

Interner Bericht
DESY F32-71/3
Juli 1971

Elektroproduktion von π^0 -Mesonen
an Wasserstoff in Rückwärtsrichtung

DESY-Bibliothek
17. SEP. 1971

von

Jürgen Rathje

Elektroproduktion von π^0 -Mesonen
an Wasserstoff in Rückwärtsrichtung

von

Jürgen Rathje

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines
Experiments der Gruppe F32 beim DESY.

Inhaltsverzeichnis

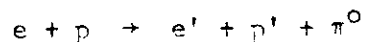
	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Theoretische Vorbemerkungen	2
3. Experimenteller Aufbau	6
3.1. Prinzip der Meßapparatur	6
3.2. Der Elektronenstrahl	7
3.3. Das Wasserstofftarget	8
3.4. Magnete und Magnetfeldmessung	9
3.5. Funkenkammersystem	11
3.6. Szintillations- und Cerenkovzähler	12
3.7. Elektronik	13
3.8. Meßgenauigkeit der Apparatur	15
4. Datenaufnahme	16
5. Datenauswertung	18
5.1. Bestimmung der kinematischen Größen	18
5.2. Auswertung der elastischen Streuung	19
5.3. Analyse der ep-Ereignisse	20
6. Wirkungsquerschnitte	23
6.1. Berechnung der Wirkungsquerschnitte	23
6.2. Korrekturen	26
6.3. Ergebnisse	26
6.4. Diskussion der Ergebnisse	28
7. Zusammenfassung	30

1. Einleitung

Hochenergetische Elektronen haben sich als gutes Hilfsmittel erwiesen für die Untersuchung der elektromagnetischen Eigenschaften der Nukleonen und Nukleonresonanzen. In Experimenten, bei denen man nur das inelastisch gestreute Elektron nachgewiesen hat, konnte man die Übergangsformfaktoren ermitteln, die die elektromagnetische Struktur des streuenden Hadrons beim Übergang aus dem Grundzustand in die Vielzahl aller möglichen Endzustände beschreiben¹. Um genauere Kenntnis über den Mechanismus der Übergänge in bestimmte Endzustände, z. B. Anregung einer bestimmten Nukleonresonanz, zu erhalten, ist es notwendig, die verschiedenen Endzustände der inelastischen Elektronstreuung im einzelnen zu untersuchen. Dazu müssen neben dem gestreuten Elektron ausreichend viele weitere Teilchen in Koinzidenz gemessen werden. Zum Zeitpunkt der vorliegenden Arbeit existieren zahlreiche Arbeiten im Energiebereich der ersten Nukleonresonanz, bei höheren Energien sind jedoch erst wenige Experimente dieser Art durchgeführt worden².

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY wurden im vergangenen Jahr von der Gruppe F32 mehrere Experimente zur inelastischen Elektronstreuung durchgeführt, wobei neben dem gestreuten Elektron ein positives Teilchen in Koinzidenz nachgewiesen wurde³.

In dieser Arbeit wird über die Ergebnisse der Reaktion

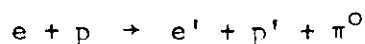


berichtet, wobei das π^0 in einem Winkelbereich um 180° gegen die Richtung des Impulsübertrags gemessen wurde, also in Rückwärtsrichtung. Nachgewiesen wurden das gestreute Elektron und das Proton. Diese Reaktion eignet sich besonders gut zur Untersuchung von Nukleonresonanzen, weil in Rückwärtsrichtung keine Überdeckung des Wirkungsquerschnittes durch Prozesse mit kleinem Impulsübertrag auftritt.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst eine theoretische Herleitung einer Formel zur Berechnung inelastischer Wirkungsquerschnitte gegeben. Daran anschließend werden der experimentelle Aufbau und die Durchführung der Messungen im einzelnen dargestellt. Nach der Beschreibung der Datenauswertung werden die gewonnenen Wirkungsquerschnitte analysiert.

2. Theoretische Vorbemerkungen

Unter der Annahme des Einphotonaustausches, die nach den bisher vorliegenden Ergebnissen der elastischen Elektronstreuung als gerechtfertigt anzusehen ist, wird die Reaktion



durch das nebenstehende Feynman-Diagramm

beschrieben. Wir bezeichnen die Vierervektoren

des einlaufenden und auslaufenden Elektrons

bzw. Protons mit e , e' bzw. p , p' und

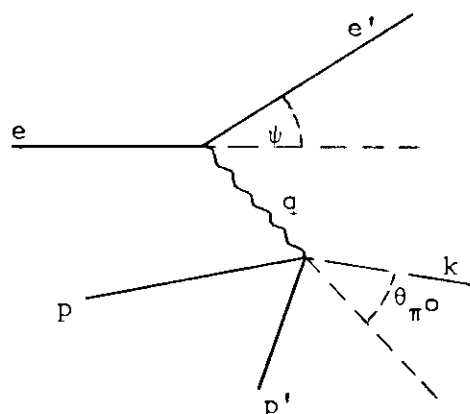
die Vierervektoren des ausgetauschten Photons und

des erzeugten Pions mit q bzw. k . ψ ist der

Elektronstreuwinkel, θ_{π^0} der Winkel zwischen

dem erzeugten Pion und der Richtung des virtuellen Photons. Den Azimutwinkel

des Pions um die Richtung des virtuellen Photons bezeichnen wir mit ϕ_{π^0} (Fig. 1).



Aus den angegebenen Laborgrößen lassen sich folgende relativistisch invariante Größen berechnen:

Das Quadrat der Masse des

virtuellen Photons:

$$q^2 = (e - e')^2 = -4 e_0 e_0' \sin^2 \frac{\psi}{2}$$

Das Quadrat der Energie im

Schwerpunktssystem Pion - Nukleon:

$$W^2 = (q + p)^2 = q^2 + M_p^2 + 2 M_p q_0$$

W entspricht der Masse einer im s-Kanal erzeugten Nukleonresonanz.

Da bei diesem Experiment das π^0 in Rückwärtsrichtung erzeugt wird, wählen wir als dritte invariante Größe den Impulsübertrag im u-Kanal:

$$u = (q - p')^2 = q^2 + M_p^2 - 2 q_0 p'_0 + 2 |\vec{q}||\vec{p}'| \cos\theta_{qp}$$

Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion leitet sich ab aus der Wechselwirkung eines Photonenfeldes A_μ mit einem Proton, dessen Übergang zum System Pion-Nukleon durch das Strommatrizelement J_μ dargestellt wird. A_μ können wir auf den Viererstrom j_μ des Elektrons zurückführen

$$A_\mu = \frac{e}{q} j_\mu ,$$

so daß wir das Matrizelement in seiner allgemeinsten Form wie folgt schreiben können:

$$M = \frac{e}{q} j_\mu J^\mu$$

Da wir von unpolarisierten Primärteilchen ausgehen und die Spins der sekundären Teilchen nicht messen, müssen wir über die Spins der einlaufenden Teilchen mitteln und über die der auslaufenden summieren. Damit erhalten wir

$$|M|^2 = \frac{e^2}{q^4} L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} ,$$

wobei $L_{\mu\nu} = \sum_{\text{Spins}} (\bar{u}(e') \gamma_\mu u(e)) (\bar{u}(e') \gamma_\nu u(e))$ den Elektronenvertex und

$T^{\mu\nu} = \sum_{\text{Spins}} (p'k | J^\mu | p) (p'k | J^\nu | p)$ den Protonenvertex beschreibt.

Die $L_{\mu\nu}$ kann man mit Hilfe der bekannten Spurtechnik nach den Feynmanregeln berechnen und erhält⁴:

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2} q^2 g_{\mu\nu} + e_\mu e'_\nu + e'_\mu e_\nu \quad (1)$$

Die $T_{\mu\nu}$ enthalten die Dynamik der stark wechselwirkenden Teilchen und sind nur im Rahmen von theoretischen Modellen berechenbar.

Da die Ströme j_μ bzw. J^μ jeder der Kontinuitätsgleichungen gehorchen, lassen sich die Zeitkomponenten der Ströme, wie allgemein üblich, durch die Raumkomponenten ausdrücken. Hieraus ergeben sich für die Tensoren $L_{\mu\nu}$ und $T^{\mu\nu}$ bestimmte Relationen, die zur Folge haben, daß von den 16 Termen $L_{\mu\nu} T^{\mu\nu}$ nur 5 linear unabhängig sind. Man kann dies zeigen, wenn man die Kontinuitätsgleichung auf beide Ströme im Breitsystem anwendet, wobei die p',k -Ebene in die 1,3 Ebene und \vec{q}^B in Richtung der 3-Komponente gelegt wird. (Das Breitsystem ist dadurch definiert, daß $q_0^B = 0$ ist.) Dies ist keine Einschränkung der Allgemeinheit, da die $L_{\mu\nu}$ und $T^{\mu\nu}$ invariante Größen sind. Auf Grund der Kontinuitätsgleichung verschwinden in diesem System die 3-Komponenten des Stromtensors. Die Symmetrie von $L_{\mu\nu}$ wegen der Mittelung über die Spins hat zur Folge, daß außer den Diagonalelementen von $T^{\mu\nu}$ nur die Komponenten $(T^{\mu\nu} + T^{\nu\mu})$ auftreten. Da die Vektoren p , p' und k , die den Tensor $T^{\mu\nu}$ aufbauen, keine 2-Komponenten besitzen, tragen zum Matrixelement nur die folgenden Terme bei:

$$L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} = L_{11}^B T^{B11} + L_{22}^B T^{B22} + L_{00}^B T^{B00} + L_{01}^B (T^{B01} + T^{B10})$$

Wenn wir die $L_{\mu\nu}$ nach Gleichung (1) ausrechnen und die $T^{B\mu\nu}$ durch die entsprechenden Terme im Schwerpunktssystem Pion-Nukleon ausdrücken, erhalten wir für das Matrixelement folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} = & -\frac{1}{2} q^2 (1 + \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} \cos^2 \phi_{\pi 0}) T^{11} + (1 + \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} \sin^2 \phi_{\pi 0}) T^{22} \\ & - \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} \frac{q^2}{q_0^{*2}} T^{33} + \text{cosec} \frac{\psi_B}{2} \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} \cos \phi_{\pi 0} \\ & \frac{\sqrt{-q^2}}{q_0^{*2}} (T^{13} + T^{31}) \end{aligned}$$

Wir fassen die Terme, die den Azimutwinkel $\phi_{\pi 0}$ enthalten, zusammen:

$$\begin{aligned}
 |M|^2 &= L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} \frac{e^2}{q^4} = \frac{e^2}{2q^2} \left(\frac{1}{2} (T^{11} + T^{22}) (2 + \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2}) \right. \\
 &\quad - T^{33} \frac{q^2}{2} \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} + \frac{1}{2} (T^{11} - T^{22}) \text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} \cos 2\phi_{\pi 0} \\
 &\quad \left. + (T^{13} + T^{31}) \frac{\sqrt{-q^2}}{q_0} \text{cosec} \frac{\psi_B}{2} \text{ctg} \frac{\psi_B}{2} \cos \phi_{\pi 0} \right) \quad (2)
 \end{aligned}$$

Den Streuwinkel ψ_B des Elektrons ersetzen wir durch den transversalen Polarisationsgrad ε , der wie folgt durch die $L_{\mu\nu}$ definiert ist:

$$\varepsilon = \frac{L_{11} - L_{22}}{L_{11} + L_{22}}$$

Hieraus ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen ε und ψ_B :

$$\text{ctg}^2 \frac{\psi_B}{2} = \frac{2\varepsilon}{1-\varepsilon}$$

Unter Berücksichtigung von (2) erhalten wir für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^4\sigma}{dq^2 dW^2 du d\phi_{\pi 0}} = \Gamma_t (\sigma_u + \varepsilon \sigma_L + \varepsilon \sigma_P \cos 2\phi_{\pi 0} + \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)} \sigma_I \cos \phi_{\pi 0}) \quad (3)$$

$$\text{mit } \sigma_u = C(q^2, W) (T^{11} + T^{22})$$

$$\sigma_L = C(q^2, W) T^{33}$$

$$\sigma_P = C(q^2, W) (T^{11} - T^{22})$$

$$\sigma_I = C(q^2, W) (T^{13} + T^{31})$$

$$\text{wobei } C(q^2, W) = \frac{1}{32(2\pi)} \frac{1}{(W^2 - M_p^2)} \frac{1}{\sqrt{(W^2 - M_D^2 - q^2)^2 - 4q^2 M_p^2}}$$

Die σ_i kann man im weiteren Sinne als Formfaktoren interpretieren, wobei σ_u den transversal unpolarisierten, σ_P den transversal polarisierten und σ_L den longitudinalen

nal polarisierten Anteil des Photonenfeldes zum Wirkungsquerschnitt beschreiben. σ_I beschreibt den Interferenzanteil zwischen transversal und longitudinal polarisierten Photonen.

Γ_t ist ein kinematischer Faktor, der das Spektrum der virtuellen Photonen beschreibt:

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{4 (2 \pi)^2} \frac{1}{e_o^2 M_p^2 |q^2|} \frac{W^2 - M_p^2}{1 - \epsilon}$$

Man kann die einzelnen Terme σ_i , die jeder von q^2 , W und u abhängen, von einander trennen, indem man die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Azimutwinkel $\phi_{\pi 0}$ mißt.

3. Experimenteller Aufbau

3.1. Prinzip der Meßapparatur

Aus der Forderung, die ϕ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes möglichst in einem Winkelintervall von $0^\circ - 360^\circ$ bei optimalen q^2 -, W - und u -Bereichen zu messen, entstand unter Berücksichtigung der mit einem externen Elektronenstrahl verbundenen Untergrundprobleme eine Apparatur, die in Fig. 2 gezeigt und im folgenden kurz beschrieben werden soll:

Der externe Elektronenstrahl durchsetzt das Wasserstofftarget, wird in einem Eisenrohr gegen das Streufeld der beiden Magnete abgeschirmt und trifft auf einen Faradaykäfig, in dem die Intensität des Strahles gemessen wird. Das gestreute Elektron und das Rückstoßproton werden in zwei nahezu identischen Großraumspektrometern nachgewiesen. Zur Impuls- und Winkelbestimmung der Teilchen dienen in Verbindung mit dem Magnetfeld je zwei optische Funkenkammern.

Um die Vielfachstreuung klein zu halten, werden die Teilchen zwischen dem Wasserstofftarget und den ersten Funkenkammern in Helium geführt.

Beide Spektrometer enthalten je einen Schauer- und einen Cerenkovzähler zur Identifizierung der Teilchen sowie zwei Triggerzählerebenen. Die Zähler und Funkenkammern sind gegen direkte Sicht auf das Target abgeschirmt.

Als Triggerbedingung für die Registrierung eines Ereignisses wird das Ansprechen aller vier Triggerzähler sowie die Identifizierung eines Elektrons im Schauer- und Cerenkovzähler auf der Elektronenseite gefordert. Der Cerenkovzähler im Protonarm unterscheidet zwischen π^+ -Mesonen einerseits und k^+ -Mesonen und Protonen andererseits, der Schauerzähler diskriminiert gegen Positronen.

Je zwei Ansichten aller vier Funkenkammern werden über ein Spiegelsystem gemeinsam auf einem Bild photographiert. Außerdem wird das Ansprechen der Schauer-, Cerenkov- und Triggerzähler optisch auf dem Bild registriert.

Die hier im Prinzip erläuterte Apparatur soll im folgenden in ihren Einzelheiten näher erläutert werden.

3.2. Der Elektronenstrahl

Die im Synchrotron umlaufenden Elektronen werden am Ende des Beschleunigungszyklus nach dem Prinzip der langsamen Ejektion⁵ aus dem Beschleuniger ausgelenkt, wobei die Zeitdauer, während der ejiziert wird, ca. 500 - 800 μ sec beträgt. Diese Elektronen werden in einem ca. 40 m langen Strahltransportsystem, das aus zwei Ablenkmagneten und vier Quadrupolen besteht, dispersionsfrei auf das Wasserstofftarget fokussiert (Fig. 3). Fig. 4 zeigt die mit Hilfe eines Digitalrechnerprogramms berechneten Enveloppen der Teilchenbahnen. Die Energieunschärfe des Strahls ist bedingt durch die Energieunschärfe der im Synchrotron

umlaufenden Elektronen und durch die Länge der Ejektionszeit. Bei einer Ejektionsdauer von 800 usec ergibt sich allein auf Grund der zeitlichen Änderung des Magnetfeldes der Führungsmagnete eine Energieunschärfe von $\Delta E = 0.75 \%$. Auf diese Energieunschärfe kann man korrigieren, wenn man mit Hilfe des vom Beschleuniger zur Verfügung gestellten Energietaktgebers den genauen Zeitpunkt des Ereignisses relativ zum Zeitpunkt des maximalen Magnetfeldes bestimmt. Die verbleibende Unschärfe des Strahls beträgt ca. $\pm 0,5 \%$.

An verschiedenen Stellen des Transportsystems können Zinksulfidschirme ferngesteuert in den Strahlengang gebracht werden und erlauben mit Hilfe von Fernsehkameras die optimale Einjustierung und Kontrolle der Strahllage. Nach erfolgter Einstellung des Strahls wird am Targetort eine Quarzglasplatte bestrahlt, deren Schwärzung das Profil und die genaue Lage des Strahls liefert⁶ (Fig. 5). Zur Vermeidung von Vielfachstreuung wird der Strahl im gesamten Strahltransportsystem in einem Vakuum von $< 0,1$ Torr geführt.

3.3. Das Wasserstofftarget

Als Target wird eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Zelle benutzt, deren Form ein stehender Zylinder mit 3 cm Durchmesser und ca. 5 cm Höhe ist. Die Zelle besteht aus 75 μ Kaptonfolie. An den Ein- und Austrittsstellen des Primärstrahls sind Fenster aus 12 μ Kaptonfolie mit 9 mm Durchmesser eingeklebt. Damit beträgt das Verhältnis von flüssigem Wasserstoff zu Folienfenster in Strahlungslängen etwa 3 %.

Die Versorgung mit flüssigem Wasserstoff geschieht nach dem Refrigeratorprinzip⁷. Im Targetsystem ist nur die Menge an flüssigem Wasserstoff vorhanden, die sich in der Zelle befindet, so daß umfangreiche Sicherheitsmaßnahmen entfallen

können. Die Zelle befindet sich in einer Streukammer, in der mit Hilfe einer Öldiffusionspumpe ein Vakuum von $< 10^{-6}$ Torr erzeugt wird. Die effektive Anzahl der Protonen im Target wird nach einem von G. Kessler angegebenen Verfahren unter Berücksichtigung von Temperatur und Zellendruck berechnet⁸.

3.4. Magnete und Magnetfeldmessung

Zur Impulsbestimmung dienen zwei identische, c-förmige Magnete, deren Öffnung 110 cm breit, 100 cm lang und 60 cm hoch ist. Das Magnetfeld beträgt am Ort maximaler Feldstärke ca. 12 kG bei einem Erregerstrom von 1500 A. Beide Spektrometer akzeptieren Teilchen zwischen 8° und 14° bei einem Impulsband von 1,5 - 3,5 GeV.

Da die Magnete auf Grund ihrer Jochform ein beträchtliches Streufeld besitzen und da das Magnetfeld durch das Eisenrohr verzerrt wird, mußte das Magnetfeld an Ort und Stelle vermessen werden, wobei sich alle eisenhaltigen Teile, wie die Abschirmwand zum Target und die Schwerbetonsteine, in ihrer endgültigen Lage befinden.

Für die Berechnung der Teilchenimpulse wird ein dreidimensionales Gitter benötigt, wobei an jedem Gitterpunkt alle 3 Komponenten des Magnetfeldes gemessen werden müssen. Auf Grund der Genauigkeitsanforderungen an die Impulsbestimmung (der Interpolationsfehler zwischen zwei Gitterpunkten muß $< 0,5\%$ sein) wurde ein Gitter festgelegt, bei dem die Abstände der Ebenen in horizontaler Richtung im Bereich hoher Feldstärke 5cm, in vertikaler Richtung 3 cm betragen. Mit wachsendem Abstand vom Maximalfeld werden die Abstände um ganzzahlige Vielfache des Minimalabstandes größer. Hierdurch ergibt sich auf der Elektronenseite ein Gitter mit 8200, auf der Protonenseite ein Gitter mit 4855 Punkten.

Um die Genauigkeitsanforderungen bei der Ortsbestimmung zu erfüllen und um den Zeitaufwand für die Magnetfeldmessung klein zu halten, wurde eine spezielle Apparatur entwickelt, die hier kurz beschrieben werden soll:

Als Sonde wird eine Spezialanfertigung von Siemens (SBV 578) benutzt, bei der 3 Hallsonden vom Typ FC33 auf engem Raum rechtwinklig zueinander zusammengebaut sind. An jede Sonde ist ein Digitalvoltmeter angeschlossen. Diese Sonde ist über einen Arm an einem Wagen befestigt, der durch Motorantrieb auf einer Schiene durch das Magnetfeld bewegt wird. Mit dem Antrieb des Wagens ist ein optischer Digitizer gekoppelt, der seine Signale (1000 Impulse pro cm Fahrweg) an den CAE 90-10 Prozeßrechner überträgt, der an die Meßapparatur angeschlossen ist. Vor Beginn der Feldmessung werden dem Rechenprogramm die Koordinaten der in Fahrtrichtung liegenden Gitterebenen von Hand über den Fernschreiber eingegeben. Das Rechenprogramm übernimmt nun die Steuerung jeder Meßfahrt. Zuerst werden die zur Fahrtrichtung senkrecht liegenden Ebenen von Hand eingestellt. Die den eingestellten Ebenen entsprechenden Indices werden dem Programm über eine Databox mitgeteilt, die vom Programm vor Beginn jeder Meßfahrt ausgelesen wird. Nach dem Start des Motors werden die Digitizerimpulse vom Rechenprogramm aufsummiert und mit den eingegebenen Koordinaten verglichen. Bei jedem vorgeählten Meßpunkt werden alle drei Digitalvoltmeter gleichzeitig getriggert und anschließend nacheinander ausgelesen. Am Ende jeder Meßfahrt werden die gemessenen Hallspannungen zusammen mit den Indices der Databox auf ein Magnetband geschrieben.

Die weitere Verarbeitung der Daten geschieht mit Hilfe eines Rechenprogramms auf der IBM 360/75, das die Hallspannungen mit Hilfe der Eichkurve der 3 Sonden in Feldwerte umrechnet. Die einzelnen Feldwerte werden dann auf Grund der Indices der Ebenen in das vorher festgelegte Feldgitter einsortiert.

Meßwerte, die für das Impulsprogramm notwendig sind, die aber nicht gemessen werden können, weil sie zu dicht am Magnetjoch oder an der Bleiabschirmung liegen, werden aus den benachbarten Punkten extrapoliert. Außerdem wird jeder Meßpunkt aus seinen benachbarten Punkten interpoliert und mit dem gemessenen Wert verglichen. Auf diese Weise können Bedienungsfehler während der Messung entdeckt und korrigiert werden. Um den Absolutwert des Magnetfeldes, bei dem die Feldverteilung gemessen wurde, bei der Datenaufnahme reproduzieren zu können, wurden in beide Magnete Hallsonden fest eingebaut.

Das endgültige Magnetfeld wird dann als permanenter Datensatz auf den Plattenspeicher des IBM-Rechners übertragen. Auf Grund des Interpolationstests des gemessenen Feldgitters ergibt sich eine Genauigkeit der Feldmessung von besser als 2 o/oo im $\int B dL$.

3.5. Funkenkammersystem

Die vier Funkenkammern bestehen aus Polyesterrahmen, auf die Aluminiumfolien von 25 μ Dicke geklebt wurden. Ihre Größe beträgt 980 x 1400 mm. Jede Funkenkammer besitzt 4 Gaps mit einem Gapabstand von 30 mm. Der Hochspannungsimpuls mit einer Amplitude von ca. 35 kV wird über einen zweistufigen Marxgenerator erzeugt. An die Platten wird ein Klärfeld von 1000 V gelegt, um die durch unerwünschte Teilchen gebildeten Ionenpaare aus der Kammer abzusaugen.

Unter jeder Funkenkammer befinden sich zwei Stereospiegel mit 6° und 10° Neigung (Fig. 6). Das über diese Spiegel reflektierte Bild der Funken liefert die für die räumliche Rekonstruktion der Spur notwendige Information und gestattet die richtige Zuordnung von Haupt- und Stereoansicht bei zwei und mehr Spuren in einer Kammer. Beide Ansichten der Funken aller vier Funkenkammern werden über ein Spiegelsystem mit einem Lichtweg von 20 m von einer Flight-Research-Kamera auf ein 24 x 36 mm Bild photographiert. Zur Umrechnung der Funkenkoordinaten

in das Hallenkoordinatensystem dient ein System von Eichmarken, das sich über den Funkenkammern befindet. Genauere Information über das optische System und die geometrische Rekonstruktion findet sich bei Ref. 9.

3.6. Szintillations- und Cerenkovzähler

Wegen ihrer großen Fläche von 1200 x 1600 mm werden alle Trigger- und Schauerzählerebenen in vier Segmente unterteilt. Der Schauerzähler im Elektronenspektrometer ist nach dem Sandwich-Prinzip wie folgt aufgebaut: 15 mm Blei, 1. Zählerebene, 10 mm Blei, 2. Zählerebene. Die erste Schauerzählerebene dient gleichzeitig als zweite Triggerebene. Der entsprechende Aufbau auf der Protonenseite ist: 2. Triggerebene, 20 mm Blei, 1. Schauerebene, 15 mm Blei, 2. Schauerebene. Diese Zusammenstellungen wurden in Vorversuchen als optimal für dieses Experiment bestimmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen wurde auf der Elektronenseite mit > 97,5 % und auf der Pionenseite mit 100 % gemessen, die entsprechenden Ansprechwahrscheinlichkeiten für Pionen und schwere Teilchen betragen 15 % bzw. 18 %.

Die beiden Cerenkovzähler sind im Innern identisch aufgebaut und unterscheiden sich auf Grund der unterschiedlichen Anforderungen an den Brechungsindex durch den erforderlichen Gasdruck und damit durch das Gehäuse. Das Cerenkovlicht fällt auf eine senkrecht zu den Teilchenbahnen stehende Spiegelebene, die aus 324 kleinen, einzeln justierbaren Stufenspiegeln besteht und das Licht auf einen Photomultiplier wirft, vor dem zur besseren Lichtsammlung ein Reflektor angebracht ist. Die Spiegelebene ist in sechs Segmente unterteilt, wobei zu jedem Segment ein Multiplier vom Typ VALVO 58 UVP gehört.

Der Elektronenzähler wird bei Normaldruck betrieben. Der Protonenzähler ist als Druckzähler ausgelegt und wird bei einem Maximaldruck von 2,3 atü betrieben. Beide Zähler enthalten als Füllgas Frigen R12.

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit beider Cerenkovzähler wurden die Ergebnisse der elastischen Elektronstreuung benutzt, die zur Eichung der Apparatur gemessen wurde (siehe Kap. 5.2.). Die Primärenergien wurden so gewählt, daß die nachgewiesenen Teilchen aus kinematischen Gründen nur Elektronen sein können. Bei der Eichung des Cerenkovzählers im Protonspektrometer wurde der Druck im Zähler entsprechend der Energie der Primärelektronen soweit reduziert, daß die elastisch gestreuten Elektronen Licht unter dem gleichen Cerenkovwinkel emittierten wie Pionen des gleichen Impulses.

Für den Elektroncerenkovzähler ergab sich eine vom Ort abhängige Ansprechwahrscheinlichkeit zwischen 94 % und 100 %. Für die Datenauswertung wurde die Zählerfläche in Bereiche eingeteilt und im Rechenprogramm die Ansprechwahrscheinlichkeit für jeden Bereich gespeichert.

Für den Pioncerenkovzähler tritt nur eine Impulsabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit auf, die bei 1,6 GeV Pionimpuls 30 % und bei 1,7 GeV 98 % beträgt.

Für die Pionansprechwahrscheinlichkeit des Elektronzählers ergab sich 2,3 %, für die Protonansprechwahrscheinlichkeit des Pionzählers als obere Schranke 4 % über das Impulsband von 1,5 - 3,5 GeV.

3.7. Elektronik

Das Blockschaltbild der Elektronik ist in Fig. 7 dargestellt. Die Ausgangssignale jedes Segmentes einer Triggerzählerebene werden in einer Diskriminatorstufe gegen Rauschimpulse gefiltert und danach logisch gemischt. Die Ausgänge der vier Mischstufen bilden die Eingänge der ersten Koinzidenzstufe im Hauptkoinzidenzkreis. Bei den Schauerzählern werden die Ausgangssignale der hintereinander liegenden Zählersegmente analog aufaddiert. Die darauf folgende Dis-

kriminatorestufe liefert die Entscheidung: Schauer bzw. kein Schauer. Die Ausgangssignale werden danach gemischt. Die zweite Koinzidenz, die sogenannte Masterkoinzidenz, deren Eingänge vom Ausgang der ersten Koinzidenzstufe sowie vom Schauer- und Cerenkovzähler auf der Elektronenseite gebildet werden, definiert ein "Ereignis", das registriert werden soll. Das Ausgangssignal dieser Koinzidenz steuert den Funkenkammertrigger an, der den zum Funkendurchschlag führenden Hochspannungsimpuls liefert. Außerdem werden, entsprechend verzögert, der Blitz zur Beleuchtung der Eichmarken und der Kameratransport angesteuert. Die Ausgangssignale aller Szintillations- und Cerenkovzählersegmente sowie sämtliche Koinzidenzzählraten werden von Impulszählern registriert.

Da bei einem Funkenkammerexperiment die Ergebnisse erst nach Auswertung der gemessenen Bilder zur Verfügung stehen, muß man während der Datenaufnahme dafür sorgen, daß Störungen in der Apparatur sofort erkannt werden. Deshalb ist zur Kontrolle der Elektronik ein dem Hauptkoinzidenzkreis entsprechender Kontrollkoinzidenzkreis aufgebaut, dessen Zählraten während der Datenaufnahme laufend mit den entsprechenden Zählraten des Hauptkoinzidenzkreises verglichen werden. Zur Vermeidung von Störimpulsen, die durch den Funkenüberschlag verursacht werden können, werden alle Zähler durch einen Gateimpuls, der vom Mastertrigger geliefert wird, unempfindlich gemacht. Dieser Gateimpuls setzt ein, nachdem die signifikante Information gespeichert ist, jedoch bevor der Hochspannungsimpuls an die Funkenkammern gelegt wird.

Während der Zeit, die Funkenkammertrigger, Blitz und Kameratransport für die Registrierung eines Ereignisses benötigen, wird die gesamte Elektronik durch einen VETO-Impuls unempfindlich gemacht. Da die während dieser Zeit das Target durchfliegenden Elektronen weiterhin im Faradaykäfig registriert werden, muß auf die Totzeit der Apparatur bei der Berechnung der einfallenden Elektronen korrigiert werden. Dies geschieht durch ein Monitorteleskop, bestehend aus

zwei Szintillationszählern, die unter einem Winkel von ca. 70° auf das Target sehen. Die Koinzidenzzählrate gelangt auf zwei Impuls-Zähler, von denen der eine mit, der andere ohne VETOGATE betrieben wird. Das Verhältnis der beiden Zählraten liefert den entsprechenden Korrekturfaktor. Zur Kontrolle der Monitorkoinzidenz wird dieses Verfahren auf die Ausgangssignale der ersten Koinzidenzstufe angewandt. Beide Verfahren liefern keinen merkbaren Unterschied innerhalb der statistischen Fehler.

3.8. Meßgenauigkeit der Apparatur

Die Meßgenauigkeit der Apparatur ist begrenzt durch die Energieunschärfe des Primärstrahls, die Breite des Strahls im Wasserstofftarget, die Ortsauflösung der Spuren in den Funkenkammern, durch die Genauigkeit der Magnetfeldvermessung sowie die Vielfachstreuung der Teilchen. Unter Berücksichtigung der einzelnen Fehler ergeben sich durch eine Simulationsrechnung des Experiments die Fehler der folgenden kinematischen Größen (bei einer Primärenergie von 4,0 GeV):

$$\Delta m_{\pi^0}^2 = \pm 0,0315 \text{ (GeV}^2/\text{c}^4)$$

$$\frac{\Delta p_e}{p_e} = \pm 0,5 \quad \%$$

$$\frac{\Delta p_p}{p_p} = \pm 0,8 \quad \%$$

$$\Delta q^2 = \pm 0,006 \text{ (GeV}^2/\text{c}^2)$$

$$\Delta W = \pm 0,0054 \text{ (GeV)}$$

$$\Delta u = \pm 0,005 \text{ (GeV}^2/\text{c}^2)$$

$$\Delta \theta_{ee'} = \pm 0,06 \text{ (Grad)}$$

$$\Delta \theta_{p'q} = \pm 0,7 \text{ (Grad)}$$

$$\Delta \phi_{ee'} = \pm 0,37 \text{ (Grad)}$$

$$\Delta \phi_{p'q} = \pm 1,8 \text{ (Grad)}$$

4. Datenaufnahme

Um einen möglichst großen q^2 -Bereich bei gleicher Statistik zu überdecken, wurden Daten bei drei Energien (4,0, 4,9 und 5,4 GeV) genommen. Bei einem mittleren Maschinenstrom von 1 ma und einem Wirkungsgrad der Ejektion von 5 - 10 % ergibt sich eine mittlere Anzahl von Elektronen im ausgelenkten Strahl von ca. $5 \cdot 10^{11}$ Elektronen/sec. Die Ereignisrate beträgt dabei etwa 25 Bilder/min.

Zur Kontrolle der Apparatur, d. h. der Magnetfeldmessung und der geometrischen Rekonstruktion sowie der Zähleransprechwahrscheinlichkeiten und der Akzeptanzrechnungen wurden in beiden Spektrometerarmen Daten zur elastischen Elektronstreuung aufgenommen. Hierzu wird der jeweils nicht verwendete Arm aus der Koinzidenzbedingung herausgenommen, außerdem wird bei den Messungen auf der Protonenseite das Magnetfeld umgepolt. Diese Daten dienen außerdem zur Eichung der Schauer- und Cerenkovzähler. Um möglichst den gesamten Winkel- und Impulsbereich beider Spektrometer zu überdecken, werden elastische Daten bei verschiedenen Energien zwischen 1,5 und 3,0 GeV aufgenommen.

Zur Überwachung der Apparatur während der Datenaufnahme sowie zur Steuerung der automatischen Filmauswertanlage dient ein Prozeßrechner vom Typ CAE 90-10 mit einem Kernspeicher von 16000 Worten a 12 bit. Angeschlossen an den Rechner sind ein Fernschreiber, eine IBM-Schreibmaschine, drei IBM kompatible Magnetbandeinheiten sowie ein Display. Außerdem besteht ein direkter Datenkanal zur IBM-Rechenanlage.

Das im Rechner laufende Programm zur Datenkontrolle hat folgende Funktionen zu erfüllen:

- (1) Am Anfang eines Datenruns, d. h. nach Einstellung aller Maschinenparameter wie Energie und Strahltransportsystem werden alle eingestellten Magnetströme sowie der mittlere Maschinen- und Strahlstrom über ein Digitalvoltmeter ausgelesen und im Rechner gespeichert.

- (2) Am Anfang jeden Films (3000 Bilder) werden dem Programm vom Operateur Informationen über diverse Parameter (Strahlenergie, mittlerer Strom, Meßbereich des FC-Integrators) eingegeben, die für die spätere Auswertung eines jeden Films benötigt werden. Diese Daten werden zur IBM-Rechenanlage überspielt, wo sie Film für Film auf einen permanenten Datensatz auf dem Plattenspeicher übertragen werden.
- (3) Bei jedem Mastertrigger wird das im Rechner laufende Programm unterbrochen und ein spezielles Programm aufgerufen, das über eine Datenverbindung zur Elektronik feststellt, welches Segment der Trigger-, Schauer- und Cerenkovzähler bei dem jeweiligen Ereignis angesprochen hat. Nach jeweils 50 Ereignissen werden die Daten zur IBM-Rechenanlage überspielt, wo sie je nach dem Ansprechen der Schauer- und Cerenkovzähler in bestimmte Ereignistypen einsortiert werden. Auf diese Weise erhält der Operator laufende Information über die Zählratenverhältnisse in den einzelnen Zählersegmenten und eine Statistik über die einzelnen Ereignisse.
- (4) In regelmäßigen Abständen von 5 - 10 min wird die Datenaufnahme vom Rechner gestoppt. Darauf werden alle Magnetströme sowie der Stand des FC-Integrators, die laufende Bildnummer und alle Impulszähler ausgelesen. Diese Daten werden zusammen mit den gespeicherten Sollwerten zur IBM-Rechenanlage übertragen. Dort werden die Istwerte mit den Sollwerten verglichen und die Konstanz der Zählraten der Impulszähler zwischen zwei Messungen überprüft. Bei Toleranzüberschreitungen wird dem Operator eine entsprechende Meldung gemacht, außerdem werden ihm Stand des FC-Integrators und Bildnummer am Anfang und Ende des letzten Überwachungszeitraumes mitgeteilt, so daß die während dieses Zeitraumes aufgenommenen Bilder bei der Auswertung ignoriert werden können.

5. Datenauswertung

5.1. Bestimmung der kinematischen Größen

Die belichteten Filme werden entwickelt und vollautomatisch auf einem Flying-Spot-Digitizer vermessen¹⁰. Hierbei wird jedes Bild zeilenweise vom Elektronenstrahl einer Oszillographenröhre in Verbindung mit einem Photomultiplier abgetastet. Die signifikante Information auf den Bildern, d. h. die Lage der Funken relativ zu den Eichmarken und die Festinformationen werden zur CAE-Rechenanlage übertragen, die auch die Steuerung des Flying-Spot-Digitizers übernimmt, die Daten aufbereitet und Bild für Bild auf ein Magnetband schreibt. Außerdem prüft die Rechenanlage in Verbindung mit einem On-Line-Programm auf der IBM-Rechenanlage durch Vermessen der Eichmarken die einwandfreie Arbeitsweise des Flying-Spot-Digitizers.

Das vom CAE-Rechner beschriebene Magnetband wird vom IBM-Programm PATTERN gelesen. PATTERN berechnet aus den Haupt- und Stereoansichten der Funken die Koordinaten der Spur relativ zur Funkenkammer und bestimmt dann mit Hilfe der im Hallenkoordinatensystem vermessenen Eichmarken für jede Teilchenspur vier Punkte im Hallenkoordinatensystem. PATTERN decodiert außerdem aus der verschlüsselten Festinformation die Bildnummer, Primärenergie und Trigger-, Schauer- und Cerenkovzähleranzeige. Die Zuordnung der Spuren in den beiden Funkenkammern in jedem Spektrometer wird dadurch gewonnen, daß jede Funkenspur in die andere Funkenkammer extrapoliert wird. Wenn der Abstand der extrapolierten Spur von der vorhandenen Spur innerhalb einer vorgegebenen Toleranz liegt, werden die beiden Spuren in den beiden Funkenkammern als zusammengehörig erkannt und bilden eine Teilchenspur. Aus den vier Punkten jeder der beiden Teilchenspuren und dem Targetort werden durch einen geometrischen Fit die Impulse und Winkel der beiden Teilchen berechnet.

Auf Grund der Aussage des Cerenkovzählers auf der Protonenseite werden jetzt die ep-Ereignisse von den e π -Ereignissen getrennt und auf ein Magnetband geschrieben. Dieses Band enthält nur Ereignisse, die sowohl das Spurenerkennungsprogramm als auch den geometrischen Fit einwandfrei passiert haben. Auf alle anderen Ereignisse, bei denen z. B. durch Ausfall einer Funkenkammer die Spureuzuordnung nicht möglich ist, wird bei der späteren Auswertung korrigiert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei Ref. 9 und 11.

5.2. Auswertung der elastischen Streuung

Die elastischen Daten werden wie alle anderen Daten nach dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren ausgewertet. Zur Kontrolle der Magnetfeldvermessung und der geometrischen Rekonstruktion wird der gemessene Impuls mit einem berechneten verglichen, der sich aus Primärenergie und Streuwinkel unter der Annahme ergibt, daß das Elektron elastisch gestreut ist. In Fig. 9 ist für eine Primärenergie von 1,8 GeV und Streuung im Protonarm die Anzahl der Ereignisse über der Differenz aus gemessener und berechneter Energie des gestreuten Elektrons aufgetragen. Aus der Lage des elastischen Peaks ergibt sich eine Genauigkeit der Impulsberechnung von < 0,3 % im Absolutwert mit einer Breite von $\pm 0,5$ %.

Zur Kontrolle der Ansprechwahrscheinlichkeit der Apparatur sowie aller zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts notwendigen Korrekturen wird aus diesen Daten der elastische Wirkungsquerschnitt als Funktion des Elektronstreuwinkels berechnet und mit dem aus der Rosenbluthformel bekannten Wirkungsquerschnitt verglichen¹². Hierzu wird für die Formfaktoren ein Verhalten nach dem Dipolfit angenommen:

$$G_E = \frac{1}{\left(1 - \frac{q^2}{0,71}\right)^2} ; \quad G_M = \mu G_E$$

Die Akzeptanz der Apparatur wird durch Zuordnung eines entsprechenden Gewichts-faktors zu jedem Ereignis berücksichtigt. Strahlungskorrekturen werden nach dem Verfahren von Meister und Yennie¹³ angebracht, wobei ein Abschneideparameter von $\Delta E' = 37,5$ MeV für die Trennung von elastischen und inelastischen Ereignissen gewählt wird.

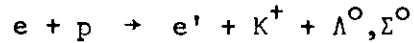
In Fig. 10 sind der gemessene und der berechnete Wirkungsquerschnitt als Funktion des Streuwinkels ψ aufgetragen. Man erkennt gute Übereinstimmung über den gesamten meßbaren Winkelbereich innerhalb der statistischen Fehler von ca. 5 %.

Entsprechende Ergebnisse liefern die Messungen bei weiteren Energien sowie im zweiten Spektrometerarm.

5.3. Analyse der ep-Ereignisse

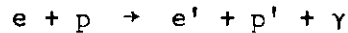
Zur Unterscheidung der bei den ep-Daten vorhandenen verschiedenen Reaktionskanäle im Endzustand betrachten wir das Spektrum der Masse des Systems der un-beobachteten Teilchen $M_X^2 = (e + p - e' - p')^2$, das für die drei verschie-denen Energien der Primärelektronen in Fig. 11 dargestellt ist. In diesem Spek-trum sind nur die Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Impuls des Protons größer als 1,7 GeV ist, um Beiträge von falsch identifizierten Pionen zu ver-meiden. Die Erzeugung von π^0 -Mesonen nach der Reaktion $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$ zeigt sich bei 4,0 GeV deutlich als schmaler Peak um die π^0 -Masse $M_X^2 = M_{\pi^0}^2$, während bei 4,9 GeV nur noch ein schwacher, bei 5,4 GeV kein π^0 -Peak mehr zu erkennen ist. Weiterhin zeigen die Spektren deutlich eine Anhäufung von Ereig-nissen im Massenbereich des ρ_0 - und ω -Mesons. Der Peak in der Gegend von $M_X^2 = 1$ GeV² ist durch bekannte Meson-Resonanzen nicht zu erklären. Da der Cerenkovzähler im Protonarm nicht zwischen K^+ -Mesonen und Protonen unterschei-

den kann, können aus kinematischen Gründen K^+ -Mesonen bei einer Masse $M_x^2 > 0,9 \text{ GeV}^2$ einen Beitrag liefern. Unter dieser Annahme kann man die Spitze bei $M_x^2 = 1,0 \text{ GeV}^2$ durch Ereignisse aus der Reaktion



erklären. Bei der Behandlung der π^0 -Daten werden auch die Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Protonimpuls kleiner als 1,7 GeV ist, denn aus kinematischen Gründen können falsch identifizierte Pionen in dem von der Apparatur akzeptierten Impuls- und Winkelbereich keine fehlenden Massen

$M_x^2 < 0,5 \text{ GeV}^2$ liefern. Damit kann die π^0 -Produktion nicht durch falsch identifizierte Teilchen verfälscht werden. Nur der Comptoneffekt



kann kinematisch zum π^0 -Peak beitragen. Allerdings zeigen Abschätzungen der Photoproduktionsquerschnitte von Comptonstreuung und π^0 -Erzeugung, daß der Comptonbeitrag in Rückwärtsrichtung in dem von der Apparatur überdeckten Winkelbereich zu vernachlässigen ist¹⁴.

Für die weitere Analyse der π^0 -Daten werden alle Ereignisse mit

$$- 0,08 \leq M_x^2 \leq 0,1 (\text{GeV}/c^2)^2 \text{ bei } E_e = 4,0 \text{ GeV}$$

$$\text{und } - 0,08 \leq M_x^2 \leq 0,15 (\text{GeV}/c^2)^2 \text{ bei } E_e = 4,9 \text{ und } 5,4 \text{ GeV}$$

als π^0 -Ereignisse betrachtet. Dies ergibt eine Gesamtzahl von 820 Ereignissen. Die auf Grund dieser Einschränkung verlorenen Ereignisse sowie der in diesen Massenbereich hineinreichende Beitrag der Mehrfach- π -Ereignisse werden durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt. Dieser wird durch ein Fitverfahren gewonnen, wobei der π^0 -Peak durch eine Gaußfunktion mit den Breiten 60 bzw. 100 MeV bei 4,0 bzw. 4,9 GeV und der Untergrund durch ein Polynom angenähert werden. Das Polynom wird an der Schwelle im wesentlichen durch den Phasenraum für die Erzeugung von zwei Pionen bestimmt.

Fig. 12 zeigt die W-Verteilung der π^0 -Ereignisse für die Primärenergien von 4,0 und 4,9 GeV. Das Spektrum bei 4,0 GeV zeigt eine deutliche Anhäufung von Ereignissen im Bereich der sogenannten dritten und vierten Resonanz, $N^*(1688)$ und $\Delta(1920)$. Diese Struktur kann nicht durch die Akzeptanz der Apparatur verursacht worden sein, denn diese zeigt einen glatten Verlauf über den betrachteten Energiebereich. Es werden daher im folgenden die Wirkungsquerschnitte als Funktionen von q^2 und u in den zwei folgenden W-Bereichen bestimmt:

$$1500 \leq W \leq 1720 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad 1720 \leq W \leq 2100 \text{ MeV}.$$

Das Verhalten von Nukleonresonanzen kann am besten in dem Winkelbereich der π^0 -Produktion untersucht werden, wo die Zerfallswinkelverteilung der Resonanz ein Maximum hat, da dann der Beitrag der Resonanz zum Wirkungsquerschnitt mit Ausnahme des Vorwärtspeaks groß ist.

Photoproduktionsexperimente zur π^0 -Produktion in Rückwärtsrichtung im Bereich der dritten Resonanz zeigen ein Maximum im Wirkungsquerschnitt um $\theta_{\pi^0}^* = 140^\circ$ und einen geringeren Beitrag bei 180° ¹⁵, dies zeigt, daß die Resonanz überwiegend durch eine Helizitätsamplitude $\lambda = 3/2$ angeregt wird, die wegen der Erhaltung des Drehimpulses bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$ keinen Beitrag liefern kann. Der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion von π^0 -Erzeugung im Bereich der vierten Resonanz zeigt ein Maximum bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$, was auf eine dominierende Helizitätsamplitude $\lambda = 1/2$ schließen läßt¹⁶.

Auf Grund der Einteilung von W in die beiden Resonanzbereiche ergeben sich folgende Einteilungen der Daten in q^2 , u bzw. $\theta_{\pi^0}^*$ und ϕ_{π^0} Bereiche:

Bereich der dritten Resonanz:

$$\begin{aligned}
 - 0,62 \leq q^2 \leq - 0,44 \text{ GeV}^2/c^2 & \quad 4,0 \text{ GeV} \\
 0 \leq u \leq 0,2 \text{ GeV}^2/c^2 & \\
 122^\circ \leq \theta_{\pi^0}^* \leq 140^\circ &
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 - 1,0 \leq q^2 \leq - 0,88 \text{ GeV}^2/c^2 & \quad 4,9 \text{ GeV} \\
 - 0,3 \leq u \leq 0,05 \text{ GeV}^2/c^2 & \\
 105^\circ \leq \theta_{\pi^0}^* \leq 125^\circ &
 \end{aligned}$$

$$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$$

Bereich der vierten Resonanz:

$$\begin{aligned}
 - 0,52 \leq q^2 \leq - 0,28 \text{ GeV}^2/c^2 & \quad 4,0 \text{ GeV} \\
 - 0,88 \leq q^2 \leq - 0,60 \text{ GeV}^2/c^2 & \quad 4,9 \text{ GeV} \\
 0,1 \leq u \leq 0,3 \text{ GeV}^2/c^2 &
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 130^\circ \leq \theta_{\pi^0}^* \leq 180^\circ & \\
 - 60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 60^\circ &
 \end{aligned}$$

6. Wirkungsquerschnitte

6.1. Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Das Verfahren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte soll im folgenden kurz erläutert werden, eine genaue Beschreibung findet sich bei Ref. 11.

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte als Funktion von q^2 , W , u und ϕ_{π^0} werden die Ereignisse in differentielle Intervalle $v = \Delta q^2 \Delta W^2 \Delta u \Delta \phi_{\pi^0}$ eingeteilt. Die Anzahl der Ereignisse $N_{\text{ex}}(v)$ in jedem Intervall ist mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(v)}{dv}$ durch folgende Relation verknüpft:

$$N_{\text{ex}}(v) = N_e \cdot N_T \cdot \int_v \frac{d\sigma(v)}{dv} a(v) dv \quad (4)$$

mit N_e = Anzahl der primären Elektronen

N_T = Protonendichte des Targets

$a(v)$ = Akzeptanz der Apparatur integriert über den

Azimutwinkel ϕ_e , des gestreuten Elektrons.

Aus (4) ergibt sich

$$N_{\text{ex}}(v) = N_e \cdot N_T \cdot \frac{d\sigma(v_i)}{dv} \int_v a(v) dv, \quad (5)$$

wobei $\frac{d\sigma(v_i)}{dv}$ der Wirkungsquerschnitt an der Stelle $v_i = q_i^2, W_i^2, u_i, \phi_{\pi^0_i}$ ist.

Um die Teilwirkungsquerschnitte $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L, \sigma_P$ und σ_I zu bestimmen, muß man den Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(v_i)}{dv}$ in den verschiedenen ϕ_{π^0} -Intervallen an einem gemeinsamen Punkt q_m^2, W_m^2, u_m ermitteln. Da die Mittelwerte $\frac{d\sigma(v_i)}{dv}$ im allgemeinen bei verschiedenen Punkten v_i bestimmt werden, dies hängt von der Form der Akzeptanz ab, muß jeder Wirkungsquerschnitt auf einen Wert extrapoliert werden, der dem gemeinsamen q_m^2, W_m^2, u_m entspricht. Diese Extrapolation geschieht durch eine Hilfsfunktion $F(v)$ nach folgender Relation:

$$\frac{\frac{d\sigma(v_m)}{dv}}{\frac{d\sigma(v_i)}{dv}} = \frac{F(v_m)}{F(v_i)} \quad (6)$$

$F(v)$ sollte das Verhalten des Wirkungsquerschnittes innerhalb eines Intervalles möglichst gut beschreiben.

Da der Punkt v_i und damit auch $F(v_i)$ nicht direkt bekannt sind, ermittelt man $F(v_i)$ mit Hilfe einer Monte-Carlo Methode, bei der innerhalb des von der Apparatur akzeptierten Bereiches in q^2, W^2, u, ϕ Ereignisse isotrop in den vier Variablen erzeugt und gemäß $F(v)$ bewichtet werden. Für die Anzahl dieser Ereignisse $N_{MC}(v)$ in einem Intervall ergibt sich:

$$N_{MC}(v) = S_{MC} \int_v F(v) a(v) dv = S_{MC} F(v_i) \int_v a(v) dv, \quad (7)$$

wobei S_{MC} die Dichte der erzeugten Ereignisse ist. Damit folgt aus (4) bis (7) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an der Stelle v_m :

$$\frac{d\sigma(v_m)}{dv} = N_{ex}(v) \frac{S_{MC} F(v_m)}{N_{MC}(v) N_e N_T} \quad (8)$$

Die Funktion $F(v)$ erhält man nun durch iterative Anpassung von $F(v)$ an den jeweils nach (8) berechneten Wirkungsquerschnitt. Dieses Verfahren konvergiert schnell, denn nach wenigen Schritten beträgt der Unterschied zwischen $F(v)$ und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(v)}{dv}$ nur wenige Prozent.

Diese Methode zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes ist durch Simulation des Experiments geprüft worden¹¹.

Da die Apparatur optimal für die Elektroproduktion von π^+ -Mesonen ausgelegt ist, ergibt sich, bedingt durch die Akzeptanz der Apparatur, für die π^0 -Daten ein beschränkter Bereich im Azimutwinkel ϕ_{π^0} . Für einen Teil der Daten ist dieser Bereich groß genug, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt in seine Komponenten $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$, σ_P und σ_I zu zerlegen. Für alle anderen Daten wird der Wirkungsquerschnitt über das begrenzte ϕ_{π^0} -Intervall gemittelt angegeben:

$$\frac{d\sigma}{du} = \frac{1}{\Gamma_t} \left(\frac{d^4\sigma}{dq^2 dW^2 du d\phi_{\pi^0}} \right)_{\langle \phi_{\pi^0} \rangle} \quad (9)$$

6.2. Korrekturen

Die Wirkungsquerschnitte werden korrigiert auf die Ansprechwahrscheinlichkeit in Trigger-, Schauer- und Cerenkovzählern sowie die starke Wechselwirkung der Protonen in den Funkenkammern und im Eintrittsfenster des Cerenkovzählers. Von allen aufgenommenen Bildern können ca. 65 % durch das Spurenerkennungsprogramm ausgewertet werden. Die Zurückweisung der anderen Bilder geschieht hauptsächlich durch fehlende Funken. Die nicht auswertbaren Ereignisse werden durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt, nachdem sichergestellt wurde, daß diese Korrektur alle kinematischen Bereiche gleichmäßig betrifft.

Die Strahlungskorrekturen werden nach dem Verfahren von de Calan und Fuchs¹⁷ berechnet, sie betragen zwischen 15 und 20 % der gemessenen Wirkungsquerschnitte. Die Unsicherheit aller Korrekturen einschließlich der der Intensität der Primärelektronen ergibt einen systematischen Fehler kleiner als 10 %.

6.3. Ergebnisse

Die nach dem in 6.1. beschriebenen Verfahren berechneten Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{du}$ als Funktion von q^2 , W^2 und u sind in den Tabellen 1 - 6 und den Abbildungen 13 - 18 dargestellt.

6.3.1. Wirkungsquerschnitte im Bereich der dritten Resonanz

In Tabelle 1 und Fig. 13 ist die W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für feste Werte von u und q^2 angegeben.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertrag u bzw. vom Zerfallswinkel der Resonanz im Schwerpunktsystem $\theta_{\pi^0}^*$ ist in Tabelle 2 und in Fig. 14 dargestellt. In den etwas unterschiedlichen u -Bereichen, die sich durch die Akzeptanz der Apparatur ergeben, zeigt sich bei $q^2 = -0,53 \text{ GeV}^2/c^2$ ein steiler Abfall mit u , während sich bei $q^2 = -0,94 \text{ GeV}^2/c^2$ ein sehr schwacher Abfall ergibt.

In der Tabelle 3 und in Fig. 15 ist die q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes angegeben. Man erkennt für einen festen Wert von u einen steilen Abfall mit q^2 . Um die Elektroproduktionsdaten mit der Photoproduktion¹⁵ zu vergleichen, ist die q^2 -Abhängigkeit für einen festen Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem der Resonanz, $\theta_{\pi^0}^* = 125^\circ$, zusammen mit dem Photoproduktionswert bei $q^2 = 0$ aufgetragen.

Außerdem ist in Fig. 15 das q^2 -Verhalten des transversalen unpolarisierten Teils des Wirkungsquerschnittes, ausgehend vom Photoproduktionspunkt bei $q^2 = 0$, nach dem Vektordominanzmodell¹⁸ mit $\sigma_u \sim 1/(q^2 - m_\rho^2)^2$ sowie nach dem Dipolfitverhalten $\sigma_u \sim 1/(q^2 - 0,71)^4$ dargestellt.

6.3.2. Wirkungsquerschnitte im Bereich der vierten Resonanz

In diesem W -Bereich kann auf Grund des ausreichend großen Bereiches im Azimutwinkel ϕ_{π^0} eine Aufteilung des Wirkungsquerschnittes in seine einzelnen Komponenten im Bereich kleiner $|q^2|$, $0,3 \leq |q^2| \leq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ durchgeführt werden.

Die W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, die in Tabelle 4 und Fig. 16 dargestellt ist, ist für $q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$ innerhalb der statistischen Fehler mit einem Resonanzverhalten um $W = 1900 \text{ MeV}$ vereinbar, wie es auch aus der Photonproduktion bekannt ist, während für $q^2 = -0,74 \text{ GeV}^2/c^2$ der Wirkungs-

querschnitt mit W monoton abfällt. Die Separation des Wirkungsquerschnittes in $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_P und σ_I , die hier für zwei Werte von W durchgeführt wurde, zeigt, daß $\frac{d\sigma}{du}$ mit $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ übereinstimmt, während σ_P und σ_I innerhalb der statistischen Fehler mit Null verträglich sind.

Die u - bzw. $\theta_{\pi^0}^*$ - Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist in Tabelle 5 und Fig. 17 angegeben. Für kleine q^2 scheint sich ein Ansteigen des Wirkungsquerschnittes gegen $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$ anzudeuten. Dies stimmt mit der Tatsache überein, daß sich bei Photoproduktionsmessungen bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$ die $\Delta(1920)$ -Resonanz deutlich im W -Spektrum abhebt. Bei höheren Werten von $|q^2|$, wo in der W -Verteilung keine Resonanzstruktur vorhanden ist, zeigt sich auch im u -Verhalten kein Maximum bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$.

Die Aufteilung des Wirkungsquerschnittes in seine einzelnen Komponenten zeigt wieder, daß $\frac{d\sigma}{du}$ mit $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ innerhalb der statistischen Fehler übereinstimmt und daß mindestens σ_I mit Null verträglich ist.

Tabelle 6 und Fig. 18 zeigen die q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Hier ist wiederum zum Vergleich mit der Photoproduktion die q^2 -Abhängigkeit bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$ zusammen mit dem Photoproduktionspunkt bei $q^2 = 0$ dargestellt. Man erkennt einen steilen Abfall mit wachsendem $|q^2|$. Das Verhalten des Wirkungsquerschnittes σ_u nach dem Vektordominanzmodell sowie nach dem Dipolfit sind hier ebenfalls angegeben.

6.4. Diskussion der Ergebnisse

Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten der Funktion von q^2 , W^2 und u lassen sich die beiden folgenden Schlüsse ziehen:

- 1) Die q^2 -Abhängigkeit zusammen mit dem Photoproduktionspunkt $q^2 = 0$ zeigt für beide Resonanzbereiche, wenn man annimmt, daß sich σ_u gemäß den Voraussetzungen des Vektordominanzmodells verhält oder wie der Dipolfit mit q^2 abfällt, daß für kleine Werte von $|q^2|$ ein longitudinaler Anteil σ_L vorhanden ist, der für $|q^2| \leq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ etwa die gleiche Größe besitzt wie der transversal unpolarisierte Teil des Wirkungsquerschnittes.
- 2) Im Bereich der vierten Resonanz läßt sich auf Grund der W-Verteilung bei zwei verschiedenen Werten von σ^2 schließen, daß offensichtlich die Resonanzproduktion mit wachsendem $|q^2|$ schneller als der nichtresonante Beitrag zum Wirkungsquerschnitt abnimmt. Die u bzw. $\theta_{\pi^0}^*$ Verteilung bei kleinem $|q^2|$ zeigt innerhalb der statistischen Fehler eine Winkelverteilung, die einer durch die Helizitätsamplitude $\lambda = \frac{1}{2}$ angeregten Resonanz entspricht, während bei hohem $|q^2|$ kein Verhalten dieser Art zu erkennen ist. Bei Einarmmessungen zur inelastischen Elektronstreuung^{1,19} scheint sich ein ähnliches q^2 -Verhalten der Resonanzen anzudeuten.

Diese Resultate ergeben sich aus Meßreihen, die hauptsächlich für die Untersuchung der Reaktion $e + p \rightarrow e' + n + \pi^+$ durchgeführt wurden. Die Apparatur wurde speziell für diese Reaktion ausgelegt. Auf Grund der unterschiedlichen Kinematik ist die Akzeptanz der Apparatur zur Untersuchung der Reaktion $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$ keineswegs optimal. Es kann jedoch durch geringfügige Änderungen am Aufbau der Apparatur in Verbindung mit optimalen Magnetfeldern und Primärenergie erreicht werden, daß ein genügend großer Bereich von ϕ_{π^0} zur Verfügung steht, um die einzelnen Terme des Wirkungsquerschnitts $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_P und σ_I von einander zu trennen. Außerdem sollte auch

der Bereich des Zerfallswinkels $\theta_{\pi^0}^*$ im Bereich der dritten Resonanz bis zu 180° erweitert werden. Eine neue Messung unter diesen Bedingungen würde bei verbesserter Statistik die Kenntnisse über die Nukleonresonanzen wesentlich verbessern.

7. Zusammenfassung

In einem Funkenkammerexperiment wurde die Elektroerzeugung von π^0 -Mesonen in Rückwärtsrichtung untersucht. Dabei wurden das gestreute Elektron und das Rückstoßproton in Koinzidenz nachgewiesen. Die gemessenen Daten liegen im Massenbereich der sogenannten dritten und vierten Resonanz bei Viererimpulsüberträgen des virtuellen Photons von $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$ bis $q^2 = -1,0 \text{ GeV}^2/c^2$. Das π^0 -Meson wurde in einem Winkelbereich $\theta_{\pi^0}^*$ im Schwerpunktsystem der Resonanz von 100° bis 180° nachgewiesen. Die einzelnen Terme des Wirkungsquerschnitts $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_p und σ_I konnten durch Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Azimutwinkel ϕ_{π^0} im Bereich der vierten Resonanz für $|q^2| \leq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ einzeln bestimmt werden, in allen anderen Bereichen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{du}$ über den Azimutwinkel ϕ_{π^0} gemittelt angegeben. Aus den Ergebnissen folgt das Vorhandensein eines longitudinalen Anteils σ_L , der für kleine $|q^2|$ etwa in der Größenordnung von σ_u liegt. Außerdem zeigt sich, daß die Bildung von Nukleonresonanzen relativ zum nicht resonanten Anteil des Wirkungsquerschnittes mit wachsendem $|q^2|$ abnimmt.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der Gruppe F32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Herrn Prof. Dr. Lohrmann und Herrn Prof. Dr. Stählerin danke ich für die Anregung und wohlwollende Förderung dieser Arbeit.

Den Mitgliedern der Gruppe F32, insbesondere Herrn Dr. Heinloth und Herrn Dr. Schmidt, danke ich für die gute Zusammenarbeit und viele klärende Diskussionen sowie Herrn Dr. Blechschmidt für seine Mitarbeit in einer früheren Phase des Experiments.

Mein besonderer Dank gilt der Synchrotron-Gruppe und dem Hallendienst für den Aufbau und die erfolgreiche Durchführung des Experiments sowie dem Rechenzentrum für die großzügige Bereitstellung langer Rechenzeiten.

Literaturverzeichnis

- 1) W.K.H. Panofsky, Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968.
- 2) H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, J.H. Smith, Nuovo Cim. 52A, 1370 (1967).
H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, J.H. Smith, Nuovo Cim. 53A, 1045 (1968).
D.E. Andrews, K. Berkelman, D.G. Cassel, D.L. Hartill, J. Hartmann, R. Kerchner, E. Lazarus, R.M. Littauer, R.L. Loveless, R. Rohlfs und D.H. White, Phys. Rev. Letters 26, 864 (1971).
C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman, C.A. Lichtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin, Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971).
P.S. Kummer, A.B. Clegg, F. Foster, G. Hughes, R. Siddle, J. Allison, B. Dickinson, E. Evangelides, M. Ibottson, R. Lawson, R.S. Meaburn, H.E. Montgomery, W.J. Shuttleworth, A. Sofair, Daresbury preprint DNPL/P 67.
F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmermann, DESY 71/19 (1971).
- 3) C. Driver, K. Heinloth, K.H. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, D. Schmidt, G. Specht, J. Rathje, DESY 71/9 (1971), Phys. Letters 35B, 77 (1971) und Phys. Letters 35B, 81 (1971).
C. Driver, K. Heinloth, K.H. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, D. Schmidt, G. Specht, J. Rathje, DESY 71/25 (1971).
C. Driver, K. Heinloth, K.H. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, D. Schmidt, G. Specht, J. Rathje, DESY 71/29 (1971).

- 4) H.F. Jones, *Nuovo Cim.* 40, 1018 (1965).

S. M. Berman, *Phys. Rev.* 135, 1249 (1964).
- 5) F.W. Brasse, G. Hemmie, W. Schmidt, DESY 65/18 (1965).
- 6) V. Eckardt, DESY 67/12 (1967).
- 7) G. Kessler, DESY B2-68/1 (1968).
- 8) G. Kessler, DESY B2-69/3 (1969).
- 9) G. Hofmann, Dissertation Hamburg 1971.
- 10) U. Becker, K.H. Höhne, J. Weber, DESY 66/25 (1966).
- 11) P. Karow, Dissertation Hamburg 1971.
- 12) M.N. Rosenbluth, *Phys. Rev.* 79, 615 (1950).
- 13) N. Meister und D.R. Yennie, *Phys. Rev.* 130, 1210 (1963).
- 14) H.J. Skronn, Dissertation Hamburg 1968.
- 15) R.L. Walker: Proceedings of the Electron Photon Symposium,
Liverpool (1969).
- 16) a) G. Buschhorn, P. Heide, U. Kötz, R.A. Lewis, P. Schmüser,
H.J. Skronn, *Phys. Rev. Letters* 20, 230 (1968).

b) G.L. Cassidan, H. Fischer, A. Ho, E.C. Lou, J. Rutherford,
Phys. Rev. Letters 21, 933 (1968).
- 17) C. de Calan und G. Fuchs, *Nuovo Cim.* 38, 1594 (1965).
- 18) J.J. Sakurai: Proceedings of the Electron Photon Symposium,
Liverpool (1969).
- 19) M. Breidenbach, Dissertation, MIT-Report No. 2098 - 635.

Tabellenverzeichnis

- 1) W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste u- und q^2 -Werte im Bereich der "dritten" Nukleon-Resonanz.

<u>Werte der Parameter</u>	<u>Meßbereich</u>
$q^2 = - 0,53 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,62 \leq q^2 \leq - 0,44 \text{ GeV}^2/c^2$
$u = 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \leq u \leq 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = - 0,94 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 1,0 \leq q^2 \leq - 0,88 \text{ GeV}^2/c^2$
$u = - 0,13 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,3 \leq u \leq + 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$
	$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$

- 2) u-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste W- und q^2 -Werte

<u>Werte der Parameter</u>	<u>Meßbereich</u>
$W = 1,61 \text{ GeV}$	$1,5 \leq W \leq 1,72 \text{ GeV}$
$q^2 = - 0,53 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,62 \leq q^2 \leq - 0,44 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = - 0,94 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 1,0 \leq q^2 \leq - 0,88 \text{ GeV}^2/c^2$
	$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$

- 3) q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste W- und u-Werte

<u>Werte der Parameter</u>	<u>Meßbereich</u>
$W = 1,61 \text{ GeV}$	$1,5 \leq W \leq 1,72 \text{ GeV}$
$u = + 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \leq u \leq 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$
$u = - 0,13 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,3 \leq u \leq + 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$
	$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$

- 4) W-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$,
 σ_I , σ_P für feste u- und q^2 -Werte im Bereich der "vierten"
 Nukleon-Resonanz

Werte der Parameter	Meßbereich
$u = 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$	$0,1 \leq u \leq 0,3 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,52 \leq q^2 \leq -0,28 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,74 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,88 \leq q^2 \leq -0,60 \text{ GeV}^2/c^2$
	$-60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq +60^\circ$

- 5) u-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_I ,
 σ_P für feste W- und q^2 -Werte

Werte der Parameter	Meßbereich
$W = 1,91 \text{ GeV}$	$1,72 \leq W \leq 2,1 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,52 \leq q^2 \leq -0,28 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,74 \text{ GeV}^2/c^2$	$-1,0 \leq q^2 \leq -0,88 \text{ GeV}^2/c^2$
	$-60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq +60^\circ$

- 6) q-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$,
 σ_I , σ_P für feste W- und u-Werte

Werte der Parameter	Meßbereich
$W = 1,91 \text{ GeV}$	$1,72 \leq W \leq 2,1 \text{ GeV}$
$u = 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$	$0,1 \leq u \leq 0,3 \text{ GeV}^2/c^2$
	$-60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq +60^\circ$

Verzeichnis der Abbildungen

- 1) Diagramm der Reaktion $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$
- 2) Experimenteller Aufbau
- 3) Strahltransportsystem
- 4) Enveloppen der Teilchenbahnen des Strahltransportsystems
- 5) Strahlprofil in x- und y-Richtung am Ort des H_2 -Targets
- 6) Funkenkammer
- 7) Blockschaltbild der schnellen Elektronik
- 8) Schematische Darstellung der Digitalisierung und
Rekonstruktion der Bilder
- 9) Auswertung der elastischen Streuung. Aufgetragen ist die Anzahl der
Ereignisse pro 25 MeV über der Differenz aus gemessener und berechneter
Energie des gestreuten Elektrons.
- 10) Elastischer Wirkungsquerschnitt der Funktion des
Elektronstreuwinkels ψ . Eingezeichnet ist der nach der
Rosenbluth-Formel berechnete theoretische Wirkungsquerschnitt.
- 11) Rückstoßmassenspektren der Reaktion $e + p \rightarrow e' + p' + m_x$.
Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse pro $20 \text{ MeV}/c^2$
über m_x^2 .

12) W-Verteilung der Reaktion $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$.

Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse pro 20 MeV über
der Schwerpunktsenergie des Systems $e + p$.

13) W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $d\sigma/du$ für feste u-
und q^2 -Werte im Bereich der "dritten" Nukleon-Resonanz.

Werte der Parameter	Meßbereich
$q^2 = - 0,53 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,62 \leq q^2 \leq - 0,44 \text{ GeV}^2/c^2$
$u = + 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \leq u \leq 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = - 0,94 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 1,0 \leq q^2 \leq - 0,88 \text{ GeV}^2/c^2$
$u = - 0,13 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,3 \leq u \leq + 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$
	$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$

14) u-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste W- und q^2 -Werte.

Werte der Parameter	Meßbereich
$W = 1,61 \text{ GeV}$	$1,5 \leq W \leq 1,72 \text{ GeV}$
$q^2 = - 0,53 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,62 \leq q^2 \leq - 0,44 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = - 0,94 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 1,0 \leq q^2 \leq - 0,88 \text{ GeV}^2/c^2$
	$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$

15) q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste W- und u-Werte.

Werte der Parameter	Meßbereich
$W = 1,61 \text{ GeV}$	$1,5 \leq W \leq 1,72 \text{ GeV}$
$u = + 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$	$0 \leq u \leq 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$
$u = - 0,13 \text{ GeV}^2/c^2$	$- 0,3 \leq u \leq + 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$
	$- 30^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq + 30^\circ$

Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bei $W = 1,63 \text{ GeV}$ und $\theta_{\pi^0} = 125^\circ$ eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve zeigt die VDM-Vorhersage $(q^2 - m_p^2)^{-2}$, die gepunktete das Dipolfit-Verhalten $(q^2 - 0,71)^{-4}$.

- 16) W-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$, σ_I , σ_p für feste u- und q^2 -Werte im Bereich der "vierten" Nukleon-Resonanz.

Werte der Parameter	Meßbereich
$u = 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$	$0,1 \leq u \leq 0,3 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,52 \leq q^2 \leq -0,28 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,74 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,88 \leq q^2 \leq -0,60 \text{ GeV}^2/c^2$
	$-60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq +60^\circ$

Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$ eingezeichnet.

- 17) u-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$, σ_I , σ_p für feste W- und q^2 -Werte.

Werte der Parameter	Meßbereich
$W = 1,91 \text{ GeV}$	$1,72 \leq W \leq 2,1 \text{ GeV}$
$q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,52 \leq q^2 \leq -0,28 \text{ GeV}^2/c^2$
$q^2 = -0,74 \text{ GeV}^2/c^2$	$-1,0 \leq q^2 \leq -0,88 \text{ GeV}^2/c^2$
	$-60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq +60^\circ$

18) q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_I , σ_P für feste W - und u -Werte.

Werte der Parameter	Meßbereich
$W = 1,91 \text{ GeV}$	$1,72 \leq W \leq 2,1 \text{ GeV}$
$u = 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$	$0,1 \leq u \leq 0,3 \text{ GeV}^2/c^2$
	$-60^\circ \leq \phi_{\pi^0} \leq +60^\circ$

Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bei $\theta_{\pi^0}^* = 180^\circ$ und $W = 1,91 \text{ GeV}$ eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve zeigt die VDM-Vorhersage $(q^2 - m_\rho^2)^{-2}$, die gepunktete das Dipolfit-Verhalten $(q^2 - 0,71)^{-4}$.

Tabelle 1 W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste u- und q^2 -Werte
(einschl. Strahlungskorrekturen)

E_e GeV	ϵ	q^2 $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	u $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	W GeV	$d\sigma/du$ $\frac{\text{ub}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	Strahlungs- korrekturen %
4,0	0,93	- 0,53	+ 0,1	1,54	13,8	3,3	18,2
	0,92			1,61	13,8	2,2	16,3
	0,90			1,68	8,8	1,3	16,1
4,9	0,93	- 0,94	- 0,13	1,55	6,8	2,4	21,8
	0,92			1,64	5,2	1,3	20,8
	0,91			1,70	2,4	1,0	20,3

Tabelle 2 u-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste q^2 - und W -Werte
(einschl. Strahlungskorrekturen)

E_e GeV	ϵ	q^2 $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	u $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	W GeV	$d\sigma/du$ $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	Strahlungs- korrekturen %
4,0	0,92	- 0,53	0,03	1,61	20,4	5,3	16,4
			0,08		14,0	2,7	16,3
			0,13		14,2	2,3	16,3
			0,18		7,9	1,8	16,8
4,0	0,92	- 0,94	- 0,24	1,61	6,0	2,3	22,3
			- 0,12		4,4	1,4	21,8
			0		5,4	1,6	21,3

Tabelle 3 q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/du$ für feste u - und W -Werte
(einschl. Strahlungskorrekturen)

E_e	ϵ	q^2	u	W	$d\sigma/du$	stat. Fehler	Strahlungs- korrekturen
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		%
4,0	0,93	- 0,47	+ 0,1	1,61	16,3	3,9	16,0
	0,92	- 0,53			14,9	2,1	16,3
	0,91	- 0,59			10,2	1,8	16,6
4,9	0,92	- 0,91	- 0,13	1,61	7,7	1,8	21,6
	0,91	- 0,97			2,7	0,9	22,0

Tabelle 5 u-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/du$ und $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_I , σ_P für feste q^2 - und W -Werte
(einschl. Strahlungskorrekturen)

E_e GeV	ϵ	q^2 $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	u $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	W GeV	$d\sigma/du$ stat. Fehler		$\sigma_{u+\epsilon\sigma_L}$ stat. Fehler		σ_I stat. Fehler		σ_P stat. Fehler		Strahlungs- korrekturen %
					$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		
4,0	0,85	- 0,4	0,13	1,91	5,8	2,1	6,1	1,0	- 0,3	1,0	- 1,9	1,2	17,0
			0,18		4,2	0,7							17,7
			0,23		5,1	0,4							14,8
			0,28		5,6	0,6							15,0
4,9	0,87	- 0,74	0,13	1,91	1,1	0,4							19,5
			0,18		1,9	0,5							20,7
			0,23		1,1	0,3							19,1
			0,28		0,6	0,4							19,1

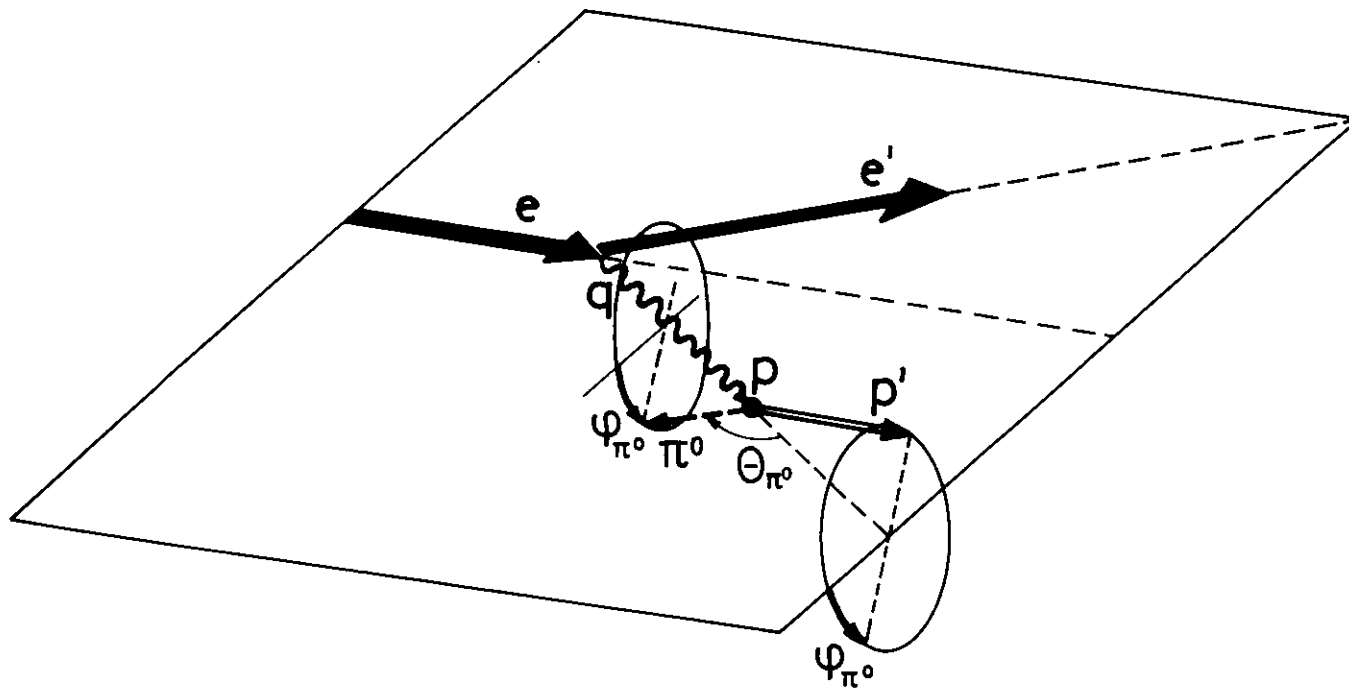


Fig. 1

F 32 Elektronenstreuexperiment

- Q Quadrupolmagnete
- M Ablenk- und Reinigungsmagnete
- FC Faraday Cup
- SB Strahlbetrachter
- SV Strahlverschluß
- T Target

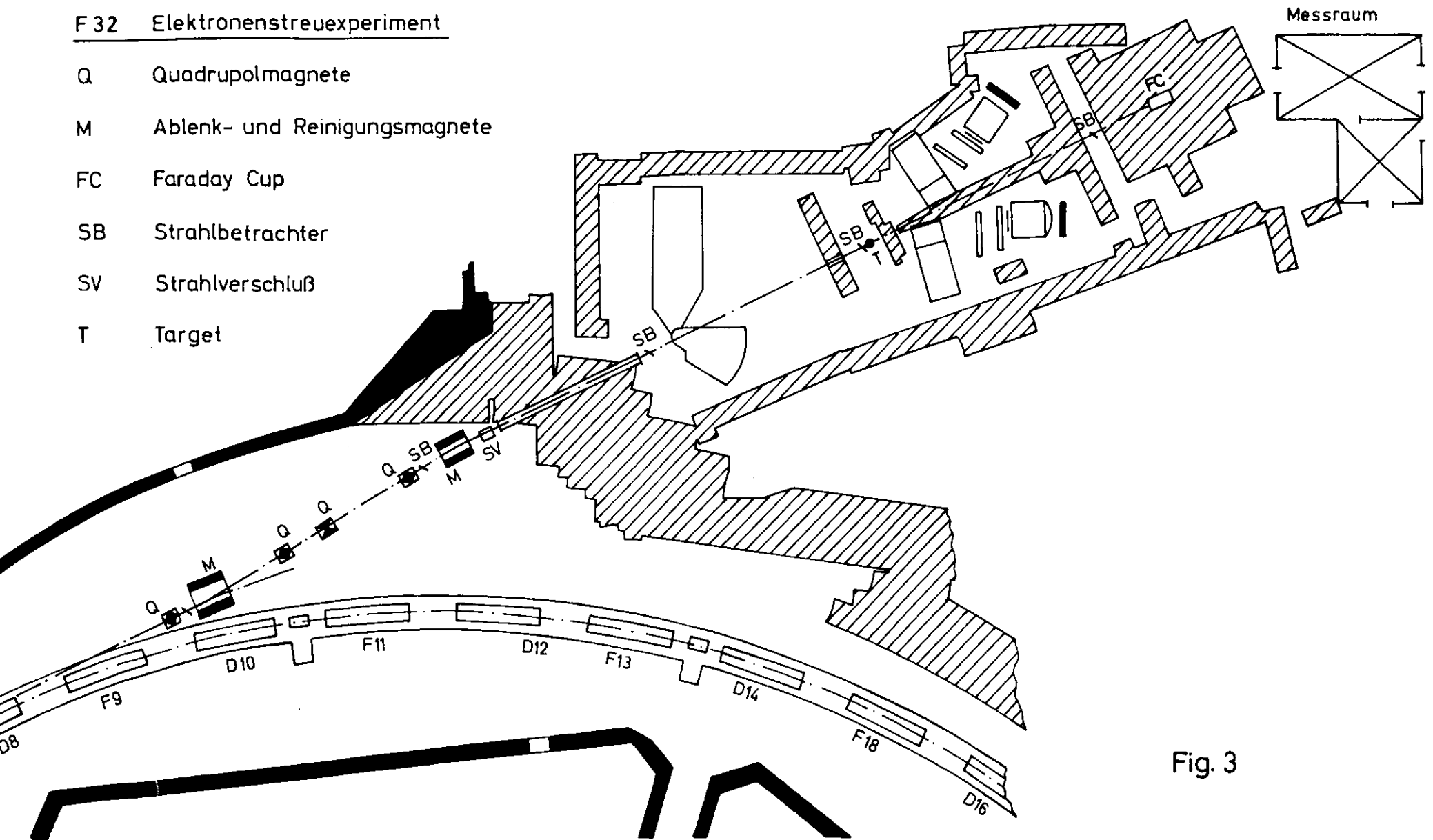


Fig. 3

Enveloppen der Teilchenbahnen

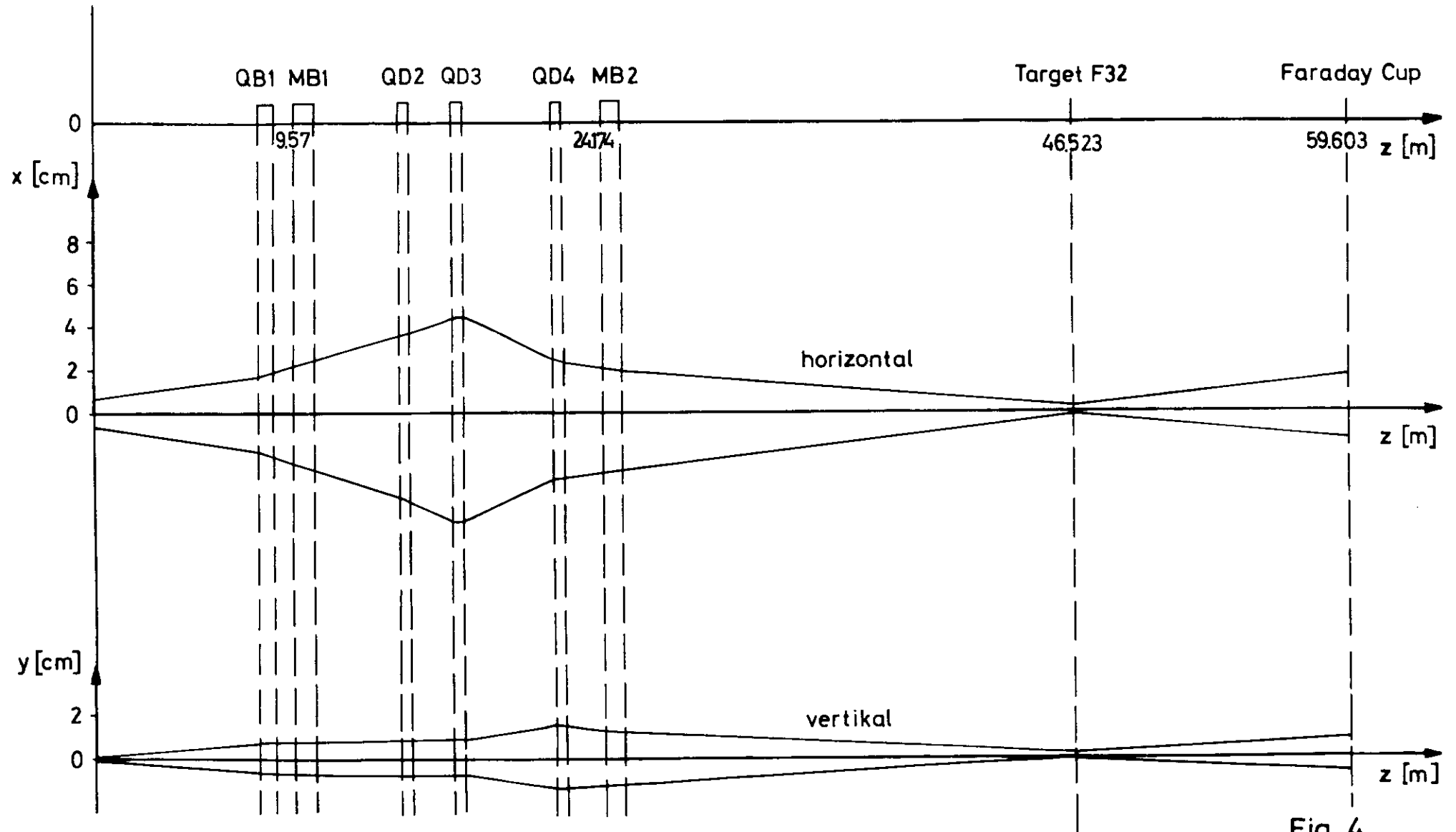


Fig. 4

Strahlprofil in x- und y-Richtung

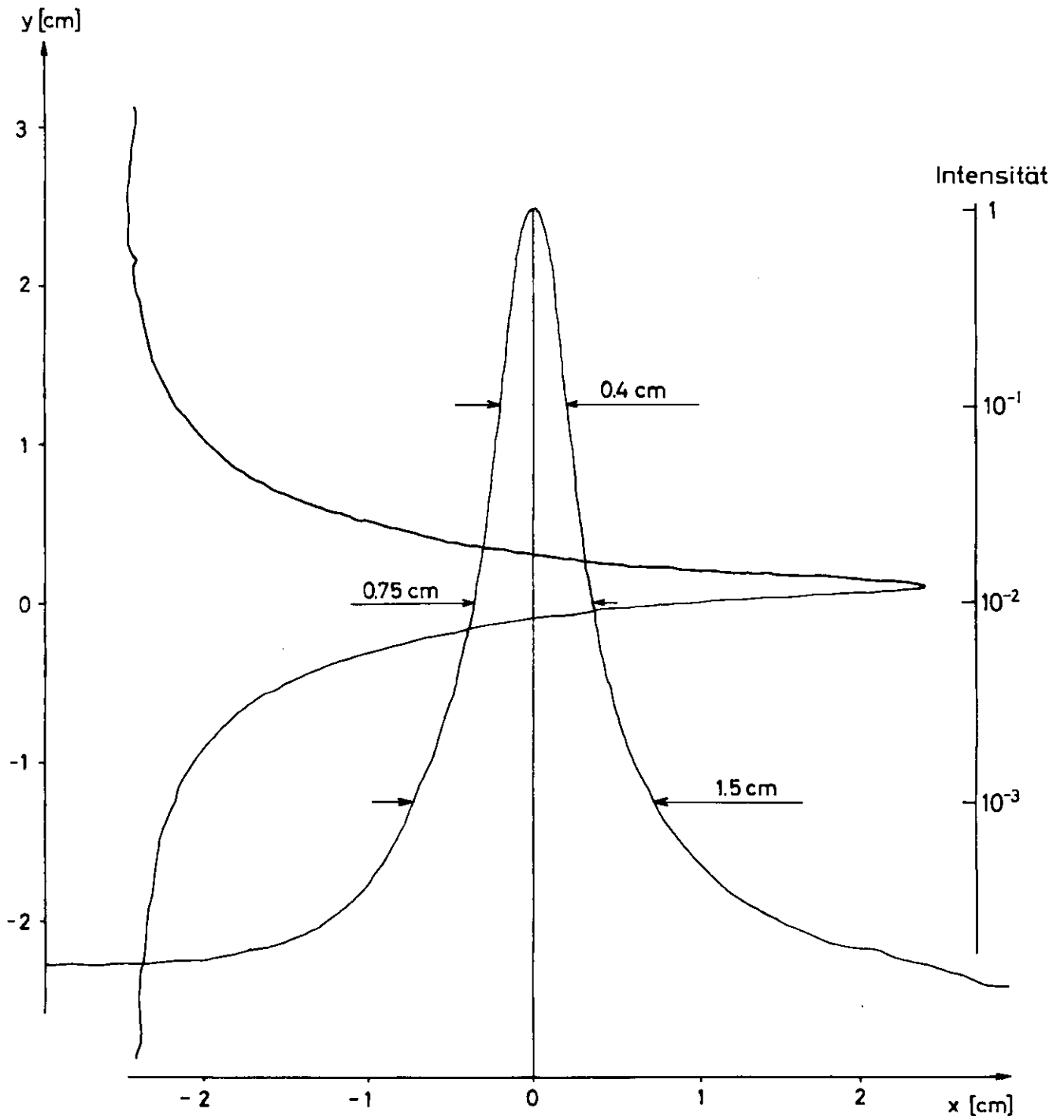


Fig. 5

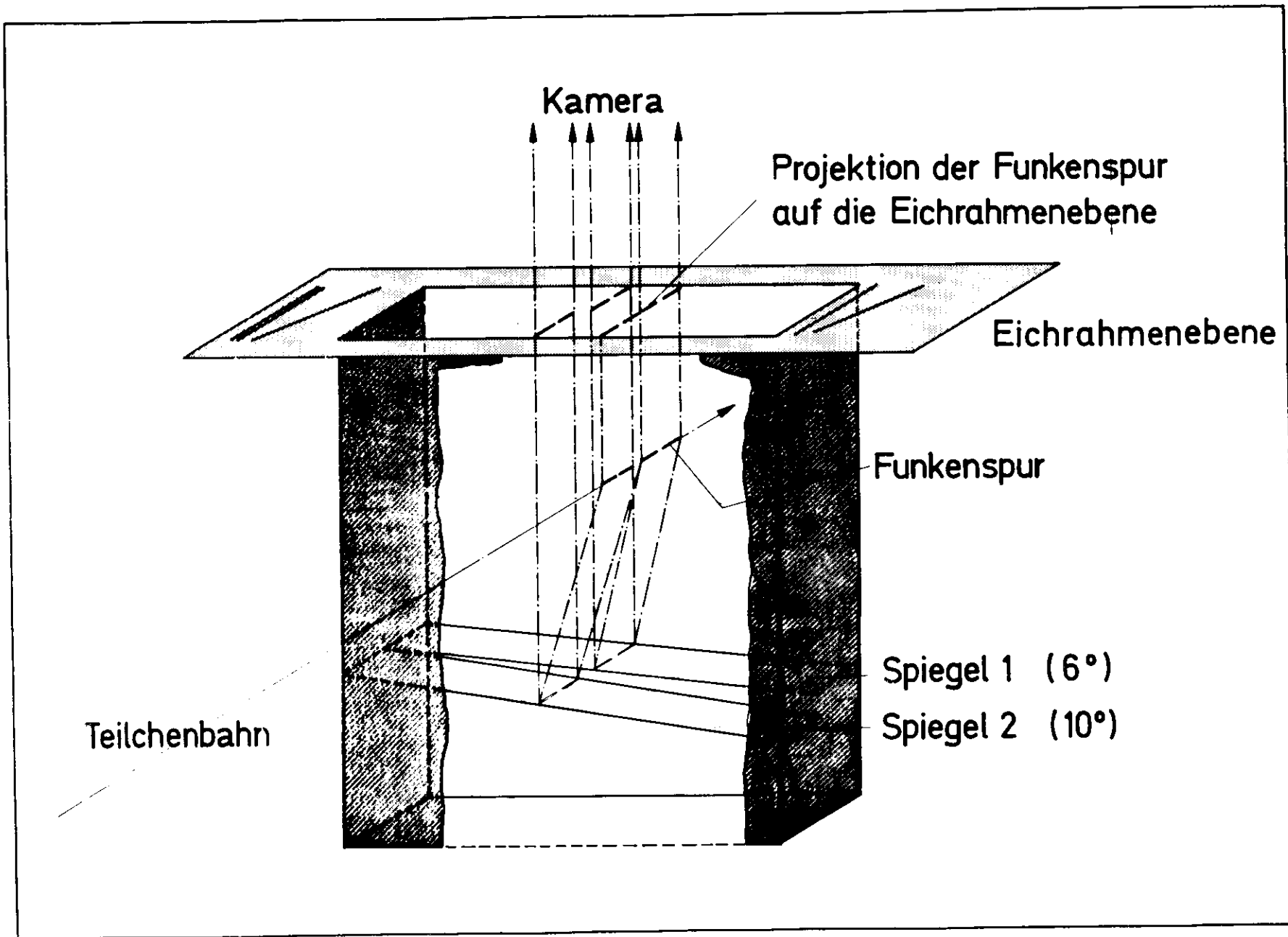
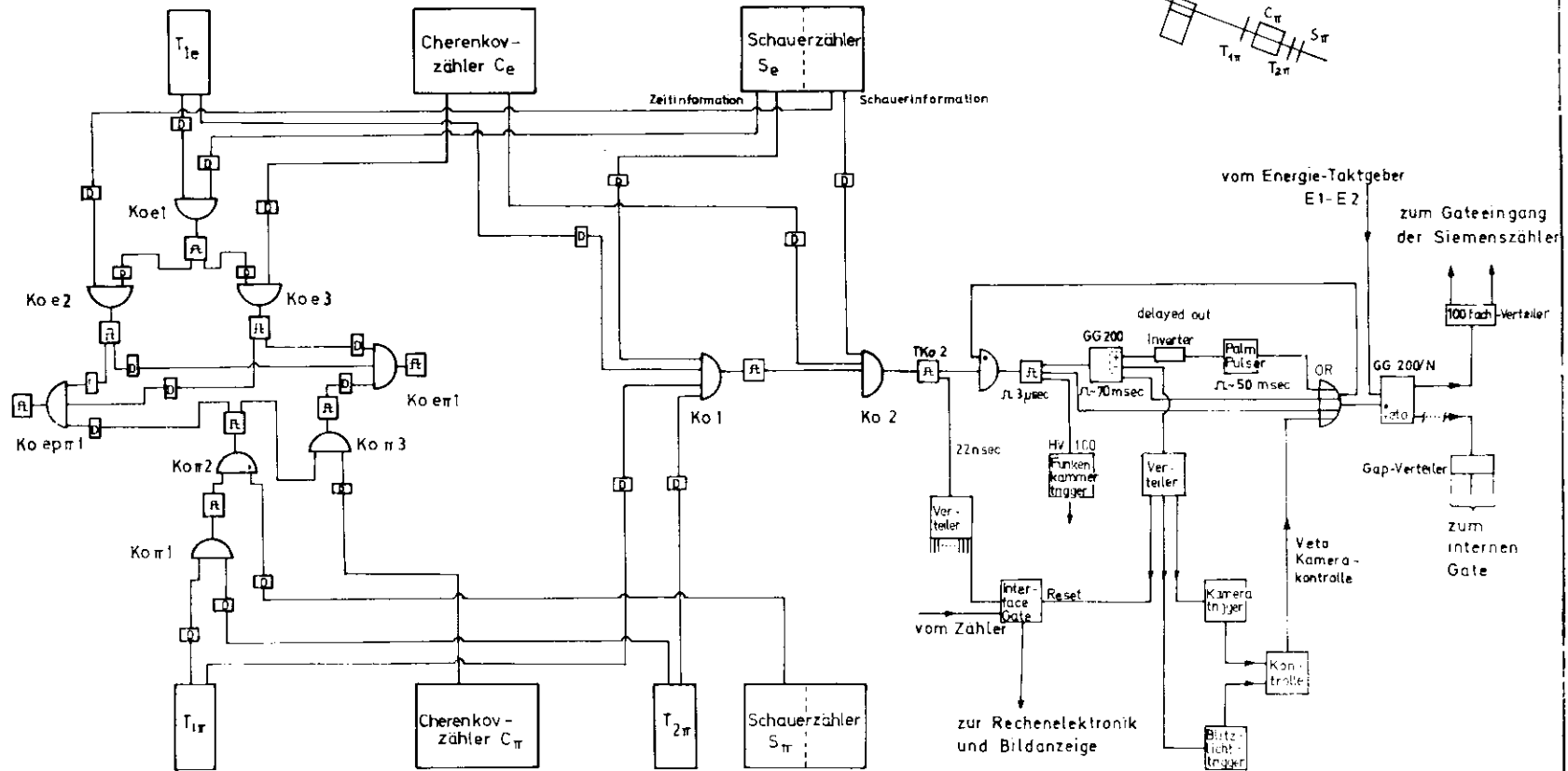


Fig. 6

Blockschaltbild der schnellen Elektronik



Jedem Trigger nach einer Koinzidenz ist ein Siemenszähler zugeordnet

Fig. 7

Schematische Darstellung der Digitalisierung und Rekonstruktion der Bilder

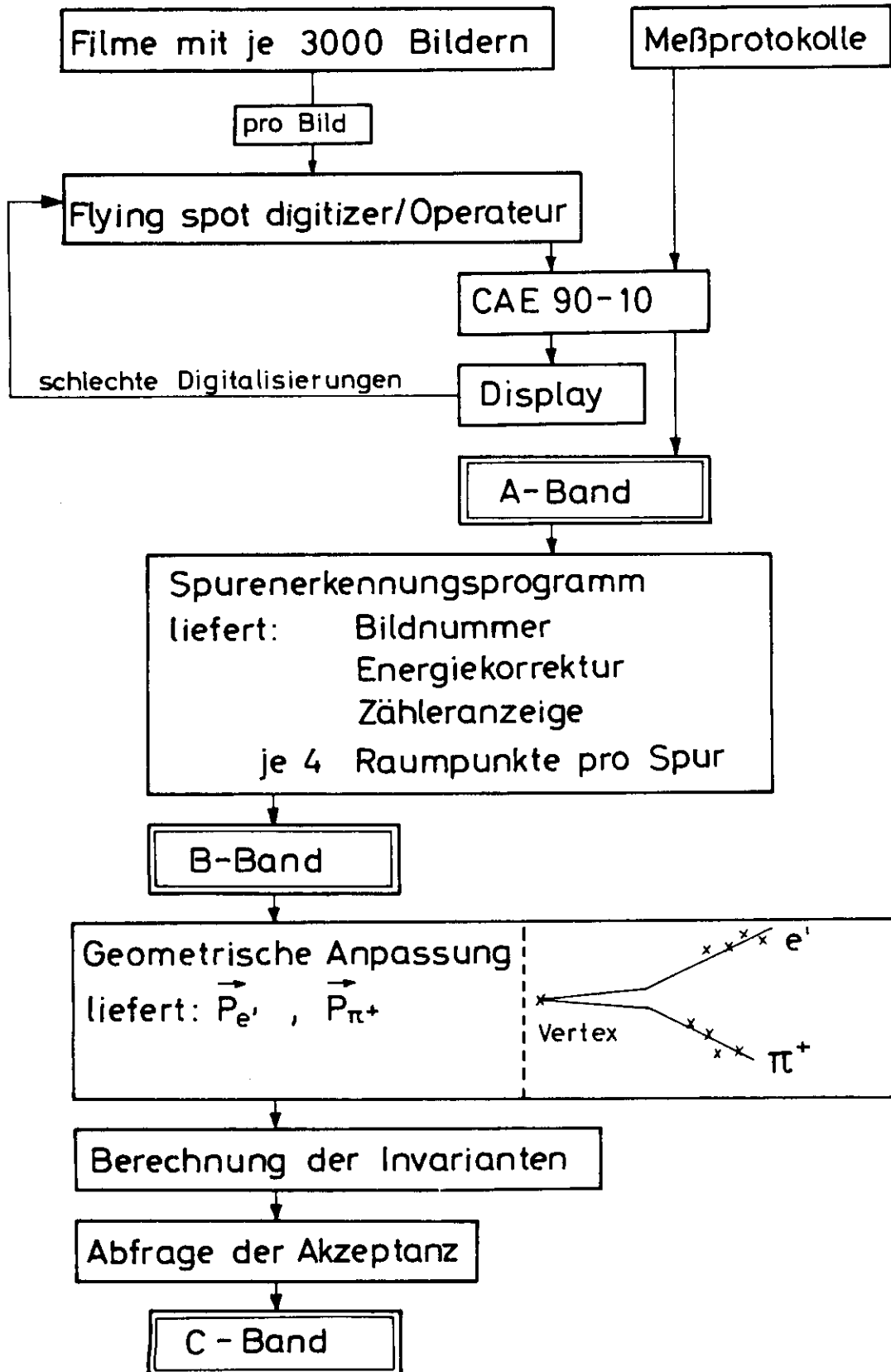


Fig. 8

Elastische Streuung

Elektron - Arm

$E_e = 1.8 \text{ GeV}$

2486 Ereignisse

$\Delta E' = E'_{\text{gemessen}} - E'_{\text{berechnet}}$

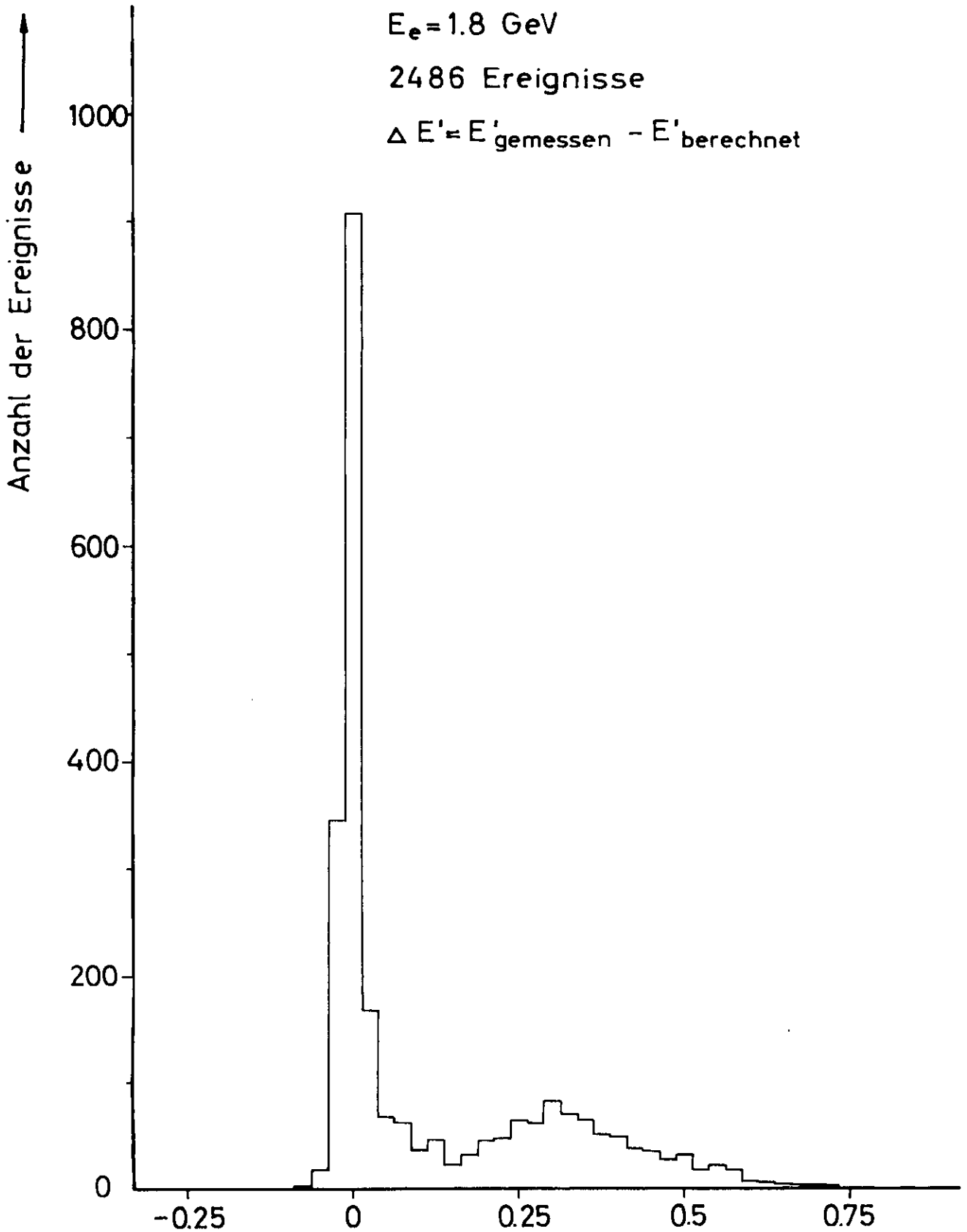


Fig. 9

ΔE [GeV] \longrightarrow

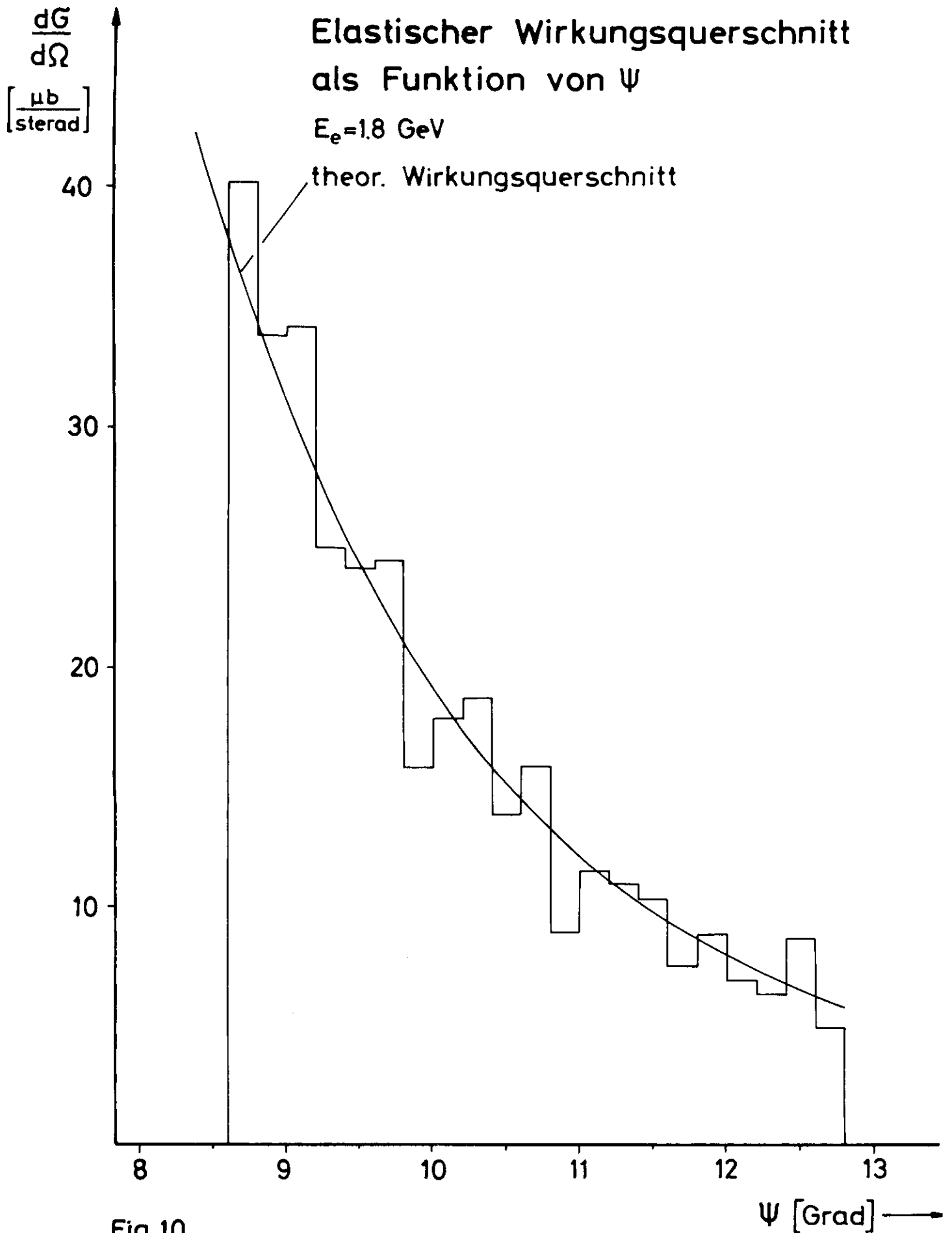


Fig.10

Rückstossmassenspektren der Reaktion $e+p \rightarrow e'+p+m_x$

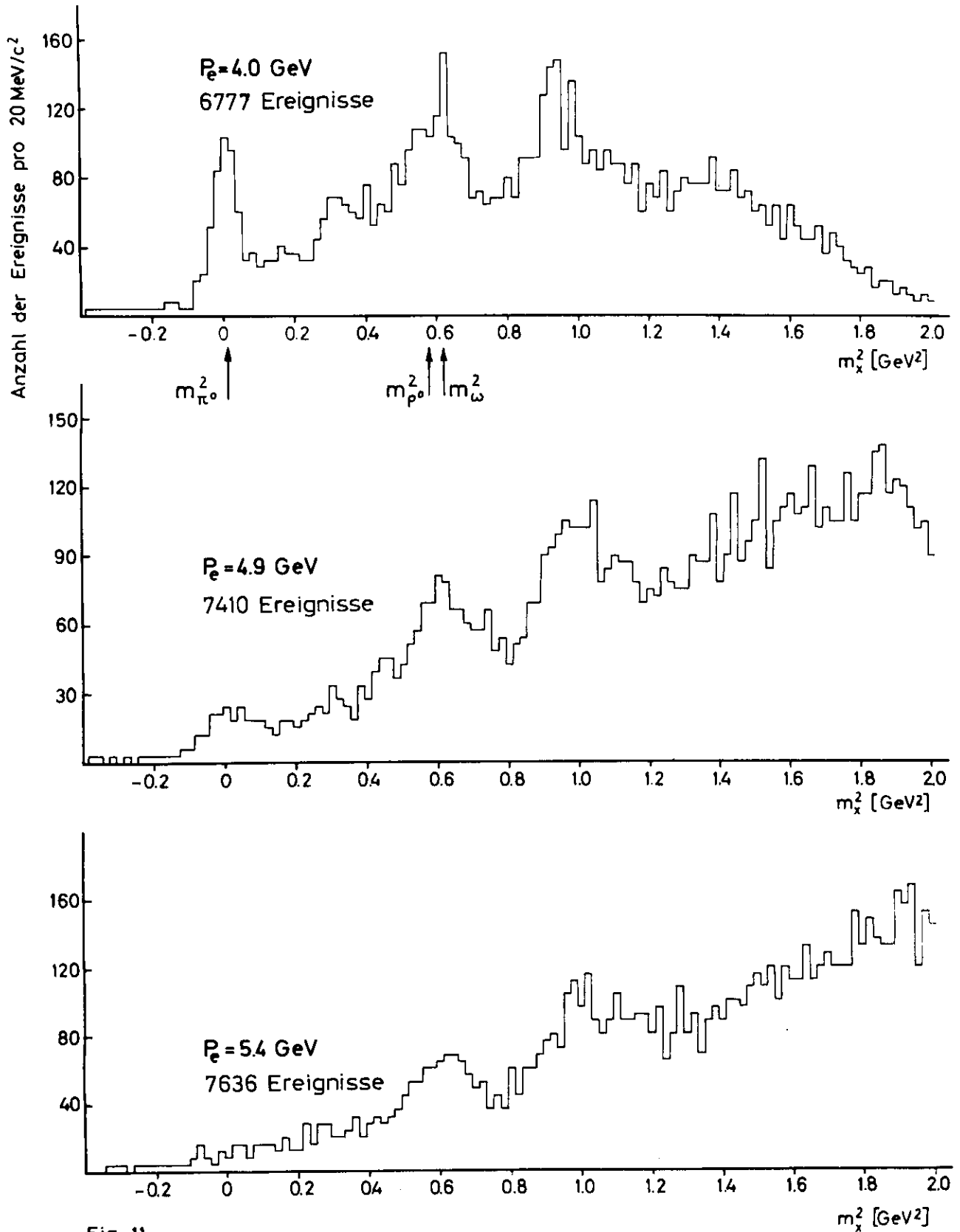


Fig. 11

W-Verteilung für $e+p \rightarrow e'+p'+\pi^0$

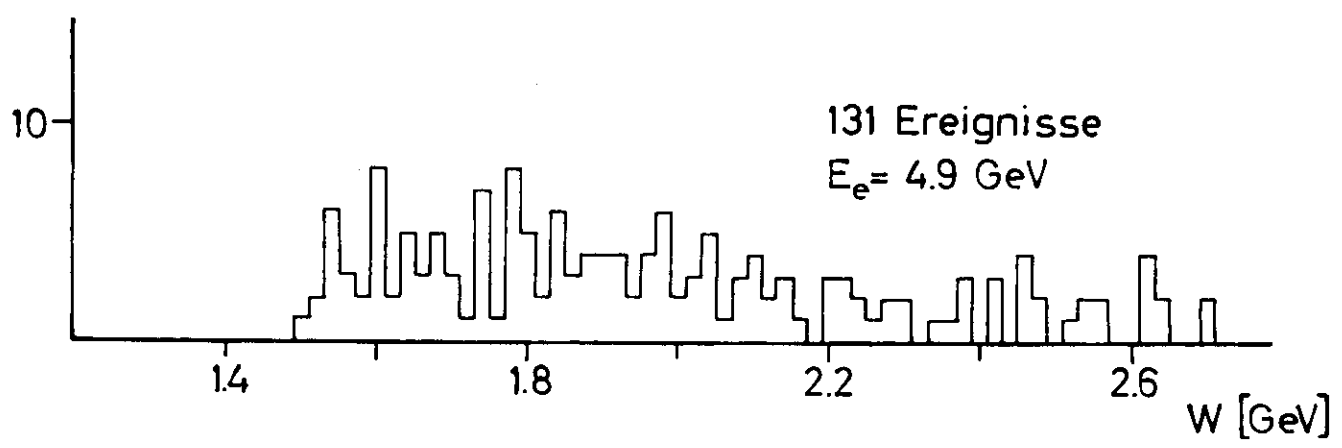
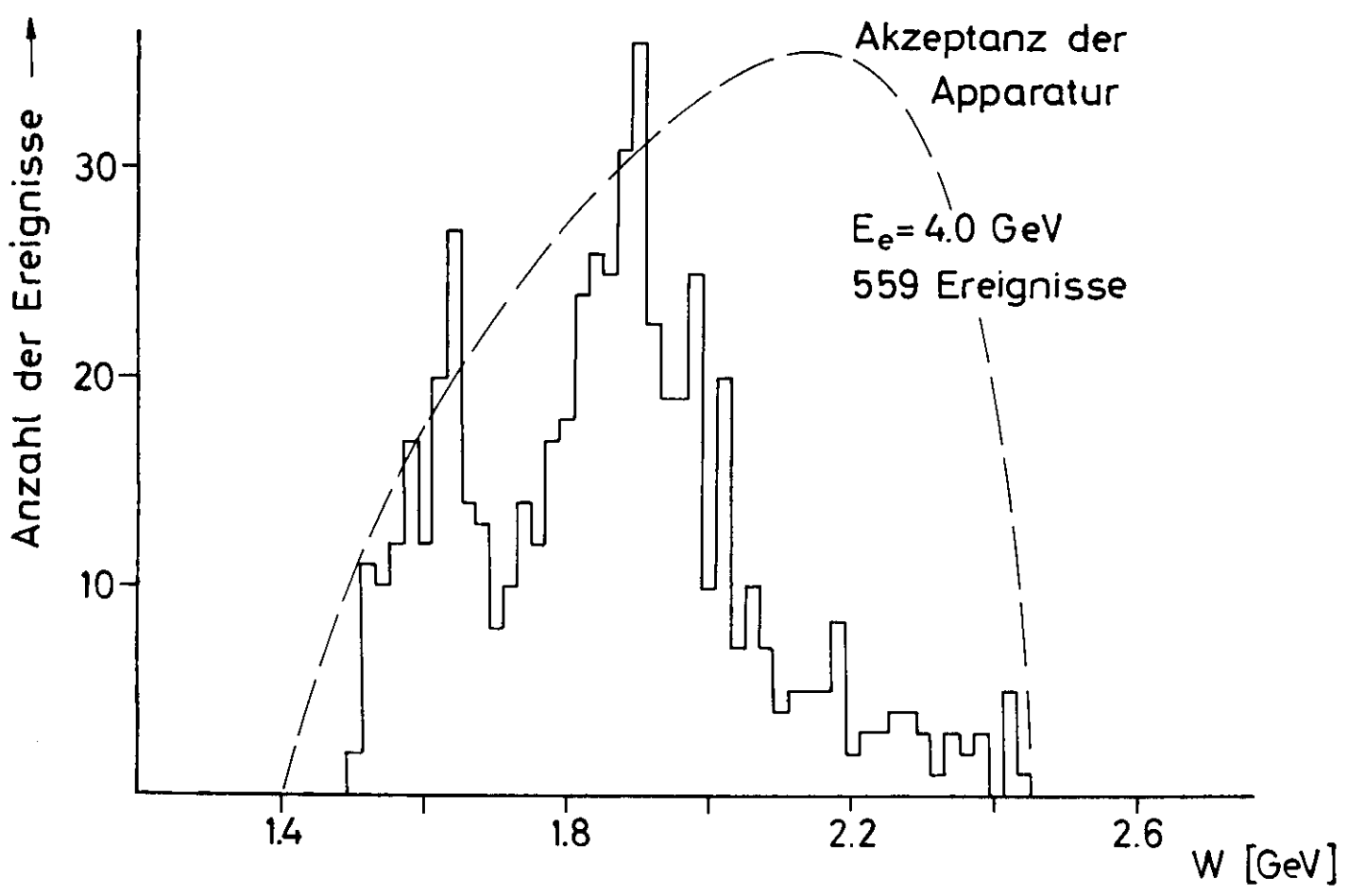


Fig. 12

Wirkungsquerschnitt W-Abhängigkeit

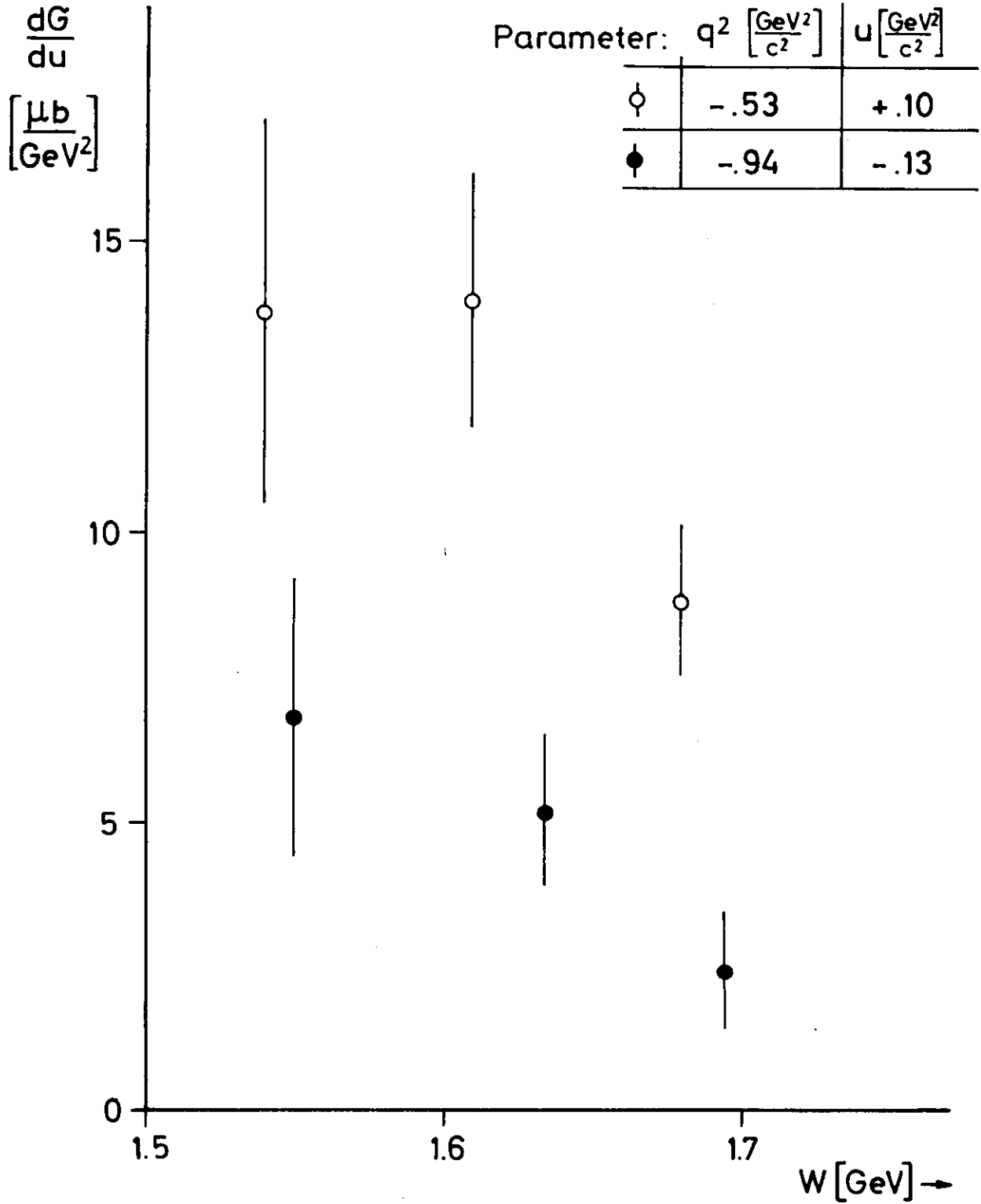
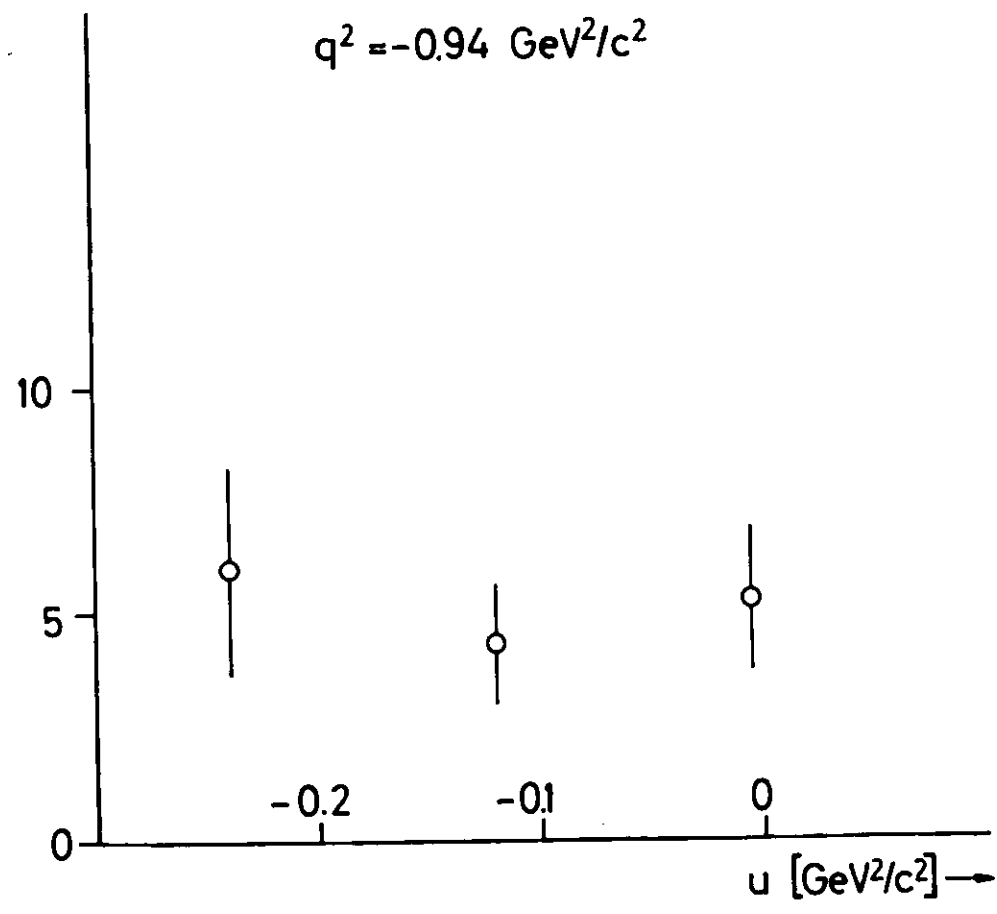
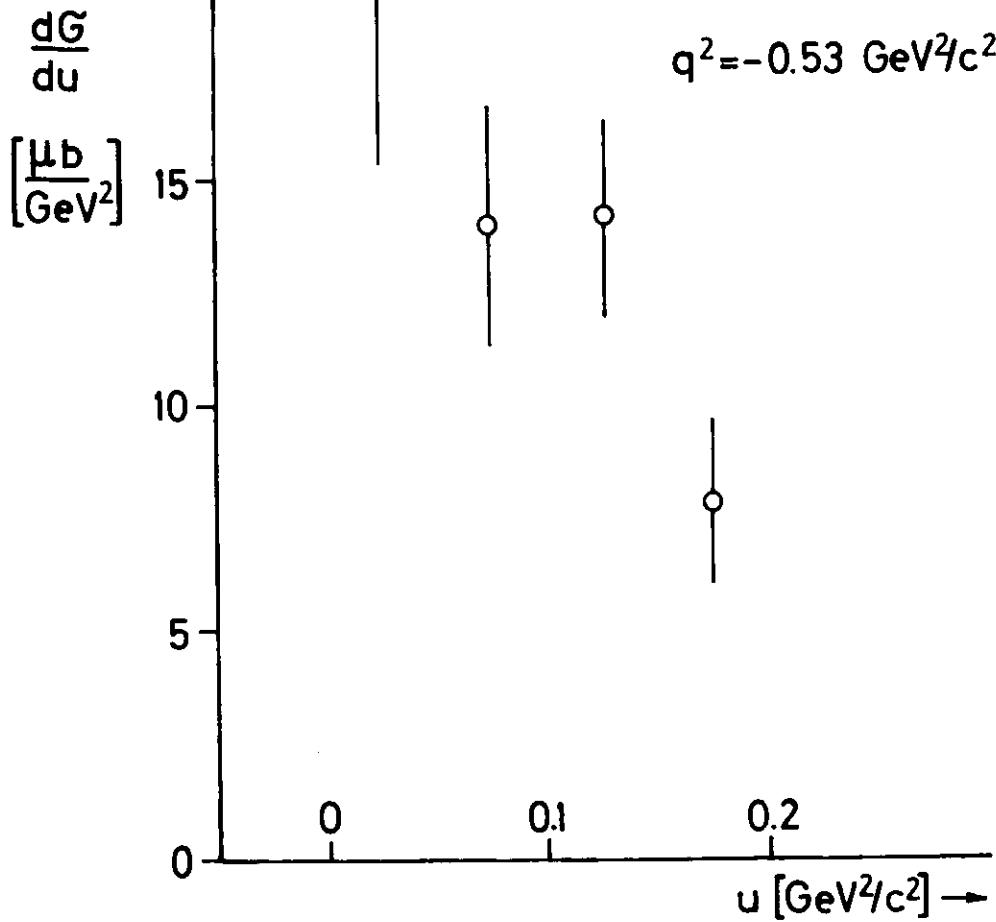


Fig. 13

Wirkungsquerschnitt u-Abhängigkeit

$W = 1.61 \text{ GeV}$



120° $\Theta_{\pi^0}^*$ 140°

110° $\Theta_{\pi^0}^*$ 120°

Fig. 14

Wirkungsquerschnitt q^2 -Abhängigkeit

$W = 1.61 \text{ GeV}$

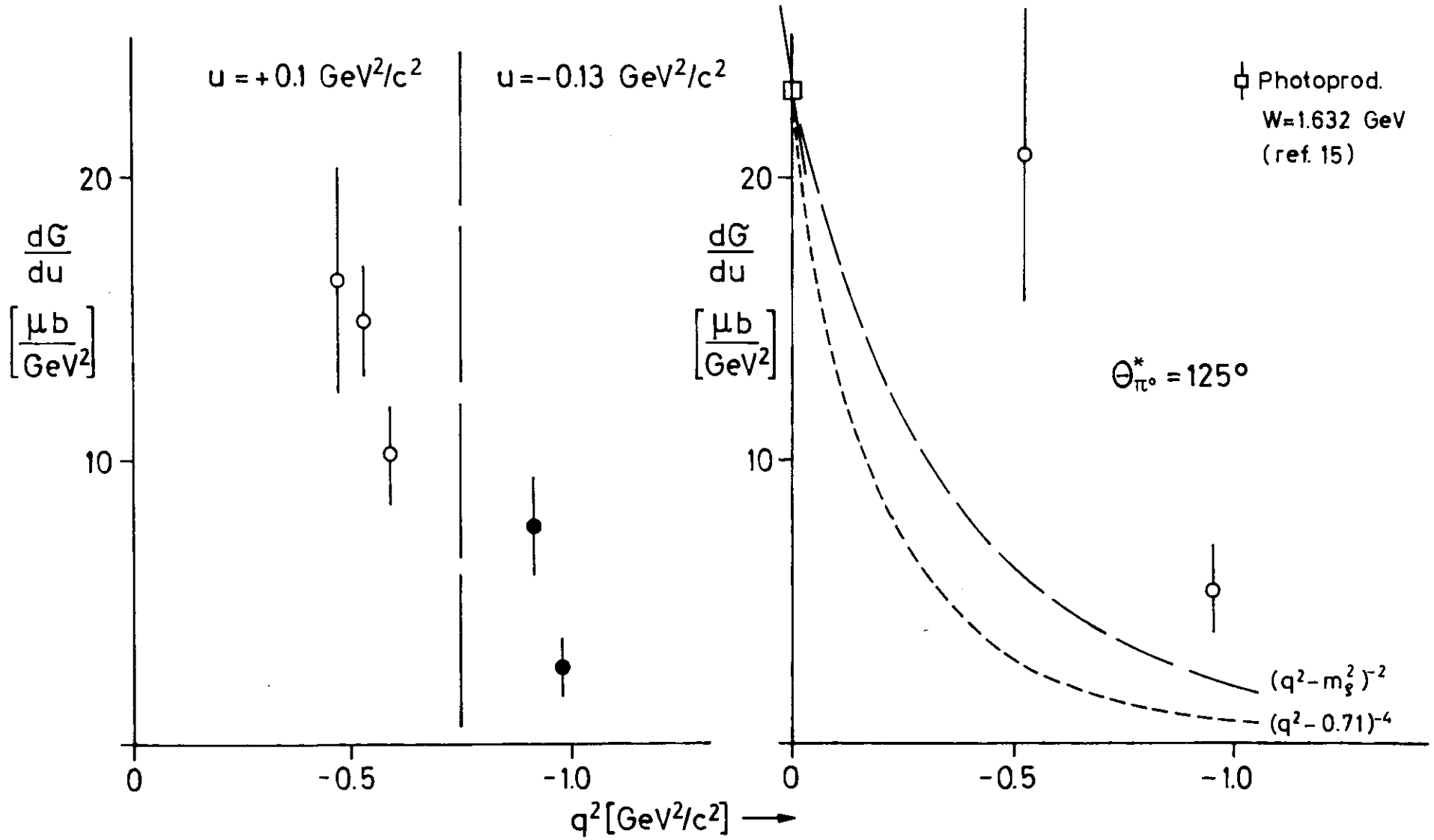


Fig. 15

Wirkungsquerschnitt W-Abhängigkeit

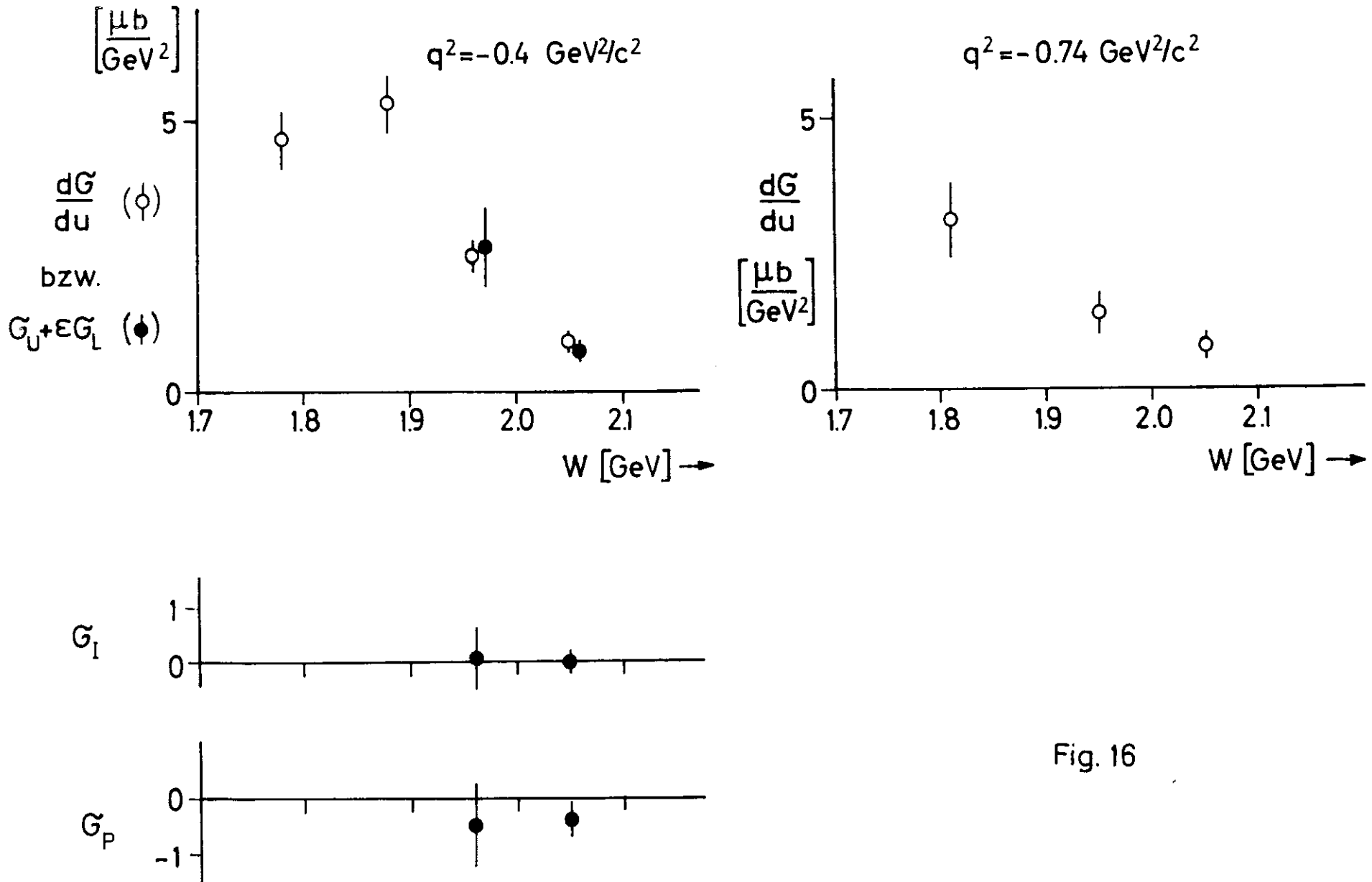


Fig. 16

Wirkungsquerschnitt u-Abhängigkeit

W = 1.91 GeV

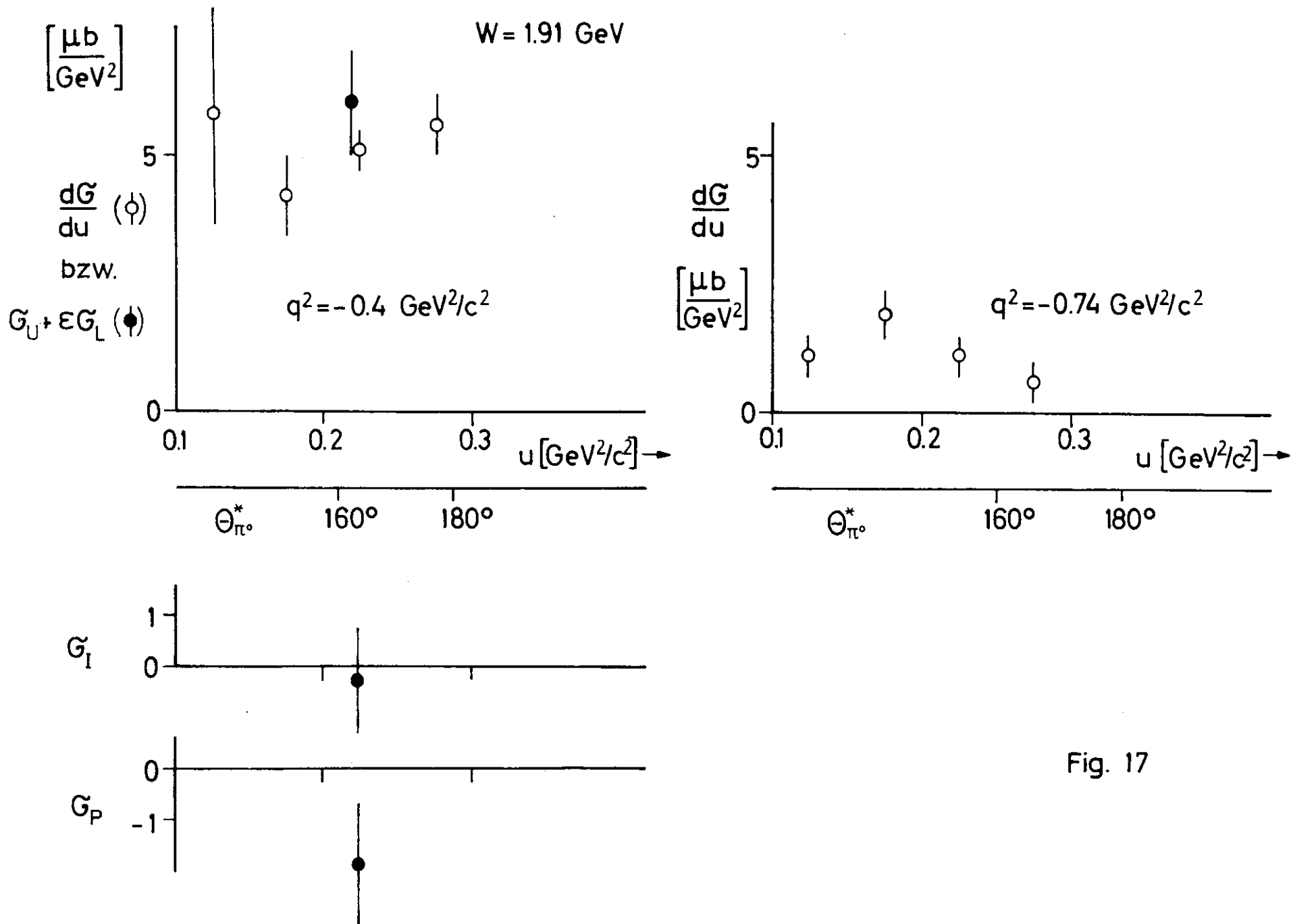


Fig. 17

Wirkungsquerschnitt q^2 -Abhängigkeit

$W=1.91$ GeV

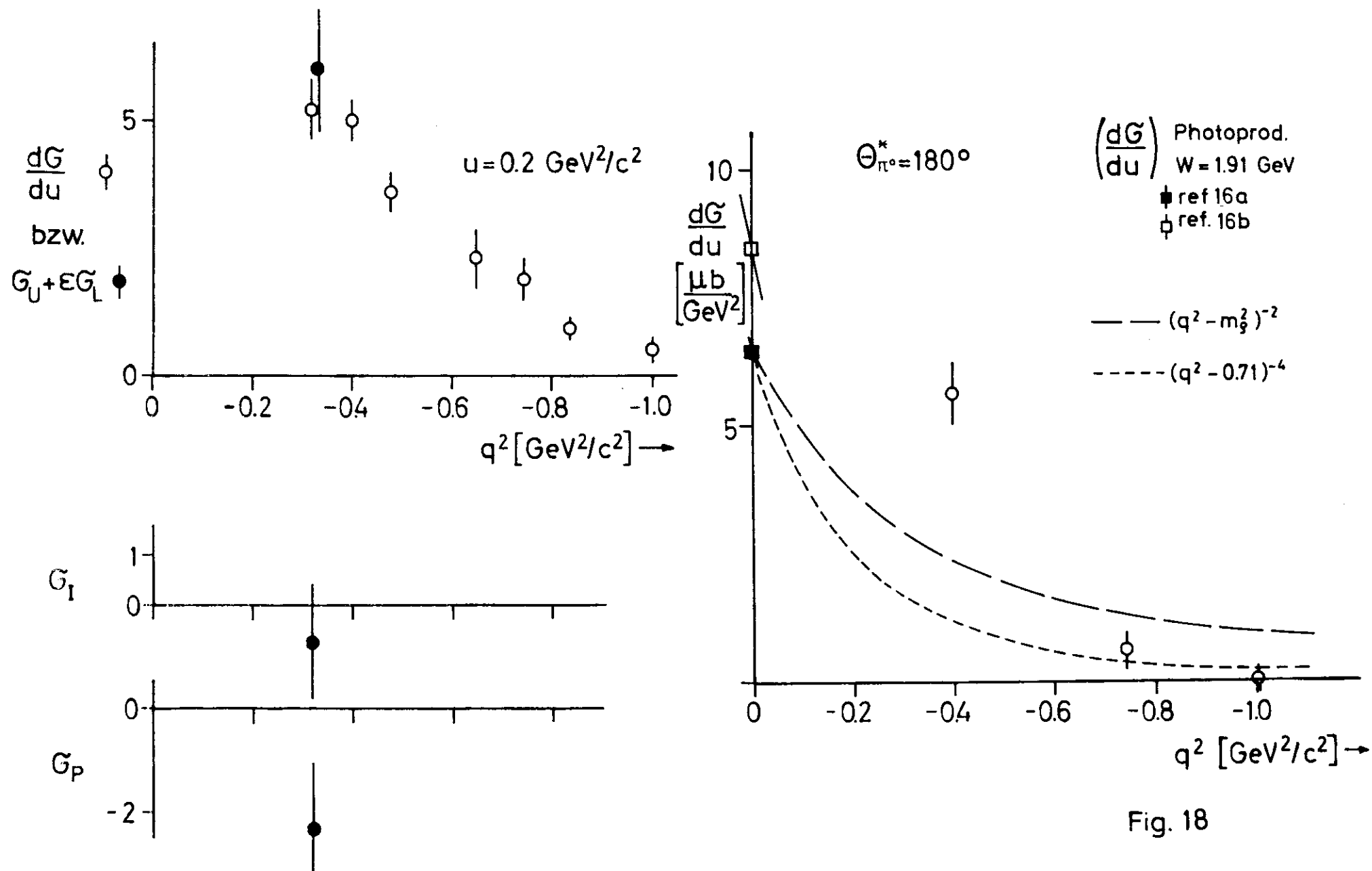


Fig. 18