastische Streuung nicht isotrop zu sein und die Korrektur kann demnach noch etwas grösser ausfallen. Ferner ist nicht sicher, wie gut die Bedingungen für die Anwendung des optischen Modells in diesem Energiegebiet erfüllt sind. Die Messungen von BLANPIED⁹⁾ mit 17 MeV-Protonen weisen ähnliche Abweichungen von den Vorhersagen des optischen Modells auf.

In Figur 22 sind die gefundenen Werte für die Parameter eingetragen. Sie fügen sich gut in den Verlauf der Potentialparameter in Funktion der Energie, wie er durch die Analyse von andern Streu- und Polarisationsexperimenten gegeben wird, ein.

Für Magnesium sind die gemessenen Polarisierungen von derselben Grössenordnung wie bei Al, jedoch ist der Verlauf in Funktion des Streu-

winkels recht verschieden. Vergleiche mit den Aussagen des optischen Modells liegen hier noch nicht vor. Vermutlich vermag aber das optische Modell die grosse Variation zu den Resultaten von Al nicht wiederzugeben. Ebenso ist der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes von Mg sehr verschieden von den Resultaten bei Al. Beide Tatsachen deuten darauf hin, dass hier die Bedingungen für die Anwendung des optischen Modells nicht mehr erfüllt sind. Mg^{24} ist mit 78,8% natürlichem Vorkommen das häufigste Isotop. Mit einer mittleren Protonenenergie von $3,8 \pm 0,1$ MeV wird die Anregungsenergie im Zwischenkern ca. 6,2 MeV. Das Niveauschema³⁰⁾ des Zwischenkerns Al^{25} zeigt, dass hier die Abstände zwischen den Zuständen von der gleichen Grössenordnung sind, wie die Energieunschärfe der einfallenden Protonen. GREENLESS und Mitarbeiter³¹⁾ haben gefunden, dass selbst bei Protonenenergien um 9,6 MeV die differentiellen Wirkungsquerschnitte noch eine starke Energieabhängigkeit aufweisen, die ein optisches Modell nicht wiederzugeben imstande ist.

Die Experimente an V und Ti liefern infolge der grösseren Unsicherheiten nur qualitative Aussagen. Die Polarisationen scheinen hier bedeutend kleiner zu sein, was aus dem Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei Ti gut verstanden werden kann. Die Abweichung der gemessenen differentiellen, von den Coulombschen Wirkungsquerschnitten sind hier, entsprechend der höheren Coulombbarriere, viel kleiner als bei Mg und Al. Der Streuprozess wird weitgehend durch die Coulombwechselwirkung beherrscht und demgemäss fallen auch die Polarisations-effekte kleiner aus.

2. Die inelastische Streuung

In den letzten Jahren sind eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen über die inelastische Streuung von Partikeln durchgeführt worden. Während früher angenommen wurde, dass Kernreaktionen und inelastische Streuprozesse hauptsächlich über die Bildung eines Zwischenkerns verlaufen, hat die Messung der Winkelverteilung inelastisch gestreuter Partikel gezeigt, dass auch direkte Wechselwirkungen zwischen dem einfallenden Teilchen und einem oder mehreren Nukleonen, z. B. an der Oberfläche des Targetkerns, eine wesentliche Rolle spielen³²⁾³³⁾. Es sei kurz an die charakteristischen Merkmale dieser beiden Mechanismen erinnert.

Die Winkelverteilung eines Prozesses, der über die Zwischenkernbildung stattfindet, ist symmetrisch um 90° . Dies gilt allerdings nur, wenn im Zwischenkern die Breiten der einzelnen Zustände gross sind, gegenüber dem mittleren Niveauabstand, d. h. wenn die Voraussetzungen des optischen Modells erfüllt sind. Ist dies nicht der Fall, so wird die Winkel-

verteilung die erwähnte Symmetrie nicht aufweisen, auch wenn sich der Prozess über die Bildung eines Zwischenkerns abspielt.

Bei Streuvorgängen, die über den Mechanismus der direkten Wechselwirkung vor sich gehen, weist der differentielle Wirkungsquerschnitt einen charakteristischen Verlauf in Funktion des Streuwinkels auf, mit ausgeprägten Maxima in der Vorwärtsrichtung. Unter ziemlich allgemeinen Voraussetzungen kann diese Winkelabhängigkeit in der Bornschen Näherung durch Glieder von der Form

$$|J_l(QR)|^2 \quad (10)$$

ausgedrückt werden, wobei J_l für die sphärische Besselfunktion der Ordnung l steht. R ist von der Grössenordnung des Kernradius, und es gilt $Q = |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$ wenn \mathbf{k} und \mathbf{k}' die Fortpflanzungsvektoren der einfallenden und der gestreuten Welle sind. Bedeuten I_i und I_f die Spins des Targetkerns vor und nach der Streuung, so ist die Ordnung l , je nachdem ob die Paritäten der beiden Zustände übereinstimmen oder verschieden sind, auf alle geraden oder ungeraden Zahlen beschränkt, die der Bedingung $|I_i - I_f| \leq l \leq |I_i + I_f|$ genügen. Durch BUTLER³³⁾ und andere wurde diese Theorie der direkten Wechselwirkung noch wesentlich verfeinert.

Die bei Ti, Mg und Al gefundenen Winkelabhängigkeiten inelastisch gestreuter Protonen erlauben einige qualitative Aussagen.

Bei Ti erscheint eine Gruppe, die der Anregung des 0,99 MeV 2⁺-Zustandes in Ti⁴⁸ entspricht. Die Winkelverteilung zeigt bei kleinen Winkeln einen starken Anstieg, was darauf hindeutet, dass hier direkte Wechselwirkungen beteiligt sind.

Die Spektren von an Mg gestreuten Protonen zeigen mehrere inelastische Gruppen. Am stärksten ist jene, die der Anregung des 1,37 MeV-Zustandes in Mg²⁴ entspricht. Die Winkelverteilung ist ebenfalls nicht symmetrisch um 90° und zeigt eine grosse Ähnlichkeit mit Messungen anderer Autoren³¹⁾³⁴⁾³⁵⁾³⁶⁾ im Energiebereich zwischen 7 und 12 MeV. Die Energieabhängigkeit scheint aber doch zu gross zu sein, um durch eine Beziehung von der Form (10) interpretiert werden zu können. Die inelastische Streuung über die Bildung eines Compoundkernes braucht hier auch nicht notwendigerweise die Symmetrie um 90° aufzuweisen, da, wie schon erwähnt, die statistischen Voraussetzungen über die Zustände im Zwischenkern nicht erfüllt sind. GREENLEES und Mitarbeiter³¹⁾³⁴⁾ glauben, dass der Prozess am ehesten durch eine Mischung von direkter Wechselwirkung und Compoundkernbildung erklärt werden kann.

Bei Al können die Protonen, die von der Anregung des 3/2⁺-Zustandes bei 1,01 MeV herrühren, nicht von denjenigen des 1/2⁺-Zustandes bei

0,842 MeV getrennt werden. Die gemessene Winkelverteilung entspricht daher der Summe dieser beiden Gruppen. Sie ist asymmetrisch um 90° , die Vorwärtsrichtung ist bevorzugt. F. des BARROS und Mitarbeiter³⁷⁾ können in ihren Experimenten die von den beiden Zuständen herrührenden Protonengruppen eindeutig trennen. Sie finden für die inelastische Streuung von 5 MeV-Protonen über den 1,01 MeV-Zustand ebenfalls Asymmetrie um 90° , aber ohne den Anstieg bei kleinen Winkeln, währenddem für die Streuung über den 0,84 MeV-Zustand keine Winkelverteilung angegeben wird.

Den Anstoss zu dieser Arbeit gab Herr K. ALDER, und wir sind ihm für viele Diskussionen und Anregungen zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. FRANK BJORKLUND und Herrn Dr. GRAHAM CAMPBELL vom Radiation Laboratory der University of California sind wir sehr dankbar für die Ausführung der Rechnungen für Aluminium und die Erlaubnis, ihre Resultate in der vorliegenden Arbeit wiederzugeben. Einer von uns (J. S.) möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, der ihm die Tätigkeit am Physikalischen Institut der ETH ermöglichte, seinen besten Dank aussprechen. Den Herren B. GOBBI, A. STEINER und M. POUCHON danken wir für ihre tatkräftige Mitarbeit bei den Messungen.

Diese Untersuchungen wurden durch einen Kredit der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Literatur

- 1) F. BJORKLUND and S. FERNBACH, University of California Radiation Laboratory Report UCRL, 5028.
- 2) WOOD and SAXON, Phys. Rev. *95*, 577 (1954).
- 3) DAYTON and SCHRANK, Phys. Rev. *101*, 1358 (1957).
- 4) FESHBACH, PORTER, and WEISSKOPF, Phys. Rev. *96*, 448 (1954).
- 5) G. CULLER, S. FERNBACH, N. SHERMAN, Phys. Rev. *101*, 1047 (1956).
- 6) F. BJORKLUND and K. BROCKMAN, Phys. Rev. *110*, 163 (1958).
- 7) L. ROSEN and J. E. BROLLEY, JR., International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy A/Conf. 15/P/668.
- 8) K. W. BROCKMANN, JR., Phys. Rev. *110*, 163 (1958).
- 9) W. A. BLANPIED, Phys. Rev. *113*, 1099 (1959).
- 10) J. V. LEPORE, Phys. Rev. *79*, 137 (1950).
- 11) L. WOLFENSTEIN, Phys. Rev. *75*, 1664 (1949).
- 12) G. FREIER, E. LAMPI, W. SLEATER, and J. H. WILLIAMS, Phys. Rev. *75*, 1345 (1949).
- 13) W. E. KREGER, W. JENTSCHKE, and P. G. KRUGER, Phys. Rev. *93*, 837 (1954).
- 14) K. W. BROCKMANN, Phys. Rev. *102*, 392 (1956).
- 15) M. K. RUSSEL and J. H. WILLIAMS, Phys. Rev. *106*, 286 (1957).
- 16) C. L. CRITCHFIELD and D. C. DODDER, Phys. Rev. *76*, 602 (1949).
- 17) D. C. DODDER and J. L. GAMMEL, Phys. Rev. *88*, 520 (1952).
- 18) J. L. GAMMEL and R. M. THALER, Phys. Rev. *109*, 2041 (1958).
- 19) M. J. BRINKWORTH and B. ROSE, Nuov. Cim. *3*, I, 195 (1956).

- 20) M. HEUSINKFELD and G. FREIER, *Phys. Rev.* *85*, 80 (1952).
- 21) M. J. SCOTT and R. E. SEGEL, *Phys. Rev.* *100*, 1244A (1955); M. J. SCOTT, *Phys. Rev.* *110*, 1398 (1958).
- 22) A. C. JUVELAND and W. JENTSCHKE, *Zeitschrift für Physik* *144*, 521 (1956).
- 23) L. ROSEN and J. E. BROLLEY, *Phys. Rev.* *107*, 1454 (1957).
- 24) M. MARTIN, P. MARMIER und J. de BOER, *Helv. Phys. Acta* *31*, 435 (1958).
- 25) Von ANGERER, *Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen*, 9. Aufl. *100*, 106ff., Verlag Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig.
- 26) L. J. VIGNERON, *Journ. Phys. Rad.* *14*, 145 (1953).
- 27) R. E. WARNER and W. P. ALFORD, University of Rochester NYO, 8576.
- 28) C. W. REICH, G. C. PHILLIPS and J. L. RUSSEL, JR., *Phys. Rev.* *104*, 143 (1956).
- 29) M. A. MELKANOFF, J. S. NODVIK, D. S. SAXON, and R. D. WOODS, *Phys. Rev.* *106*, 793 (1957).
- 30) P. M. ENDT and C. M. BRAAMS, *Rev. of Mod. Phys.* *29*, 695 (1957).
- 31) G. W. GREENLEES, B. C. HAYWOOD, L. G. KUO, and M. PETROVIC, *Proc. Phys. Soc.* *70A*, 331 (1957).
- 32) N. AUSTERN, S. T. BUTLER, and H. Mc. MANUS *Phys. Rev.* *92*, 350 (1953).
- 33) S. T. BUTLER, *Phys. Rev.* *106*, 272 (1957).
- 34) G. W. GREENLEES, *Proc. Phys. Soc.* *69A*, 686 (1956).
- 35) H. E. CONZETT, *Phys. Rev.* *105*, 1324 (1957).
- 36) G. E. FISCHER, *Phys. Rev.* *96*, 704 (1954).
- 37) F. DES BARROS, P. D. FORSYTH, A. A. JOFFE, and I. J. TAYLOR, *Proc. Phys. Soc.* *73A*, 793 (1959).
- 38) H. GUHL, Dissertation ETH.