

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 37 (1964)
Heft: II

Artikel: Ladungstausch von Protonen an gebundenen Neutronen und von - Mesonen an gebundenen Protonen bei hohen Energien
Autor: Steinrisse, F. / Hahn, B. / Lindt, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113475>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 28.01.2026

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

Ladungsaustausch von Protonen an gebundenen Neutronen und von π -Mesonen an gebundenen Protonen bei hohen Energien

von F. Steinrisser, B. Hahn und W. Lindt

Physik-Institut der Universität Fribourg, Schweiz

(19. VIII. 63)

Abstract. With a 21 CBrF₃ bubble chamber the cross section for elastic $p\bar{n}$ charge exchange at 25 GeV proton energy and upper limits for the cross sections for $\pi^- p$ elastic charge exchange at 6, 10.5 and 16 GeV π^- energy have been obtained by scanning for disappearing tracks. The values are $50 \pm 20 \mu\text{b}/\text{neutron}$, < 100 , $< 55 \pm 20$ and $< 10 \mu\text{b}/\text{proton}$, respectively. Total cross sections for the processes $p + n \rightarrow n + p + \text{neutrals}$ and $\pi^- + p \rightarrow \text{neutrals}$ are also given.

The angular distribution gave some indication of the exchange processes involved. Comparison between the angular distribution for charge exchange and for elastic scattering has been made in order to study possible nuclear effects.

At 10.5 GeV some evidence for the η^0 meson has been found from the 2γ decay mode.

1. Einleitung

Unter hochenergetischem Ladungsaustausch (LA) von Protonen an Neutronen und π^- -Mesonen an Protonen verstehen wir folgende Prozesse:

Proton-Neutron

- (A) $p + n \rightarrow n + p$ (elastischer LA)
- (B) $p + n \rightarrow n + p + \text{neutrale Teilchen}$ (inelastischer LA)

π^- -Meson-Proton

- (C) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ (elastischer LA)
- (D) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n + \text{neutrale Teilchen}$ (inelastischer LA).

Bei allen diesen Prozessen ist wesentlich, dass im Laborsystem das hochenergetische Teilchen *vor* der Wechselwirkung eine andere Ladung trägt als *nach* der Wechselwirkung. Bei den Prozessen (A) und (B) hat man vor dem Stoss ein hochenergetisches Proton und ein praktisch ruhendes Neutron, nach dem Stoss ein hochenergetisches Neutron, ein niederenergetisches Proton und bei Prozess (B) noch weitere neutrale Teilchen. Analog sind die Verhältnisse bei den Prozessen (C) und (D).

Bisher existieren nur wenige Daten über den elastischen LA bei Energien über 2 GeV (siehe Abschnitt 3.6). Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind sehr klein und nehmen mit wachsender Energie ab. Weiter sind elastische und inelastische Prozesse schwierig zu trennen. Die Experimente zur Bestimmung von differentiellen und totalen elastischen Wirkungsquerschnitten bereiten deshalb einige Mühe.

Das Interesse an diesen Prozessen ist besonders deshalb gross, weil sie – von der elastischen Streuung abgesehen – die einfachsten Reaktionen zwischen zwei Nukleonen oder π -Mesonen und Nukleonen darstellen. Aus der Winkelverteilung insbesondere lässt sich entscheiden, ob der zugehörige Austauschprozess durch Elementarteilchen im üblichen Sinn oder durch Regge¹⁾-Teilchen zu beschreiben ist, während der totale elastische Wirkungsquerschnitt für den LA in Zusammenhang gebracht werden kann mit dem Pomeranchuk²⁾-Theorem, nach welchem er mit wachsender Energie abnimmt und bei sehr hohen Energien verschwindet.

2. Experimenteller Teil

2.1. Anordnung

Alle Messungen wurden mit einer mit Freon-13B1 (CBrF_3) gefüllten zylindrischen Blasenkammer³⁾ von 2 l Inhalt ohne Magnetfeld durchgeführt. Einige Daten dieser Kammer sind in Tabelle I angegeben.

Tabelle I

Durchmesser	16 cm
Tiefe	8 cm
Dichte der Flüssigkeit CBrF_3 bei 37°C	1,43 gr/cm ³
Mittlere freie Weglänge für 25 GeV p (σ inel. tot.)	90 cm
Konversionslänge für γ -Quanten, $E_\gamma > 100$ MeV	15 cm
Strahlungslänge für Elektronen	11 cm
Blasendichte von Primärteilchen	12–18 cm ⁻¹

Die photographischen Aufnahmen wurden nach den bei Blasenkammern üblichen Verfahren gemacht:

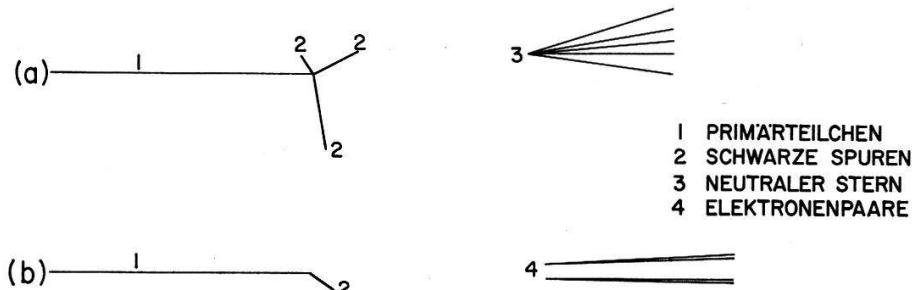
- Dunkelfeldbeleuchtung der Spuren durch Elektronenblitz etwa 2 msec nach dem Durchgang der Teilchen durch die temperatur- und druckstabilisierte Kammer;
- Aufnahme durch 3 Schneider «Symmar» Objektive $f = 105$ mm auf 35 mm breiten unperforierten Film Agfa Agepe von 30 m Länge (etwa 1100 Aufnahmen pro Film);
- Anordnung der Objektive in einem gleichseitigen Dreieck von 248 mm Seitenlänge;
- Abstand Objektivebene-Kammermittelpunkt: 950 mm;
- Film- und Objektivebenen sowie vordere und hintere Glasscheibe der Kammer alle parallel zueinander;
- Glasscheiben mit Marken («fiducial marks») versehen, welche das geometrische Bezugssystem definieren.

2.2. Auswertung

2.2.1. Auswahl der Ereignisse

Ein Projektionstisch wurde so geneigt, dass man bequem in Richtung der Spuren sehen konnte. Man suchte nach verschwindenden Primärspuren, die noch von schwarzen Spuren begleitet sein durften (siehe Figur 1). Die schwarzen Spuren stammen in der Regel von niederenergetischen Protonen, die vom $p\text{n-LA}$ selbst, von Sekundär-

prozessen im Kern oder von der Verdampfung des Kerns herrühren können. Alle diese Fälle werden als Ladungsaustausch gezählt, falls nicht eines der Teilchen, das eine schwarze Spur verursacht, als π - oder K-Meson interpretiert werden kann.



Figur 1

- a) Typisches Bild eines elastischen p -n-LA-Falles mit einer Neutron-Wechselwirkung (schematisch).
- b) Typisches Bild eines elastischen π^-p -LA-Falles mit zwei nachgewiesenen Elektronenpaaren (schematisch).

Wir definierten die Auswahlkriterien so, dass uns sicher kein zweifelhafter Fall entgehen konnte. Alle ausgewählten Ereignisse wurden genau überprüft und die Identität aller Teilchen nach den unter Abschnitt 2.2.8. aufgeführten Methoden festgestellt. Als «gute Fälle» blieben in der Regel $1/3$ bis $1/4$ aller anfangs ausgewählten Fälle übrig; die restlichen waren meist von geladenen π -Mesonen begleitet.

Um festzustellen, wieviele Ereignisse beim einmaligen Durchsehen nicht gefunden werden, wiederholte man für einen Teil der Filme das Suchen nach verschwindenden Spuren. Man wählte dazu eine von der ersten verschiedene Ansicht der Kammer. Auf diese Weise konnten wir feststellen, dass je nach Filmqualität beim ersten Durchgang bereits 80–95% aller «guten Fälle» gefunden werden.

2.2.2. Wirkungsquerschnitte

Aus dem Verhältnis der als Ladungsaustausch interpretierten Wechselwirkungen zur Zahl der Primärspuren wurden die Wirkungsquerschnitte pro Nukleon (pro Neutron beim p -n-LA, pro Proton beim π^-p -LA) berechnet; man akzeptierte nur Ereignisse in einem ausgewählten Teil der Kammer (etwa erstes Drittel), um für Reaktionen der Sekundärteilchen eine möglichst grosse potentielle Länge zur Verfügung zu haben.

2.2.3. Trennung elastisch – inelastisch

2.2.3.1. p -n-Ladungsaustausch

Beim p -n-LA ist eine recht saubere Trennung möglich, da mit grosser Wahrscheinlichkeit π^0 -Mesonen und V^0 -Teilchen (A^0, K^0) nachgewiesen werden.

Aus der Art und Anzahl der als inelastisch identifizierten Ereignisse (siehe Tabelle II, Abschnitt 3.1.1.) kann man berechnen, wieviele elastisch erscheinen, jedoch inelastisch sind, da sich die Sekundärteilchen dem Nachweis entziehen. Man findet, dass dies rund 20% der als elastisch erscheinenden Fälle sind. Während über die π^0 -Multi-

plizität aus den nachgewiesenen Elektronenpaaren genügend Information gewonnen wird, muss man sich über das V^0 -Spektrum mangels genügender Statistik in der Literatur orientieren. Wir wählten dazu die von BINGHAM et al.¹⁰⁾ erhaltenen Werte über K^0 - und Λ^0 -Erzeugung an komplexen Kernen durch π -Mesonen von 18 GeV/c.

2.2.3.2. π^-p -Ladungsaustausch

Im Gegensatz zum $p\bar{n}$ -Ladungsaustausch sind hier elastische und inelastische Ereignisse nicht leicht zu trennen. Es können nämlich folgende sehr ähnlich aussehende Fälle auftreten:

$$(C) \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$$

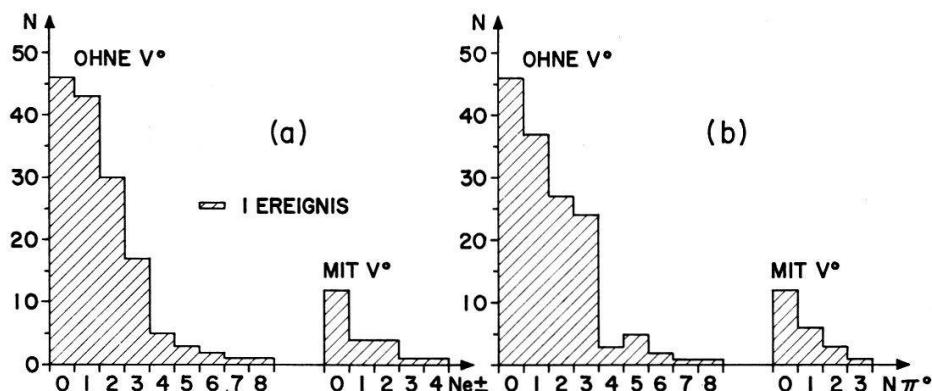
$$(D1) \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n + i \pi^0, \quad i = 1, 2, \dots \text{ (inelastischer LA)}$$

$$(D2) \quad \pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 + j \pi^0, \quad j = 0, 1, \dots \text{ («associate production»)}$$

$$(D3) \quad \pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n, \quad \begin{aligned} \eta^0 &\rightarrow 2 \gamma \\ \eta^0 &\rightarrow 3 \pi^0 \end{aligned}$$

(η^0 -Erzeugung, neutrale Zerfälle)

In jedem Fall ausser bei der Reaktion (D2) mit $j = 0$ müssen also mindestens 2 γ -Quanten auftreten. Figur 2a zeigt die Multiplizitätsverteilung der nachgewiesenen Elektronenpaare, Figur 2b die aus der Nachweiswahrscheinlichkeit berechnete π^0 -Multiplizitätsverteilung (Prozesse C und D).



Figur 2

- a) Anzahl nachgewiesener Elektronenpaare beim π^-p -LA bei 10,5 GeV; ohne und mit nachgewiesenen V^0 -Teilchen.
- b) Aus der Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes Ereignis und der Anzahl nachgewiesener Elektronenpaare berechnete π^0 -Multiplizität.

Liessen sich alle γ 's mit Sicherheit nachweisen, so könnte man wegen der Reaktion (D2) mit $j = 1$ und (D3) aus der Anzahl Fälle mit 2 γ 's bzw. 2 Elektronenpaaren noch nicht auf den elastischen LA schliessen; mit der uns zur Verfügung stehenden Wahrscheinlichkeit von 0,5, dass sich ein γ -Quant innerhalb der Blasenkammer in ein Elektronenpaar verwandelt und damit nachweisen lässt, sind die Verhältnisse noch ungünstiger.

Nimmt man jedoch die Fälle, wo 2γ 's nachgewiesen werden, und wendet man kinematische Bedingungen an, so lassen sich wenigstens bei diesen Fällen die verschiedenen Kanäle trennen. Für den Zerfall eines Teilchens (π^0 oder η^0) in 2γ 's gilt im Laborsystem:

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad (1)$$

θ = Zwischenwinkel der γ 's

ε_i = Energie des i -ten γ -Quants in Einheiten der halben π^0 - resp. η^0 -Ruhemasse.

Für hohe Energien in der GeV-Region erhält man den minimalen Zwischenwinkel für $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ mit

$$\theta_{min} \cong \frac{2}{\gamma} \quad (2)$$

γ = Energie des π^0 resp. η^0 in Einheiten der Ruhemasse.

Figur 4a zeigt die theoretische Häufigkeit, mit welcher Zwischenwinkel $\geq \theta_{min}$ auftreten. 90% der Winkel liegen zwischen θ_{min} und $2,3\theta_{min}$, 80% zwischen θ_{min} und $1,7\theta_{min}$. Der Mittelwert aller auftretenden Winkel liegt bei $1,7\theta_{min}$.

Falls man die Energien beider Elektronenpaare und den Winkel θ bestimmen kann, so lässt sich nach Formel (1) die Ruhemasse des zerfallenden Teilchens berechnen. Diese Methode führte bei 1 GeV zum Nachweis des Zerfalles des η^0 -Mesons in 2γ 's¹¹⁾¹²⁾. Lassen sich die Energien – wie in unserem Falle – nur relativ ungenau messen, so kann man nicht mehr mit Sicherheit auf die Natur des Teilchens schliessen. Bei einer Energie von 10 GeV müsste man die Summe der in den Elektronenpaaren steckenden Energie auf ungefähr 1% genau bestimmen, um mit Sicherheit auszuschliessen, dass beim LA ein weiteres π^0 erzeugt wurde und der Prozess daher inelastisch ist. Diese Genauigkeit wird mit Blasenkammern, die mit schweren Flüssigkeiten gefüllt sind, bei weitem nicht erreicht; der Fehler beträgt bestenfalls 20%.

Da in unserem Fall die grösste mit der Methode der Vielfachstreuung messbare Energie etwa 2 GeV beträgt, könnte man meinen, der Nachweis von elastischem $\pi^- p$ -LA bei Energien von 10 GeV und mehr sei überhaupt unmöglich. Für die vom elastischen LA herrührenden 2γ 's bzw. Elektronenpaare gelten jedoch folgende Einschränkungen, die eine ziemlich sichere Trennung erlauben:

- Zwischenwinkel $\theta \geq \theta_{min}$ (siehe Formel (2)).
- Falls die Energie eines γ 's messbar ist, kann die des 2. γ 's aus der π^0 -Energie berechnet werden, welche ihrerseits wieder aus der Primärenergie des π^- und aus dem Impulsaustausch beim LA bekannt ist. Der gemessene Winkel θ muss innerhalb der Fehlergrenzen mit dem aus Formel (1) berechneten Wert übereinstimmen.
- Sind beide Energien > 2 GeV, das heisst nicht messbar, so darf der Winkel θ nach Formel (1) einen maximalen Wert nicht überschreiten.
- Für den Mittelwert $\bar{\theta}$ einer auf diese Weise ausgelesenen Gruppe von Zwischenwinkeln muss gelten: $\bar{\theta} = 1,7\theta_{min}$.

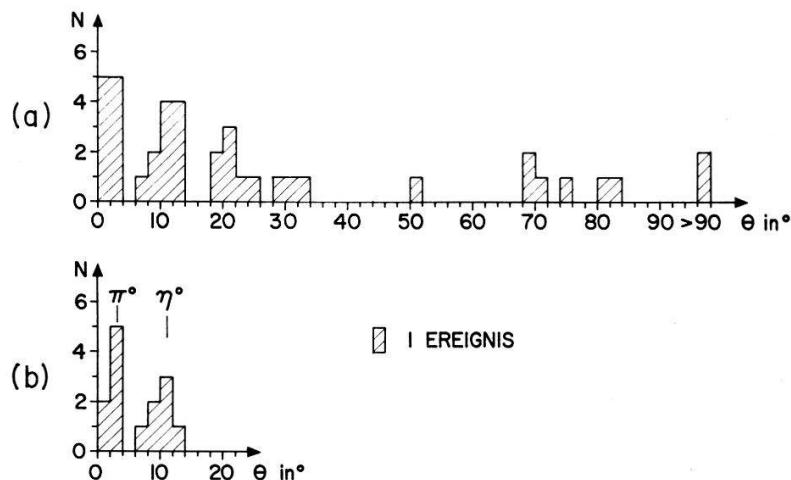
Der Zerfall des η^0 -Mesons in 2γ 's unterliegt analogen Bedingungen; man hat nur in den Formeln (1) und (2) die π^0 -Masse durch die η^0 -Masse (550 MeV) zu ersetzen.

Figur 3a zeigt die Zwischenwinkelverteilung bei 10,5 GeV mit allen nachgewiesenen 2γ -Fällen, Figur 3b die nach Anwendung der oben erwähnten Bedingungen übrig-

bleibenden Fälle. Die Resultate (siehe Figur 3b) lassen sich so interpretieren, dass etwa gleich viele π^0 wie η^0 in 2 γ 's zerfallen sind.

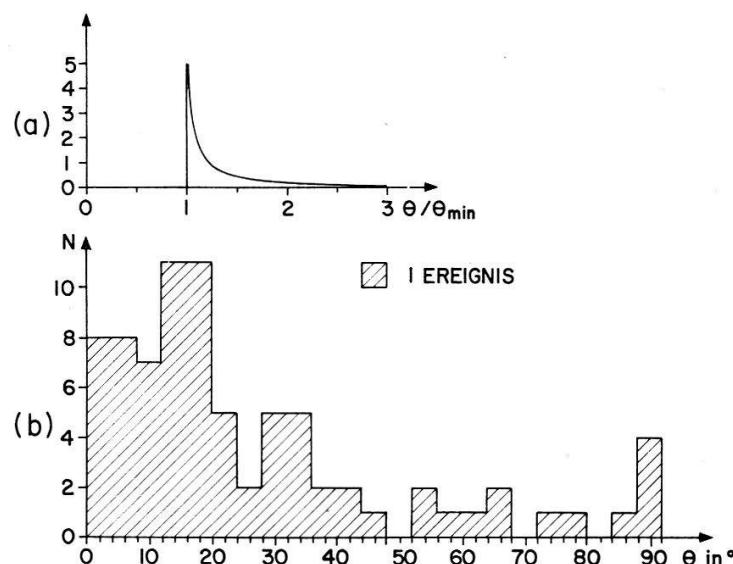
Figur 4b zeigt die Struktur des Untergrundes, wie sie durch Kombination je zweier γ 's beim Nachweis von 3 oder 4 γ 's erhalten wird.

Wir berechneten die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die in Figur 3b aufgezeichneten Zwischenwinkel mit der Verteilung des Untergrundes von Figur 4b übereinstim-



Figur 3

- a) Zwischenwinkelverteilung aller 2 γ -Fälle beim Prozess $\pi^- + p \rightarrow$ neutrale Teilchen + 2 nachgewiesene γ 's bei 10,5 GeV; zu den in Figur 2a) aufgeführten Ereignissen wurden noch solche dazugenommen, die nicht im ausgewählten Teil der Kammer auftraten, jedoch eine genügende potentielle Länge aufwiesen.
- b) Zwischenwinkelverteilung der Fälle, die vom elastischen LA und dem Zerfall $\eta^0 \rightarrow 2 \gamma$ herühren können.

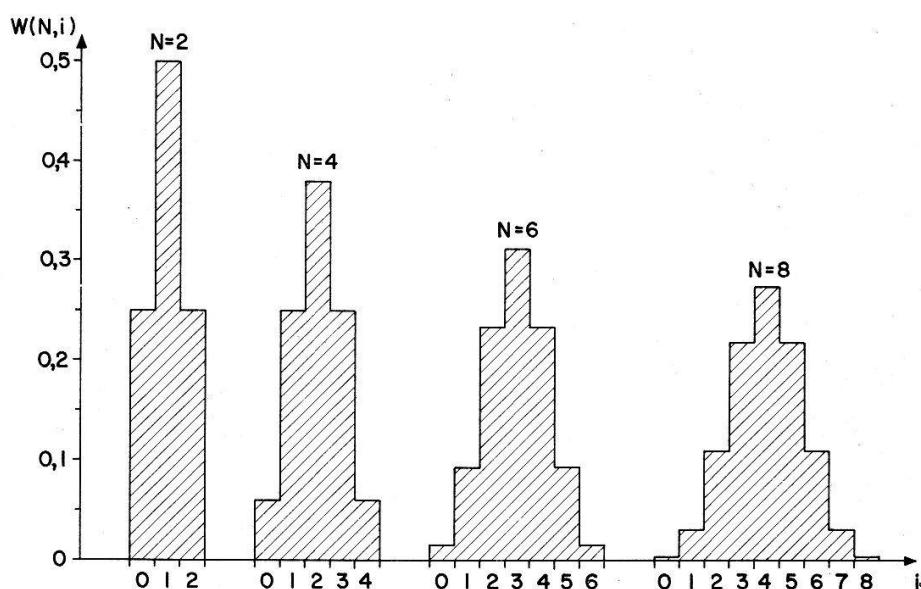


Figur 4

- a) Theoretische Zwischenwinkelverteilung im Laborsystem beim 2 γ -Zerfall eines neutralen Teilchens.
- b) Zwischenwinkelverteilung des Untergrundes, aus 3- und 4 γ -Fällen bei 10,5 GeV berechnet.

men (Winkel-Intervall $0\text{--}20^\circ$, Klassenbreite 4°). Mit dem χ^2 -Test ergab sich eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 2%.

Man rechnet leicht aus, dass in 25% aller Fälle, in welchen 2 γ 's vom π^0 - bzw. η^0 -Zerfall auftreten, wirklich beide γ 's nachgewiesen werden. Figur 5 zeigt die Verteilungsfunktion $W(N)$, eine Binomialverteilung, für verschiedene N . Man ersieht daraus, dass die Multiplizitätsverteilung der Figur 2a nicht eindeutig in Anteile von Figur 5 aufgespalten werden kann. Das bedeutet, dass man mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 0,5 den Kanal mit einem π^0 ($\eta^0 \rightarrow 2\gamma$) unmöglich von den anderen Kanälen trennen kann. Es ist ferner nicht ausgeschlossen, dass bei gewissen Prozessen auch eine ungerade Anzahl γ -Quanten auftritt, was die Analyse einer gemessenen Multiplizitätsverteilung noch wesentlich erschweren würde.



Figur 5

Wahrscheinlichkeit dafür, dass i Elektronenpaare nachgewiesen werden, wenn N γ -Quanten erzeugt worden sind (Nachweiswahrscheinlichkeit $p = 0,5$).

Ein oberer Grenzwert für den Wirkungsquerschnitt des elastischen LA und die Erzeugung des η^0 -Mesons mit anschliessendem Zerfall in 2 γ 's bei 10.5 lässt sich aus den 2 γ -Fällen der Figur 3b und dem Verhältnis der Anzahl Ereignisse zur Anzahl Primärspuren unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit berechnen.

2.2.4. Winkelverteilung

2.2.4.1. Einfluss des Pauli-Prinzips und des Fermi-Impulses

In komplexen Kernen werden die Prozesse unterdrückt, bei welchen das angestossene Nukleon in einen Zustand gebracht würde, welcher bereits besetzt ist. Das hat zur Folge, dass alle Prozesse mit kleinem Impulsaustausch (zum Beispiel Streuung in der Vorwärtsrichtung) mehr oder weniger abgeschwächt werden. Das Problem wurde im Zusammenhang mit Neutrino-Wechselwirkungen eingehend untersucht (BER-

MAN¹³). Für den Bruchteil der Neutronen δ_N bzw. Protonen δ_Z , die am Impulsaustausch q teilnehmen, gilt (siehe Figur 6):

$$\delta_N = \left(1 - \frac{Z}{N}\right) \quad \text{für } \eta < \eta_0$$

$$\delta_N = \left(\frac{3}{4}\right) \eta - \frac{1}{16} \eta^3 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{Z}{N}\right) + \frac{3}{16 \eta} \left(1 - \left(\frac{Z}{N}\right)^{2/3}\right) \left(1 - \left(\frac{Z}{N}\right)^{2/3} - 2 \eta^2\right)$$

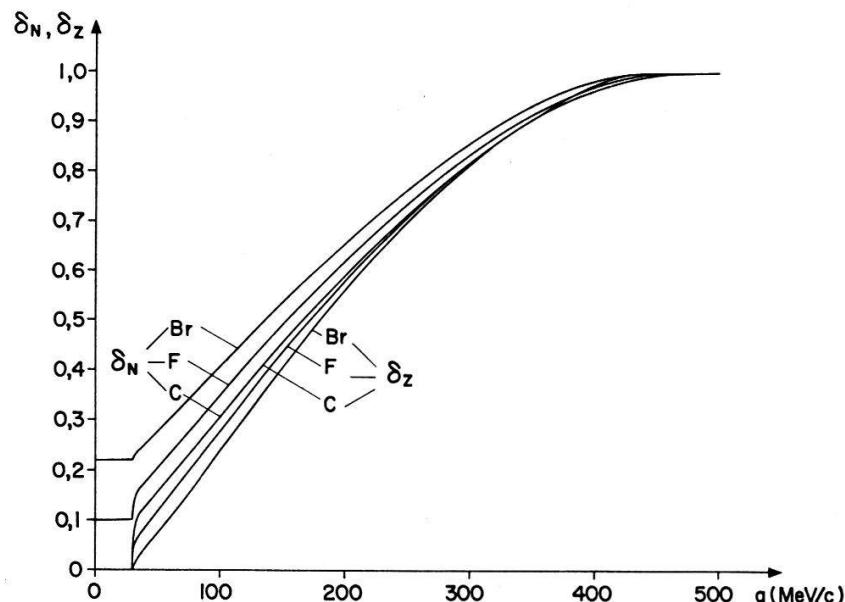
für $\eta > \eta_0$

$$\text{mit } \eta = \frac{q}{R_N}, \quad \eta_0 = 1 - \frac{R_Z}{R_N}. \quad (3a)$$

$$R_N = 240 \frac{\text{MeV}}{c}, \quad R_Z = 208 \frac{\text{MeV}}{c}$$

$$\delta_Z = 0 \quad \text{für } \eta < \eta_0$$

$$\delta_Z = \left(\frac{N}{Z}\right) \delta_N - \left(\frac{N}{Z} - 1\right) \quad \text{für } \eta > \eta_0 \quad (3b)$$



Figur 6

Einfluss des Pauli-Prinzips: δ_N = Bruchteil der Neutronen, δ_Z = Bruchteil der Protonen im Kern, die am Impulsaustausch q teilnehmen.

Der Fermi-Impuls der gebundenen Nukleonen verschmiert die Winkelverteilung. Bei 25 GeV Primärenergie beträgt der Effekt maximal 10 mrad, bei 10 GeV 25 mrad, falls der Fermi-Impuls während des Stosses senkrecht zur Richtung des Primärteilchens gerichtet ist. Im Mittel wird der Streuwinkel jedoch nur um einen Bruchteil dieses Betrages verfälscht, da die Fermi-Impulsverteilung im Laborsystem isotrop ist.

2.2.4.2. Winkelverteilung beim $p\bar{n}$ -Ladungsaustausch

Aus der Reaktion $\bar{p} + n \rightarrow n + \bar{p}$ erhält man als Reaktionsprodukte, wie bereits kurz in der Einleitung erwähnt wurde, ein hochenergetisches Neutron und ein niedrigerenergetisches Proton. Das Neutron kann in der Blasenkammer nur nachgewiesen werden, wenn es noch innerhalb des kurzen ihm in der Kammer zur Verfügung stehenden Weges (im Mittel 11 cm) eine Wechselwirkung verursacht. Dies trifft nur bei ungefähr jedem 8. Neutron zu.

Könnte man den $p\bar{n}$ -LA an freien Neutronen studieren, so liesse sich die Winkelverteilung aus der Energie oder dem Winkel des Rückstossprotons allein bestimmen. Mit gebundenen Neutronen werden die Verhältnisse komplizierter: Öfters treten mehrere schwarze Spuren anstelle eines einzigen Rückstossprotons auf (siehe Figur 8a); tritt zufällig nur ein Proton auf, so stimmen wegen dem Fermi-Impuls meistens die gemessenen nicht mit den aus den Erhaltungssätzen berechneten Werten überein. In Abschnitt 2.2.5. wird ausgeführt, welche Information aus den schwarzen Spuren erhalten werden kann.

2.2.4.3. Winkelverteilung beim π^-p -Ladungsaustausch

Da der elastische LA nur mit den 2γ -Fällen nachgewiesen werden kann, wird auch hier die Statistik für die Winkelverteilung sehr spärlich. Die π^0 -Richtung eines solchen Falles lässt sich folgendermassen bestimmen: Sie muss in der Ebene der beiden Elektronenpaare liegen. Kann man die Energie des einen messen, so lässt sich die π^0 -Richtung aus der Bedingung berechnen, dass die Transversalimpulse beider Paare gleich sind nach der Formel

$$\not{p}_1 \sin \theta_1 = \not{p}_2 \sin \theta_2$$

\not{p}_1, \not{p}_2 = Impuls des 1. bzw. 2. Elektronenpaars

θ_1, θ_2 = Winkel der Paare gegenüber der π^0 -Richtung

$\theta_1 + \theta_2 = \theta$ (siehe Formel (1)).

Liegen die Energien beider Paare über 2 GeV, das heisst sind sie für uns nicht messbar, so kann man für die π^0 -Richtung als gute Näherung die Winkelhalbierende annehmen ($\theta_1 = \theta_2 = \theta/2$). Genau dasselbe gilt für die η^0 -Winkelverteilung.

2.2.5. Information aus schwarzen Spuren

Die Summe der in den schwarzen Spuren vorhandenen Energie ist ein Mass für den Impulsaustausch. Kaskadenprozesse im Kern sorgen dafür, dass die Energie, die anfangs im Rückstossnukleon allein steckt, auf mehrere Nukleonen verteilt wird. Wir nehmen an, dass bei allen Prozessen, wo mehrere schwarze Spuren auftreten, eine dem Verhältnis Neutronen zu Protonen entsprechende Anzahl Neutronen emittiert wird. Die Energie eines einzelnen Teilchens, das eine schwarze Spur verursacht, wird aus seiner Reichweite oder Blasendichte bestimmt.

2.2.6. Elastische Streuung von Protonen und π -Mesonen an gebundenen Neutronen und Protonen

Wir bezeichnen diese Streuung als p - bzw. π -Nukleus-Streuung. Um zu untersuchen, wie die Diffraktionsstreuung durch Effekte des komplexen Kerns beeinflusst wird, massen wir die Winkelverteilung des hochenergetischen Teilchens und die Multipizitäts- und Energieverteilung der schwarzen Spuren bei der elastischen p - bzw. π -Nukleus-Streuung bei 25 bzw. 10,5 GeV unter den gleichen Bedingungen wie beim LA.

Die in Figur 10 und 11 aufgetragenen Winkelverteilungen wurden folgendermassen erhalten: Jede Primärspur wurde mit einem Millimeterpapier auf Streuung untersucht und alle Fälle mit einem projizierten Winkel $\phi > 5$ mrad notiert. Dasselbe wurde für eine andere Ansicht desselben Bildes wiederholt. Man bestimmte den Streuwinkel samt Fehler nach der in Abschnitt 2.2.7. beschriebenen Methode.

Um abzuschätzen, wieviele Ereignisse wegen ungünstiger Lage in der Kammer dem Nachweis entgehen, wurde der Azimutwinkel jedes Ereignisses bezüglich der Scheibenebene berechnet und ein Targetdiagramm aufgenommen, das über die Häufigkeit der in ein bestimmtes Winkel- und Azimutintervall fallenden Ereignisse Auskunft gibt. Da die Streuwinkel azimutunabhängig sind, der Nachweis jedoch nicht, kann man aus dem Targetdiagramm den Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit in Funktion des Azimutwinkels bestimmen und den Wirkungsquerschnitt entsprechend korrigieren.

Man notierte auch alle Streuprozesse, die von einem oder mehreren Elektronenpaaren begleitet waren, und konnte den Wirkungsquerschnitt folgender Prozesse abschätzen:

$$p(\pi) + \text{Nukleus} \rightarrow p(\pi) + \text{Nukleus} + i\pi^0, \quad i = 1, 2, \dots$$

2.2.7. Geometrische Rekonstruktion

Die Auswertung der Photos erfolgte nur zum Teil nach den häufig zitierten Methoden.

Dank der relativ kleinen Blasendichte kann man einzelne Blasen auf allen 3 Stereo-Aufnahmen identifizieren. Um interessierende Ereignisse auszuwerten, projiziert man die gewünschten Photos mit einem Prevost-Projektor auf einen Tisch und überträgt ausgewählte Punkte auf ein Zeichenblatt. Es wurde speziell darauf geachtet, dass Filmebenen und Tisch sehr genau parallel zueinander liegen. Bei den 3 projizierten Bildern werden der 0-Punkt und die x -Richtung im System der Blasenkammer zur Übereinstimmung gebracht.

Die Vergrösserungsverhältnisse können verschieden sein; sie werden aus dem Abstand zweier Marken auf der x -Achse bestimmt, die auch abgezeichnet werden.

Die Koordinaten der 3 Objektive im System der Blasenkammer wurden nach einem ähnlichen Verfahren, wie es von BÖCK⁴⁾ beschrieben wird, aus den Photographien der Marken und der Kammerumrisse mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung bestimmt.

Man misst die Zeichnungen auf einem mit Analog-Digitalwandlern der Firma Göttinger⁸⁾ versehenen Koordinatograph der Marke Haag-Streit⁹⁾ aus; ein IBM 026 Locher mit Read-Device stanzt die Koordinaten direkt in Lochkarten.

Die Daten werden durch eine IBM 7070 Rechenmaschine verarbeitet. Das Rechenprogramm transformiert die projizierten Punkte ins Basis-Koordinatensystem der Blasenkammer und reduziert die Vergrösserung auf 1.

Pro Punkt berechnet man aus den 3 projizierten Koordinatenpaaren die 3 kartesischen Koordinaten mit ihren Fehlern nach der Methode der kleinsten Quadrate. Die Koordinaten einer Blase können in der Scheibenebene auf 1/40 mm, senkrecht dazu auf 1/5 mm genau bestimmt werden.

Die Spur eines hochenergetischen Teilchens wird, falls sie gerade ist, durch 3–10 solcher Punkte bzw. Blasen definiert, durch welche man nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade berechnet. Der Winkel zwischen zwei auf diese Weise bestimmten Geraden kann auf einige mrad genau berechnet werden.

2.2.8. Energiebestimmung und Identifikation von Teilchen

Bei allen Reaktionen spielt die Energiemessung an den Reaktionsprodukten eine grosse Rolle. Wir wandten sie an zur Identifikation von Teilchen (Kombination zweier Methoden), zur Bestimmung der in allen schwarzen Spuren steckenden Energie beim LA und bei der p - bzw. π -Nukleus-Streuung, und zur Abschätzung der Energie von Elektronenpaaren. Es wurde mit folgenden Methoden gearbeitet:

2.2.8.1. Reichweite

Aus der Reichweite lassen sich in unserer Kammer Protonenergien von 5–150 MeV sehr genau (auf einige %) messen. Die Reichweite-Energie-Beziehung wurde durch numerische Integration der Energieverlustformel von STERNHEIMER⁵⁾ berechnet.

2.2.8.2. Blasendichte

Die in diesem Institut ausgeführten Messungen der Blasendichte in Funktion der Teilchenenergie durch HUGENTOBLER et al.²³⁾ konnten zur Bestimmung unbekannter Energien benutzt werden.

Die von uns angewandte Messmethode – Einteilung der Blasenabstände in Klassen und Bestimmung der wahrscheinlichsten Blasendichte nach der Methode von AHMADZADEH⁶ – wird in der oben zitierten Arbeit ausführlich beschrieben. Sie arbeitet für Protonen im Energiebereich von 50–500 MeV, für π -Mesonen von 10–200 MeV recht gut; die Unsicherheit in der Energiebestimmung hängt von der Anzahl gemessener Blasen und der Energie ab und beträgt bei unserer Anordnung im Mittel 10%.

2.2.8.3. Vielfachstreuung

Die Vielfachstreuung im Coulombfeld der Kerne wird vor allem in der Emulsion zur Impulsmessung geladener Teilchen benutzt. Die Methode lässt sich auch in unse-

rem Falle (mit schwerer Flüssigkeit gefüllte Blasenkammer ohne Magnetfeld) anwenden. Vielfachstreuung und Untergrund erhält man nach JANOSSY und ROZSA⁷⁾ gleichzeitig aus einer einzigen Messung mit der Koordinatenmethode. Der relative Fehler einer Messung beträgt 20% oder mehr. Der maximal messbare Impuls liegt bei etwa 2 GeV/c.

3. Resultate

Die folgenden Resultate wurden nicht korrigiert für die Effekte des komplexen Kerns (Pauli-Prinzip, Fermi-Impuls, Schatteneffekt).

3.1. ρn -Ladungsaustausch bei 25 GeV

3.1.1. Totale Wirkungsquerschnitte

elastisch: $\sigma = (50 \pm 15) \mu b/\text{Neutron}$

inelastisch: $\sigma = (80 \pm 20) \mu b/\text{Neutron}$

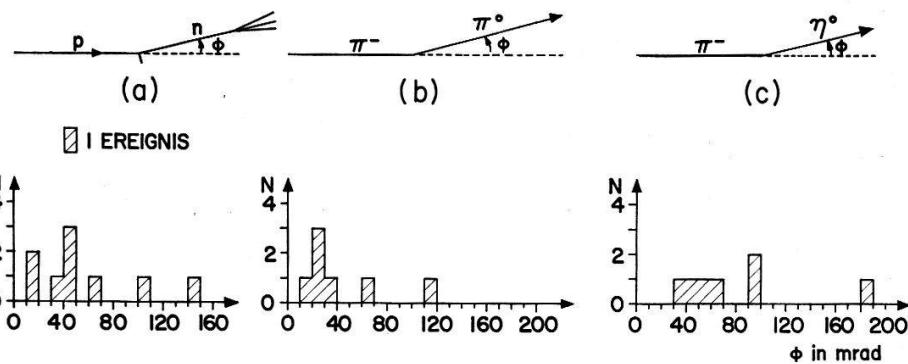
Die Fehler sind zusammengesetzt aus den statistischen Fehlern und der Unsicherheit, elastische und inelastische Ereignisse zu trennen. 20% der elastisch aussehenden Ereignisse sind inelastisch. Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden 35000 Aufnahmen durchgesehen, und zwar alle Aufnahmen doppelt. Die Wahrscheinlichkeit, ein «gutes» Ereignis zu übersehen, war kleiner als 5%. Zusätzlich wurden noch 8000 Aufnahmen durchgesehen, bei welchen die Nachweiswahrscheinlichkeit für inelastische Produkte besonders günstig war. Die Anzahl nachgewiesener inelastischer Ereignisse und die entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle II aufgeführt. Die Zerfallsänge für die V^0 -Teilchen betrug im Mittel 15 cm, die π^0 -Multiplizität 2,3 und die Energie pro π^0 2,3 GeV.

Tabelle II
Inelastische Ereignisse beim ρn -LA

Anzahl π^0	Anzahl V^0	Nachweiswahrscheinlichkeit %	Anzahl beobachteter Ereignisse
1	0	80	7
2	0	95	2
>2	0	>99	14
0	2	50	2
1	2	90	1
>1	2	>99	1

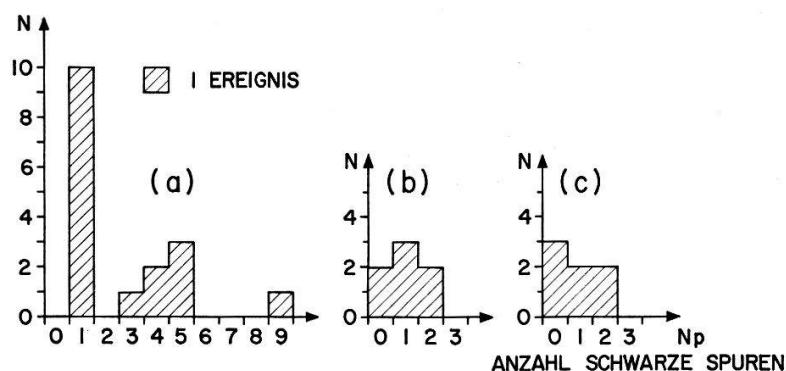
3.1.2. Winkelverteilung

Figur 7a zeigt die aus total 9 Ereignissen erhaltene Winkelverteilung; 2 ± 1 können davon inelastisch sein. Zu den oben erwähnten 43000 Aufnahmen hin wurden noch weitere 60000 speziell nach Wechselwirkungen der hochenergetischen Neutronen beim elastischen ρn -LA durchgesehen, welche allein direkte Auskunft über die Winkelverteilung ergeben.



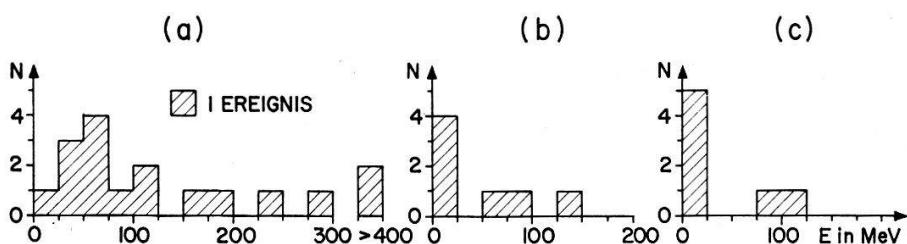
Figur 7

- a) Neutron-Winkelverteilung beim elastischen $p\bar{n}$ -LA bei 25 GeV aus Fällen mit einer Neutron-Wechselwirkung.
 b) π^0 -Winkelverteilung bei 10,5 GeV aus 2 γ -Fällen, die als elastischer π^-p -LA interpretiert werden.
 c) η^0 -Winkelverteilung bei der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ bei 10,5 GeV aus 2 γ -Fällen.



Figur 8

- Multiplizitätsverteilung der schwarzen Spuren ($E_p > 4$ MeV).
 a) Beim elastischen $p\bar{n}$ -LA bei 25 GeV.
 b) Als elastischer π^-p -LA interpretierte Fälle bei 10,5 GeV.
 c) Als η^0 -Erzeugung mit 2 γ -Zerfall interpretierte Ereignisse bei 10,5 GeV.



Figur 9

- Energieverteilung der in schwarzen Spuren ($E_p > 4$ MeV) sichtbaren Energie.
 a) Beim elastischen $p\bar{n}$ -LA bei 25 GeV.
 b) Als elastischer π^-p -LA interpretierte Fälle bei 10,5 GeV.
 c) Als η^0 -Erzeugung mit 2 γ -Zerfall interpretierte Ereignisse bei 10,5 GeV.

Man erhält beim $p\bar{n}$ -LA offensichtlich keine Diffraktionsstruktur, wie sie bei der elastischen Streuung auftritt. Das Pauli-Prinzip kann ein Diffraktionsbild auf keinen Fall in eine solche Struktur verwandeln, wie der Vergleich mit der p -Nukleus-Streuung in Figur 10a zeigt. PALEVSKY et al.¹⁴⁾ erhielten bei 2,04 und 2,85 GeV $p\bar{n}$ -LA im Gegensatz zu uns eine Winkelverteilung, die noch stärker nach vorn gerichtet ist als die Diffraktionsstreuung bei den entsprechenden Energien.

3.1.3. Energieverteilung der schwarzen Spuren

Figur 8a zeigt die Multiplizitätsverteilung der schwarzen Spuren, Figur 9a die Summe der in allen schwarzen Spuren steckenden Energie pro Ereignis beim elastischen $p\bar{n}$ -LA. Rechnet man die unsichtbare Energie der Neutronen und die Bindungsenergie dazu, so erhält man für den mittleren Impulsaustausch beim elastischen LA 900 MeV/c (~ 360 MeV Rückstossenergie eines Nukleons). Der Unterschied gegenüber der p -Nukleus-Streuung (Figuren 12 und 14) ist evident.

3.2. π^-p -Ladungsaustausch bei 6, 10,5 und 16 GeV

3.2.1. Totale Wirkungsquerschnitte

Tabelle III gibt Auskunft über die 2γ -Fälle, die als elastischer LA interpretiert werden können; alle erfüllen innerhalb der Fehlergrenzen die im Abschnitt 2.2.3.2. aufgeführten Bedingungen. Es ist jedoch nicht auszuschliessen, dass ein Teil der Ereignisse von anderen Prozessen als vom elastischen LA herrührt.

Tabelle III
2 γ -Fälle bei 10,5 GeV

Zwischenwinkel θ (mrad)	Energie 1. Elektronen- paar (MeV)	Energie 2. Elektronen- paar (MeV)	Winkel ϕ (π^- primär, π^0) (mrad)
32 \pm 3	1800 \pm 600	> 2000	24
33 \pm 3	1900 \pm 600	> 2000	119
36 \pm 4	1700 \pm 500	> 2000	28
40 \pm 4	1900 \pm 600	> 2000	15
45 \pm 5	1700 \pm 500	> 2000	35
51 \pm 7	1000 \pm 300	> 2000	38
53 \pm 7	1000 \pm 300	> 2000	70

Mittlerer experimenteller Zwischenwinkel $\bar{\theta} = 41$ mrad

Mittlerer theoretischer Zwischenwinkel $\bar{\theta} = 46$ mrad

Bei 6 und 16 GeV wurden im ganzen sehr wenige 2γ -Fälle nachgewiesen. Bei 6 GeV erfüllte nur ein Ereignis die kinematischen Bedingungen für elastischen LA, bei 16 GeV überhaupt keines. Die mittlere potentielle Länge war aus apparativen Gründen bei 6 GeV wesentlich kürzer (5 cm) als bei den anderen Energien.

Bei 16 GeV entspricht die in Tabelle IV angegebene obere Grenze einem nachgewiesenen Ereignis.

Einen weiteren Wert für die obere Grenze erhielt man mit dem Verfahren, bei welchem man vom Wirkungsquerschnitt für verschwindende Spuren (σ zero prongs) den sicher inelastischen Anteil subtrahiert und die übrigbleibenden Fälle als elastisch bezeichnet. Die Resultate sind in Tabelle IV zusammengestellt.

Ein Teil der Filme wurde zweimal durchgesehen und die Wahrscheinlichkeit zu 80% bestimmt, dass ein «gutes» Ereignis bereits beim ersten Durchgang gefunden wurde.

Tabelle IV
Wirkungsquerschnitte für «zero prong events» und LA

π^- -Energie	Anzahl Bilder	% μ -Mesonen	$\sigma_{\text{zero prong}}$ $\mu b/\text{Proton}$	$\sigma_{\text{el. LA}} (2\gamma\text{-Meth.})$ $\mu b/\text{Proton}$	$\sigma_{\text{el. LA}}$ (nicht inel.)
6	18000	5	550 ± 70	< 100	$< 300 \pm 50$
10.5	75000	20	380 ± 35	$< 55 \pm 20$	$< 200 \pm 25$
16	45000	45	110 ± 40	< 40	< 10

3.2.2. Winkelverteilung

Sie konnte nur bei 10,5 GeV mit den wenigen 2γ -Fällen, die vom π^0 -Zerfall herrühren können, bestimmt werden (siehe Figur 7b). Kleine Streuwinkel werden durch das Pauli-Prinzip unterdrückt. Da mit einer Ausnahme keine Winkel ausserhalb des ersten Diffraktionsminimums (etwa 70 mrad) liegen, ist ein diffraktionsähnliches Verhalten möglich. Der Messfehler für die π^0 -Richtung beträgt im Mittel ± 10 mrad.

3.2.3. Energieverteilung der schwarzen Spuren

Figur 8b zeigt die Multiplizitätsverteilung, Figur 9b die Energieverteilung der schwarzen Spuren der Ereignisse, die als elastischer LA interpretiert werden können (siehe Tabelle III). Auch diese Information spricht für ein Diffraktionsverhalten.

3.3. η^0 -Meson

In Tabelle V sind die Fälle aufgeführt, welche als Zerfall des η^0 -Mesons in 2γ 's interpretiert werden können. Auch hier kann ein Teil der Ereignisse von anderen Prozessen herrühren.

Aus diesen 2γ -Fällen erhielten wir folgenden Wert für den Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n, \eta^0 \rightarrow 2\gamma$

$$\sigma < 55 \pm 20 \mu b/\text{Proton}$$

Figur 7c zeigt die aus den 2γ -Fällen gewonnene η^0 -Winkelverteilung, Figur 8c die Multiplizitäts- und Figur 9c die Energieverteilung der schwarzen Spuren.

Tabelle V

Zwischenwinkel θ (mrad)	Energie 1. Elektronen- paar (MeV)	Energie 2. Elektronen- paar (MeV)	Winkel ϕ (π^- primär, η^0)
132 ± 3	> 2000	> 2000	48
141 ± 4	> 2000	> 2000	95
162 ± 6	1000 ± 400	> 2000	54
179 ± 8	1300 ± 400	> 2000	61
192 ± 3	1000 ± 300	> 2000	33
207 ± 8	1000 ± 300	> 2000	99
240 ± 40	1000 ± 300	> 2000	190

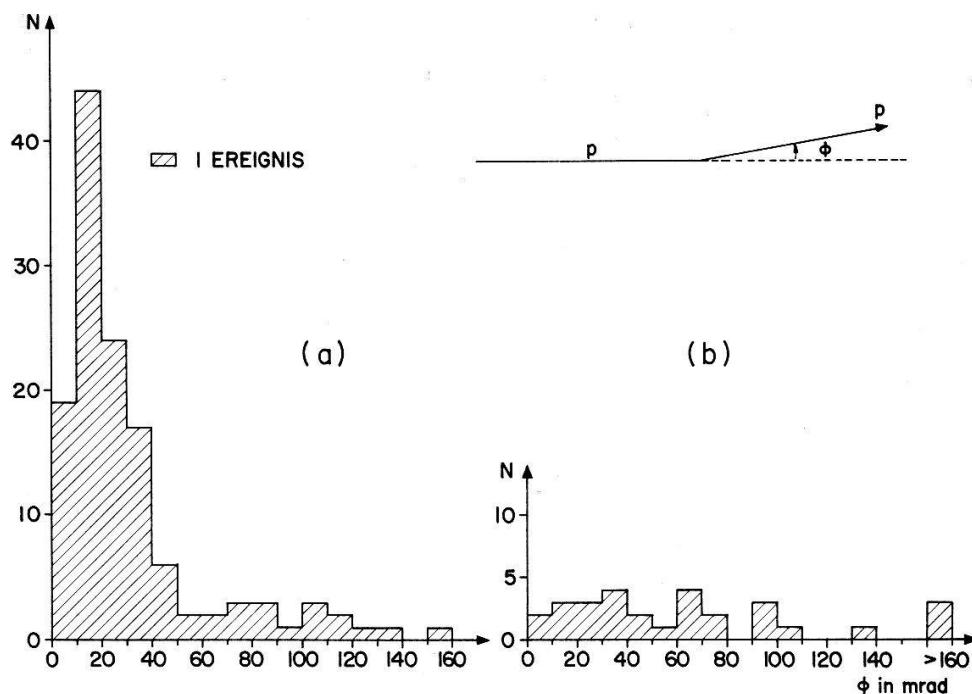
Mittlerer experimenteller Zwischenwinkel $\bar{\theta} = 179$ mrad

Mittlerer theoretischer Zwischenwinkel $\bar{\theta} = 178$ mrad

3.4. Streuung von Protonen und π -Mesonen an gebundenen Neutronen und Protonen

3.4.1. Wirkungsquerschnitte

Der totale elastische Wirkungsquerschnitt konnte nur für Streuwinkel > 10 mrad bestimmt werden, da kleinere Winkel schwierig nachzuweisen sind. Die angegebenen Fehler sind zusammengesetzt aus den statistischen Fehlern und der Unsicherheit, die Korrekturfaktoren aus dem Targetdiagramm zu bestimmen.



Figur 10

Winkelverteilung des gestreuten Protons gegenüber der Primärrichtung bei der Streuung von 25 GeV Protonen an gebundenen Protonen und Neutronen.

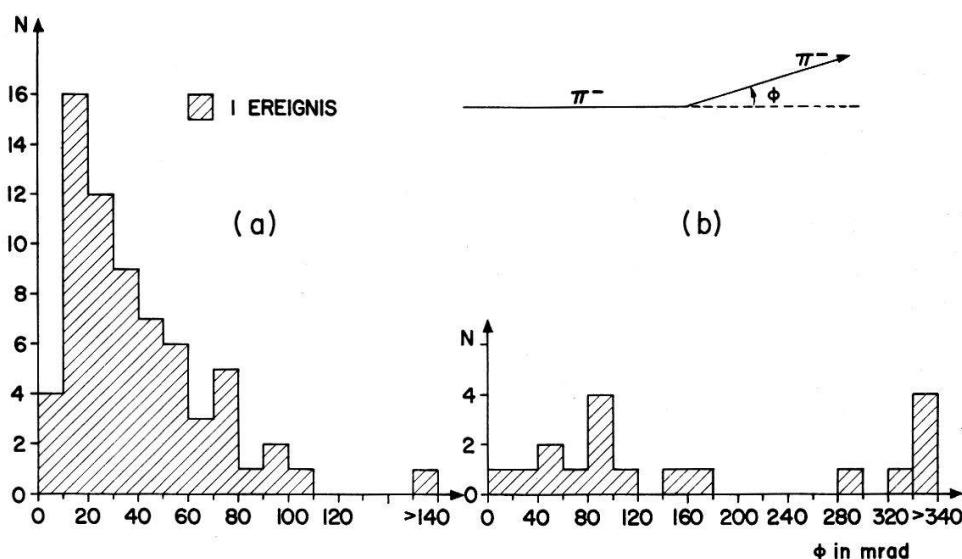
a) elastische Fälle; b) inelastische Fälle (mit nachgewiesenen Elektronenpaaren).

$$\begin{aligned} p(25 \text{ GeV}): \sigma_{el} (\phi > 10 \text{ mrad}) &= 2,6 \pm 0,7 \text{ mb/Nukleon} \\ \pi(10,5 \text{ GeV}): \sigma_{el} (\phi > 10 \text{ mrad}) &= 3,2 \pm 1,0 \text{ mb/Nukleon} \\ p(25 \text{ GeV}): \sigma_{inel} (\text{nur } \pi^0\text{-Erzeugung}) &= 0,6 \pm 0,15 \text{ mb/Nukleon} \\ \pi(10,5 \text{ GeV}): \sigma_{inel} (\text{nur } \pi^0\text{-Erzeugung}) &= 0,6 \pm 0,25 \text{ mb/Nukleon} \end{aligned}$$

Die Werte sind, wie alle bisher angegebenen Resultate, nicht korrigiert für die Einflüsse des komplexen Kerns, deren wichtigste in diesem Fall der Schatteneffekt und das Pauli-Prinzip sind.

3.4.2. Winkelverteilung

Sie ist in Figur 10 für p -Nukleus-, in Figur 11 für π -Nukleus-Streuung aufgeführt.



Figur 11

Winkelverteilung des gestreuten π -Mesons gegenüber der Primärrichtung bei der Streuung von 10,5 GeV π -Mesonen an gebundenen Protonen und Neutronen.

a) elastische Fälle; b) inelastische Fälle.

Es lassen sich daraus folgende Schlüsse ziehen:

Die einzelnen Nukleonen wirken ziemlich unabhängig voneinander (quasifrei); insbesondere erhält man das erste «Diffractionsminimum» bei den an freien Nukleonen gemessenen Winkeln, wenn man für die Verschmierung durch den Fermi-Impuls korrigiert.

Über den Einfluss des Pauli-Prinzips kann experimentell nichts ausgesagt werden, da die Winkel, bei welchen es wirksam ist, sehr klein sind und in unserem Experiment nicht nachgewiesen werden können.

Ein eventuell vorhandener kohärenter Anteil würde ebenfalls bei sehr kleinen Winkeln auftreten und lässt sich daher nicht nachweisen.

Elastische und inelastische Fälle haben eine ganz verschiedene Winkelverteilung.

3.4.3. Energieverteilung der schwarzen Spuren

Figuren 12 und 13 zeigen die Multiplizitätsverteilung, Figuren 14 und 15 die Energieverteilung der schwarzen Spuren bei der ρ - bzw. π -Nukleus-Streuung.

Die Multiplizitätsverteilung zeigt, dass weitaus am häufigsten 0 oder 1 schwarze Spur (Rückstossproton) auftritt, das heisst wenn ein Neutron oder Proton im Kern angestossen wird, so erfolgt der Stoss quasifrei, und die anderen Nukleonen des Kerns werden wenig beeinflusst.

Die Energieverteilung zeigt wie die Winkelverteilung ein Diffraktionsbild. Berechnet man aus der Kinematik des Stosses die Rückstossenergie und vergleicht man sie mit der Energie der schwarzen Spuren, so findet man im einzelnen Fall nur selten Übereinstimmung. Man sieht aber deutlich, dass die in den schwarzen Spuren sichtbare Energie mit dem Impulsaustausch korreliert ist.

3.5. Schatteneffekt

Es ist wohlbekannt, dass der Wirkungsquerschnitt für inelastische Prozesse an komplexen Kernen kleiner ist als die Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte der Nukleonen, für freie Neutronen und Protonen berechnet. Anschaulich lässt sich das so erklären, dass sich, von der einfallenden Welle aus gesehen, ein Teil der Nukleonen im Schatten der anderen befindet.

In einer in diesem Institut ausgeführten Arbeit von PEACOCK et al.¹⁷⁾ wurde gezeigt, dass man für den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt von π -Mesonen (6, 11 und 16 GeV) und Protonen (25 GeV) an komplexen Kernen (Pb, Cd und Cu) setzen kann:

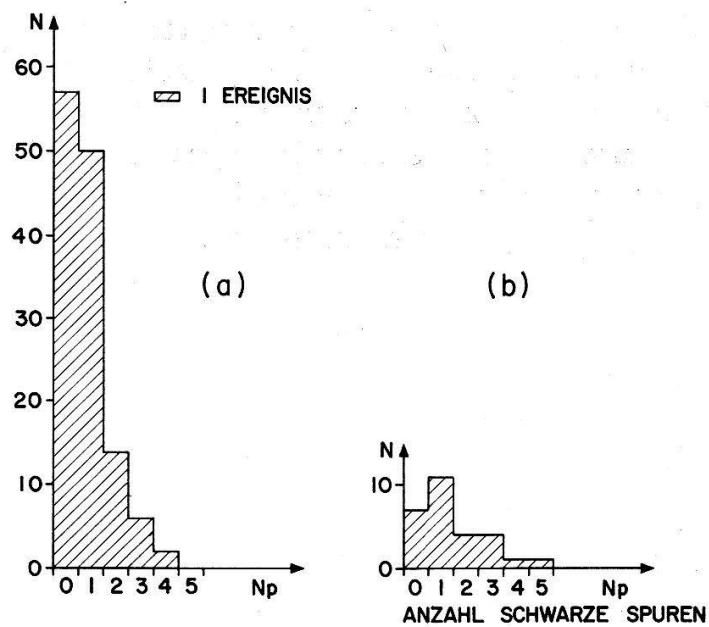
$$\sigma = \sigma_0 A^{2/3}$$

mit σ_0 = inelastischer Wirkungsquerschnitt von Protonen an Protonen
 A = Atomgewicht des komplexen Kerns.

Der Faktor $r = \sigma_0 A / \sigma_0 A^{2/3}$ gibt an, um wieviel der Wirkungsquerschnitt an einem freien Nukleon grösser ist als an einem Nukleon, das in einem Kern mit Atomgewicht A gebunden ist. Für Freon – 13 B1, die in unserer Blasenkammer verwendete Flüssigkeit, ist $r = 3$. Wir erhielten für den Wirkungsquerschnitt von π^- -Mesonen für «zero prong events» durchwegs kleinere Werte als andere Autoren für « H -like events» (siehe Tabelle VI), das heisst $r_{exp} > 1$.

Tabelle VI

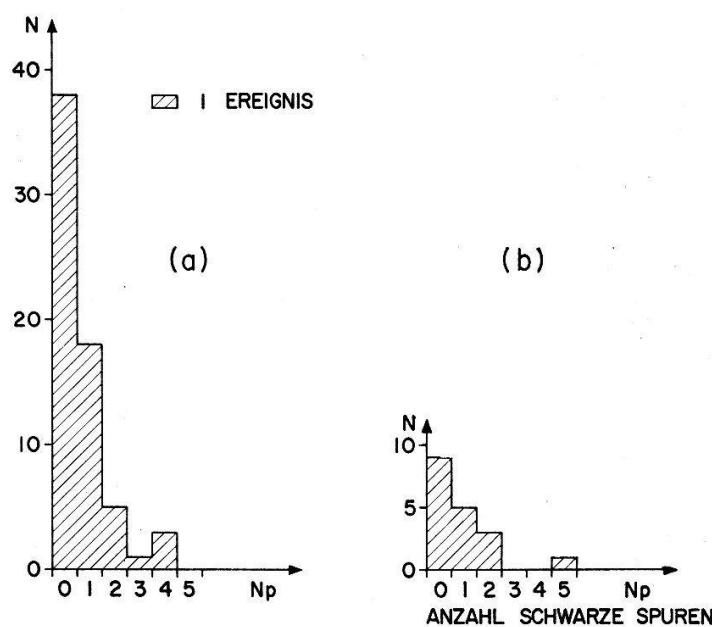
π^- -Energie (GeV)	$\sigma_{\text{zero prong}}$ (μb) (unsere Werte)	$\sigma_{\text{zero prong}}$ (μb) Literatur	Autoren	Lit.	r_{exp}
6	550 ± 70	1320 ± 145	BELLINI	²²⁾	2,4
10,5	380 ± 35	420 ± 50	FLEURY	²⁴⁾	1,1
16	110 ± 40	450 ± 200	GOLDSACK	²⁰⁾	4,1
18		385 ± 64	BELLINI	²²⁾	



Figur 12

Multiplizitätsverteilung der schwarzen Spuren ($E_p > 4$ MeV) bei der Streuung von 25 GeV Protonen an gebundenen Protonen und Neutronen.

a) elastische Fälle; b) inelastische Fälle (mit nachgewiesenen Elektronenpaaren).

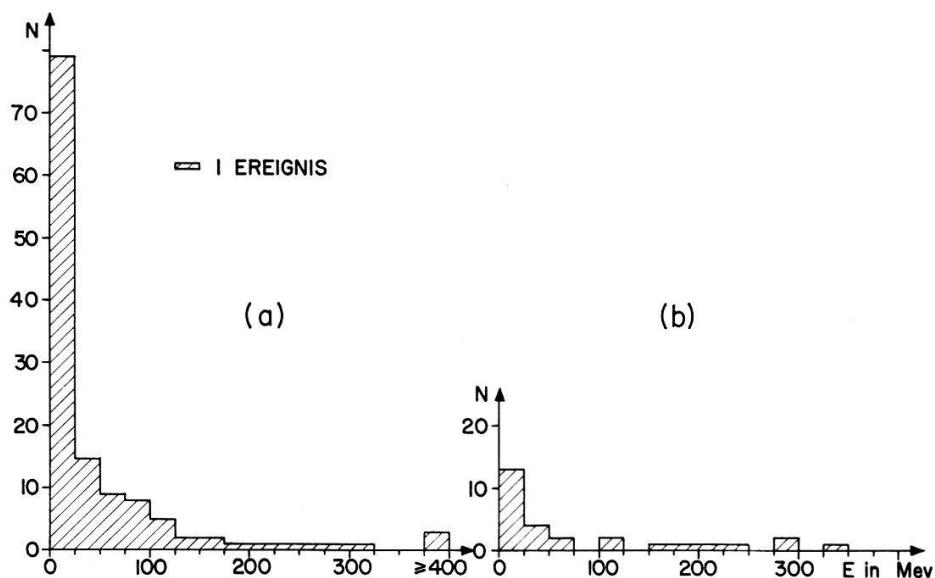


Figur 13

Multiplizitätsverteilung der schwarzen Spuren ($E_p > 4$ MeV) bei der Streuung von 10,5 GeV π -Mesonen an gebundenen Protonen und Neutronen.

a) elastische Fälle; b) inelastische Fälle.

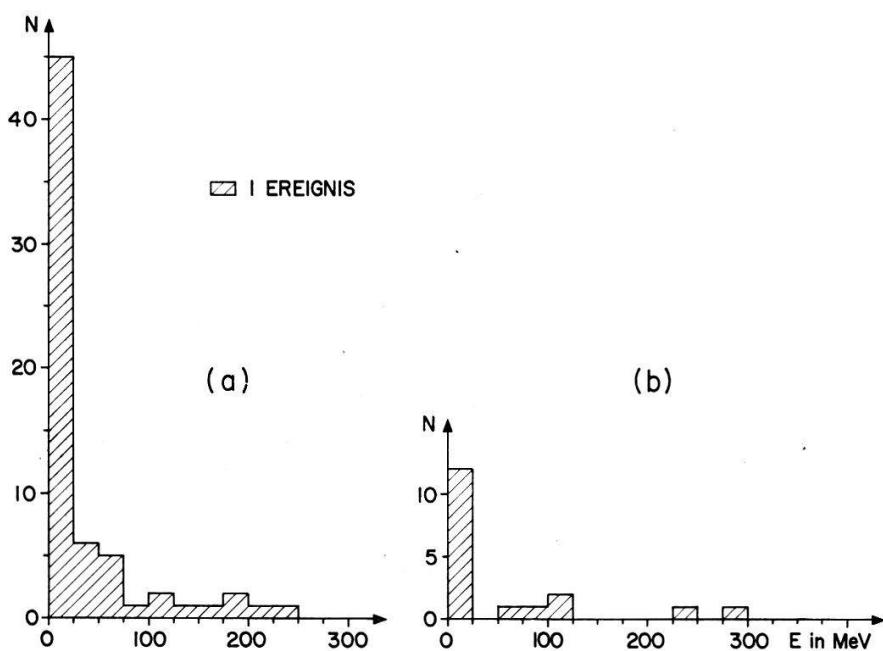
Obwohl die experimentellen Resultate für r stark streuen, scheint uns der theoretische Wert $r_{th} = 3$ mit dem Experiment verträglich. Das Pauli-Prinzip vergrössert den experimentellen Wert, falls die Prozesse, welche zu verschwindenden Spuren führen, bei kleinem Impulsaustausch stattfinden. In die gleiche Richtung geht auch der Einfluss von Sekundärwechselwirkungen der Produkte von «zero prong events» im gleichen Kern, welche einen inelastischen Prozess mit Erzeugung von geladenen Teil-



Figur 14

Energieverteilung der in schwarzen Spuren ($E_p > 4$ MeV) sichtbaren Energie bei der Streuung von 25 GeV Protonen an gebundenen Protonen und Neutronen.

a) elastische Fälle; b) inelastische Fälle.



Figur 15

Energieverteilung der in schwarzen Spuren ($E_p > 4$ MeV) sichtbaren Energie bei der Streuung von 10,5 GeV π -Mesonen an gebundenen Protonen und Neutronen.

a) elastische Fälle; b) inelastische Fälle.

chen vortäuschen; dieser Einfluss muss jedoch klein sein, da die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen bei inelastischen Prozessen an komplexen Kernen nur wesentlich grösser ist ($\sim 10\%$) als an freien Nukleonen.

3.6. Zusammenstellung der bisher bekannten Resultate für LA

Auch in den folgenden Tabellen wurden unsere Werte für den Einfluss des komplexen Kerns (zum Beispiel Schatteneffekt) nicht korrigiert.

Tabelle VII
 π^-p -Ladungsaustausch (elast. Wirkungsquerschnitt)

π^- -Energie (GeV)	$\sigma_{el} \mu b$	Target	Methode	Autoren	Lit.
2,8	200 ± 250	Freon, Propan, Xenon	Blasenkammer	SHALAMOV et al.	¹⁹⁾
6,0	< 100	CBrF ₃	Blasenkammer	vorliegende Arbeit	
6,1	< 14	Propan, Freon	Blasenkammer	BELLINI et al.	²²⁾
7–8	< 200	Propan	Blasenkammer	ARIPOV et al.	¹⁸⁾
10	< 130	H ₂	Blasenkammer	MORRISON et al.	²¹⁾
10,5	$< 55 \pm 20$	CBrF ₃	Blasenkammer	vorliegende Arbeit	
16	< 200	H ₂	Blasenkammer	GOLDSACK et al.	²⁰⁾
16	< 10	CBrF ₃	Blasenkammer	vorliegende Arbeit	
18,1	< 30	Propan, Freon	Blasenkammer	BELLINI et al.	²²⁾

Tabelle VIII
 $p n$ -Ladungsaustausch (elast. Wirkungsquerschnitt)

Proton-Energie (GeV)	$\sigma_{el} \mu b$	Target	Methode	Autoren	Lit.
2,04	650 ± 150	{ Be, H ₂	{ doppelter LA,	{ PALEVSKY et al.	¹⁴⁾
2,85	430 ± 160	{	{ Zähler	{	
5,1	< 1400		Emulsion	TSAO et al.	¹⁵⁾
8,5	$< 460 \pm 150$		Emulsion	NIKITIN et al.	¹⁶⁾
25,0	50 ± 15	CBrF ₃	Blasenkammer	vorliegende Arbeit	

4. Diskussion

Unsere Resultate stehen im Einklang mit dem Pomeranchuk-Theorem, welches aussagt, dass der Wirkungsquerschnitt für elastischen Ladungsaustausch mit zunehmender Energie abnimmt.

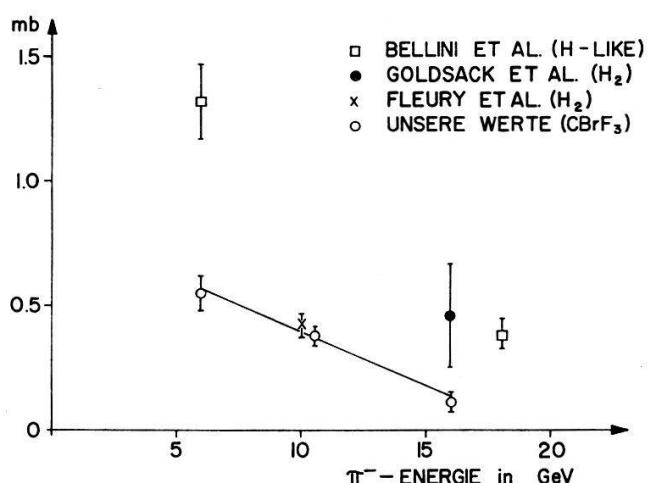
Winkelverteilung und Wirkungsquerschnitt beim $p n$ -LA lassen uns vermuten, dass in diesem Falle die Beschreibung des LA durch den Austausch eines elementaren π -Mesons möglich ist. Dieser hat eine verhältnismässig breite Winkelverteilung zur Folge.

Interpretiert man die in Tabelle III angegebenen Resultate als elastischen LA, so sind die Resultate verträglich mit dem Austausch eines ϱ -Mesons als Regge-Pol. Der 1 π -Austausch ist beim $\pi^- p$ -LA unmöglich wegen der G-Parität.

Zum Schluss werden die wichtigsten Resultate noch graphisch dargestellt: der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für verschwindende Spuren in Funktion der Energie in Figur 16, der Verlauf der Wirkungsquerschnitte für π^-p - und $p\bar{n}$ -LA in Funktion der Energie in Figur 17 und schliesslich in Figur 18 der Vergleich der Winkelverteilung des LA und der elastischen Streuung.

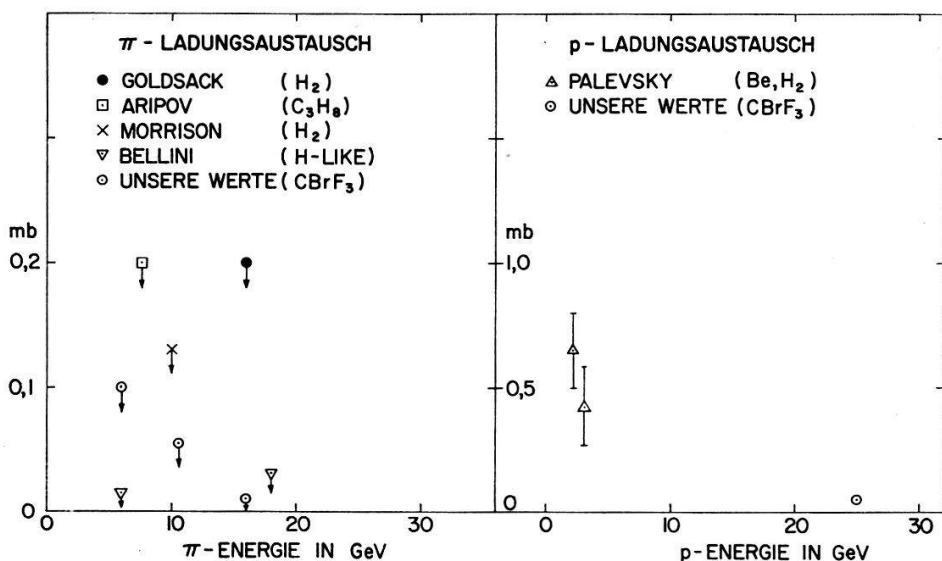
Für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit danken wir Herrn Prof. Dr. O. HUBER herzlich. Den Herren Prof. S. D. DRELL und Dr. E. HUGENTOBLER sind wir für wertvolle Diskussionen zu Dank verpflichtet. Weiter danken wir Herrn J. HOFMANN für die Mitarbeit an verschiedenen Rechenprogrammen sowie den Auswerterinnen, Fr. G. JUNGO und A. SCHOUWEY, für ihre zuverlässige und exakte Arbeit.

Dem Schweizerischen Nationalfonds verdanken wir die Bereitstellung der finanziellen Mittel.



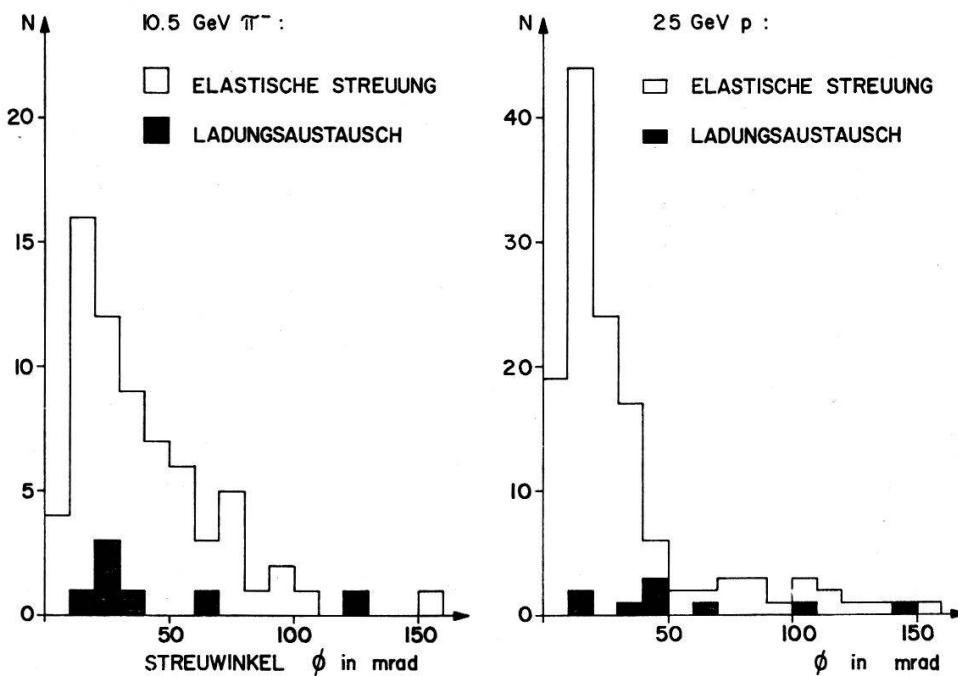
Figur 16

Verlauf des Wirkungsquerschnittes für verschwindende Spuren (zero prong events) in Funktion der primären π^- -Energie.



Figur 17

Verlauf der Wirkungsquerschnitte für π^-p - und $p\bar{n}$ -LA in Funktion der Primärenergie.



Figur 18

Vergleich der Winkelverteilung des LA und der elastischen Streuung bei 10,5 GeV π^- -Energie und 25 GeV p -Energie.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ T. REGGE, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959); **18**, 947 (1960).
- ²⁾ I. IA. POMERANCHUK, Soviet Phys. JETP **34** (7), 499 (1958).
- ³⁾ B. HAHN, A. A. KNUDSEN, and E. HUGENTOBLER, Suppl. Nuovo Cimento **15**, 236 (1960).
- ⁴⁾ B. BOECK, CERN Report 60-7.
- ⁵⁾ R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **115**, 137 (1959).
- ⁶⁾ A. AHMADZADEH, Nuovo Cimento **24**, 1 (1962).
- ⁷⁾ L. JANOSSY and P. ROZSA, Nuovo Cimento **20**, 817 (1961).
- ⁸⁾ Firma Güttinger, Elektronische Rechengeräte, Niederteufen AR, Schweiz.
- ⁹⁾ Firma Haag-Streit AG, Werkstätten für Präzisionsmechanik, Liebefeld-Bern, Schweiz.
- ¹⁰⁾ H. H. BINGHAM et al., Proc. Aix Conf. 1961, p. 101.
- ¹¹⁾ M. CHRETIEN et al., Phys. Rev. Letters **9**, 127 (1962).
- ¹²⁾ L. BEHR, P. MITTNER, and P. MUSSET, Phys. Letters **4**, 22 (1963).
- ¹³⁾ S. M. BERMAN, Rep. Int. Conf. Theor. Asp. Very High Energy Phenomena, CERN Report 61-22, p. 7.
- ¹⁴⁾ H. PALEVSKY et al., Phys. Rev. Letters **9**, 509 (1962).
- ¹⁵⁾ C. H. TSAO et al., Bull. **6**, 343 (1961).
- ¹⁶⁾ V. A. NIKITIN and E. N. TSYGANOV, Soviet Phys. JETP **13**, 722 (1961).
- ¹⁷⁾ R. N. PEACOCK, B. HAHN, E. HUGENTOBLER and F. STEINRISSE, Nuovo Cimento **22**, 1260 (1961).
- ¹⁸⁾ R. A. ARIPOV, V. G. GRISHIN, L. V. SILVESTROV, and V. N. STRELTSOV, Soviet Phys. JETP **16**, 283 (1963).
- ¹⁹⁾ YA. YA. SHALAMOV and V. A. SHEBANOV, Soviet Phys. JETP **12**, 859 (1961).
- ²⁰⁾ S. J. GOLDSACK et al., Nuovo Cimento **23**, 941 (1962).
- ²¹⁾ D. R. O. MORRISON and R. SOSNOWSKI, 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 888.
- ²²⁾ G. BELLINI, E. FIORINI, and A. ORKIN-LECOURTOIS, Phys. Letters **4**, 164 (1963).
- ²³⁾ E. HUGENTOBLER, B. HAHN und F. STEINRISSE, Helv. Phys. Acta **36**, 601 (1963).
- ²⁴⁾ P. FLEURY, G. KAYAS, F. MULLER, and C. PELLETIER, 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 597.