

Elastische Streuung von Protonen an Bleikernen bei 19,2 GeV/c

Von H. GÖING

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München
(Z. Naturforsch. 18 a, 1182—1184 [1963]; eingegangen am 18. August 1963)

The very well collimated 19,2 GeV/c CERN proton-beam hits a Pb-target. Small emulsions behind the target measure the angular distribution of scattered protons between 0.1° — 0.6° . This distribution yields a radius of interaction $R=5.6 \cdot 10^{-13}$ cm for Pb nuclei. The differential cross section for elastic nuclear scattering in the forward direction is found to be $\sigma(0^\circ)=2.15 \cdot 10^5$ barn/ster. These results are compared with those obtained by other authors.

1. Das Experiment

Abb. 1 zeigt die Führung des Protonen-Strahls. Ein Teil der am Target T_1 aus der Maschine herausgestreuten Protonen durchsetzen die Blende B_1 , werden durch die Quadrupole Q_1 und Q_2 roh kollimiert und durch den Ablenkmagneten M nach Impulsen sortiert. Die

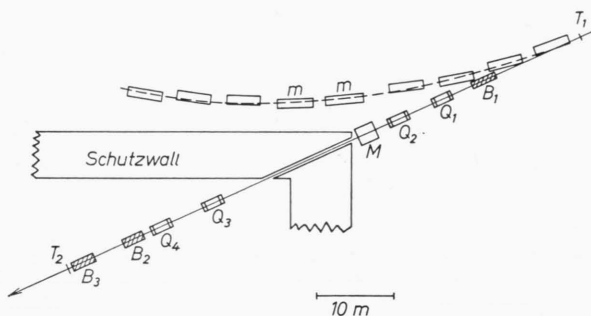


Abb. 1. Strahlführung. m=Magnete der Maschine; B=Blenden; Q=Quadrupole; M=Ablenkmagnet; T=Target.

Quadrupole Q_3 und Q_4 bilden das Maschinentarget T_1 zwischen die beiden feinen Blenden B_2 und B_3 ab. Hinter der Blende B_3 hat der Strahl eine Intensität von etwa 100 Protonen/Puls, einen Durchmesser von 4,5 mm und eine Winkeldivergenz von maximal 0,3 mrd. Der Impuls der Protonen betrug $(19,2 \pm 0,2)$ GeV/c. Da wir uns für sehr kleine Streuwinkel interessieren, kommt nur die Kernspuremulsion als Detektor in Frage. Abb. 2

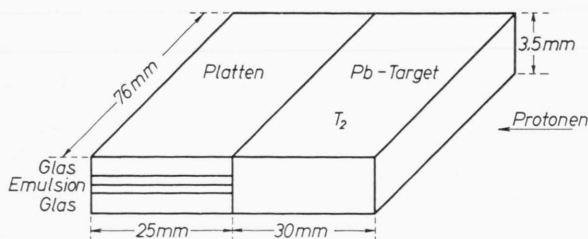


Abb. 2. Bleitarget T_2 mit Emulsionen.

zeigt unser Bleitarget T_2 . Zwei kleine, zur Vermeidung von Verzerrungen glashinterlegte 600 μ dicke K5-Emulsionen registrieren die Teilchen. Diese Anordnung wurde 15 cm hinter der Blende B_3 in den Strahl gebracht. Nach einer halben Stunde Expositionsdauer hatten insgesamt 10^4 Protonen die Emulsionen durchsetzt.

2. Auswertung

Mit einem Meßmikroskop wurden die Spuren minimaler Ionisation 2 mm vom Rand der Platten und mindestens 50 μ von der Ober- und Unterseite der Emulsion entfernt aufgenommen und 4 mm weit in die Platten hinein und wieder zurück zum Ausgangspunkt verfolgt. Mit dieser doppelten Bestimmung von Tauchtiefe und Abweichung erreichten wir bei der Winkelmessung eine Genauigkeit von etwa $\pm 0,04^\circ$. Gleichzeitig wurde an jeder Spur eine rohe Messung der Vielfachstreuung und der Korndichte durchgeführt, um eventuell vorhandene Elektronen zu erkennen. Durch eine graphische Mittelwertbildung (Targetdiagramm) wurden die gemessenen Winkel auf die Strahlachse bezogen und so die Streuwinkel erhalten. Zur Korrektur der 3000 ausgemessenen Spuren auf im Blei inelastisch erzeugte Pionen machen wir folgende Überlegung:

Bei sehr hohen Energien beträgt die mittlere freie Weglänge im Blei für inelastische Prozesse etwa 13,8 cm¹. Rund 10^4 Protonen haben das Target im Bereich der Emulsionen durchsetzt. Die Anzahl N der inelastischen Ereignisse beträgt dann näherungsweise

$$N = 10^4 - 10^4 e^{-3/13,8} = 2 \cdot 10^3.$$

Im Mittel werden bei jedem inelastischen Stoß ungefähr 2,5 Pionen neu erzeugt². Die differentielle Winkelverteilung der Pionen wird bei kleinen Winkeln ϑ_L in guter Näherung dargestellt durch³

$$dN/d\vartheta_L = 2 N_0 \gamma^2 \vartheta_L,$$

γ = Schwerpunktsenergie der stoßenden Teilchen in Einheiten ihrer Ruhemasse, N_0 = Anzahl der erzeugten Pionen.

¹ K. SIEG, Handbuch der Physik, Bd. 46/I, S. 157 f.

² R. HAGEDORN, Nuovo Cim. 15, 434 [1960].

³ L. V. LINDERN, Z. Naturforsch. 11 a, 561 [1956].



Beachtet man, daß im Mittel nur jede 3. Spur aufgenommen wurde, so entfallen auf das hier interessierende Winkelintervall von $0,1^\circ$ bis $0,6^\circ$ weniger als 2 Pionen. Ihre differentielle Verteilung wurde formal berücksichtigt. Ein Untergrund von hochenergetischen, inelastisch gestreuten Protonen kann vernachlässigt werden, da diese — wie verschiedene Autoren gezeigt haben^{4, 5} — wegen der hohen Impulsübertragung vorzugsweise unter größeren Winkeln abgestrahlt werden. Abb. 3 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den statistischen Fehlern. Auf die Korrektur gegen Vielfachstreuung und Meßfehler kommen wir im nächsten Abschnitt zu sprechen.

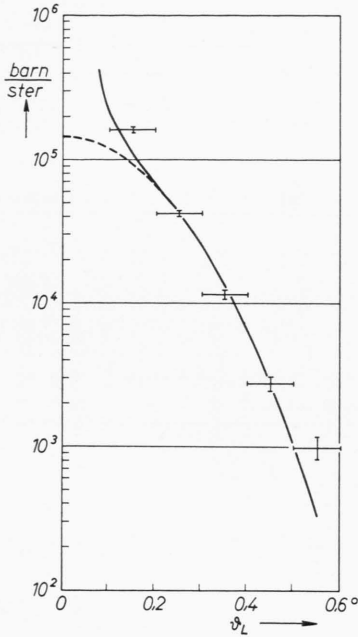


Abb. 3. Differentielle Wirkungsquerschnitte; a) mit COULOMB-Streuung ———, b) ohne COULOMB-Streuung ———.

3. Diskussion

Wir interessieren uns für die Vorwärtsstreuamplitude und den mittleren Wechselwirkungsradius. Da sehr hohe Energien und kleine Winkel vorliegen, soll eine hierauf zugeschnittene Theorie von BETHE⁶ zur Beschreibung unseres Materials herangezogen werden. Unter der Voraussetzung, daß an ausgedehnten Kernen sowohl die Kernstreuung als auch die COULOMB-Streuung durch denselben Formfaktor

$F(\vartheta_L)$ beschrieben werden kann, lautet der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt^{6, 7} im einfachsten Fall (keine Interferenz):

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \left[\sigma(0) + \frac{4 z^2 e^4}{p^2 c^2 \vartheta_L^4} \right] F^2(\vartheta_L). \quad (1)$$

Hier bedeuten: $\sigma(0)$ = elastischer Wirkungsquerschnitt für Vorwärtsstreuung; z = Ladung des Kernes; e = Elementarladung; p = Impuls des Protons; ϑ_L = Streuwinkel im Labor-System. Für kleine Winkel kann der Formfaktor durch eine GAUSS-Verteilung angenähert werden:

$$F(\vartheta_L) = \exp\left\{-\frac{1}{4} k^2 a^2 \vartheta_L^2\right\}; \quad k = p/\hbar. \quad (2)$$

Der Parameter a^2 ist mit dem mittleren quadratischen Wechselwirkungsradius r^2 verbunden durch

$$a^2 = \frac{2}{3} r^2. \quad (3)$$

Unsere Formel lautet also:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \left[\sigma(0) + \frac{4 z^2 e^4}{p^2 c^2 \vartheta_L^4} \right] \exp\left\{-\frac{1}{2} k^2 a^2 \vartheta_L^2\right\}. \quad (4)$$

Diese Gleichung können wir umschreiben:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{A[\sigma(0) + 4 z^2 e^4/(p^2 c^2 \vartheta_L^4)]}{A} \exp\left\{-\frac{\vartheta_L^2}{A}\right\}. \quad (5)$$

mit $A = (\frac{1}{2} k^2 a^2)^{-1}$.

Sehen wir von dem Glied $\sim 1/\vartheta_L^4$ einmal ab, so haben wir eine Normalverteilung⁸ vorliegen mit einem mittleren Schwankungsquadrat

$$\overline{\vartheta_E^2} = A = (\frac{1}{2} k^2 a^2)^{-1}.$$

Da Vielfachstreuung^{8, 9}, Meßfehler und Strahlverbreiterung auch näherungsweise normalverteilt sind, ergibt sich hierfür eine einfache Korrektur: Bezeichnen wir mit $\overline{\vartheta_v^2}$; $\overline{\vartheta_m^2}$; $\overline{\vartheta_s^2}$ die mittleren Schwankungsquadrate der Vielfachstreuung^{8, 9}, Meßfehler und Strahlverbreiterung, so gilt für die gesamte Verbreiterung

$$\overline{\vartheta_g^2} = \overline{\vartheta_v^2} + \overline{\vartheta_m^2} + \overline{\vartheta_s^2}.$$

Wollen wir (5) mit den Meßergebnissen vergleichen, so müssen wir schreiben

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{A[\sigma(0) + 4 z^2 e^4/(p^2 c^2 \vartheta_L^4)]}{A + \overline{\vartheta_g^2}} \exp\left\{-\frac{\vartheta_L^2}{A + \overline{\vartheta_g^2}}\right\}. \quad (5')$$

⁴ YASH PAL, A. K. RAY u. T. N. RENGARAJAN, Preprint (Jan. 1963).

⁵ H. GÖING, Dissertation, München 1962.

⁶ H. A. BETHE, Ann. Phys. (N. Y.) **3**, 190 [1958].

⁷ W. M. PRESTON, R. WILSON u. J. C. STREET, Phys. Rev. **118**, I, 579 [1960].

⁸ R. D. BIRKHOFF, Handbuch der Physik, Bd. 34, S. 115.

⁹ E. FERMI, Nuclear Physics, The University of Chicago Press, Chicago 1953.

Wenn diese Formel stimmt, dann sollte die Funktion (6) eine Gerade ergeben:

$$f(\vartheta_L) = \frac{\sigma(0)}{1 + \vartheta_L^2/A} = \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right]_b \exp \left\{ \frac{\vartheta_L^2}{A + \vartheta_L^2} \right\} - \frac{\sigma_c(\vartheta_L)}{1 + \vartheta_L^2/A}, \quad (6)$$

$[\partial \sigma / \partial \Omega]_b$ = beobachteter Wirkungsquerschnitt bei ϑ_L , σ_c = Wirkungsquerschnitt für COULOMB-Streuung.

Abb. 4 zeigt die durch Anpassung des Parameters a gewonnene „beste“ Gerade:

$$a = 4,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm, d. h. } r = 5,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

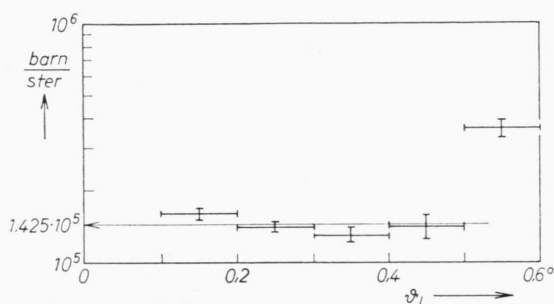


Abb. 4. Anpassung des radialen Parameters a und Berechnung von $\sigma(0)$. Der „Ausreißer“ wurde nicht berücksichtigt.

Der Wirkungsquerschnitt für Vorwärtsstreuung wird dann

$$\sigma(0) = (2,15 \pm 0,08) \cdot 10^5 \text{ barn/ster.}$$

Mit diesen Werten sind die Kurven in Abb. 3 berechnet worden. Die COULOMB-Streuung tritt deutlich in Erscheinung. Die folgende Tabelle bringt eine Gegenüberstellung mit Ergebnissen, die mit der gleichen Methode an Blei bei 3 GeV erhalten wurden⁷.

Energie (GeV)	Pb-Kernradius (cm)	Wechselwirkungsradius (cm)	$\sigma(0)$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{ster}} \right]$
3	$1,25 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$	$6,3 \cdot 10^{-13}$	2600
19,2	$= 7,4 \cdot 10^{-13}$	$5,6 \cdot 10^{-13}$	$2,15 \cdot 10^5$

HOFSTADTER¹⁰ erhält aus Streuexperimenten mit Elektronen an Pb-Kernen bei Verwendung des gleichen Formfaktors einen Wechselwirkungsradius von $r = 5,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Ich danke Herrn Dr. J. GEIBEL und der P.S.-machine-group/CERN sowie Herrn Dr. H. WINZELER und Herrn PAHL (Bern) für die Möglichkeit zur Durchführung des Experimentes. Herrn Dr. M. KRETZSCHMAR (München) bin ich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes zu Dank verpflichtet.

¹⁰ R. HOFSTADTER, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 231 [1957].