

Interner Bericht
DESY F32/3
Januar 1968

ELEKTROERZEUGUNG VON π -MESONEN

von

Diethard Schmidt

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

ELEKTROERZEUGUNG VON π -MESONEN

von

Diethard Schmidt*

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Abstract

In a spark chamber experiment, electroproduction of pions was studied by detecting coincidences between the scattered electron and one of the pions. The covered range of the energy q_0 of the virtual photon was $0.7 < q_0 < 3$ GeV, the range of the square of the four-momentum transfer q^2 was $0 \lesssim |q^2| \lesssim 0.1(\text{GeV}/c)^2$. The measured rest-mass distribution of the unobserved system shows that at higher energies of the virtual photons multiple pion production dominates. A fit shows that these events are mainly due to electroproduction of ρ^0 -mesons.

In single-pion electroproduction, the dependence was measured of the square of the four-momentum transfer q^2 , and of the azimuth angle between the plane defined by the virtual photon and the pion and the plane defined by the incoming and outgoing electrons. The differential cross section $d\sigma/dt$ for electroproduction of single positive pions is shown as a function of the four-momentum transfer to the recoil nucleon in the range $0.01 \lesssim |t| \lesssim 0.07 (\text{GeV}/c)^2$, integrated over the accepted range of q^2 and averaged over 3 intervals of q_0 . In the limit $q^2 \rightarrow 0$ the given electroproduction cross section compares well with the known photoproduction cross section. The results are discussed on the basis of models of the photoproduction of single pions.

* Die Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen des Experimente-Programms der Gruppe F 32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg in Zusammenarbeit mit den Herren H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, A. Kanaris, J. Rathje, J.H. Smith, A.G. Wynroe und P. Karow.

INHALTSVERZEICHNIS
=====

	<u>Seite</u>
I. <u>EINLEITUNG</u>	1
II. <u>ÜBERLEGUNGEN ZUR THEORIE DER ELEKTROERZEUGUNG</u>	4
1. Elektroproduktion im Grenzfall kleiner Massenquadrate des virtuellen Gammaquants	4
2. Photoproduktion mit unpolarisierten Gammaquanten	9
3. Zusammenhang zwischen Elektroproduktion und Photoproduktion mit unpolarisierten Photonen	10
4. Gültigkeitsbereich der in 1. und 3. abge- leiteten Beziehungen	11
III. <u>EXPERIMENTELLE ANORDNUNG</u>	12
1. Prinzip der Meßapparatur	12
2. Elektronenstrahl	13
3. Target	15
4. Unterdrückung des primären Elektronenstrahls	15
5. Funkenkammersystem	16
6. Szintillationszählersystem	18
7. Analysiermagnet	20
8. Teilchendiskrimination	20
9. Elektronik	22
10 Aufnahme der Funkenkammerinformation	24

	<u>Seite</u>
11. Auflösung der Meßapparatur	25
11.1. Emissionswinkel	26
11.2. Impuls	27
IV. <u>DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS</u>	29
1. Datenaufnahme	29
2. Kontrollmessungen	29
V. <u>AUSWERTUNG</u>	31
1. Ermittlung der kinematischen Größen	31
2. Identifikation der Elektroproduktionsereignisse	34
3. Targetortbestimmung	35
4. Berechnung der Wirkungsquerschnitte	36
5. Akzeptanz	36
6. Korrekturen	38
6.1. Leertargeteffekt	38
6.2. Strahlungskorrektur	38
6.3. Bremsstrahlungskorrektur	38
6.4. Pionzerfall	39
6.5. Pionabsorption und -streuung	40
6.6. Teilchenidentifikation	40
6.6.1. Ladungsaustausch	40
6.6.2. Photoproduktion	41
6.7. Übersicht über weitere Korrekturen	42
7. Systematische Fehler	42

	<u>Seite</u>
VI. <u>ERGEBNISSE UND THEORETISCHE INTERPRETATION</u>	43
1. Rückstoßmassenspektren des unbeobachteten Systems ($e + p - e' - \pi$)	43
1.1. Rückstoßmassenspektren der π^+ -Mesonenereignisse	43
1.2. Rückstoßmassenspektren der π^- -Mesonenereignisse	45
2. Pioneinfachelektroproduktion	46
2.1. Verteilung des vom Elektron übertragenen Vierer- impulsquadrats	46
2.2. Azimutwinkelverteilung des erzeugten π^+ -Mesons	47
2.3. Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$	48
3. Theoretische Interpretation der Meßergebnisse	50
VII. <u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	56
VIII. <u>ANHANG</u>	57
1. Kinematische Größen der π^+ -Elektroproduktion	57
2. Der Beitrag der Photoproduktion	59
3. Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen	63

I. EINLEITUNG

Die Struktur der Nukleonen und die ihrer Resonanzen wird seit einigen Jahren an vielen Beschleunigern durch Elektronenstreuexperimente an Nukleonen untersucht. Die Wechselwirkung der Elektronen mit Nukleonen erklärt man im Feynman-Bild durch den Austausch eines oder mehrerer virtueller Gammaquanten, die Energie und Impuls auf das Targetteilchen übertragen. Sie unterscheiden sich von den reellen durch eine imaginäre Masse und einen dem Massenquadrat proportionalen longitudinalen Polarisationszustand.

Neben der elastischen Streuung am Proton oder Deuteron¹⁻⁴⁾, bei der man die elektromagnetischen Formfaktoren der Nukleonen ermitteln konnte, werden in den letzten Jahren auch die inelastischen Reaktionen näher untersucht⁵⁻⁸⁾. Aus Zählratengründen und wegen der einfacheren Durchführung der Experimente beschränkte man sich dabei im allgemeinen darauf, nur die Kinematik des gestreuten Elektrons zu bestimmen und somit den Wirkungsquerschnitt der erzeugten Teilchen in Abhängigkeit vom Massenquadrat des virtuellen Photons zu ermitteln. Aus diesen Messungen kann man analog zur elastischen Streuung Aussagen über die elektromagnetischen Übergangsformfaktoren der eventuell angeregten Nukleonenresonanz erhalten. Koinzidenzexperimente, bei denen auch noch andere Reaktionsprodukte mitgemessen werden, sind erst kürzlich veröffentlicht worden⁹⁻¹¹⁾. Dabei wurden die Untersuchungen nur in dem Energiebereich der virtuellen Gammaquanten durchgeführt, bei dem die erste Nukleonenresonanz angeregt wird. Aus den Daten der Koinzidenzmessungen kann man neben den Resultaten der nichtkoinzidenten

Untersuchungen im Prinzip die elektromagnetische Struktur der nicht als freie Targets vorhandenen Mesonen ermitteln^{12,13)}. Eine Messung des π -Mesonformfaktors wurde von C.W. Akerlof et al.¹⁰⁾ durchgeführt. Die Interpretation dieser Daten hängt jedoch stark von dem benutzten Modell ab.

Bei kleinen Massenquadraten der virtuellen Gammaquanten kann man die Elektroproduktion auf die Photoproduktion zurückführen. Die virtuellen Gammaquanten können dabei als reelle Photonen betrachtet werden mit zwei wesentlichen Eigenschaften: Sie sind in der Streuebene der Elektronen stark polarisiert. Ihre Energie und Richtung werden durch die Kinematik der Leptonen festgelegt. Das ermöglicht den Reaktionsmechanismus der Photoproduktion durch die Elektroproduktion näher zu studieren, indem man die polare und azimutale Winkelverteilung der erzeugten Teilchen mißt.

Die vorliegende Arbeit berichtet über Ergebnisse eines Elektroproduktionsexperimentes von π^+ -Mesonen durch die Reaktion



bei dem das gestreute Elektron und das Meson in Koinzidenz mit Hilfe einer Funkenkammerapparatur gemessen werden. Im Experiment werden Reaktionen erfaßt, bei denen die virtuellen Gammaquanten Energien von 0,7 GeV bis 3,0 GeV und Massenquadrate mit einem Absolutwert kleiner

$0,2 \text{ GeV}^2$ besitzen. Das ausgehende π^+ -Meson wird unter Vorwärtswinkeln in bezug auf die Richtung des virtuellen Photons gemessen. Der Betrag des an das Rückstoßnukleon übertragenen Viererimpulsquadrats $|t|$ ist kleiner als $0,07 \text{ GeV}^2$. Die gemessenen Elektroproduktionsdaten werden mit denen der Photoproduktion verglichen, was auf Grund der kleinen Massenquadrate des virtuellen Gammaquants in einfacher Form möglich ist. Die Photoproduktionsdaten von G. Buschhorn et al.¹⁴⁾ zeigen im vergleichbaren Energiebereich einen bisher nicht vollständig erklär- baren Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dt}$ zu kleinen $|t|$ -Werten hin.

Die Arbeit gliedert sich in 5 Teile. Im ersten wird hergeleitet, wie die Elektroproduktion im Grenzfall kleiner Massenquadrate des virtuellen Photons auf die Photoproduktion mit polarisierten Gammaquanten zurückge- führt werden kann. Im Anschluß daran wird die experimentelle Meßanordnung beschrieben, mit der die erzeugten π -Mesonen in Koinzidenz mit den aus- laufenden Elektronen analysiert werden. Die Durchführung der Messung wird im dritten Abschnitt geschildert. Im vierten Abschnitt wird gezeigt, wie man aus den aufgenommenen Funkenkammerbildern die kinematischen Größen ermittelt und die Ereignisse der Elektroproduktion von π -Mesonen analy- siert. Die gemessenen Winkelverteilungen und differentiellen Wirkungs- querschnitte der Pioneinfachproduktion werden durch die im Abschnitt I abgeleiteten Beziehungen mit der Photoproduktion verglichen und an Hand des peripheren Modells im letzten Abschnitt diskutiert.

II. ÜBERLEGUNGEN ZUR THEORIE DER ELEKTROERZEUGUNG

1. Elektroproduktion im Grenzfall kleiner

Massenquadrate des virtuellen Gammaquants

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton wird durch das elektromagnetische Feld vermittelt. Dabei nimmt man an, daß dies durch den Austausch eines virtuellen Gammaquants geschieht. Bei der elastischen Streuung von $e^{\pm} + p \rightarrow e^{\pm} + p$ stellte sich heraus, daß bis zu Impulsüberträgen von $|q^2| = 35,1 \text{ f}^{-2}$ keine meßbaren Beimischungen vom Zweiphotonenaustausch auftreten¹⁵⁾. Für inelastische Prozesse ist diese Annahme bisher noch nicht bewiesen, wird aber ebenfalls als erste Näherung angenommen. Das Feynman-Diagramm für den Prozeß $e + p \rightarrow e' + n + \pi^+$ wird dargestellt in Abb. 1.

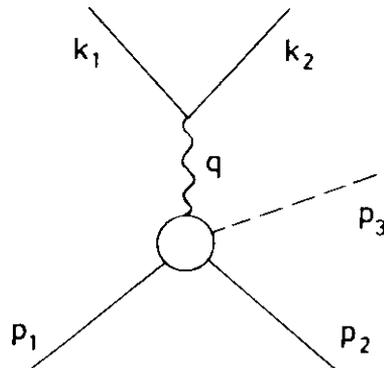


Abb. 1 Feynman-Diagramm der Einfachpionelektroproduktion

Das zugehörige Übergangsmatrixelement kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$M \sim \langle k_2 | j_{\mu} | k_1 \rangle \frac{1}{q^2} \langle f | J_{\mu} | i \rangle \quad (2)$$

mit k_1 und k_2 als Zustandsvektor des ein- bzw. auslaufenden Elektrons; i charakterisiert den Anfangs- und f den Endzustand der Teilchen im Nukleonvertex, j_μ ist der Stromoperator des Elektronvertex und J_μ der der stark wechselnden Teilchen. Für die Vierervektoren in dieser Arbeit wird die Darstellung $a = (a_0, \vec{a})$ mit der Metrik $a^2 = a_0^2 - \vec{a}^2$ benutzt. Da weder die Polarisation der ein- noch die der auslaufenden Elektronen und Protonen gemessen wird, muß über die Spinzustände der Teilchen gemittelt bzw. summiert werden. Das Quadrat des Übergangsmatrixelements nimmt dann die Form an:

$$|M|^2 = L_{\mu\nu} \frac{1}{q^4} T^{\mu\nu}, \quad (3)$$

wobei $L_{\mu\nu}$ den Anteil der Leptonen und $T^{\mu\nu}$ den der stark wechselwirkenden Teilchen enthält. Hierbei ist

$$L_{\mu\nu} \sim \sum_{\text{Spin}} \langle \bar{u}_s(k_2) \gamma_\mu u_s(k_1) \rangle \langle \bar{u}_s(k_2) \gamma_\nu u_s(k_1) \rangle^\dagger \quad (4)$$

$$T_{\mu\nu} \sim \sum_{\text{Spin}} \langle f | J_\mu(0) | i \rangle^\dagger \langle f | J_\nu(0) | i \rangle,$$

wobei $u_s(k)$ der freie Diracspinor ist, der ein Elektron k mit dem Spin s beschreibt. Der Ausdruck für $L_{\mu\nu}$ kann direkt mit Hilfe der Diractheorie angegeben werden:

$$L_{\mu\nu} \sim 2 k_{1\mu} k_{1\nu} - q_\mu k_{1\nu} - q_\nu k_{1\mu} + \frac{q^2}{2} g_{\mu\nu}$$

dagegen enthält $T^{\mu\nu}$ die dynamischen Variablen der stark wechselwirkenden Teilchen und ist modellabhängig. Da keine Polarisationszustände der Nukleonen gemessen werden sollen, hängt $T^{\mu\nu}$ nur von den Invarianten der Reaktion ab, z. B. q^2 ; p_1^2 ; p_2^2 ; $(p_1 + p_2)^2$; $(p_1 - p_2)^2$. Berücksichtigt man die Eichinvarianz, die sich durch $q_\mu T^{\mu\nu} = 0$ und $q_\nu T^{\mu\nu} = 0$ mit $q = k_1 - k_2$ ausdrückt, so kann man den Tensor z. B. nach dem in einer Arbeit von Berman¹⁶⁾ angegebenen Parametersatz entwickeln:

$$\begin{aligned}
 T_{\mu\nu} = & A_1(s_0, t, q^2) \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + A_2(s_0, t, q^2) \\
 & \cdot \left(\epsilon_{\mu\alpha\sigma\tau} q_\alpha p_{1\sigma} p_{2\tau} \epsilon_{\nu\beta\lambda\rho} q_\beta p_{1\lambda} p_{2\rho} \right) \\
 & + A_3(s_0, t, q^2) \left(p_{1\mu} - \frac{(p_1 q) q_\mu}{q^2} \right) \left(p_{1\nu} - \frac{(p_1 q) q_\nu}{q^2} \right) \\
 & + A_4(s_0, t, q^2) \left(p_{2\mu} - \frac{(p_2 q) q_\mu}{q^2} \right) \left(p_{2\nu} - \frac{(p_2 q) q_\nu}{q^2} \right) \\
 & + i A_5(s_0, t, q^2) \left\{ \left(p_{1\mu} - \frac{(p_1 q) q_\mu}{q^2} \right) \left(p_{2\nu} - \frac{(p_2 q) q_\nu}{q^2} \right) \right. \\
 & \left. - \left(p_{2\mu} - \frac{(p_2 q) q_\mu}{q^2} \right) \left(p_{1\nu} - \frac{(p_1 q) q_\nu}{q^2} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{5}$$

wobei $s_0 = (q + p_1)^2$; $t = (p_1 - p_2)^2$; $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$ der vollständig antisymmetrische Tensor 4. Ranges mit $\epsilon_{0123} = 1$ sind.

Die A_i sind von dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s_0 im System $\vec{q} + \vec{p}_1 = 0$, von dem an das Nukleon übertragenen Impulsquadrat t und von dem Massenquadrat q^2 des Gammaquants abhängig. Man kann sie im erweiterten Sinne als Übergangsformfaktoren auffassen.

Führt man die Multiplikation der beiden Tensoren durch, so erhält man den allgemeinsten Ausdruck für die Elektroproduktion, bei dem sowohl der transversale als auch der longitudinale Polarisationszustand des virtuellen Photons berücksichtigt ist.

Hier soll das Produkt $L_{\mu\nu} T^{\mu\nu}$ nur für den Fall sehr kleiner Massenquadrate q^2 des virtuellen Photons explizit ermittelt werden. Das bedeutet, daß die Reaktionen der virtuellen Gammaquanten auf die der reellen Photonen zurückgeführt werden kann, da in dieser Näherung die longitudinale Komponente zu vernachlässigen ist. Beim Grenzübergang $q^2 \rightarrow 0$ dürfen die einzelnen A_i keine Singularität aufweisen¹⁶⁾. Das bewirkt, daß von den A_i nur noch zwei linear voneinander unabhängig sind. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man damit im Schwerpunktsystem $\vec{q} + \vec{p}_1 = 0$ unter Vernachlässigung aller höheren Glieder von q^2 und der Elektronenmasse

$$\frac{d^3\sigma}{dq^2 ds_0 dt d\phi} = \left\{ \frac{1}{16\pi} \right\} \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{q^2} \frac{1}{(s - m_p^2)^2 \left\{ (s_0 - m_p^2 - q^2)^2 - 4m_p^2 q^2 \right\}^{1/2}} \left\{ A_1(s_0, t) \left[1 + \frac{2(s - m_p^2)^2 (s - s_0)}{(s_0 - m_p^2)^2} \right] - \frac{1}{2} s_0 |\vec{q}^{\rightarrow\rightarrow}|^2 |\vec{p}_3^{\rightarrow\rightarrow}|^2 \right. \\ \left. \sin^2 \theta_{qP_3}^* A_2(s_0, t) \left[1 + \frac{4(s - m_p^2)^2 (s - s_0)}{(s_0 - m_p^2)^2} \cos^2 \phi_{qP_3}^* \right] \right\} \quad (6)$$

wobei $s_0 = (k_1 + p_1)$, m_p die Masse des Protons, $\theta_{qp_3}^*$ der Winkel zwischen dem virtuellen Gammaquant und dem erzeugten π -Meson sowie $\phi_{qp_3}^*$ der Azimutwinkel des π^+ -Mesons, wie er sich aus Abb. 2 ergibt, sind.

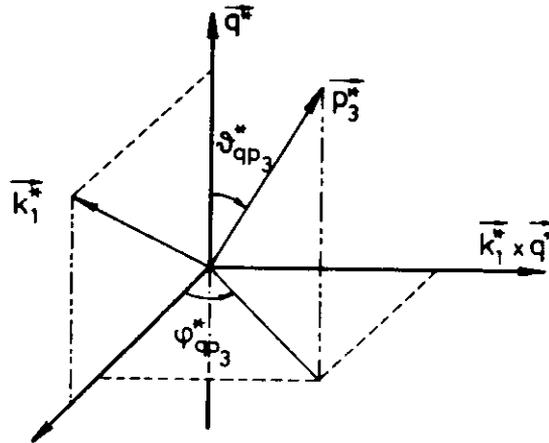


Abb. 2 Wahl der Größen im Koordinatensystem $\vec{q} + \vec{p}_1 = 0$

Aus dieser Beziehung ersieht man, daß nur $A_2(s_0, t)$ im Zusammenhang mit $\phi_{qp_3}^*$ auftritt. Mißt man also diesen differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Azimutwinkels $\phi_{qp_3}^*$ bei konstanten Werten aller übrigen Größen, so können $A_1(s_0, t)$ und $A_2(s_0, t)$ getrennt voneinander bestimmt werden.

Die Ursache für die ϕ -Abhängigkeit liegt darin, daß das virtuelle Photon in der Streuebene des Elektrons stark polarisiert ist. Die transversale Polarisation P_{\perp} ist gegeben durch¹⁷⁾

$$P_{\perp} = \frac{\frac{q^2}{|\vec{q}^2|} \cotg^2 \frac{\theta_{k_1 k_2}}{2}}{2 - \frac{q^2}{|\vec{q}^2|} \cotg^2 \frac{\theta_{k_1 k_2}}{2}}$$

mit $\theta_{k_1 k_2}$ als Streuwinkel des Elektrons. Die longitudinale Polarisation $P_{||}$ beträgt:

$$P_{||} = \frac{q^2}{q_0^2} P_{\perp} \quad (8)$$

Sie verschwindet im Grenzübergang $q^2 \rightarrow 0$.

Zum Vergleich zur Elektroproduktion soll die Photoproduktion betrachtet werden.

2. Photoproduktion mit unpolarisierten Gammaquanten

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\gamma}$ für reelle unpolarisierte Photonen kann man aus einer analogen Betrachtung ermitteln. Dabei muß anstelle des Elektronvertex und des Photonpropagators der Polarisationsvektor ϵ_{μ} des Photons benutzt werden. Summiert man über die beiden Spinzustände des Gammaquants, so ergibt sich im Schwerpunktsystem ¹⁶⁾

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\gamma} = \frac{1}{64\pi (s_0 - m_p^2)^2} \left(2 A_1(s_0, t) - A_2(s_0, t) s_0 |\vec{q}^+|^2 |\vec{p}_3^+|^2 \sin^2 \theta_{qp_3}^+ \right). \quad (9)$$

Dieser Ausdruck enthält ebenfalls die gleichen Größen $A_1(s_0, t)$ und $A_2(s_0, t)$. Er zeigt keine ϕ^* -Abhängigkeit. Außerdem sind die Größen t , $\theta_{qp_3}^+$, $|\vec{q}^+|^2$ und $|\vec{p}_3^+|^2$ nicht unabhängig voneinander, sondern durch die Relation $t = q^2 + p_3^2 - 2 q_0^+ p_3^+ + 2 |\vec{q}^+| |\vec{p}_3^+| \cos \theta_{qp_3}^+$ verknüpft.

Somit können bei der Photoproduktion mit reellen unpolarisierten Photonen $A_1(s_o, t)$ und $A_2(s_o, t)$ nicht mehr getrennt bestimmt werden. Die Aussagen der Elektroproduktion gehen also über die der Photoproduktion mit unpolarisierten Quanten hinaus.

3. Zusammenhang zwischen Elektroproduktion und Photoproduktion mit unpolarisierten Photonen

Einen einfachen nachprüfbaren Zusammenhang der Elektroproduktion im Grenzfall kleiner q^2 mit der Photoproduktion mit unpolarisierten Gammaquanten erhält man, indem man über die Winkelverteilung $\phi_{qp_3}^*$ der Elektroproduktion in Beziehung (6) mittelt und dann Gleichung (9) einsetzt

$$\frac{d^3\sigma}{dq^2 ds_o dt} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{(s_o - m_p^2)}{(s - m_p^2)^2} \frac{1}{|q^2|} \left(1 + \frac{2(s - m_p^2)(s - s_o)}{(s_o - m_p^2)^2} \right) \left(\frac{d\sigma(s_o, t)}{dt} \right)_Y \quad (10)$$

oder im Laborsystem ausgedrückt

$$\frac{d^3\sigma}{dk_{2o} d\cos\theta_{k_1 k_2} dt} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{k_{2o}}{k_{1o}} \frac{1}{|q^2|} \left(\frac{k_{1o}^2 + k_{2o}^2}{k_{1o} - k_{2o}} \right) \left(\frac{d\sigma(s_o, t)}{dt} \right)_Y \quad (11)$$

Der Faktor

$$\frac{\alpha}{2\pi} \frac{(s_o - m_p^2)}{(s - m_p^2)^2} \frac{1}{|q^2|} \left(1 + \frac{2(s - m_p^2)(s - s_o)}{(s_o - m_p^2)^2} \right)$$

wird nur durch die Kinematik der ein- und auslaufenden Elektronen

bestimmt. Man kann also die Elektroproduktion als Photoproduktion auffassen, multipliziert mit einem Erzeugungsfaktor für virtuelle γ -Quanten.

4. Gültigkeitsbereich der in 1. und 3. abgeleiteten Beziehungen

Die Beziehungen (6), (10) und (11) sind unter der Näherung verschwindend kleiner Massenquadrate des virtuellen Photons abgeleitet worden. Gourdin hat den Gültigkeitsbereich dieser Relation näher untersucht¹⁸⁾. Er beschränkt den Bereich von q^2 durch die Ungleichung:

$$\frac{||\vec{q}|^2 - |q_0|^2|}{q_0^2} \ll 1 \quad (12)$$

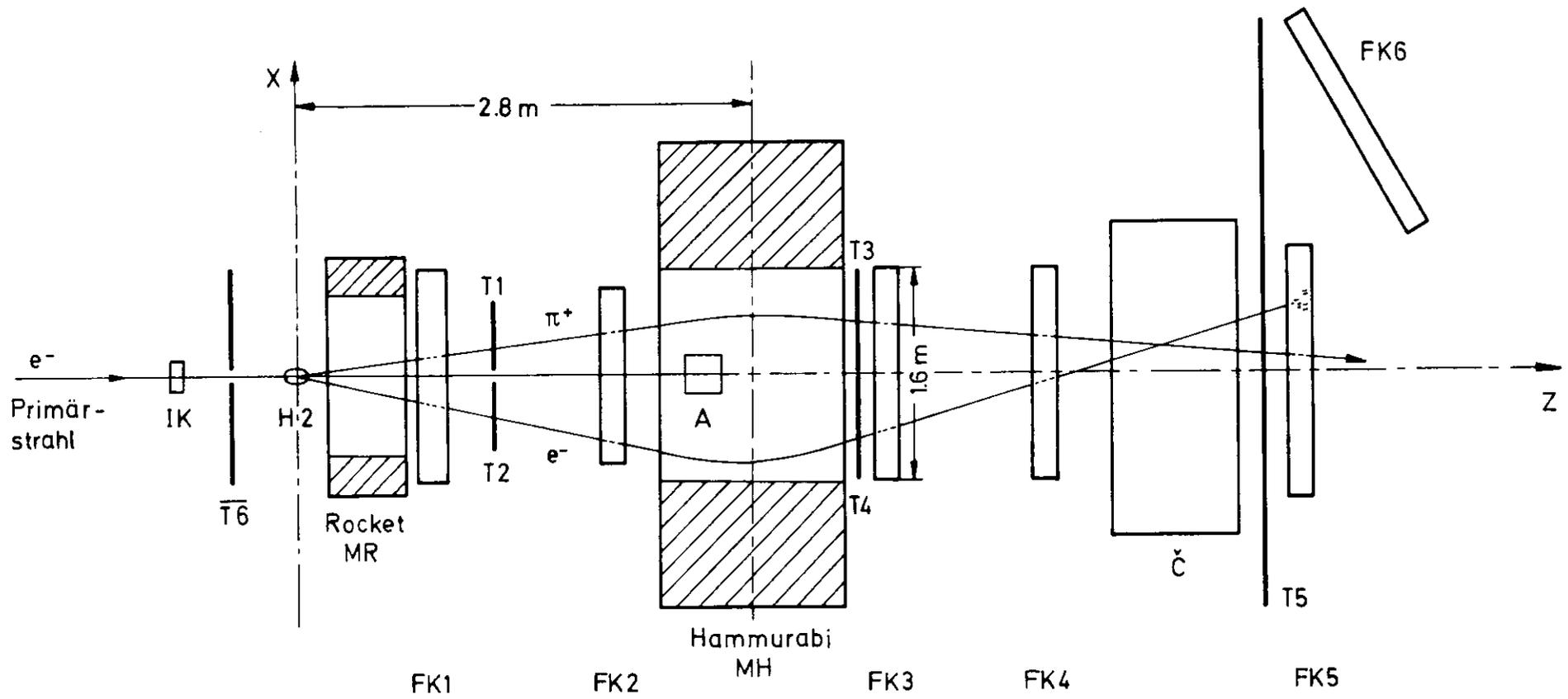
Eine experimentelle Überprüfung, ob das Massenquadrat des virtuellen Gammaquants wirklich klein genug ist, damit die abgeleiteten Relationen benutzt werden können, ist ebenfalls möglich. Sie besteht darin, $A_1(s_0, t)$ und $A_2(s_0, t)$ bei verschiedenen q^2 -Werten zu bestimmen. Diese Größen müssen für die Näherung unabhängig von q^2 sein; oder anders ausgedrückt: Trägt man $\frac{d^3\sigma}{dq^2 ds_0 dt}$ in Beziehung (6) für konstante s_0 und t in Abhängigkeit von q^2 auf, so müßte die Verteilung nur das angegebene $1/q^2$ -Verhalten zeigen.

III. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

1. Prinzip der Meßapparatur

Um die Reaktion $e + p \rightarrow e' + n + \pi^+$ zu untersuchen, wird die in Abb. 3 gezeigte experimentelle Anordnung benutzt. Der einfallende hochenergetische Elektronenstrahl erzeugt im Wasserstofftarget Sekundärteilchen. Die auslaufenden Teilchen werden mit Hilfe einer Funkenkammeranordnung und eines Magneten nach ihrem Impuls und dem Vorzeichen ihrer Ladung analysiert. Zwei dünnwandige Funkenkammern FK1 und FK2 sind vor dem Magneten MH angeordnet und erlauben die Bestimmung der Emissionsrichtung der Teilchen. Zusammen mit zwei weiteren Funkenkammern, die sich hinter dem Magneten befinden, legen sie den durch das Feld hervorgerufenen Ablenkwinkel der Teilchen fest. Um eine möglichst große Sicherheit der Funkenzuordnung und Genauigkeit der Impulsbestimmung zu erhalten, sind die Teilchenbahnen einfach überbestimmt. Schon unter Verwendung nur einer Kammer vor dem Magneten kann die Spur festgelegt werden. Ein Schwellencerenkovzähler C trennt π^\pm -Mesonen, Elektronen und μ^\pm -Mesonen von den übrigen auftretenden schweren Teilchen. In den Funkenkammern FK5 und FK6 aus dicken Stahlplatten werden die Elektronen durch Schauerbildung identifiziert. Ein Triggersystem, bestehend aus den Szintillationszählern T_1 bis T_6 , sorgt dafür, daß nur Ereignisse registriert werden, bei denen mindestens zwei geladene Teilchen vor und hinter dem Magneten auf verschiedenen Seiten des einfallenden Strahls aufgetreten sind.

Der primäre Strahl wird nach dem Durchfliegen des Targets in einem Strahlfänger absorbiert. Ein weiterer Magnet MR, dessen Feld senk-



H2 = Wasserstofftarget
 FK = Funkenkammer
 Č = Čerenkovzähler
 T = Szintillationszähler
 IK = Ionisationskammer

Abb.3 Aufbau des Experimentes

recht zu dem des Analysiermagneten verläuft, reduziert den niederenergetischen Elektronenuntergrund, der durch Bremsstrahlung und anschließende Paarbildung im Target hervorgerufen wird.

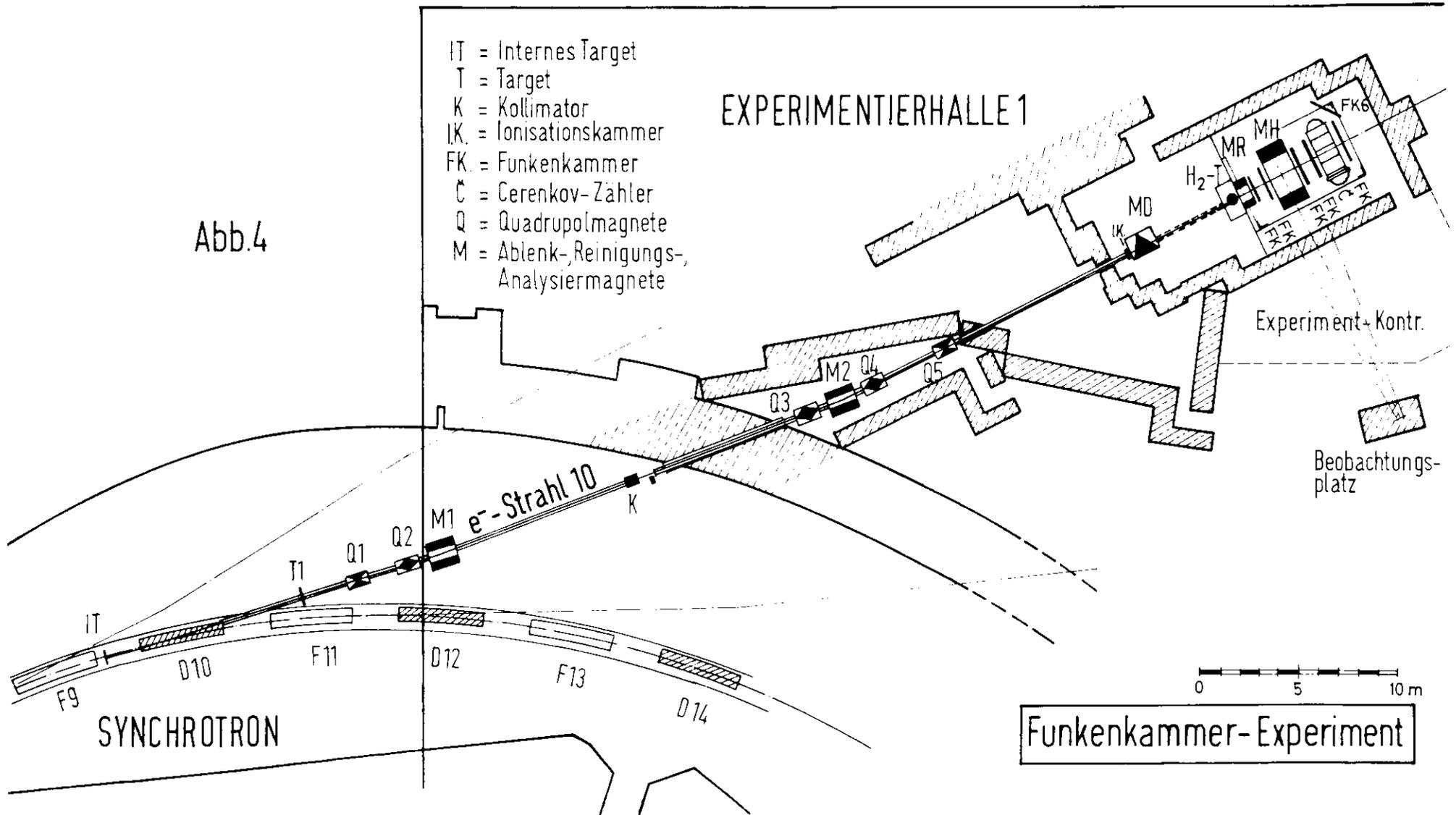
Die Spuren in den einzelnen Funkenkammern werden in zwei Ansichten mit Hilfe eines Spiegelsystems von einer elektronisch steuerbaren Kamera photographiert. Die Vermessung der Funkenkoordinaten in den einzelnen Kammern von dem entwickelten Film geschieht auf elektronischen Meßtischen. Daraus können dann die Impulse und Emissionswinkel der erzeugten Teilchen errechnet werden.

Die hier im Prinzip beschriebene Meßapparatur, die auch zur Untersuchung der Photoproduktion von ρ^0 -¹⁹⁾ und ϕ -Mesonen²⁰⁾ verwendet wurde, soll in den folgenden Kapiteln näher erläutert werden.

2. Elektronenstrahl

Die primären Elektronen im Synchrotron prallen nach Erreichen ihrer Maximalenergie auf ein Tantaltarget IT und erzeugen dadurch Bremsquanten (s. Abb. 4). Durch ein zweites Target T1 werden diese Photonen kontinuierlicher Energie durch Paarbildung in Elektronen und Positronen umgewandelt. Mit Hilfe einer Magnetoptik, bestehend aus Quadrupolen und einem homogenen Magneten, werden die Elektronen bzw. Positronen gleicher Energie auf eine Ebene in Höhe des Kollimators K fokussiert. Die Lage und Breite der Kollimatoröffnung bestimmen die Energie und Energiebreite des so erzeugten monoenergetischen weiterlaufenden Strahls. Eine weitere Strahlführungsgruppe

Abb.4



aus Quadrupolen und ein zusätzlicher Magnet sorgen für die Abbildung des Kollimators auf den Ort des Wasserstofftargets H_2 -T im Experimentierraum. Um die Divergenz des Strahls klein zu halten, muß man die Entfernung zwischen den beiden ersten Targets möglichst gering wählen. Aus dem gleichen Grunde wird der gesamte Strahl in einem Vakuumrohr geführt. Durch die doppelte Konversion wird die Intensität des Strahls stark heruntergedrückt. Die Anzahl der Teilchen kann durch die Dicke des Maschinentargets sowie durch die Stärke des fernwählbaren zweiten Targets von 10^3 bis 10^6 Teilchen pro Puls variieren. Dabei ist ein mittlerer Synchrotronstrom von 3 mA zugrundegelegt. Die Divergenz des Strahls hängt von der Energiebreite ab. Bei einer Impulsbreite von 50 MeV/c und einer Strahlenergie von 5 GeV beträgt sie ± 1 mrad. Die Kontamination an γ -Quanten wird mit Hilfe des durch Magneten MD abgelenkten Primärstrahls bestimmt und zu 10^{-3} gemessen. Durch Änderung der Polarität der Ströme in den Magneten und Quadrupolen kann zwischen einem Positronen- und einem Elektronenstrahl gewählt werden.

Für dieses Experiment wird ein Elektronenstrahl der Energie 4,9 GeV und eine Energiebreite von 50 MeV benutzt. Die Breite wird durch die Ablenkung im zusätzlichen Magneten MD sowie durch die gesamte Meßapparatur ermittelt (s. Kap. IV.2.). Die Intensität des Strahles wird mit Hilfe einer Ionisationskammer bestimmt, die gegen das Quantameter DESY 2 geeicht wurde²¹⁾.

3. Target

Das Wasserstofftarget gleicht im Aufbau und in seiner Konstruktion dem am Protonsynchrotron CERN erprobten Typ²²⁾. Die eigentliche Targetzelle besteht aus einem 19,3 cm langen und 0,2 mm starken, liegenden Polyäthylenzylinder, der mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Der einfallende Elektronenstrahl durchläuft ihn in Längsrichtung. Zwei 0,15 mm dicke Kugelkalotten mit einem Durchmesser von 10 cm schließen die beiden Stirnflächen ab. Die durch diese Plastikfolie hervorgerufene zusätzliche Materie von $7,3 \cdot 10^{-4}$ Strahlungslängen beträgt 3 % des eigentlichen Wasserstofftargets. Die zum Schutz gegen Wärmestrahlung benötigte aluminisierte Polyäthylenfolie und die beiden 0,2 mm starken Mylarfenster, die den Vakuumbehälter gegen den Außendruck abschließen, stören bei der Messung nicht. Die dort erzeugten Ereignisse können durch die Winkelbestimmung der auslaufenden Teilchen durch die ersten beiden Funkenkammern räumlich vom Wasserstofftarget getrennt werden (s. Kapitel V.3.).

4. Unterdrückung des primären Elektronenstrahls

Der primäre Strahl wird nach dem Durchlaufen des Targets in einem Metallblock einer Legierung aus Wolfram und Kupfer von 80 Strahlungslängen im ersten Drittel des Analysiermagneten absorbiert. Eventuell noch auftretende niederenergetische geladene Teilchen werden vom Magnetfeld abgelenkt und gelangen somit nicht mehr in die nachfolgenden Funkenkammern. Die Dimension des Blockes muß - besonders senkrecht zum

Strahl in horizontaler Richtung - klein gehalten werden, da die sekundären Elektronen bevorzugt unter kleinen Winkeln erwartet werden, weil die Elektroproduktion von π -Mesonen stark mit dem übertragenen Viererimpulsquadrat des Elektrons abnimmt.

5. Funkenkammersystem

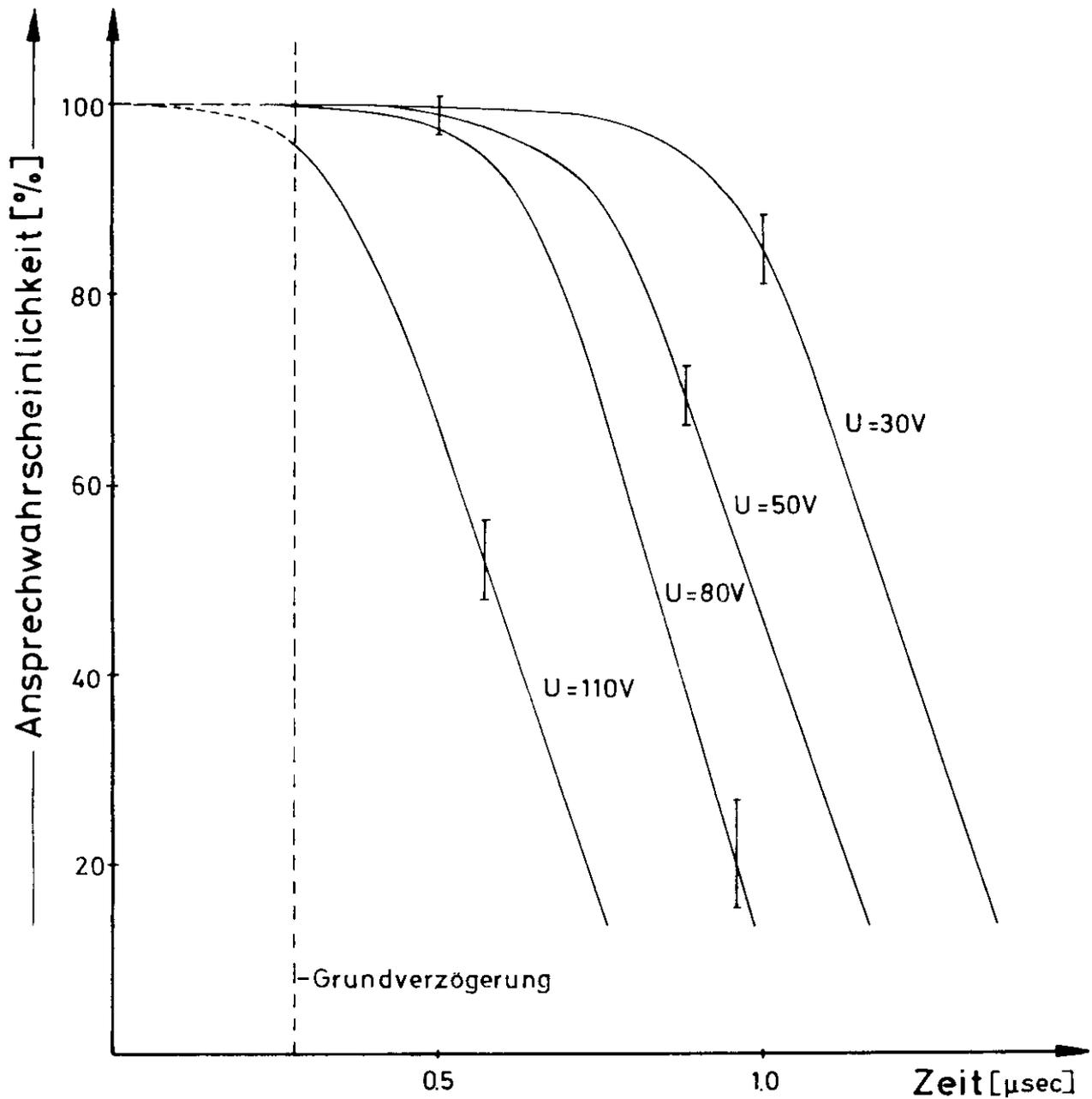
Die benutzten Funkenkammern bestehen aus sechs in einem Abstand von 1 cm isoliert voneinander aufgebauten Aluminiumfolienpaaren. Ihre Größe variiert je nach Kammer zwischen 110 x 30 cm und 170 x 40 cm. Sie ist so gewählt, daß für konvergente Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron und das erzeugte π^+ -Meson durch den Magneten zur Einfallrichtung des Strahls abgelenkt wird, die Akzeptanz im zu untersuchenden kinematischen Bereich nicht durch die Funkenkammern beeinträchtigt wird. Die Kammern FK1 und FK2 sind in der Mitte in einem vertikalen Streifen von 5 cm unempfindlich, damit der durch den Reinigungsmagneten aufgefächerte Elektronenuntergrund keine zusätzlichen Spuren erzeugt. Um die bei der Impulsbestimmung der Teilchen störende Vielfachstreuung klein zu halten, werden nur 25 μ dicke Folien als Elektroden, sowie nur 0,2 mm dünne Mylar-Folien als Abschluß des Kammergehäuses verwendet. Als Füllgas dient das bei vielen anderen Experimenten²³⁾ erprobte Gemisch aus 20 % Neon und 80 % Helium. Neon benutzt man, weil viele Ionenpaare erzeugt werden und das Licht des Funkens eine starke Rot-Komponente besitzt. Beides bewirkt eine größere Schwärzung des zum Photographieren der Spuren benutzten Umkehrfilms. Der Hochspannungsimpuls, der nach dem Durchfliegen der Teilchenpaare an die Plattenpaare gelegt wird und den Funkendurchbruch ermöglicht, wird nach dem bekannten

Prinzip des Umladens eines Kondensators mit Hilfe einer steuerbaren Funkenstrecke erzeugt. Die verwendete Spannung des Hochspannungsimpulses variiert zwischen 10 und 13 kV, je nach Funkenkammer, und hängt etwas von ihrer Dimension ab.

Um die empfindliche Zeit der Kammer nach einem Funkendurchbruch zu verringern und somit eine höhere Einzelzählrate zuzulassen, wird eine Klärfeldspannung von 60 bis 80 V je nach Kammer an die Plattenpaare gelegt, um die durch die Entladung entstandenen Ionen zu neutralisieren. Durch eine zu große Spannung kann die Ansprechwahrscheinlichkeit verringert werden. Eine typische Abhängigkeit dieser beiden Größen zeigt Abb. 5. Man mißt die Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Zeit, die bis zum Eintreffen des Hochspannungsimpulses benötigt wird, mit der Klärfeldspannung als Parameter. Die Grundverzögerung, die durch die Laufzeit der Impulse in den Kabeln und den aktiven elektronischen Einheiten gegeben ist, beträgt 310 nsec.

Die Funken werden durch zwei 1 cm dicke Plexiglaswände aus zwei verschiedenen Blickwinkeln photographiert, um die räumliche Lage der Spuren festzulegen. Die Versetzung der Funken durch die Plexiglasplatte muß bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Damit eine eindeutige Zuordnung der Haupt- und Seitenansicht bei mehreren Spuren bei der Auswertung möglich ist, befindet sich auf der kürzeren Seite der Kammer ein Plexiglaskeil, der zwei Funken je



Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Zeit zwischen Teilchendurchgang und Funken- durchbruch.

Parameter: U = Klärfeldspannung

Abb.5

nach Abstand zwischen Spur und Prisma versetzt. Für diese Versetzung gilt:

$$d = \frac{0,33 \gamma y + 1,5 \gamma \cotg \gamma x}{\cotg \gamma + 0,33 \gamma} \quad (13)$$

wobei d die Versetzung, y der Abstand zwischen der Projektion auf den Keil und der Keilspitze, x der Abstand des Keils vom Spurenort und γ der Öffnungswinkel des Keils ist. Ein Winkel γ von 0,18 rad erweist sich als ausreichend, um Teilchen in der Mitte der Funkenkammer FK3 oder FK4 in einem Abstand von 5 cm in der Stereoansicht zu trennen.

Als Referenzmarke für die räumliche Lage der Kammern dienen beleuchtete Eichmarken, die sich an den beiden Seiten einer Funkenkammeransicht befinden.

6. Szintillationszählersystem

Ein Zählersystem aus drei Sätzen von Szintillationszählern, die vor und hinter dem Analysiermagneten angeordnet sind, sorgt für die zeitliche Zuordnung beim Auftreten zweier geladener Teilchen (s. Abb. 3). Die Zähler T_1 T_2 T_3 T_4 T_5 sind in Koinzidenz geschaltet und gewährleisten somit, daß die beiden Teilchen auf verschiedenen Seiten des Magneten in bezug auf die Strahleinfallsrichtung ein- sowie austreten und daß mindestens eines von ihnen die Schauerfunkenkammern FK5 oder FK6 treffen muß.

Um die Verfälschung bei der Impulsbestimmung aus den Funkenspuren auf Grund der Vielfachstreuung durch den Einbau dieser Zähler möglichst klein zu halten, müssen die Szintillationszähler dünn und geometrisch so angeordnet sein, daß sie die Messung des Ablenkwinkels durch die vier Funkenkammern nur wenig beeinträchtigen. Befinden sich die Zähler außerhalb des Funkenkammersystems, so ist ihr störender Einfluß nicht vorhanden. Aber auch die Zähler T_1 und T_2 , die direkt hinter der ersten Funkenkammer stehen, beeinflussen kaum die Bestimmung der Teilchenspur zwischen den Kammern FK1 und FK2. Die Zähler T_3 und T_4 direkt hinter dem Analysiermagneten verursachen zwar einen Vielfachstreuwinkel von im Mittel 0,5 mrad, der zum Ablenkwinkel hinzukommt, sind aber an dieser Stelle notwendig, um die oben beschriebenen Triggerbedingungen zu gewährleisten. Hinter der Funkenkammer FK4 können sich die Teilchenbahnen schon überschneiden.

Als Zähler werden 0,5 cm dicke Szintillationskristalle NE 102 A in Verbindung mit 56 AVP Photovervielfachern benutzt. Die Zählersätze T_3 , T_4 und T_5 werden wegen ihrer großen Dimensionen in 40 cm breite Abschnitte unterteilt, die von je zwei Photovervielfachern betrachtet werden. Ihre Ausgangsimpulse werden addiert.

Ein vor dem Wasserstofftarget stehender 30 x 15 cm großer Szintillator mit einer Aussparung in Strahlhöhe ist in Antikoinzidenz zu den übrigen Zählern geschaltet, um ein falsches Ansteuern der Funkenkammern durch Strahlelektronen außerhalb der Sollrichtung zu vermeiden. Damit die wahre Koinzidenzrate nicht durch ihn beeinflusst wird, ist die Breite der Ausgangsimpulse mit Hilfe eines am Ende kurzgeschlossenen Laufzeitkabels begrenzt.

7. Analysiermagnet

Eine genaue Beschreibung des Analysiermagneten ist schon von U.P.Reich²⁴⁾ vorgenommen worden. Es sollen hier nur die wichtigsten Eigenschaften des Magneten zusammengefaßt werden. Seine effektive Magnetlänge beträgt 1 m, und er besitzt eine Eingangsöffnung von 27 x 140 cm, die sich symmetrisch in Strahlrichtung auf 27 x 160 cm vergrößert. Seine maximale Feldstärke beträgt 18,2 k Γ bei dem zur Verfügung stehenden 1500 Amp Speisegerät. Ab 11,2 k Γ zeigt er Sättigungseffekte, die größer als 1 % sind. Die bei dem beschriebenen Experiment benutzte Feldstärke beträgt 14,16 k Γ und ist auf 0,1 % konstant.

8. Teilchendiskrimination

Die Trennung zwischen π^+ -Mesonen und Protonen sowie K^+ -Mesonen im Impulsband $1,3 \leq p \leq 4,3$ GeV/c wird durch einen Cerenkovzähler vorgenommen. Er ist in 7 Segmente unterteilt und besitzt eine Breite von 2 m. Sein Ansprechvermögen für π -Mesonen beträgt 70 % und variiert etwas mit der Einfallsrichtung der Teilchen. Eine genaue Beschreibung des Zählers ist bereits in einer Arbeit von F. Selonke²⁵⁾ erfolgt.

Eine Diskriminierung gegen Protonen mit Impulsen unterhalb 1,3 GeV/c ist durch kinematische Betrachtungen möglich; denn Protonen, die unter Winkeln $< 10^\circ$ in bezug auf die Achse des virtuellen γ -Quants auftreten, können weder als Rückstoßproton von der ρ^0 - noch von der π^0 -Produktion durch falsche Identifikation einen Beitrag zur π^+ -Erzeugung liefern. Sie ergeben im allgemeinen bei der Berechnung der unbeobachteten Masse

Kinematik der Photoproduktion $\gamma + p \rightarrow \begin{cases} \rho + \pi^- + \pi^+ \\ \pi^+ + n \end{cases}$

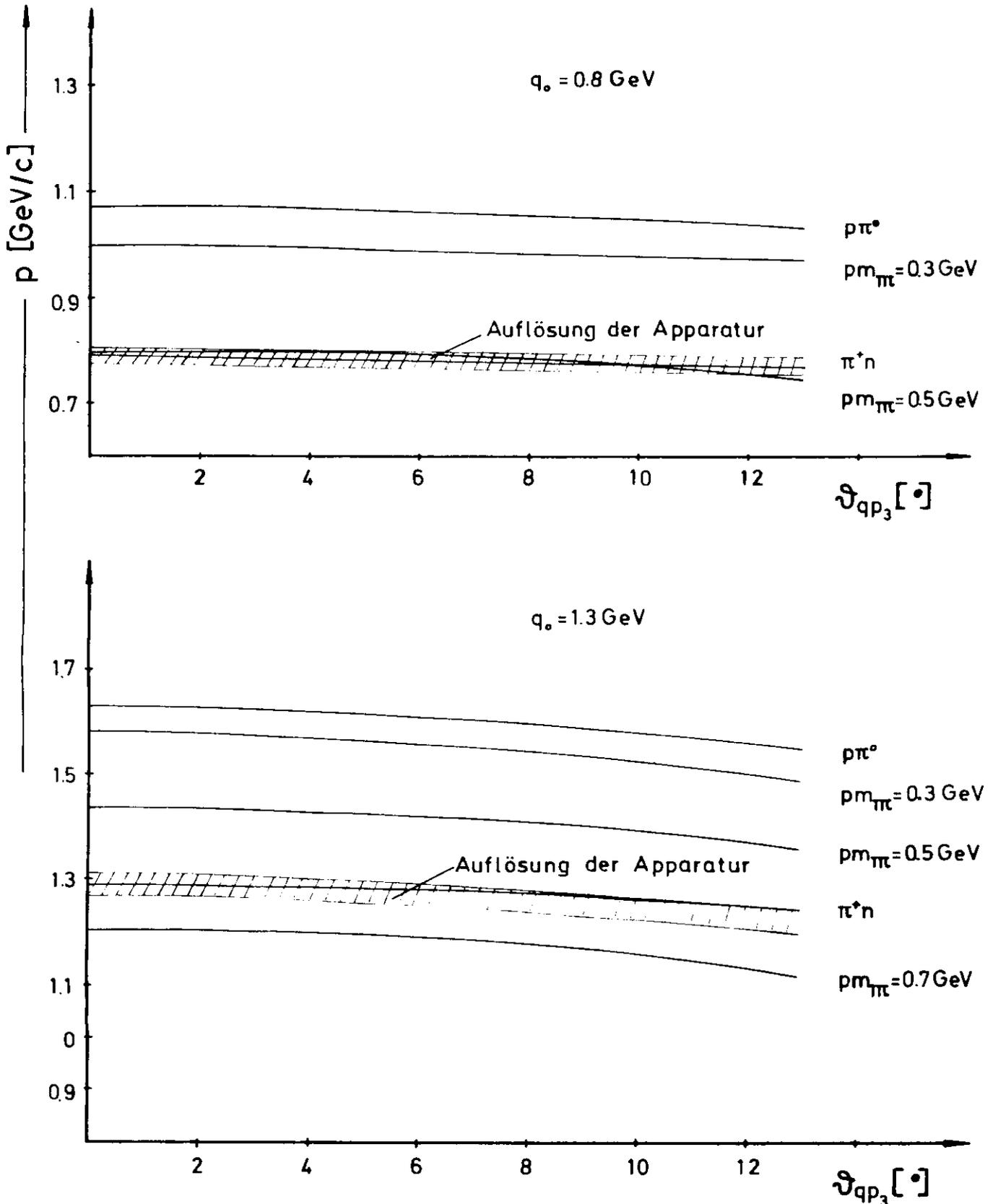


Abb. 6

m_x des Systems ($e + p - e' - \pi^+$), wenn sie fälschlich als π^+ -Mesonen angesehen werden, Massen größer (für ρ^0 -Produktion) oder kleiner (für π^0 -Erzeugung) als die Neutronmasse, wie aus Abb. 6a und b zu ersehen ist. Der Beitrag an K-Mesonen kann vernachlässigt werden.

Zur Unterscheidung zwischen Elektronen und π^- -Mesonen dienen zwei Funkenkammern aus sechs bzw. acht 1,3 cm dicken, in einem Abstand von 1 cm aufgebauten Eisenplatten. Die Elektronen lösen durch Schauerbildung in den Platten mehrere Funken im empfindlichen Kammervolumen aus. Die Güte der Elektronenidentifizierung wird mit Hilfe der primären Strahl-elektronen verschiedener Energie gemessen, die durch die gesamte Meß-apparatur gelenkt werden. Dabei wird die Anzahl aller Funken zwischen den Plattenpaaren addiert.

Kurve A in Abb. 7b zeigt, wieviel Prozent der Elektronen als Elektronen identifiziert werden, wenn man eine Mindestzahl von Funken in der Kammer vorgibt. Die unterschiedlichen Ergebnisse für verschiedene Elektronen-energien sind in Abb. 7a aufgetragen und liegen im Rahmen der Statistik. Fordert man für die Identifikation eines Elektrons, daß mindestens acht Funken auftreten müssen, so besitzt die Schauerfunkenkammer eine An-sprechwahrscheinlichkeit von 98 %.

Zum Vergleich werden π^- -Mesonen mit einem Impuls zwischen 2 und 3 GeV/c analog klassifiziert. Ihre Abhängigkeit von der Funkenzahl ist durch die Kurve B in Abb. 7b wiedergegeben. Die Ansprechwahrscheinlichkeit

Ansprechwahrscheinlichkeit der Schauerfunkenkammer

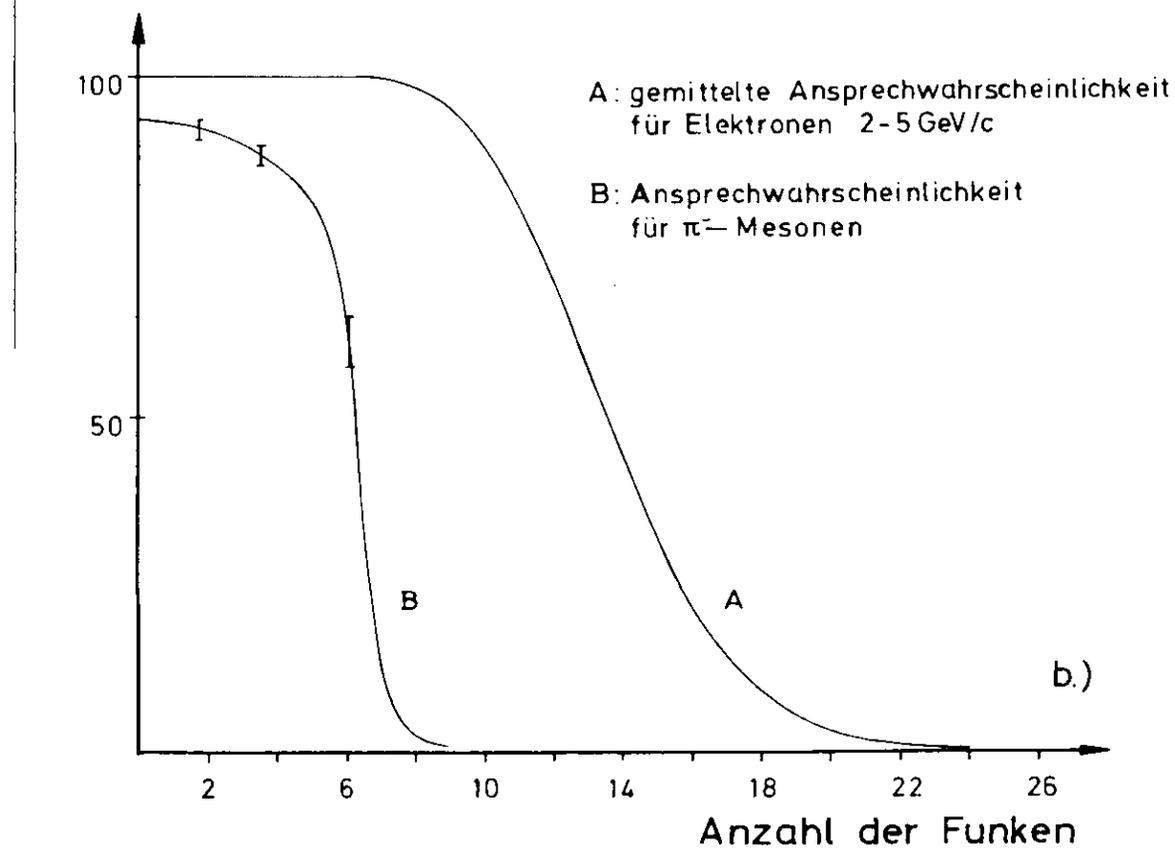
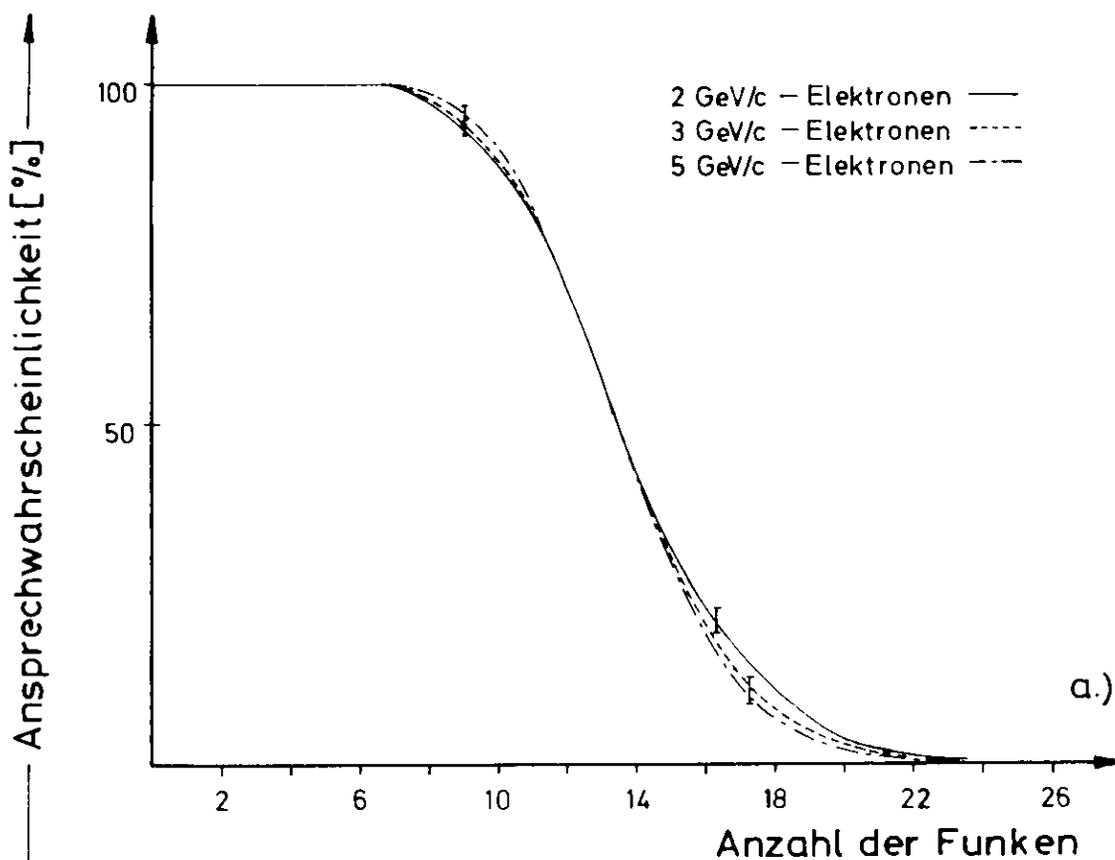


Abb. 7

erreicht nur einen Wert von 92 %, da durch Reaktionen in den Wänden des vor der Kammer liegenden Cerenkovzählers schon ein Teil der π^- -Mesonen absorbiert wird. 4 % der π^- -Mesonen haben Spuren mit mehr als 8 Funken. Dies ist durch Ladungsaustauschreaktionen zu erklären. Bei diesen Kurven sind Funkenspuren weggelassen, bei denen die Mesonen durch starke Wechselwirkung mehrere Teilchen erzeugten, die getrennte Spuren in der Kammer hinterlassen.

Die zur Ermittlung dieser Ansprechwahrscheinlichkeit benutzten π -Mesonen stammen aus dem Zerfall des durch Photoproduktion erzeugten ρ^0 -Mesons. Diese Photoproduktion wurde mit der gleichen Apparatur untersucht¹⁹⁾. Es werden nur die π -Mesonen von den Ereignissen berücksichtigt, bei denen man durch Messen der Gamma-Energie sicher war, daß nur 2 Teilchen erzeugt wurden und die Masse des ρ^0 zwischen 0,7 und 0,8 GeV/c² lag. Durch diese Auswahl kann die Beimischung von anderen Teilchen kleiner 1 % angesehen werden.

Bei der Photoproduktion ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von μ -Mesonen so klein, daß eine μ -Mesonenkontamination bei der π^+ -Mesonenproduktion vernachlässigt werden kann²⁶⁾. Das gleiche gilt auch für die Elektroproduktion, da - wie in Abschnitt II. beschrieben - die Elektroproduktion das gleiche Verhalten wie die Photoerzeugung zeigt.

9. Elektronik

Das Blockschaltbild der Elektronik ist in Abb. 8 wiedergegeben. Jedem Szintillationszähler oder jeder Gruppe mit anschließendem Analogmixer

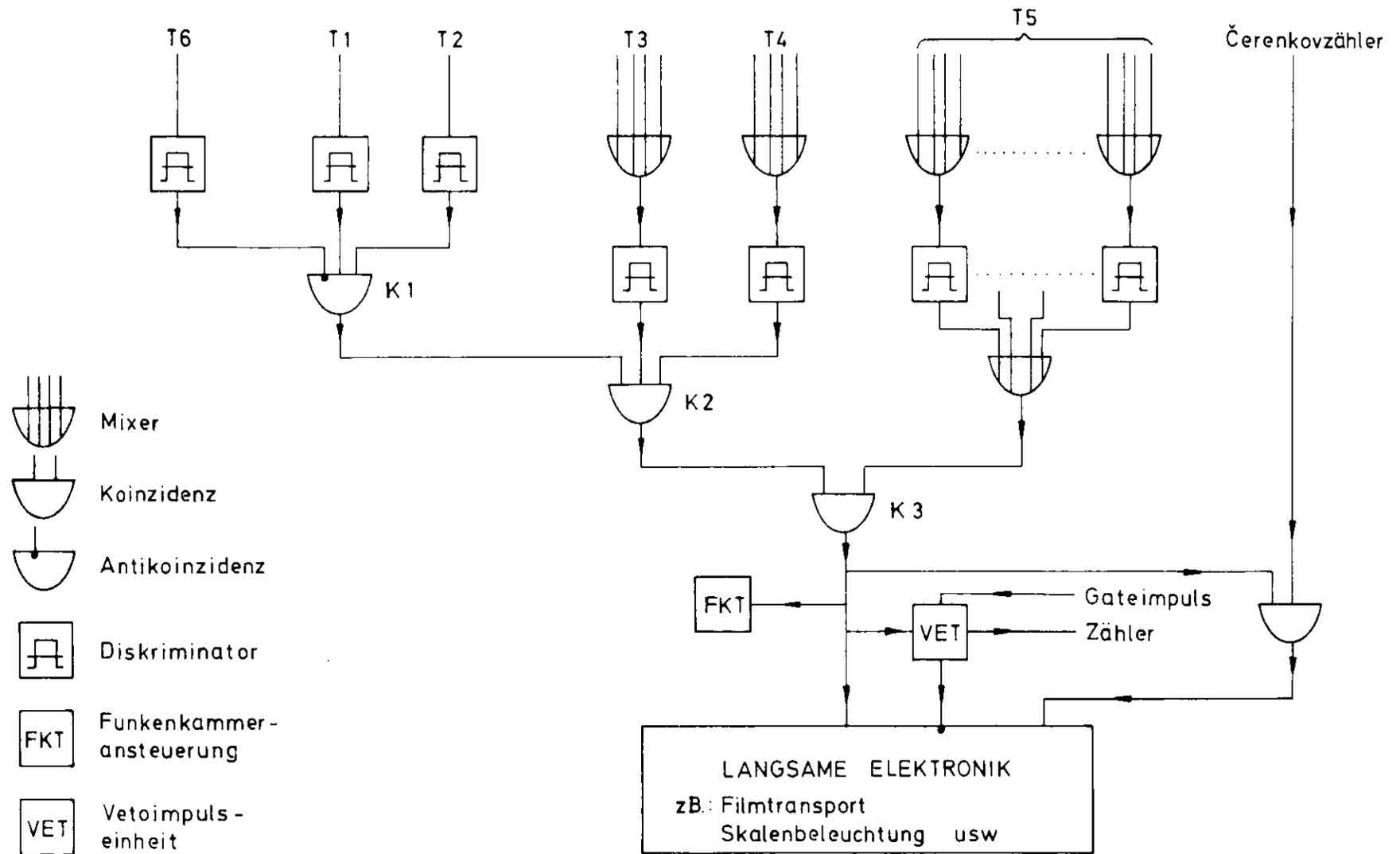


Abb.8 Prinzip der schnellen Elektronik (vereinfacht)

folgt ein Diskriminator, dessen logischer Ausgangsimpuls die zeitliche Auflösung der Koinzidenz im wesentlichen bestimmt.

Die Dimensionen der beiden Szintillatoren vor dem Magneten sind verhältnismäßig klein, so daß die Laufzeitschwankungen bei der Lichtsammmlung gering sind. Dies ermöglicht es, die Koinzidenzauflösung zwischen diesen beiden Zählern, deren Einzelzählrate hoch ist, groß zu halten. Die Auflösungskurve besitzt ein Plateau von 5 nsec bei einer Gesamtbreite von 7 nsec. Da die Zählersätze T_3 , T_4 und T_5 sehr große Flächen besitzen, kann nur eine Auflösung von 10 nsec Plateau der Koinzidenz K_2 und K_3 eingestellt werden. Die Laufzeitdifferenzen im Szintillator werden teilweise kompensiert, da das erzeugte Licht im Szintillationszähler von zwei gegenüberliegenden Photomultipliern gesammelt und analog addiert wird. Das Signal des schnellen Ausgangs der Koinzidenz K_3 steuert die Funkenkammerelektronik FKT und schafft die zeitliche Zuordnung zu den Ausgangssignalen der Cerenkovzählerelektronik. Ein weiterer Ausgangsimpuls bewirkt die Beleuchtung der Meßmarken auf den Funkenkammergehäusen, das Aufleuchten von Lämpchen, die in codierter Form die Film- und Bildnummern und eine Anzeige enthalten, welches der 7 Segmente des Cerenkovzählers ein Lepton oder π -Meson registriert hat, und den Filmtransport in der Kamera.

Störimpulse, die durch die Funkendurchbrüche in den einzelnen Kammern induziert werden, können die aufgenommenen Meßdaten verfälschen. Um dies zu vermeiden, werden die elektronischen Zähler für die Dauer der

Störung durch einen Vetoimpuls unempfindlich gemacht. Die signifikante Information ist bereits vor Anlegen dieses Impulses von den Zählern gespeichert worden. Dieses Verfahren kann nicht für die Anschalt-elektronik der Skalenlämpchen des Cerenkovzählers angewandt werden, da die Aufleuchtzeit der Lämpchen ca. 10 msec betragen muß. Die signifikanten Ausgangsimpulse werden während der Störung in einem doppelt abgeschirmten Laufzeitkabel gespeichert und gelangen erst 4 µsec nach dem Funkdurchbruch zu den entsprechenden Einheiten. Für die Dauer der Störung werden alle aktiven Einheiten durch den Vetoimpuls in Stellung "0" festgehalten.

Um eine Doppelbelichtung des Filmes zu vermeiden, macht ein weiterer Vetoimpuls während der Aufnahme und des Kameratransportes die schnelle Elektronik unempfindlich. Weiter wird die gesamte Elektronik mit Hilfe eines Signals, das mit dem Beschleunigungszyklus der Teilchen im Synchrotron korreliert ist, nur während der Zeit empfindlich gemacht, in der der Elektronenstrahl das Wasserstofftarget durchfliegt. Damit die Zeit zwischen dem Auftreten der Teilchen in der Meßapparatur und dem Anlegen des Hochspannungsimpulses möglichst gering bleibt, wird auf kürzeste Kabelführung zu den und zwischen den elektronischen Geräten Wert gelegt.

10. Aufnahme der Funkenkammerinformation

Die beiden Ansichten der Funkenspuren in den einzelnen Kammern werden durch mehrfache Reflexion an einem System von Oberflächenspiegeln von

einer Kamera in einem mittleren Abstand von 18 m photographiert. Die Kamera besteht aus einer Summar-Objektiv mit einer Brennweite von 300 mm und einer Lichtstärke von 1 : 5,6 und einer steuerbaren Beattie-Coleman-Filmtransportkassette. Der Umkehrfilm AGFA 1 SU 35, der eine gute Empfindlichkeit für den roten Anteil des Lichtspektrums besitzt, erlaubt eine Blende 8 zu wählen.

Um eine Veränderung des Aufnahmesystems während der gesamten Meßzeit zu vermeiden, wird größter Wert auf Justierung und Stabilität des Spiegelsystems gelegt. Das Ausmessen der Eichpunkte der Funkenkammeransichten bei der Auswertung von Aufnahmen, die am Anfang und am Ende der Datensammlung gemacht wurden, zeigt keine meßbaren Abweichungen, so daß auf eine nachträgliche Korrektur verzichtet werden kann.

Die Funkenkammern sind auf dem Bild so angeordnet, daß die Funken einer Teilchenspur in den Kammerpaaren vor und hinter dem Magneten auf je einer Geraden liegen (Abb. 10, Kapitel V.1.). Dies erleichtert das nötige Vorsortieren der Bilder bei der Auswertung erheblich. Der Abbildungsmaßstab beträgt 1 : 65.

11. Die Auflösung der Meßapparatur

Die Genauigkeit der Impulse und der Erzeugungswinkel der emittierten Teilchen hängt davon ab, wie exakt die Funkenspuren die Teilchenbahnen wiedergeben und mit welcher Präzision die Messung der Spurenkoordinaten durch den Auswerteprozess möglich ist. Mit Hilfe von sechs Funken in einer Kammer kann die Teilchenspur auf 0,5 mm festgestellt werden. Bei der Auswertung, die auf elektronischen Meßtischen vorgenommen wird, auf

d = Abstand der Funkenkammern FK1 - FK2

a = Abstand der Szintillatoren T1 bzw. T2 von der Funkenkammer FK2

p = Impuls des Teilchens, angegeben in GeV/c

Setzt man die entsprechenden Werte ein, so erhält man:

$$(\Delta\phi)_{\text{Emis- sion}}^2 = \left(2 + \frac{24,6}{p^2} \right) (\text{mrad})^2 \quad (15)$$

(p in GeV/c)

11.2. Impuls

Für die Impulsauflösung muß neben der in 11.1. behandelten Vielfachstreuung der Fehler bei der Magnetfeldausmessung berücksichtigt werden. Das Ausmessen des Feldes wird mit Hilfe einer Hallsonde vorgenommen (genaue Beschreibung siehe U.P.Reich²⁴) und später während der Durchführung des Experiments mit Eichmessungen durch den einlaufenden Elektronenstrahl korrigiert. Das Produkt aus Feldstärke und magnetischer Länge ist mit einem Fehler von 1 % behaftet. Eine zeitliche Magnetfeldänderung kann vernachlässigt werden, da der Gleichstrom in den Magnetfeldspulen auf 10^{-4} konstant gehalten wird. Der aus diesen Fakten resultierende gesamte Impulsfehler ergibt sich zu

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 = \cotg^2\phi (\Delta\phi)^2 + \frac{\Delta(B\ell)^2}{(B\ell)^2}, \quad (16)$$

wobei ϕ der Ablenkwinkel, $B\ell$ die Brechkraft = Feldstärke

• magnetischer Länge und

$$(\Delta\phi)^2 = (\Delta\phi)_{\text{Gerade durch FK1,FK2}}^2 + (\Delta\phi)_{\text{Luft}}^2 + (\Delta\phi)_{\text{Szint. T3}}^2 + (\Delta\phi)_{\text{Gerade durch FK3,FK4}}^2 \quad (17)$$

ist. Zahlenwerte eingesetzt:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 = \left(2 + \frac{9,4}{p^2}\right) \cotg^2\phi + 10^{-4} \quad (18)$$

(p in GeV/c)

Alle anderen kinematischen Größen ergeben sich aus der Impuls- und Winkelbestimmung der Teilchen und können somit mit Hilfe der oben angegebenen Beziehung unter Benutzung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes errechnet werden. Die Masse des Rückstoßneutrons besitzt eine Auflösung von

$$\Delta m_x = \pm 75 \text{ MeV.}$$

IV. DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES

1. Datenaufnahme

Das Experiment wird bei einer Strahlenergie von $4,9 \pm 0,05$ GeV und einem mittleren Strom von 5×10^5 Elektronen/sec bei einer mittleren effektiven Impulslänge von 200 μ sec durchgeführt. Die Feldstärke des Analysiermagneten beträgt 14,12 kG, die des Reinigungsmagneten 0,77 kG. Unter den ca. 10 000 aufgenommenen Bildern befinden sich 4 000 Ereignisse mit mindestens zwei auswertbaren Teilchenspuren.

2. Kontrollmessungen

Um Totzeitkorrekturen ermitteln zu können, die auf Grund der Unempfindlichkeit der Apparatur während der Aufnahme und des Transportes des Films in der Kamera auftreten, wird ein Hodoskop aus zwei Szintillationszählern benutzt, die in Koinzidenz geschaltet sind. Die Ausgangsimpulse werden verzweigt und über steuerbare Diskriminatoren, von denen der eine vom Vetoimpuls der Kamera beeinflusst wird, verschiedenen elektronischen Zählern zugeführt. Aus dem Quotienten der beiden Zählraten kann die Korrektur ermittelt werden.

Evtl. auftretende Veränderungen in der experimentellen Anordnung können durch Prüfmessungen, die während der Durchführung des Experiments vorgenommen werden, bei der späteren Auswertung der gemessenen Daten berücksichtigt werden. Zu diesen Messungen gehört das Aufnehmen von Ereignissen mit ausgeschaltetem Magnetfeld. Abgesehen von der Vielfachstreuung muß die Vermessung der Funkenkammerspuren eine Gerade ergeben. Eine absolute Eichung und Überprüfung des einlaufenden Elektronenstrahls wird neben dem Vergleich,

der sich aus den ständig überwachten Magnetgleichströmen ergebenden Feldstärken, durch direkte Impulsbestimmung mit Hilfe der Meßapparatur vorgenommen. Ein zusätzlicher Magnet MD im Strahlverlauf vor dem H_2 -Target erlaubt es, den primären Elektronenstrahl in verschiedene Abschnitte des Magneten zu leiten. Durch diese Messung wird gleichzeitig auch die Ansprechwahrscheinlichkeit der Schauerfunkenkammern mit der im Kapitel III.8. beschriebenen Methode überprüft.

V. AUSWERTUNG

1. Ermittlung der kinematischen Größen

Die Ermittlung der kinematischen Größen ist in Abb. 9 skizziert. Die entwickelten Filme werden auf Aufnahmen vorsortiert, bei denen mindestens 2 korrelierte Teilchen vor und hinter dem Magneten vorhanden sein müssen. Ein typisches Bild ist in Abb. 10 wiedergegeben. Es zeigt die in Kap. III.10. beschriebene Funkenkammeranordnung. Das negative Teilchen ist ein Elektron, wie aus der Spur in der Schauerfunkenkammer FK5 zu ersehen ist. Die Marken links und rechts im Bild enthalten die Filmnummer, Bildnummer und Cerenkovzählerinformationen. Von diesen Aufnahmen wurden Skizzen angefertigt, um die eigentliche Spurenkordinatenbestimmung auf elektronischen Meßtischen zu erleichtern. Sie enthalten die Zuordnungen der Funkenspuren in den entsprechenden Kammeransichten sowie Film- und Bild-Nr. als auch Cerenkov- und Schauerzählerinformation. Die Schauerzählerinformation besteht neben der Anzahl der Funken pro Funkenkammerplattenpaar in einer subjektiven Klassifikation der Spur, die notwendig ist, um Ereignisse zu eliminieren, die in der Funkenanzahl die Kriterien eines Elektrons erfüllen, aber aus offensichtlichen Gründen (z. B. Reaktion in der Kammer) nicht von Elektronen ausgelöst worden sind.

Von den entwickelten Filmen werden dann unter Zuhilfenahme dieser Zeichnungen die Funkenspuren in allen Kammern des Bildes auf elektronischen Meßtischen vermessen. Die Kammeransichten werden auf diesen Tischen im Verhältnis 1 : 3,3 abgebildet. Gleichzeitig werden die Koordinaten dreier Eichpunkte bestimmt, die als Referenzpunkte bei der weiteren Auswertung dienen.

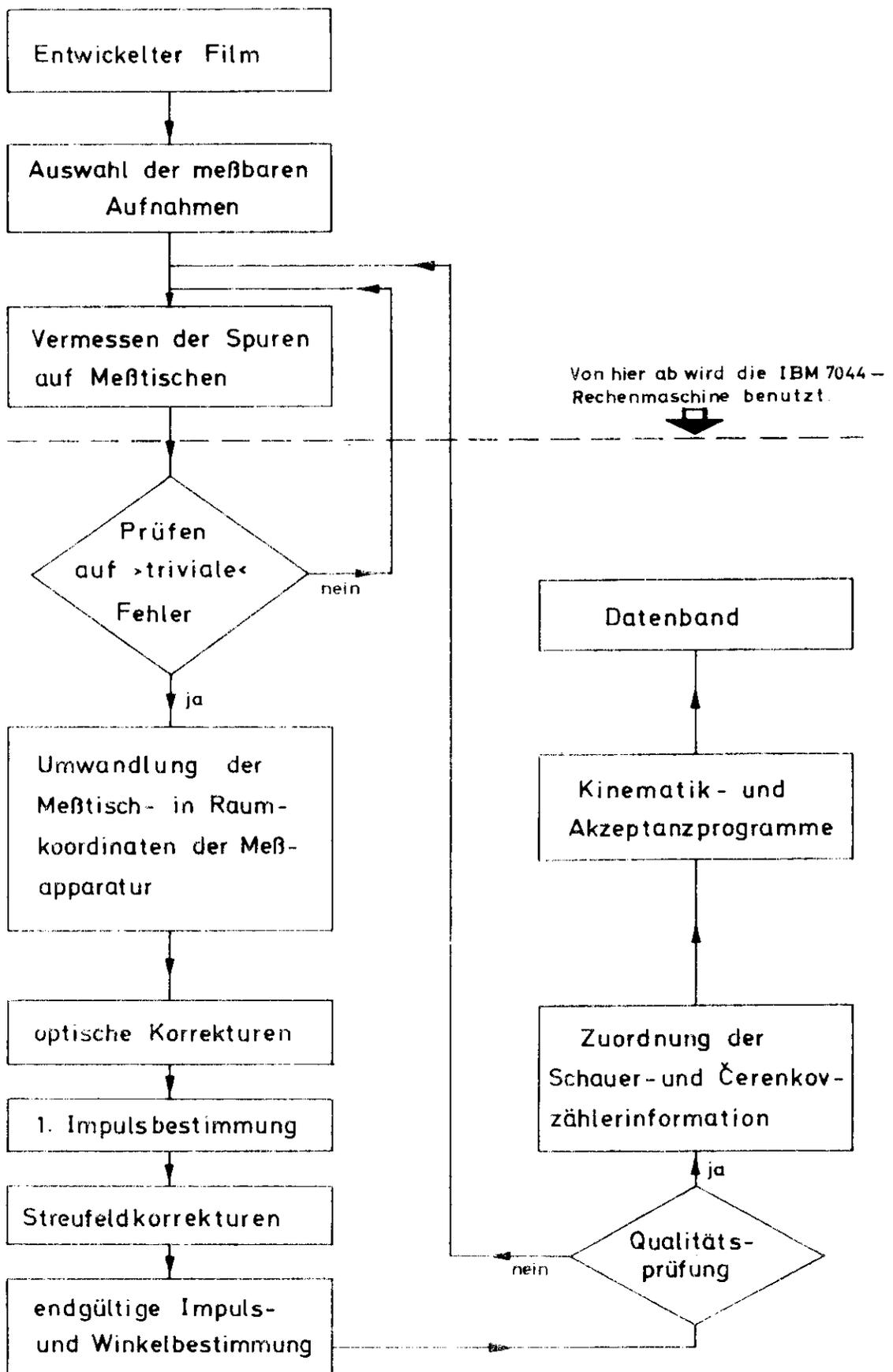


Abb.9 Ermittlung der kinematischen Größen

positive Spur
hinter dem HM

negative Spur
hinter dem HM

positive Spur
vor dem HM

negative Spur
vor dem HM

FK 2

FK 4

FK 6

FK 1

FK 3

FK 5

Versetzung der
Funken durch
einen Plexiglaskeil

Čerenkovzähler- und
Bildnummeranzeige

Draufsicht

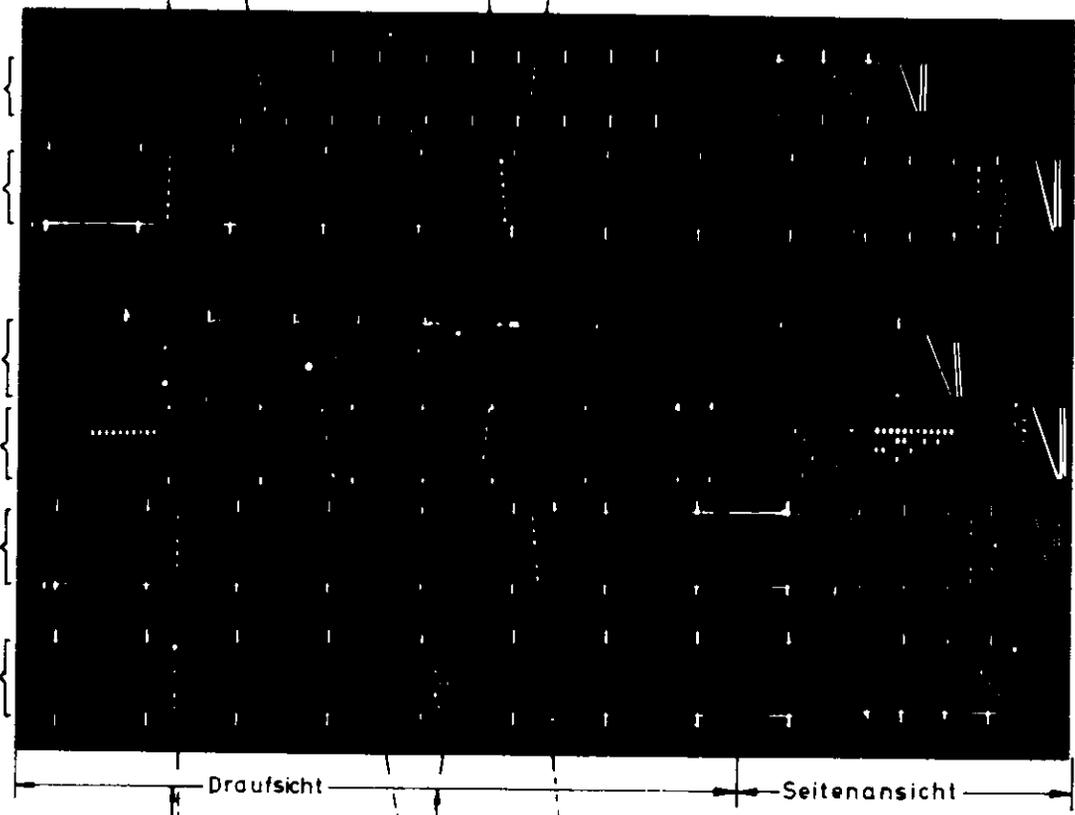
Seitenansicht

Spur d. pos.
Teilchens

Schauerbildung d.
neg. Teilchens

HM = Ablenkmagnet
FK = Funkenkammer

Abb.10 Funkenkammeraufnahme



Die weitere Behandlung der Daten geschieht nun mit Hilfe der IBM-7044-Rechenmaschine. Zuerst einmal werden Messungen mit trivialen Fehlern (z. B. Vergessen von Festzahlinformation) aussortiert. Anschließend erfolgt die Umwandlung der ermittelten Werte in Raumkoordinaten des Experimenteaufbaus. Dabei sind Korrekturen für Verzerrungen bei der Aufnahme und Wiederabgabe der Funkenkammeranordnung durch optische Systeme, der Kameraparalaxe und der endlichen Plexiglasdicke der Funkenkammergehäuse anzubringen. Aus diesen Koordinaten in den Kammern FK1 und FK2 bzw. FK3 und FK4 werden Geraden gebildet, die dann durch ein weiteres Programm vor und hinter dem Magneten entsprechend zugeordnet werden, so daß eine Teilchenspur entsteht. Mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes wird aus dem Ablenkwinkel der Spur der Impuls der Teilchen ermittelt. Dieser muß jedoch noch korrigiert werden, da die Funkenkammern FK2 und FK3 schon im Streufeld des Analysiermagneten stehen und somit schon dort die Teilchen eine impulsabhängige Ablenkung erfahren. Da dieser Effekt die Funken Spuren maximal nur 2 mm im betrachteten Impulsintervall versetzt, genügt es bereits, eine einmalige Iteration durchzuführen. Der Reaktionspunkt im Target und die Emissionswinkel der Teilchen ergeben sich aus den Funken Spuren der ersten beiden Kammern, die noch auf das Feld des Reinigungsmagneten korrigiert werden.

Damit nicht durch Fehlmessungen auf den Meßtischen falsche Resultate auftreten, muß jedes Ereignis eine Qualitätsprüfung passieren. Dabei wird als Güte für die Messung der Spuren in den Kammern FK1 und FK2 der kürzeste räumliche Abstand der beiden Teilchengeraden im

H_2 - Target benutzt. Für die Spuren in den Kammern FK3 und FK4 ist ein Maß die Abweichung der gemessenen Spuren in einer Kammer von einer aus den übrigen drei Koordinaten ermittelten Trajektorien. Dies ist möglich, da schon, wie in Kap. III.1. erwähnt, die Teilchenspur einfach überbestimmt ist. Außerdem wird der Abstand zwischen den Eichpunkten bei jedem Bild kontrolliert.

Bilder, die diese Prüfung nicht bestehen, werden nochmals vermessen bzw. nach dreimaligem Zurückweisen als unmeßbar verworfen. Unter diesen Aufnahmen können Ereignisse sein, bei denen die Teilchen während ihres Fluges Reaktion ausgelöst haben. Sie müssen später bei der Ermittlung des Wirkungsquerschnittes entsprechend berücksichtigt werden.

Nachdem die Ereignisse diese Prüfung passiert haben, ordnet ein weiteres Programm die Schauerzähler- und Cerenkovzählerinformation den einzelnen Teilchenimpulsen zu. Dabei werden die Teilchenspuren in den Cerenkovzähler bzw. in die Schauerfunkenkammer projiziert, und es wird nachgesehen, ob das getroffene Cerenkovzählersegment angesprochen bzw. die Schauerfunkenkammer das Teilchen wahrgenommen hat und wie es klassifiziert wurde. Es werden sowohl die Raumkoordinaten als auch die Steigung der Funkenspur benutzt, um sekundäre Reaktionen der Teilchen zu eliminieren. Gleichzeitig wird nachgesehen, ob das Elektron auf seinem Wege vor dem Magneten Energie durch Bremsstrahlung verloren hat, die sich in der Funkenkammer FK5 wie ein Elektron bemerkbar macht. Jede durch die gesamte Meßapparatur durchgehende Spur erhält einen Code, der die oben erwähnten Informationen enthält.

Die eigentlichen interessierenden physikalischen Größen werden durch ein Kinematik- und Akzeptanzprogramm ermittelt. Diese werden auf einem Datenband gespeichert, von wo sie nach Bedarf zur Erstellung von entsprechenden Diagrammen abgerufen werden können.

2. Identifikation der Elektroproduktionsereignisse

Unter den analysierten Aufnahmen befinden sich neben den Elektroproduktions- auch eine große Anzahl von Photoproduktionsereignissen. Die einfallenden Elektronen erzeugen im Target Bremsquanten, die dann anschließend weitere Teilchen produzieren.

$$e + p \rightarrow e' + p + \gamma$$

(19)

$$\gamma + p \rightarrow N + x^{\pm} + x^{\pm} + \dots$$

Die abgebremsten Elektronen erleiden praktisch keine Richtungsänderung ($\theta_{k_1 k_2} = \frac{me}{V}$, m_e = Elektronenmasse, V = Energie des Elektrons). Deshalb werden sie vom Strahlfänger absorbiert und hinterlassen somit keine Spuren in den Funkenkammern. Dieser Sekundärprozess kann abgetrennt werden, indem man das negativ geladene Teilchen auf Schauerbildung in den dickplattigen Funkenkammern FK5 und FK6 untersucht. Als Schauer werden Spuren angesehen, bei denen die Anzahl der Funken zwischen den Platten addiert eine Summe größer als 8 ergibt. Wie in Kapitel III.8. aus dem Diagramm 7 zu entnehmen ist, beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit 98 %. Da Elektronen auch bei der Photoproduktion aus der Paarbildung auftreten können, muß außerdem verlangt werden, daß das positive Teilchen keinen Schauer in der Funkenkammer FK5 auslöst.

Die so gewonnenen Ereignisse der Elektroproduktion müssen noch auf den Wechselwirkungsort im oder außerhalb des Targets untersucht werden.

3. Targetortbestimmung

In Abb. 11b ist die Verteilung des Wechselwirkungsortes der Elektroproduktionsereignisse in Richtung der einlaufenden Elektronen aufgetragen. Außer im Bereich der eigentlichen Targetzelle mit dem flüssigen Wasserstoff sind noch weitere Anhäufungen von Ereignissen zu sehen. Diese stammen von Reaktionen in den die Targetzelle umgebenden Vakuumabschluß- und Wärmeschutzfolien (s. Kap. III.3.) sowie von einer Folie, die aus Sicherheitsgründen den Targetraum von der Meßapparatur trennt. Reaktionen an Luft ergeben den Untergrund. Von den Ereignissen, die ihren Ursprung im Wasserstofftarget besitzen, werden für die nachfolgenden Betrachtungen alle diejenigen mitgenommen, die in dem Bereich $26,8 \leq z \leq 28,8$ (dm) liegen. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte muß der Einfluß der Targetzellenwände berücksichtigt werden.

Zum Vergleich ist der Targetort der Photoproduktionsereignisse in Abb. 11a wiedergegeben. Man sieht, daß die Anzahl der Reaktionen wie erwartet mit zunehmender Targettiefe linear ansteigt, da im gleichen Volumen zwei Prozesse hintereinander ausgeführt werden müssen. Der auftretende Sockel stammt von Prozessen, bei denen die Photonen in der Abschlußfolie des Strahlrohrs sowie des Targetbehälters erzeugt werden, und von Elektroproduktionsereignissen von 2 geladenen Teilchen, bei denen das Elektron nicht beobachtet wird. Diese Photoproduktionsdaten können als Referenzmessung für die Elektroproduktion dienen. Die erhaltenen Resultate werden im Anhang kurz diskutiert. Sie basieren auf einer detaillierten Untersuchung, die von P. Karow durchgeführt wurde²⁷⁾.

Reaktionsortverteilung in Richtung der einfallenden Elektronen

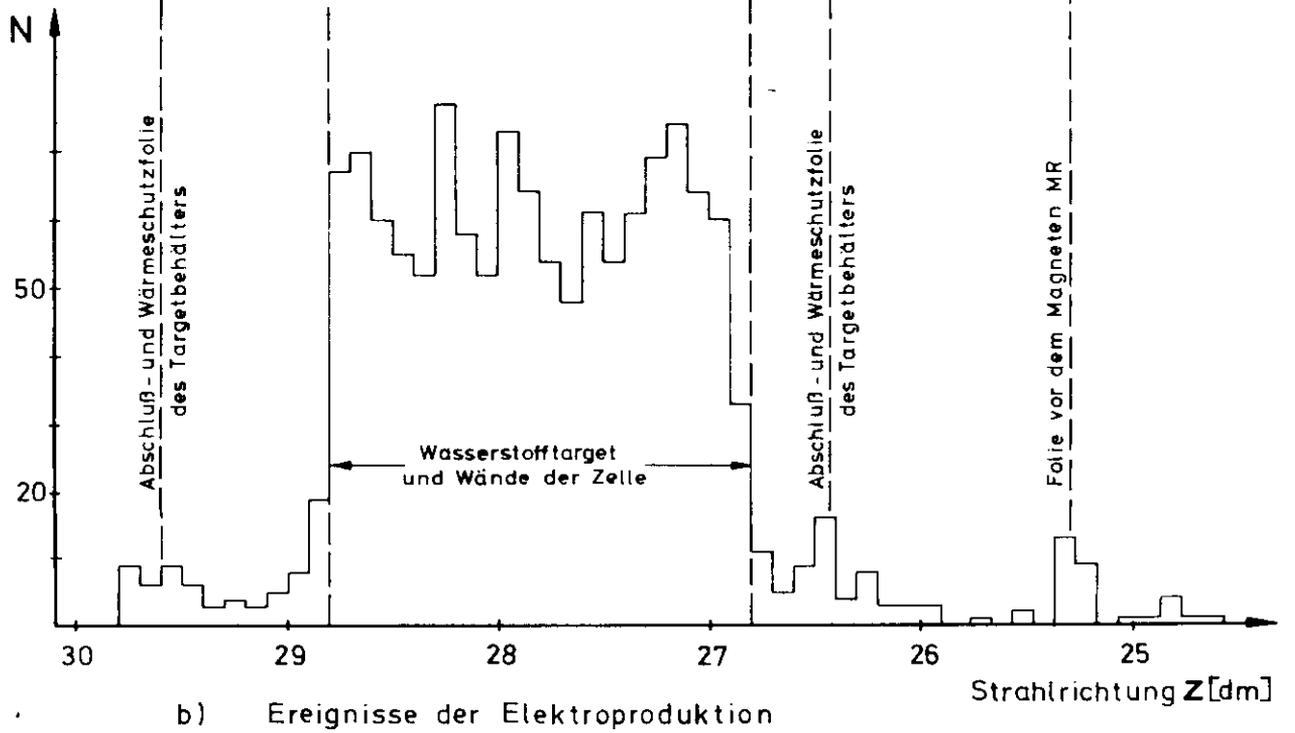
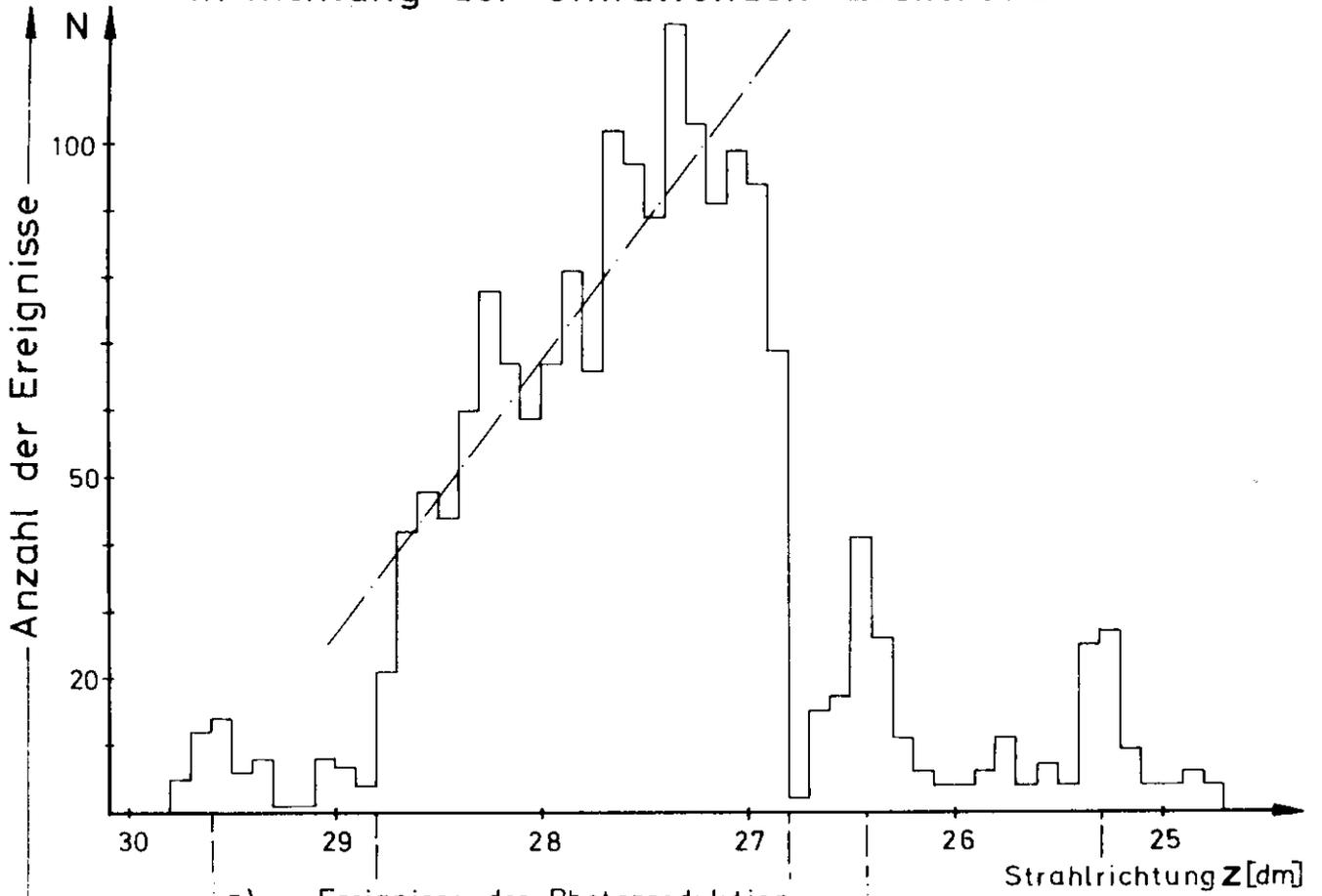


Abb.11

Die Verteilung der Wechselwirkungsorte senkrecht zur Strahlrichtung ist in Abb. 12 wiedergegeben. Die horizontale und die vertikale Projektion zeigen die Elektronenverteilung des einlaufenden Strahls.

4. Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Die Anzahl der durch die Meßapparatur nachgewiesenen π^+ -Mesonen ist gegeben durch

$$N = \int \frac{d^5\sigma}{dq^2 dk_{20} dt d\phi_{qP_3} d\phi_{k_1 k_2}} dq^2 dk_{20} dt d\phi_{qP_3} d\phi_{k_1 k_2} N_e N_T k, \quad (20)$$

Akzeptanz der
Apparatur

wobei neben der in Kap. II.1. definierten Nomenklatur

$$\frac{d^5\sigma}{dq^2 dk_{20} dt d\phi_{qP_3} d\phi_{k_1 k_2}} \quad \begin{array}{l} \text{der differentielle Wirkungsquerschnitt} \\ \text{der Elektroerzeugung eines } \pi^+ \text{-Mesons,} \end{array}$$

N_e die Anzahl der primären Elektronen,

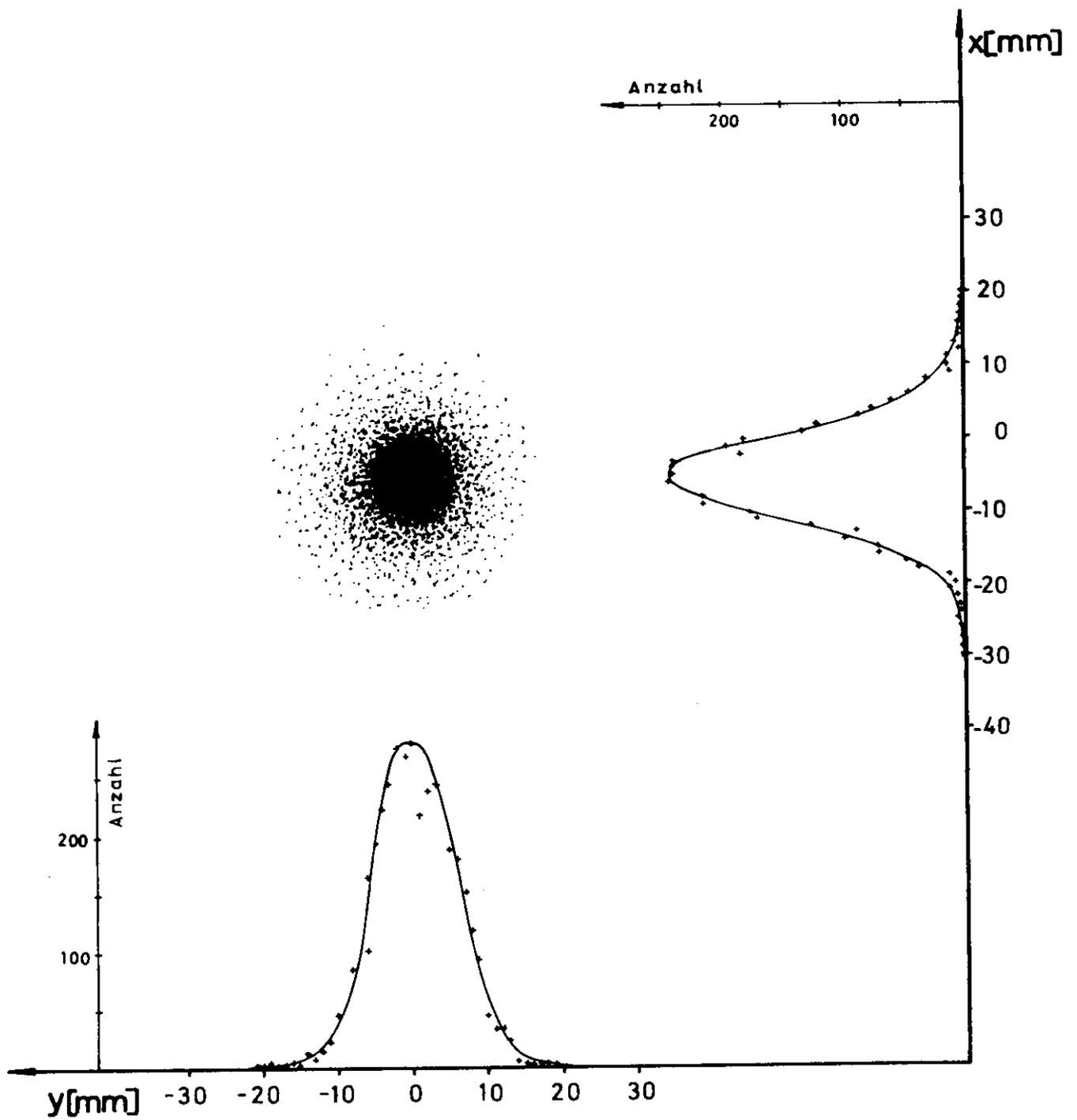
N_T die Anzahl der Protonen pro cm^2 im Target und

k ein Produkt von Korrekturfaktoren sind.

Das Ziel der Untersuchung ist, den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Zu diesem Zweck muß die Abhängigkeit des von der Meßapparatur akzeptierten Bereichs von den kinematischen Größen ermittelt werden.

5. Akzeptanz

Es können im Prinzip zur Berechnung zwei Wege eingeschlagen werden. Entweder man berechnet eine mittlere Akzeptanz für alle Ereignisse, oder



Reaktionsortverteilung der Ereignisse senkrecht zur Richtung der einfallenden Elektronen.

Abb. 12

man bestimmt stets auf's Neue für jedes gemessene Ereignis eine getrennte Akzeptanz. Letzterer Weg ist vorzuziehen, wenn sich die Akzeptanz innerhalb des von der Apparatur aufgenommenen Bereichs stark ändern kann und dieser relativ groß ist. Bei diesem Experiment wird für jedes einzelne Ereignis, charakterisiert durch k_{20} , q^2 , t , ϕ_{qP_3} , $\phi_{k_1 k_2}$, ein Gewichtungsfaktor ermittelt. Bei der Auswertung der Daten werden zwei verschiedene Gewichtungsfaktoren benutzt, die sich dadurch unterscheiden, daß über verschiedene Anzahlen dieser Größen integriert wird.

Die Akzeptanz A wird errechnet, indem über den Azimutwinkel des auslaufenden Elektrons numerisch integriert wird.

$$A = \int_{\substack{\text{Grenz- und} \\ \text{Koinzidenz-} \\ \text{bedingung} \\ \text{der Appar.}}} d\phi_{k_1 k_2} \quad (21)$$

Da keine Polarisation der einlaufenden Elektronen vorliegt, sondern Rotationssymmetrie in bezug auf den Strahl, kann die Integration ohne zusätzliche Annahmen durchgeführt werden. Akzeptanz A' ergibt sich zu:

$$A' = \int_{\substack{\text{Grenz- und} \\ \text{Koinzidenz-} \\ \text{bedingung} \\ \text{der Appar.}}} d\phi_{k_1 k_2} d\phi_{qP_3} \quad (22)$$

Dabei wird noch zusätzlich über den Azimutwinkel ϕ_{qP_3} integriert.

Die ϕ_{qP_3} -Winkelverteilung kann nicht mehr a priori auf Grund der Polarisation des virtuellen Gammaquants als konstant angesetzt werden. Die

in Kap. VI.2.2. angegebene, gemessene Verteilung wird hierfür benutzt. Die Genauigkeit beider Akzeptanzfaktoren beträgt $\pm 5\%$.

6. Korrekturen

6.1. Leertargeteffekt

Da der Reaktionsort im Target bei der Auswertung auf $\pm 0,7$ cm in Richtung des einfallenden Strahls bestimmt werden kann, muß nur der Einfluß der eigentlichen Targetzelle von $2 \times 0,02$ mm Mylar-Folienwandstärke berücksichtigt werden. Unter der Annahme, daß bei der Elektroproduktion die einzelnen Nukleonen maßgebend sind, erhält man einen Korrekturfaktor von $k_T = 1 - (0,023 \pm 0,003)$.

6.2. Strahlungskorrekturen

Die Bremsstrahlung, die während des π^+ -Erzeugungsprozesses der ein- und auslaufenden Teilchen auftritt und die entweder von den Reaktionspartnern wieder absorbiert oder auch als reelle Strahlung auftreten kann, wird nach den Beziehungen von C. de Callan und G. Fuchs²⁸⁾ berechnet. Sie betrachten neben der Strahlungskorrektur der Leptonen auch die der stark wechselnden Teilchen. Die erhaltenen Werte sind vom Impuls der Teilchen und von der Auflösung der Meßapparatur abhängig. Für den von der Apparatur erfaßten kinematischen Bereich erhält man im Mittel einen Faktor $1 + (0,08 \pm 0,01)$.

6.3. Bremsstrahlungskorrektur

Der Energieverlust der ein- und auslaufenden Elektronen durch Brems-

strahlung in Materie bewirkt, daß eine größere Masse m_X des unbeobachteten Systems $(e + p - e' - \pi)$ vorgetäuscht wird. Für die einlaufenden Elektronen muß die Materie hinter dem letzten Strahlführungsmagneten bis zum Wasserstofftarget berücksichtigt werden. Da der Strahl im Vakuum ($5 \cdot 10^{-2}$ Torr) geführt wird, müssen nur die Folien des Strahlrohrabschlusses sowie des Targetbehälters und der eigentlichen Zellen und die Aluminiumfolien der Ionisationskammern (gesamte Strahlungslänge 0,03) betrachtet werden. Die auslaufenden Elektronen haben neben dem H_2 -Target Funkenkammern, Szintillatoren und Luft zu durchfliegen (0,045 Strahlungslänge). Die Materie hinter dem Analysiermagneten trägt nicht zur Korrektur bei, da die Elektronen durch Bremsstrahlung praktisch keine Richtungsänderungen erfahren, die zu einer Änderung der Impulsmessung führen. Der Korrekturfaktor ist leicht impulsabhängig. Er variiert zwischen $1 + (0,014 \pm 0,001)$ für $k_{20} = 4,4$ GeV und $1 + (0,011 \pm 0,001)$ für $k_{20} = 2$ GeV.

6.4. Pionzerfall

Ein gewisser Teil der π^+ -Mesonen zerfällt auf Grund ihrer endlichen Lebensdauer von $2,608 \cdot 10^{-8}$ sec während des Fluges durch die Meßapparatur. Die danach beobachtbaren μ^+ -Mesonen können sowohl in der Richtung als auch im Impuls wesentlich von den Werten des π^+ -Mesons abweichen. Addiert sich der Zerfallswinkel zum Ablenkwinkel, der durch das Magnetfeld hervorgerufen wird, so wird ein kleinerer Impuls, subtrahiert er sich, ein größerer vorgetäuscht. Das bedeutet, daß Ereignisse der Mehrfachproduktion eine Masse des unbeobachteten Teilchensystems $(e + p - e' - \pi^+)$ aufweisen können, die der der Einfachproduktion

von π^+ -Mesonen gleicht. Um diesen Beitrag abschätzen zu können, wird das Verhältnis der beiden Prozesse betrachtet (s. Kap. VI.1.1.). Die Korrektur ist impulsabhängig und variiert zwischen $1 + (0,07 \pm 0,02)$ für π -Mesonen mit Impulsen von 1 GeV/c und $1 + (0,01 \pm 0,01)$ für π -Mesonen mit Impulsen von 4 GeV/c.

6.5. Pionabsorption und -streuung

Beim Durchqueren der Meßapparatur werden die π -Mesonen auf Grund der starken Wechselwirkung in den verschiedenen Materialien (Aluminium, Szintillatormaterial und Luft) elastisch gestreut und können außerdem durch inelastische Prozesse zusätzliche Teilchen erzeugen. Der Korrekturfaktor für den elastisch gestreuten Anteil wird analog wie bei der Betrachtung des Einflusses der Winkeländerung beim Pionzerfall ermittelt, d. h. es muß neben der Einfachproduktion auch die Mehrfacherzeugung berücksichtigt werden. Benutzt man die gemessenen Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung von π^+ -Mesonen mit einem Impuls von 3 GeV/c an C und Al von Longo und Moyer²⁹⁾ und berücksichtigt ein diffraktives Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dt}$, so erhält man einen Korrekturfaktor für diese beiden Prozesse von $k = 1 + (0,04 \pm 0,02)$.

6.6. Teilchenidentifikation

6.6.1. Ladungsaustausch

Die π^- -Mesonen, die aus dem Zerfall des ρ^0 -Mesons bei der Photoproduktion erzeugt und durch die Meßapparatur wahrgenommen werden, können in

den Wänden des Cerenkovzählers und in den ersten beiden Platten der Schauerfunkenkammern π^0 -Mesonen erzeugen. Ihre Zerfallsgammaquanten werden im allgemeinen wegen ihrer Schauerbildung als Elektronen identifiziert, es sei denn, die mittlere Richtung der Schauerelektronen unterscheidet sich von der durch Projektion der Teilchenspur hinter dem Magneten in der Schauerfunkenkammer erhaltenen Geraden um mehr als 5 cm in den Raumkoordinaten oder in der Steigung um mehr als 10° . Diese Ereignisse werden bei der beschriebenen Zuordnung der Funkeninformation zur Teilchenspur eliminiert (s. Kap. V.1.). Von den durch Photoproduktion erzeugten $\pi^+\pi^-$ -Paaren können nur solche auf Grund der Kinematik eine Elektroerzeugung von π^+ -Mesonen vortäuschen, bei denen die Gammaenergie im Bereich 4,75 - 4,9 GeV liegt. Benutzt man die Daten von J.F. Detoeuf et al.³⁰⁾, so ergibt sich ein Korrekturfaktor von $k = 1 - (0,01 \pm 0,01)$.

6.6.2. Photoproduktion

Der Sekundärprozeß, bei dem das einlaufende Elektron ein reelles Photon durch Bremsstrahlung abgibt, das wiederum ein π^+ -Meson durch Photoproduktion erzeugt, ist kinematisch von der Elektroproduktion eines π^+ -Mesons mit Hilfe der Meßapparatur nicht zu unterscheiden. Da beim Bremsstrahlungsprozeß die Mehrzahl der Elektronen praktisch keine Richtungsänderung erleidet, die Meßapparatur jedoch erst Teilchen unter einem Winkel größer als 2° messen kann, ist der Beitrag der Photoproduktion zu vernachlässigen, wie eine genaue Betrachtung im Anhang zeigt.

6.7. Übersicht über weitere Korrekturen

Neben den oben aufgeführten Fehlerquellen werden die Korrekturen auf Grund der Szintillationszähler- und Funkenkammer-Ansprechwahrscheinlichkeit der Totzeit während der Bildaufnahme und des Filmtransports der durch Bläschenbildung unterschiedlichen Dichte im Wasserstofftarget und der falschen Interpretation von durch Photoproduktion erzeugten e^+e^- -Paaren abgeschätzt. Sie ergeben einen Korrekturfaktor von $V_1 = 1 - (0,01 \pm 0,005)$.

7. Systematische Fehler

Die Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung der systematischen Fehler.

Akzeptanz	$\pm 5 \%$
Primäre Elektronenzahl	$\pm 5 \%$
Anzahl der Protonen im Target	$\pm 1 \%$
Bremsstrahlungskorrektor	$\pm 1 \%$
Pionzerfall, -absorption und -streuung	$\pm 6 \%$ im Mittel
Teilchenidentifikation	$\pm 1 \%$

Tabelle 1

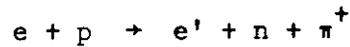
Der gesamte mittlere systematische Fehler ergibt sich dann zu $\sim 10 \%$.

VI. ERGEBNISSE UND THEORETISCHE INTERPRETATION

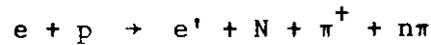
1. Rückstoßmassenspektren des unbeobachteten Systems (e + p - e' - π)

1.1. Rückstoßmassenspektren der π⁺-Mesonenereignisse

Neben der Reaktion



kann auch die Mehrfachproduktion von π-Mesonen in dem gemessenen Energiebereich der virtuellen Gammaquanten von 0,7 bis 3 GeV beobachtet werden:



mit $n \geq 1$.

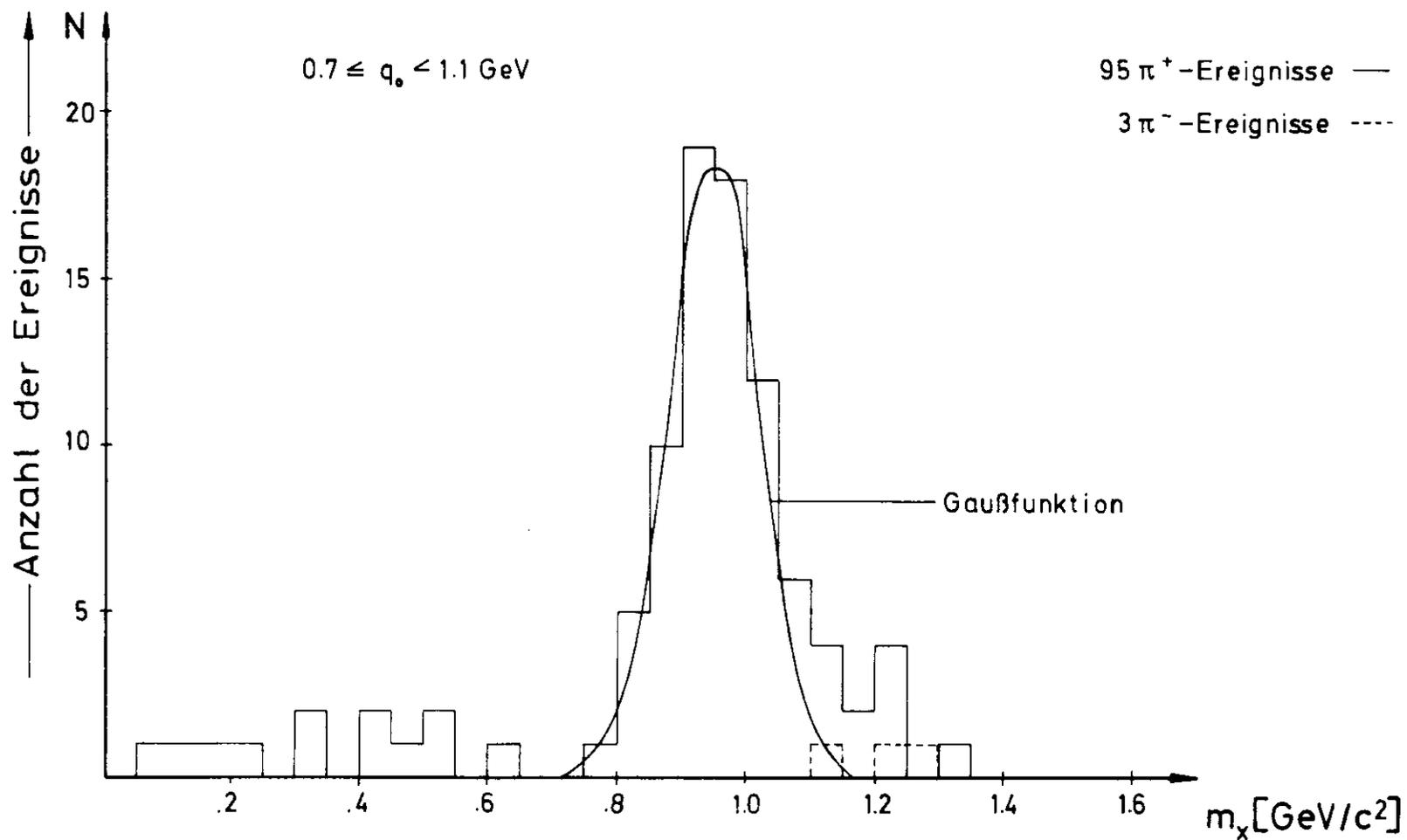
Diese beiden Prozesse können durch Analyse der Masse m_X des nicht beobachteten Teilchensystems unterschieden werden. Das Quadrat dieser Masse beträgt

$$m_X^2 = m_p^2 + m_\pi^2 + q^2 + 2 m_p (k_{10} - k_{20} - p_{30}) - 2 p_{30} (k_{10} - k_{20}) + 2 k_{10} |\vec{p}_3| \cos\theta_{k_1 p_3} - 2 k_{20} |\vec{p}_3| \cos\theta_{k_2 p_3} ,$$

wobei $\theta_{k_1 p_3}$ bzw. $\theta_{k_2 p_3}$ der Polarwinkel zwischen dem auslaufenden π⁺-Meson und dem ein- bzw. auslaufenden Elektron ist. Für m_X muß sich im Falle der Einfacherzeugung, abgesehen von der endlichen Auflösung der Meßapparatur, die Neutronmasse ergeben. Die Mehrfachproduktionsereignisse besitzen bei dieser Darstellung eine Masse, die mindestens um eine π-Meson-Masse größer sein muß.

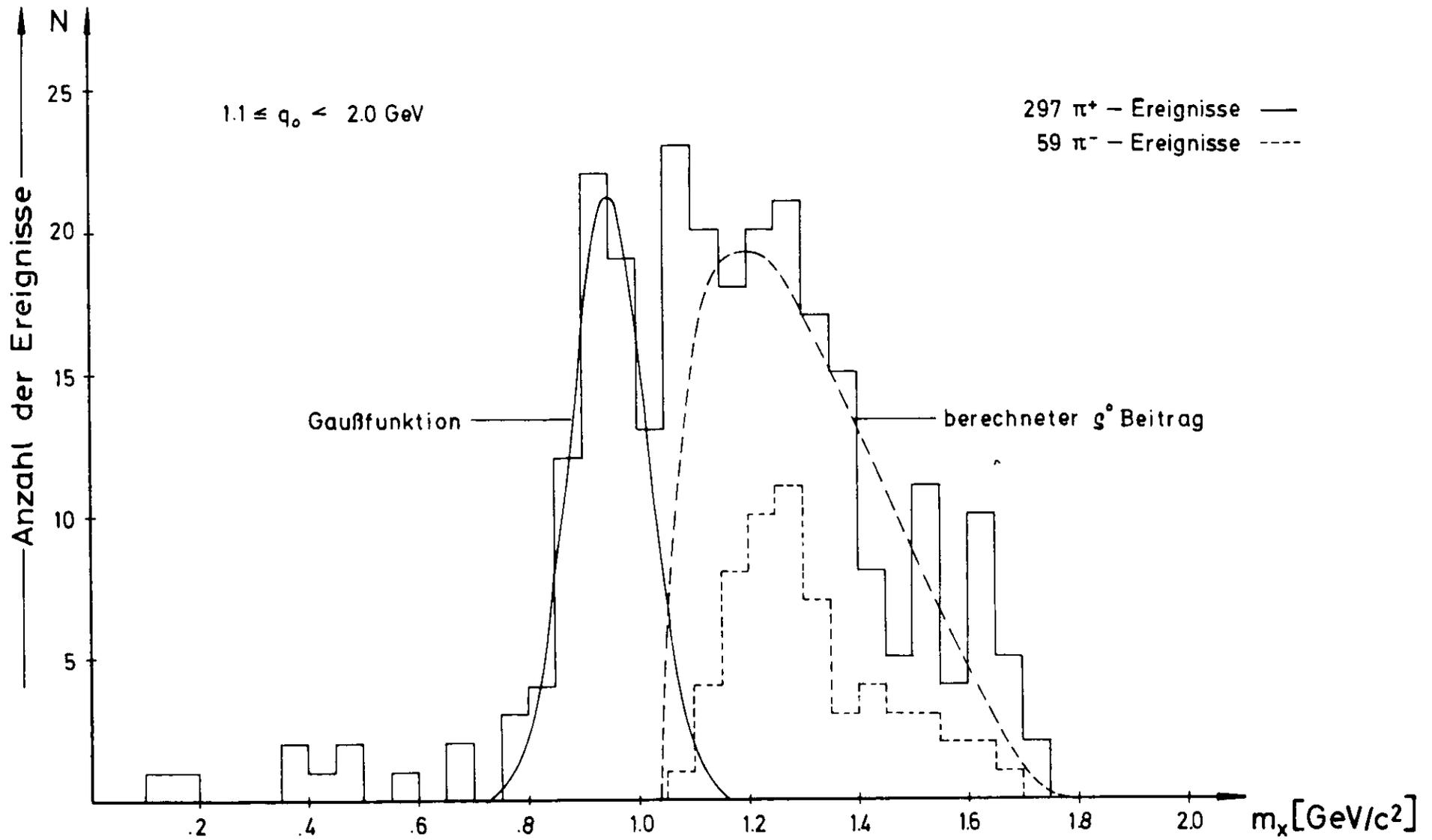
Die gemessenen Ereignisse sind in drei Energieintervalle in bezug auf das virtuelle Gammaquant aufgeteilt. Abbildung 13 zeigt den Bereich $0,7 \leq q_0 < 1,1$ GeV, Abb. 14 $1,1 \leq q_0 < 2,0$ GeV und Abb. 15 $2,0 \leq q_0 \leq 3,0$ GeV. Wie man aus Abb. 13 erkennt, sind fast nur π^+ -Mesonen der Einfacherzeugung in dem untersten Energiebereich von der Meßapparatur aufgenommen worden. Eine Gaußfunktion mit einer Halbwertsbreite von ± 80 MeV wird an diese Daten angepaßt. Ereignisse mit Massen oberhalb $1,05$ GeV/c² stammen im wesentlichen von Mehrfachprozessen. Sie treten mit wachsender Energie der virtuellen Gammaquanten häufiger auf, wie man aus dem Vergleich von Abb. 14 mit Abb. 15 ersehen kann. Diese Reaktionen werden separiert, indem die gleiche Gaußfunktion aus Abb. 13, bei der die Beimischung anderer Prozesse klein ist, an die gemessenen Daten angepaßt wird.

Um den Bereich zu großen Massenwerten hin zu untersuchen, wird eine Monte-Carlo-Rechnung durchgeführt, bei der die Annahme gemacht wird, daß die gemessenen π^+ -Mesonen aus dem Zerfall des durch Elektroproduktion erzeugten ρ^0 -Mesons stammen. Diese Hypothese stützt sich auf Photoproduktionsmessungen der Blaskammer, die zeigen, daß die Erzeugung von Pionenpaaren im GeV-Bereich überwiegt^{31,32)}. Neben einem starken Anteil der ρ^0 -Produktion findet man dort eine Anregung der ersten Resonanz gemäß der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^- + N^{++}$; jedoch können die π^+ -Mesonen aus dem N^{++} -Zerfall aus Akzeptanzgründen nicht von unserer Apparatur wahrgenommen werden (minimal meßbarer Impuls $0,4$ GeV/c), so daß auf Grund der Analogie Elektro-Photoproduktion die obige Annahme nahegelegt wird.



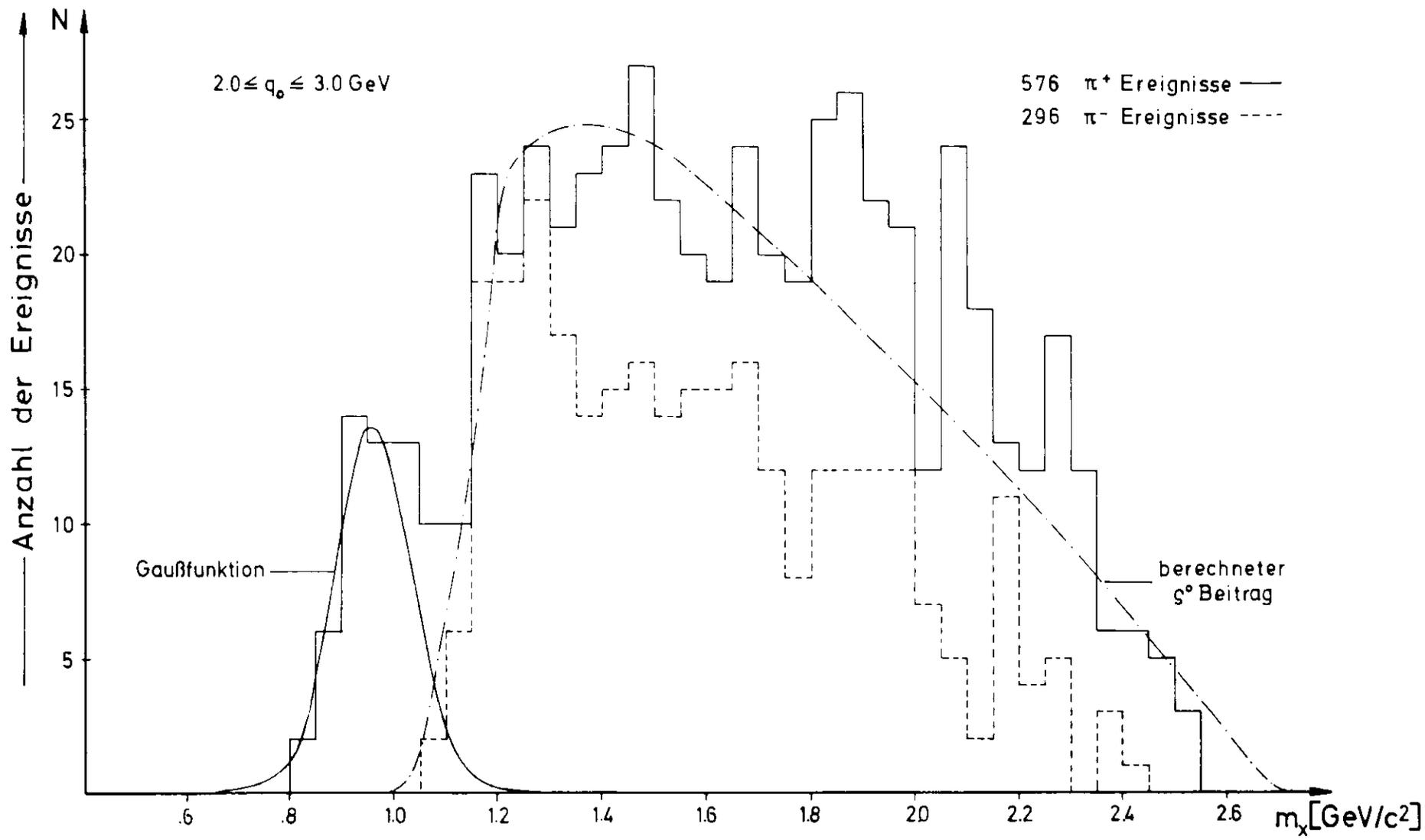
Massenverteilung m_x des unbeobachteten Systems

Abb.13



Massenverteilung m_x des unbeobachteten Systems

Abb.14



Massenverteilung m_x des unbeobachteten Systems

Abb.15

Bei der Berechnung der Massenverteilung der ρ^0 -Mesonen wird eine Breit-Wigner-Verteilung mit einer Halbwertsbreite von $120 \text{ MeV}/c^2$, eine \sin^2 -Abhängigkeit des Zerfalls der π -Mesonen im ρ^0 -Ruhesystem, ein exponentielles Verhalten für $\frac{d\sigma}{dt}$ und eine $\frac{1}{q^2}$ -Abhängigkeit für den Wirkungsquerschnitt angenommen sowie die apparative Auflösung berücksichtigt.

Die den experimentellen Daten angepaßte, gestrichelt gezeichnete Kurve gibt den gemessenen Verlauf gut wieder.

1.2. Rückstoßmassenspektren der π^- -Mesonereignisse

Neben den π^+ -Mesonen werden auch durch Elektroproduktion erzeugte π^- -Mesonen in der Apparatur gemessen. Sie können nur aus Prozessen der Mehrfachproduktion stammen:

$$e + p - e' + N + \pi^- + n\pi$$

mit $n \geq 1$. Da die Akzeptanzbereiche für π^+ - und π^- -Mesonen sich nicht wesentlich unterscheiden, werden die Massenwerte des unbeobachteten Systems dieser Ereignisse zur Abgrenzung der Massenbereiche der Einfach- und Mehrfachproduktion der π^+ -Mesonen benutzt. In den drei Energiebereichen des virtuellen Photons sind die Ereignisse der π^- -Mesonen als gestrichelte Linien eingetragen. Die niedrigsten Massenwerte m_X zeigen, bis zu welchen Werten eine Beimischung der Mehrfach- zur Einfachproduktion von π^+ -Mesonen auftritt.

Im Rahmen der Statistik ist eine Anhäufung bei Massen zwischen 1,2 und 1,3 GeV/c² zu sehen, die man als Anregung der N⁺⁺-Resonanz durch $e + p \rightarrow e + \pi^- + N^{++}$ deuten kann. Im Energiebereich $2,0 \leq q_0 \leq 3,0$ GeV ist sie nicht mehr vorhanden.

2. Pioneinfachelektroproduktion

In den beiden vorangehenden Kapiteln wurde gezeigt, wie man die Einfach- von der Mehrfachproduktion trennen kann. Für die nachfolgenden Untersuchungen zur Ermittlung der Wirkungsquerschnitte werden alle Ereignisse im Massenbereich $0,75 \leq m_X \leq 1,05$ GeV/c² der Einfachproduktion $e + p \rightarrow e' + n + \pi^+$ zugeordnet. Der durch die Vernachlässigung der Ereignisse mit höheren Massen verursachte Fehler wird durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt. Er ergibt sich für

$0,7 \leq q_0 < 1,1$ GeV	zu	$K_1 = 1,02 \pm 0,025,$
$1,1 \leq q_0 < 2,0$ GeV	zu	$K_2 = 1,05 \pm 0,03,$
$2,0 \leq q_0 \leq 3,0$ GeV	zu	$K_3 = 1,02 \pm 0,04.$

2,1. Verteilung des vom Elektron übertragenen Viererimpulsquadrats

In Abb. 16 sind die gemessenen mit der Akzeptanz A' (s. Kap. V.5.) bewichteten Pion-Einfachproduktionsereignisse in den drei Energieintervallen in Abhängigkeit des Massenquadrats q^2 des virtuellen Gammaquants aufgetragen. Wie man daraus ersieht, sind kleine $|q^2|$ -Werte bevorzugt erzeugt worden. Der minimale Wert von $|q^2|$ ist

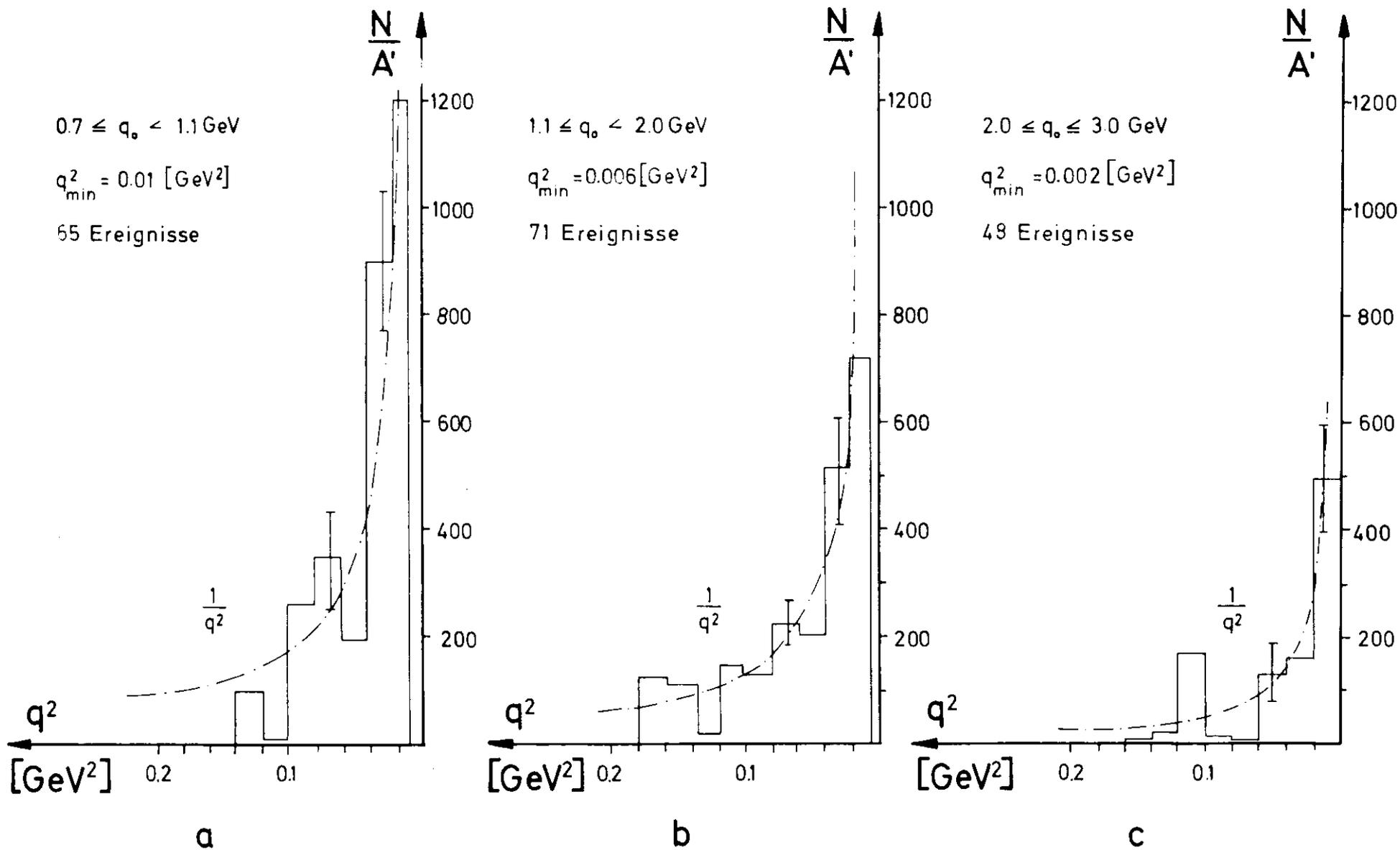


Abb. 16 Verteilung des Massenquadrates des virtuellen Photons

durch die geometrische Akzeptanz bestimmt. Er beträgt für das unterste Energieintervall $|q_{\min}^2| = 0,01 \text{ GeV}^2$, für das mittlere $|q_{\min}^2| = 0,006 \text{ GeV}^2$ und für das oberste $|q_{\min}^2| = 0,002 \text{ GeV}^2$. Ereignisse, bei denen auf Grund der Kinematik der auslaufenden Teilchen die berechnete Wahrscheinlichkeit, von der Apparatur aufgenommen zu werden, um mehr als einen Faktor 100 geringer als ihr mittlerer Wert ist, werden für die Diagramme nicht zugelassen.

Die Elektroproduktionsereignisse sollen mit den Photoproduktionsdaten mit Hilfe der in Abschnitt II. abgeleiteten Relationen verglichen werden. Doch bevor dies vorgenommen werden kann, muß untersucht werden, ob der Grenzfall kleiner $|q^2|$ gemäß Gourdin (Kap. II.4.) gegeben ist. Wie in diesem Abschnitt ausgeführt wurde, kann dies experimentell geprüft werden, indem man die Daten auf das vorhergesagte $1/q^2$ -Verhalten untersucht. Die gestrichelte Kurve stellt die an die Ereignisse angepaßte $1/q^2$ -Beziehung dar. Sie ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten, so daß die Voraussetzungen des Vergleiches gewährleistet sind.

2.2. Azimutwinkelverteilung des erzeugten π^+ -Mesons

Abbildung 17 zeigt die mit Akzeptanz bewichteten Ereignisse in den drei Energieintervallen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel $\phi_{qp_3}^+$ des π^+ -Mesons. Da diese Verteilung laut der in Kap. II.1. hergeleiteten Relation (6) die Form $B + C \cos^2 \phi_{qp_3}^+$ besitzen muß, sind die gemessenen Daten nicht von 0° bis 360° aufgetragen, sondern entsprechend dem periodischen Verhalten von \cos^2 von 0° bis 90° zusammengefaßt. Besitzt ein Ereignis nur in einem ϕ -Quadranten eine von 0 verschiedene Akzeptanz, so wird dies entsprechend mit einem Faktor 4 berücksichtigt.

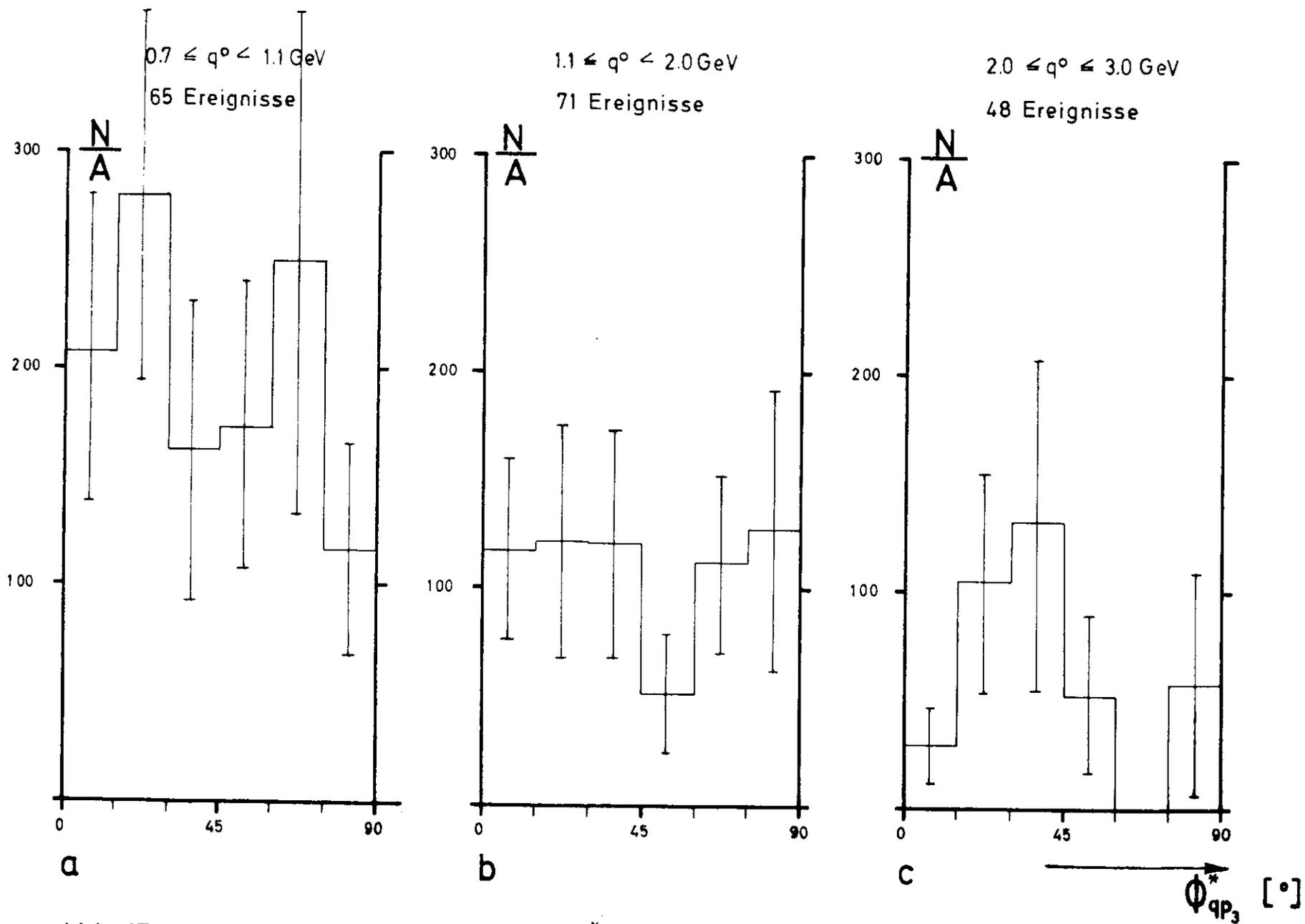


Abb. 17 Azimut-Winkelverteilung $\Phi_{qp_3}^*$ der erzeugten π^+ -Mesonen

Abbildung 17 zeigt, daß die Verteilungen mit einem isotropen Verhalten verträglich sind. Der statistische Fehler ist noch groß, so daß eine schwache, einem konstanten Wert überlagerte $\cos^2\phi$ - Abhängigkeit nicht angepaßt werden kann. Aus dieser Verteilung kann mit Hilfe von der Beziehung (6) die Größe $A_1(s_0, t)$ für die Photoproduktion ermittelt werden. Für die betrachteten drei Energieintervalle wird ein Mittelwert \bar{A} angegeben. Integriert man den differenziellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dq^2 ds_0 dt d\phi}$, wie er in (6) angegeben ist, über s_0 , q^2 und t , so ergibt sich für die drei q_0 -Bereiche aus diesen Verteilungen:

$$\bar{A}_1 = (7,2 \pm 2,3) \cdot 10^{-24} \text{ } \mu\text{b GeV}^2 \text{ für } 0,7 \leq q_0 < 1,1 \text{ GeV}^2$$

$$\bar{A}_1 = (4,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-24} \text{ } \mu\text{b GeV}^2 \text{ für } 1,1 \leq q_0 < 2,0 \text{ GeV}^2$$

$$\bar{A}_1 = (2,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-24} \text{ } \mu\text{b GeV}^2 \text{ für } 2,0 \leq q_0 \leq 3,0 \text{ GeV}^2$$

2.3. Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$, gemittelt über den zur Verfügung stehenden s_0 - und q -Bereich, ist in Abb. 18 für die drei q_0 -Intervalle logarithmisch aufgetragen. Dabei wird bei der Berechnung des Akzeptanzfaktors Isotropie für die $\phi_{qp_3}^*$ -Verteilung vorausgesetzt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt bleibt im Bereich $1,1 \leq q_0 < 2,0$ GeV praktisch konstant, im Intervall $2,0 \leq q_0 \leq 3,0$ GeV fällt er mit wachsendem $|t|$ ab. Die genauen Zahlenwerte sind in Tabelle 2 wiedergegeben.

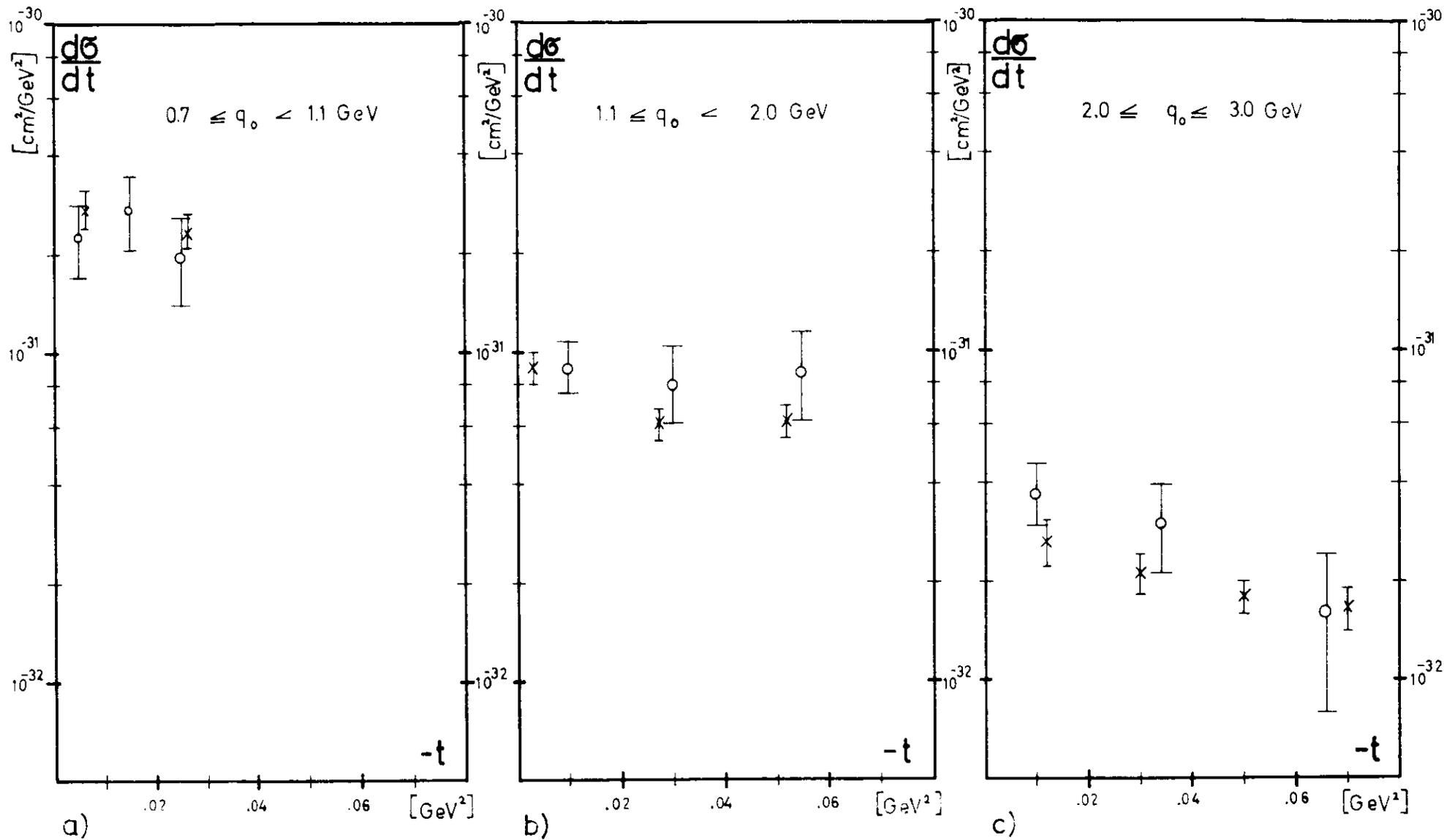


Abb.18 Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$

\circ dieses Experiment
 \times aus Photoproduktionsdaten^{14.33)} umgerechnete Werte

	t (GeV ²)	Δt (GeV ²)	$\frac{d\sigma}{dt} \cdot 10^{-32}$ (cm ² /GeV ²)
$0,7 \leq q_0 < 1,1$	0,005	0,01	22,4 ± 5,5
	0,015	0,01	28,4 ± 6,3
	0,025	0,01	19,7 ± 6,5
$1,1 \leq q_0 < 2,0$	0,01	0,02	9,12 ± 1,4
	0,03	0,02	8,16 ± 1,9
	0,055	0,03	8,92 ± 2,6
$2,0 \leq q_0 \leq 3,0$	0,01	0,02	3,70 ± 0,82
	0,035	0,03	2,96 ± 0,92
	0,065	0,03	1,63 ± 0,80

Tabelle 2: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$

3. Theoretische Interpretation der Meßergebnisse

Wie im Abschnitt II beschrieben wurde, kann die Elektroproduktion bei sehr kleinen Beträgen des Massenquadrats des virtuellen Gammaquants auf die Photoproduktion zurückgeführt werden. Die Diskussion der ermittelten q^2 -Verteilungen im Kapitel VI.2.1. ergab, daß die vorliegende Messung dieser Voraussetzung genügt.

Zunächst sollen die gemessenen Daten mit denen der Photoproduktion mit unpolarisierten Gammaquanten verglichen werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ der Elektroproduktion, bei dem über die $\phi_{qP_3}^{+-}$ Abhängigkeit integriert wurde, ist mit dem Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ durch Relation (10) bzw.(11) verknüpft. Die entsprechend diesen Relationen umgerechneten Werte der Photoproduktion sind ebenfalls in Abb.18a, b und c eingezeichnet. Die Photoproduktionsdaten sind den Arbeiten

von J.T. Beal et al.³³⁾ und G. Buschhorn et al.¹⁴⁾ entnommen. Wie der Vergleich zeigt, stimmen die gemessenen über den Azimutwinkel des π^+ -Mesons integrierten Wirkungsquerschnitte der Elektroproduktion mit den aus der Photoproduktion berechneten Werten überein.

Die Ergebnisse, die aus der Azimutwinkelverteilung des π -Mesons erhalten wurden (Kap. VI.2.2.) sollen an Hand von Modellen diskutiert, die auch bei der Interpretation der Photoproduktionsdaten benutzt werden, und zum Vergleich die entsprechenden Photoproduktionsmessungen herangezogen werden. Teilweise ist eine Erweiterung dieser Modelle auf die Elektroproduktion noch nicht vorgenommen. Sie sollen trotzdem hier kurz behandelt werden.

Dem peripheren Modell, das im Bereich einiger GeV das Verhalten der gemessenen Daten bei Pion-Nukleon-Reaktionen richtig wiedergeben konnte, liegt die Idee zu Grunde, daß die Wechselwirkung der Teilchen im wesentlichen durch den Beitrag der Partialwellen mit hohem Drehimpuls bestimmt ist. Das bedeutet, anschaulich gesprochen, daß große Stoßparameter vorherrschen. Diese langreichweitigen Kräfte stellt man durch den Austausch des leichtesten mit den Auswahlregeln verträglichen Teilchens im t -Kanal dar. Das leichteste Teilchen, das diesen Bedingungen bei der Photoerzeugung von π^+ -Mesonen genügt, ist das π^+ -Meson. Ein Austausch eines ρ^+ wäre auch möglich, bei dem der berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ für große Gammaenergie einer von Null verschiedenen Konstanten zustreben soll, steht aber im Widerspruch zum Experiment, aus dem sich ein Abfall stärker als $1/s_0^2$ ergibt.³⁴⁾

Der Graph a) stellt den peripheren Prozeß mit dem Austausch eines π -Mesons dar.

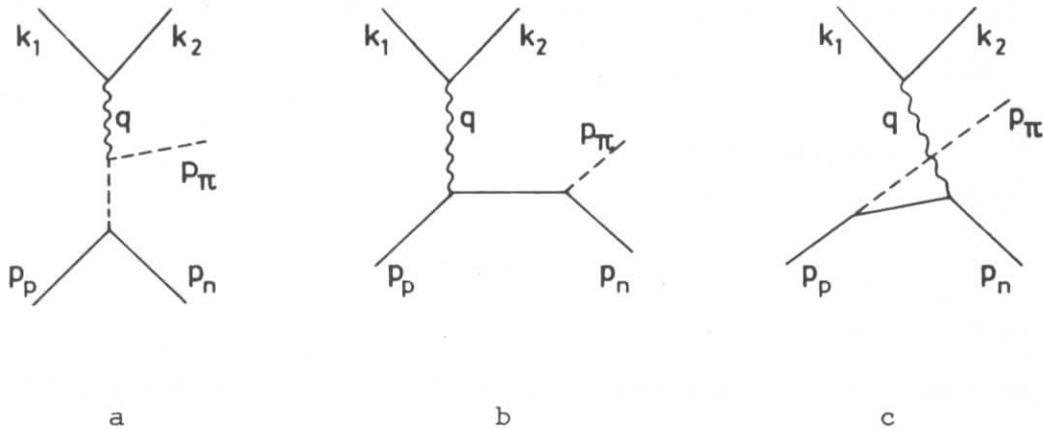


Abb. 19 Feynman-Diagramme der Born'schen Näherung

Das Matrixelement hat die Gestalt:

$$M \sim \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1) \frac{g_{\mu\alpha}}{q^2} \frac{(p_p - p_n + p_\pi)^\alpha}{(p_p - p_n)^2 - m_\pi^2} \bar{u}(p_n) \gamma_5 u(p_p) \quad (23)$$

Diese Amplitude ist jedoch nicht eichinvariant, wie man aus

$$q_\mu (p_p - p_n + p_\pi)^\mu \neq 0$$

ersehen kann. Nimmt man jedoch einen Anteil des Graphen b) hinzu, dessen Matrixelement die Gestalt

$$M' \sim \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1) \frac{g_{\mu\alpha}}{q^2} \bar{u}(p_n) \gamma_5 \frac{(\not{p}_p - \not{q}) + m_p}{(p_p + q)^2 - m_p^2} \gamma^\alpha u(p_p) \quad (24)$$

hat, so kann man die Amplitude des Einpionenaustausches so erweitern, daß die Bedingung der Eichinvarianz erfüllt ist ("minimale Eichinvarianz"). Berücksichtigt man die Vierervektor-Gleichung $k_1 + p_p = k_2 + p_n + p_\pi$, so kann man im Matrixelement M den Ausdruck

$$\frac{(p_p - p_n + p_\pi)^2}{(p_p - p_n)^2 - m_\pi^2} = - \frac{(2 p_\pi - q)\alpha}{2 p_\pi q - q^2}$$

und in M' den Pionpropagator

$$(p_p + q)^2 - m_p^2 = 2 p_p q + q^2$$

umschreiben. Die eichinvariante Darstellung des Eipionenaustausches, die von S. Berman¹⁶⁾ angegeben ist, nimmt dann die Gestalt

$$M = \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1) \left(\frac{2 p_{\pi\mu} - q_\mu}{2 p_\pi q - q^2} - \frac{2 p_{p\mu} + q_\mu}{2 p_p q + q^2} \right) f(s_0, t, q) \quad (25)$$

an, wobei $f(s_0, t, q^2)$ für $q^2 \rightarrow 0$ eine nicht singuläre Funktion ist.

Vergleicht man das Quadrat des Matrixelementes mit dem in Kap.II.1.

angegebenen Ausdruck für $T_{\mu\nu}$, so erhält man, daß

$$A_1(s_0, t) = 0 \quad \text{und} \quad A_2(s_0, t) \neq 0$$

sein müssen. Dieses Ergebnis steht jedoch im Widerspruch zu den gemessenen Werten $A_1(s_0, t) \neq 0$. Die Diskrepanz könnte man im Bereich $0,7 \leq q_0 < 1,1$ GeV verstehen, bei dem man bei der Photoproduktion neben dem peripheren Verhalten wesentliche Beiträge der Nukleonenresonanzbildung erwartet. Mit zunehmenden Energien jedoch sollten periphere Prozesse dominieren. Aber auch für die Energieintervalle

$1,1 \leq q_0 < 2,0 \text{ GeV}$ und $2,0 \leq q_0 \leq 3,0 \text{ GeV}$ bestätigen die Daten das Vorherrschen des peripheren Modells in dieser einfachen Darstellung.

Zu dem gleichen Schluß kommt man bei der Interpretation der Photoproduktionsdaten mit unpolarisierten Gammaquanten^{34,35}. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für große s_0 ist hier gegeben durch³⁶):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{8\pi} (e g)^2 \frac{1}{s_0^2} \frac{2 t^2}{(t - m_\pi)^2} \quad (26)$$

$$s_0 = (q + p_p)^2$$

$$t = (p_\pi - q)^2$$

$$\frac{g}{4\pi} \sim 14,5$$

Er nimmt von Null bei $t = 0$ mit wachsenden $|t|$ -Werten bis zu einem konstanten Wert zu und steht im Widerspruch zu den Photoproduktionswerten, die einen Anstieg zu kleinen $|t|$ -Werten zeigen. Vergleicht man diese Beziehung mit dem allgemeinen Ausdruck (9) der Photoproduktion, der hier verkürzt als

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\gamma = a(s_0) A_1(s_0, t) + b(s_0) A_2(s_0, t) \sin^2\theta_{\mathbb{P}_3}^+ \quad (27)$$

angegeben wird bei $t_{\min}(\theta_{\mathbb{P}_3}^+ \sim 0)$, so erhält man ebenfalls $A_1(s_0, t_{\min}) = 0$. Tauscht man anstelle des elementaren π -Mesons ein "Regge"-Pion aus, wie es von G. Kramer und P. Stichel³⁷) für reelle unpolarisierte Photonen

durchgeführt wurde, so erhält man auch einen Wirkungsquerschnitt, der mit wachsendem $|t|$ von Null bis zu einem maximalen Wert ansteigt, also $A_1(s_0, t_{\min}) = 0$. Diese Theorie steht somit auch im Widerspruch zu den experimentellen Daten. Eine Erweiterung dieses Modells auf die Elektroproduktion liegt im Augenblick noch nicht vor.

Geht man über die minimal eichinvariante Darstellung hinaus und nimmt man in Abb. 20 neben dem Graphen a) den gesamten Beitrag von b), so erhält man in der Photoproduktion für große s_0 die Beziehung³⁶⁾:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\gamma = \frac{1}{8\pi} (e g)^2 \frac{1}{s_0^2} \frac{m_\pi^4 + t^2}{(m_\pi^2 - t)^2} \quad (28)$$

Der Wirkungsquerschnitt fällt von einem Maximum in Vorwärtsrichtung bis zu einem Minimum bei $|t| = m_\pi^2$ und nähert sich dann mit wachsendem $|t|$ einem konstanten Wert. Hier ist also in Vorwärtsrichtung $A_1(s_0, 0) \neq 0$. Um den gemessenen Abfall des Wirkungsquerschnittes bei großem $|t|$ zu erhalten, hat man ähnlich wie in der Pion-Nukleon-Wechselwirkung Absorptionskorrekturen im Endzustand eingeführt³⁸⁾. Es wird aber ein zu schwacher Abfall mit wachsendem $|t|$ vorausgesagt.

Ein weiteres Modell zur Beschreibung der Photoproduktion, das Vektormeson-Dominanz-Modell³⁹⁾, bei dem eine Kopplung des elektromagnetischen Stromes an die Vektormesonströme des ρ^0 , ω , ϕ in der Form

$$j_\mu(x) = e \sum_V \frac{m_V}{2\gamma V} j_\mu^V(x) \quad (29)$$

angenommen wird und dadurch die Photoproduktion der Pionen auf die Reaktion $V + p \rightarrow \pi^+ + n$ zurückgeführt wird, ist von P. Schmüser³³⁾

mit den gemessenen Daten bei einem Gammaquantenimpuls von 1,7 GeV/c verglichen worden. Die t-Abhängigkeit wurde richtig wiedergegeben, jedoch unterscheiden sich die Werte der totalen Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 2. Eine Erweiterung auf die Elektroproduktion ist noch nicht durchgeführt.

VII. ZUSAMMENFASSUNG

Die Elektroproduktion von π^+ -Mesonen wird in einer Funkenkammerapparatur untersucht. Dabei werden das gestreute Elektron und das erzeugte π^+ -Meson in Koinzidenz gemessen. Die erhaltenen Daten überstreichen einen Energiebereich der virtuellen Gammaquanten von 0,7 bis 3 GeV, wobei der Betrag des Massenquadrats kleiner als $0,2 \text{ GeV}^2$ ist. Die Winkel, unter denen das π^+ -Meson in bezug auf die Achse des virtuellen Photons erzeugt wird, liegen unterhalb 15° . Das an das Rückstoßnukleon übertragene Viererimpulsquadrat ist kleiner $0,07 \text{ GeV}^2$.

Die gemessenen Daten werden in drei Bereiche der Energie q_0 des virtuellen Photons zusammengefaßt, $0,7 \leq q_0 < 1,1 \text{ GeV}$, $1,1 \leq q_0 < 2,0 \text{ GeV}$ und $2,0 \leq q_0 \leq 3,0 \text{ GeV}$. Die Reaktion $e + p \rightarrow e' + n + \pi^+$ wird von der gleichzeitig beobachteten Mehrfacherzeugung abgetrennt. Die Ereignisse der Mehrfachproduktion lassen sich durch die Elektroproduktion von ρ^0 -Mesonen beschreiben.

Für die Einfacherzeugung von π^+ -Mesonen werden die Abhängigkeit vom Azimutwinkel $\phi_{k_1 k_2}^+$ des erzeugten Teilchens, die Verteilung der Ereignisse in bezug auf die Masse des virtuellen Photons und der differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ angegeben. Die erhaltenen Daten der Elektroproduktion werden mit denen der Photoproduktion verglichen. Die für diesen Vergleich umgerechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dt}$ der Photoproduktion stimmen mit den gemessenen überein. Da die virtuellen Gammaquanten in der Streuebene der Elektronen stark polarisiert sind, können aus der Azimutwinkelverteilung des π^+ -Mesons die Vorstellungen über den Reaktionsablauf der Photoproduktion untersucht werden. Die gemessene Verteilung schließt ein Dominieren des peripheren Modells in der minimal eichinvarianten Form aus.

VIII. ANHANG

1. Kinematische Größen der π^+ -Elektroproduktion

Im folgenden sollen die benutzten kinematischen Größen zusammengestellt werden. Aus der Gleichung der Vierervektoren

$$k_1 + p_1 = k_2 + p_2 + p_3, \quad (30)$$

die die Elektroproduktion eines π^+ -Mesons beschreibt, werden die nachfolgenden Beziehungen abgeleitet.

1) Die virtuelle Masse des Photons:

$$q^2 = (k_1 - k_2)^2 = -2 k_{10} k_{20} (1 - \cos \theta_{k_1 k_2}), \quad (31)$$

wobei $\theta_{k_1 k_2}$ der Winkel zwischen dem ein- und auslaufenden Elektron ist.

2) Der Impuls eines reellen Photons, der die gleiche Schwerpunktsenergie bewirkt, beträgt:

$$|\vec{p}_\gamma| = k_{10} - k_{20} + \frac{q^2}{2 m_p} \quad (32)$$

m_p = Masse des Protons

3) Der Winkel zwischen dem virtuellen Gammaquant und dem einlaufenden Elektron ist gegeben durch

$$\theta_{eq} = \arccos \frac{2 k_{10} q_0 - q^2}{2 k_{10} |\vec{q}|} \quad (33)$$

4) Die transversale Polarisation P_{\perp} der virtuellen Photonen im Schwerpunktsystem $\vec{q} + \vec{p}_1 = 0$ beträgt

$$P_{\perp} = \frac{\frac{q^2}{|\vec{q}|^2} \cotg^2 \frac{\theta_{k_1 k_2}}{2}}{2 - \frac{q^2}{|\vec{q}|^2} \cotg^2 \frac{\theta_{k_1 k_2}}{2}} \quad (34)$$

Für kleine Winkel von $\theta_{k_1 k_2}$ kann man die Näherung

$$P_{\perp} = \frac{2 k_{10} k_{20}}{k_{10}^2 + k_{20}^2} \quad (35)$$

benutzen. Die longitudinale Komponente P_{\parallel} ist proportional zur transversalen

$$P_{\parallel} = \frac{q^2}{q_0^2} P_{\perp} \quad (36)$$

Bei kleinen Werten von q^2 ist P_{\parallel} zu vernachlässigen.

5) Um die Elektroproduktion von π^+ von der Mehrfachproduktion zu trennen, wird die Masse m_X des unbeobachteten Teilchens ermittelt

$$\begin{aligned} m_X^2 &= P_2^2 = (k_1 + P_1 - k_2 - P_3)^2 \\ &= m_p^2 + m_{\pi}^2 + q^2 + 2 m_p (k_{10} - k_{20} - P_{30}) \\ &\quad - 2 P_{30} (k_{10} - k_{20}) + 2 k_{10} |\vec{P}_3| \cos \theta_{k_1 P_3} \\ &\quad - 2 k_{20} |\vec{P}_3| \cos \theta_{k_2 P_3}, \end{aligned} \quad (37)$$

wobei neben den schon eingeführten Größen

m_π die Masse des π^+ -Mesons,

$\theta_{k_1 P_3}$ der Polarwinkel zwischen der Strahlrichtung und dem auslaufenden π^+ -Meson,

$\theta_{k_2 P_3}$ der zwischen dem gestreuten Elektron und dem π^+ -Meson sind.

6) Das an das Nukleon übertragene Impulsquadrat t ist gegeben durch:

$$t = (P_1 - P_2)^2$$

$$t = m_X^2 - m_p^2 - 2 m_p (k_{10} - k_{20} - P_{30}) \quad (38)$$

2. Der Beitrag der Photoproduktion

Die Trennung zwischen Elektro- und Photoproduktionseignissen kann im allgemeinen durch die Untersuchung der negativen Spur auf Schauerbildung in den Funkenkammern FK5 und FK6 vorgenommen werden (s. Kap. V.2.). Die Elektronen, die durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen, erleiden zum überwiegenden Teil keine Richtungsänderung, so daß sie von der Meßapparatur nicht wahrgenommen werden. Nur bei einem geringen Teil können die Emissionswinkel des auslaufenden Elektrons größer als 2° , dem minimal meßbaren Winkel, sein. Dieser Beitrag der Photoproduktion soll im folgenden abgeschätzt werden.

Die Zählrate der Elektro- und Photoproduktion ergibt sich zu:

$$N_e = N_{\text{Target}} N_{\text{Elekt.}} \left(\frac{d^3\sigma}{dk_{20} d\cos\theta_{k_1 k_2} dt} \right)_{\text{Elekt.}} \Delta k_{20} \Delta \cos\theta_{k_1 k_2} \Delta t \cdot \text{Akzeptanzfaktor} \quad (39)$$

$$N_\gamma = N_{\text{Target}} N_{\text{Elekt.}} \left(\frac{d^2\sigma}{dk_{20} d\cos\theta_{k_1 k_2}} \right)_{e\gamma} \frac{N_{\text{Target}}}{2} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_\gamma \Delta k_{20} \Delta \cos\theta_{k_1 k_2} \Delta t' \cdot \text{Akzeptanzfaktor}', \quad (40)$$

wobei die in Abb. 1 angegebenen Bezeichnungen benutzt sind.

$\left(\frac{d\sigma}{dk_{20} d\cos\theta_{k_1 k_2}} \right)_{e\gamma}$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die

Erzeugung eines ~~reellen~~ Photons, bei dem das auslaufende Elektron unter einem Winkel $\theta_{k_1 k_2}$ mit der Energie k_{20} gemessen werden kann.

$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_\gamma$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion für π^+ -Mesonen.

Da die Elektroproduktion im Grenzfall kleiner q^2 als Photoproduktion aufgefaßt werden kann (s. Kap. II.),

$$\left(\frac{d^3\sigma}{dk_{20} d\cos\theta_{k_1 k_2} dt} \right)_{\text{Elekt.}} = A \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_\gamma$$

mit $A = \frac{\alpha}{\pi} \frac{k_{20}}{k_{10}} \frac{k_{10}^2 + k_{20}^2}{k_{10} - k_{20}}$, sollen zunächst nur die Ausdrücke

A und $\frac{N}{2} \left(\frac{d^2\sigma}{dk_{20} d\cos\theta_{k_1 k_2}} \right)_{e\gamma}$ bei der Abschätzung verglichen werden.

Im wesentlichen liefern zu dem hier wirksamen Photoproduktionsanteil zwei Prozesse einen Beitrag.

1) Weitwinkelbremsstrahlung

Hand⁵⁾ hat für die folgenden Feynman-Diagramme in Abb. 21

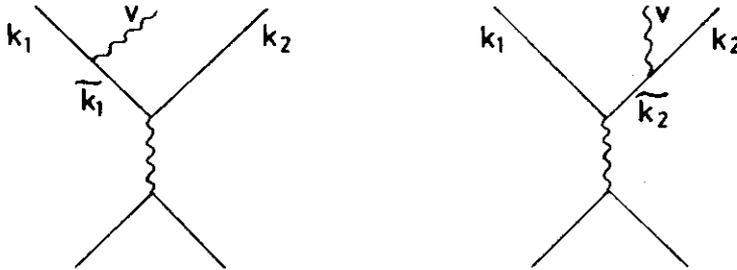


Abb. 20 Weitwinkelbremsstrahlung

eine Näherung angegeben, die darauf beruht, die Weitwinkelbremsstrahlung in eine elastische Streuung und in eine Bremsstrahlung unter kleinem Winkel zu zerlegen.

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dk_{20}} \right)_{e\gamma} = \frac{k_{10}}{k_{20}} \frac{X_1}{v_0} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta_{k_1 k_2}, k_{10}) + \frac{X_2}{v_0} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta_{k_1 k_2}, k_{10}) \quad (41)$$

wobei die Bezeichnungen den Diagrammen zu entnehmen sind und $\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta_{k_1 k_2}, E)$ der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung ist bei einer Energie E des primären Teilchens und einem Streuwinkel $\theta_{k_1 k_2}$. $X_{1,2}$ stellt eine äquivalente Strahlungslänge dar und ist gegeben durch:

$$X_{1,2} = \frac{\alpha}{2\pi} \left\{ \lg \left(\frac{-q^2}{m^2} \right) + \frac{v_0^2}{k_{10} k_{10,20}} \lg \left(\frac{2E^+}{m} \right) - 1 \right\} \frac{\tilde{k}_{20,10}}{k_{10}} \quad (42)$$

E^+ bedeutet die Schwerpunktsenergie des einlaufenden Elektrons.

2) Das einfallende Elektron emittiert ein Photon durch einfache Bremsstrahlung und wird anschließend an einem weiteren Targetteilchen gestreut. Dabei steht dann nur im Mittel ein Viertel des Targets zur Verfügung. Dieser zusammengesetzte Prozeß kann natürlich auch in umgekehrter Reihenfolge ablaufen.

Wie man aus (41) ersieht, kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt beider Reaktionen 1) und 2) in einer einfacher Form zusammenfassen:

$$\left(\frac{d\sigma}{dk_{20} d\Omega} \right)_{ey} = \frac{X_1 + \frac{L}{4}}{v_0} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta_{k_1 k_2}, k_{10}) + \frac{X_2 + \frac{L}{4}}{v_0} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta_{k_1 k_2}, k_{10}) \quad (43)$$

L = Länge des Targets, ausgedrückt in Strahlungslänge

In den Gleichungen (39) und (40) können, obwohl bei der Elektroproduktion eine von Null verschiedene Richtung des virtuellen Photons in bezug auf den einfallenden Strahl vorliegt, die unterschiedlichen Bereiche des an das Rückstoßnukleon übertragenen Viererimpulsquadrats t und t' , die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dt}$ und $\frac{d\sigma}{dt'}$ und die beiden Akzeptanzfaktoren gleich gesetzt werden. Der durch diese Näherung hervorgerufene Fehler kann maximal einen Faktor 4 ausmachen. Dieser relativ

große Fehler ist jedoch zu vernachlässigen; denn setzt man für den Vergleich N_e zu N_γ die experimentell möglichen Werte ein, so erhält man unter Zuhilfenahme der Rosenbluth-Formel und der gemessenen Formfaktoren²⁾ für das Verhältnis

$$\frac{N_\gamma}{N_e} < 10^{-3}.$$

Der Einfluß durch die Photoproduktion bei der Ermittlung der Wirkungsquerschnitte der Elektroproduktion ist also zu vernachlässigen.

3. Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen⁺⁾

Neben der Elektroproduktion von π^+ -Mesonen wird gleichzeitig die Photoproduktion von zwei geladenen π -Mesonen beobachtet, wobei die Gammaquanten durch Bremsstrahlung der einfallenden Elektronen erzeugt werden.

$$e + p \rightarrow e' + p + \gamma$$

$$\gamma + p \rightarrow p' + \pi^+ + \pi^-$$

Im Bereich großer Gammaenergie (>1 GeV) treten diese beiden π -Mesonen in einem resonanten Zustand auf, dem ρ^0 -Meson. Die Akzeptanz der Meßapparatur gestattet es aber erst, einen wesentlichen Beitrag des ρ^0 bei Gammaenergien größer 3,3 GeV zu messen. Die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen ist schon in einer Reihe von Experimenten^{31,32)} untersucht worden, die in ihren Daten gute Übereinstimmung zeigen, so daß sie hier als Referenzmessung dienen kann.

In Abb. 21 ist die Resonanz-Massenverteilung der gemessenen Ereignisse aufgetragen, wobei die berechnete Resonanzenergie größer als 3,3 GeV ist. Dabei wird bei der Berechnung der Akzeptanz angenommen, daß eine \sin^2 -Verteilung der Zerfallspionen im ρ^0 -Ruhe-system vorliegt. Wie man daraus ersieht, liegt eine starke Bevorzugung der ρ^0 -Produktion vor. Die ausgezogene Kurve zeigt die P-Wellen-Breit-Wigner-Verteilung⁴⁰⁾ multipliziert mit einem Faktor $1/m_{\pi\pi}^4$, der von M. Ross und L. Stodolsky⁴¹⁾ auf der Basis des Photodissoziations-Modells ermittelt wurde. ($m_{\pi\pi}$ = Resonanzmasse des Dipionsystems). Aus der Anpassung dieser Kurve erhält man für die Masse

$$m_{\rho} = 763 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$$

und die Breite

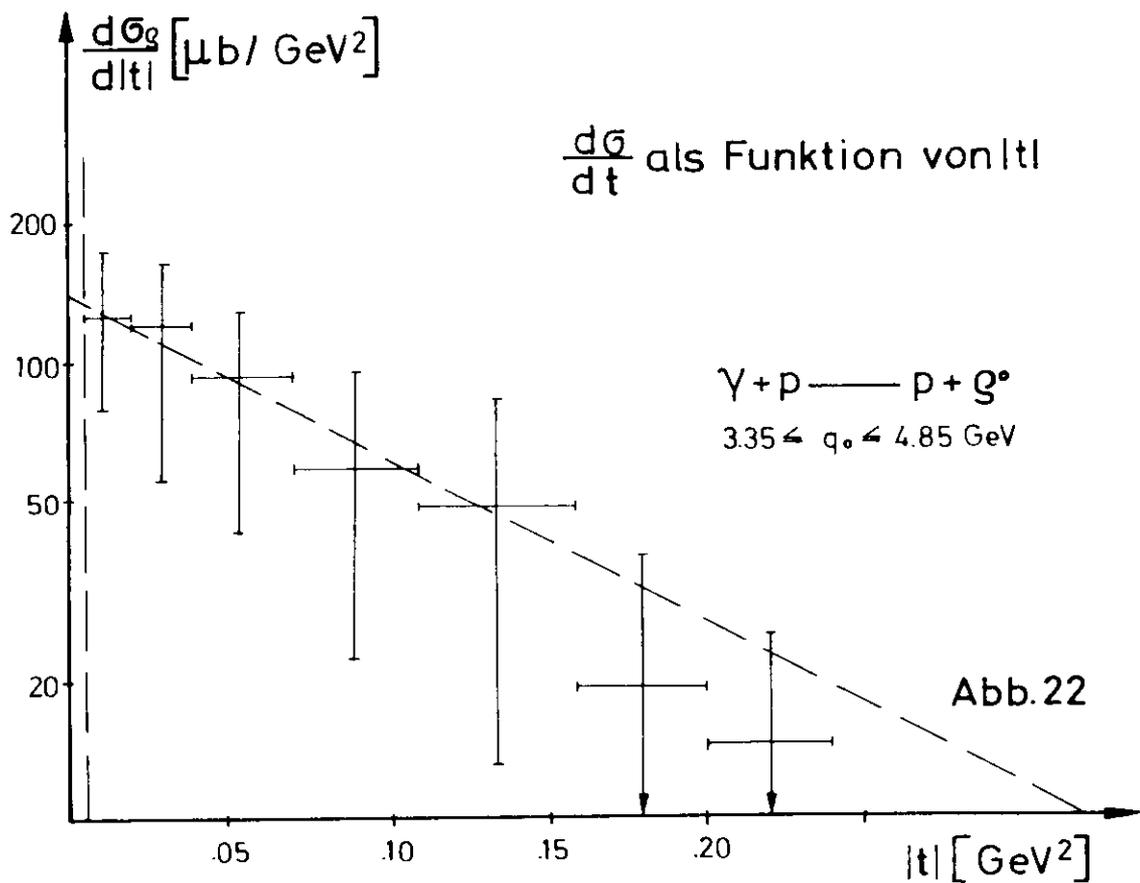
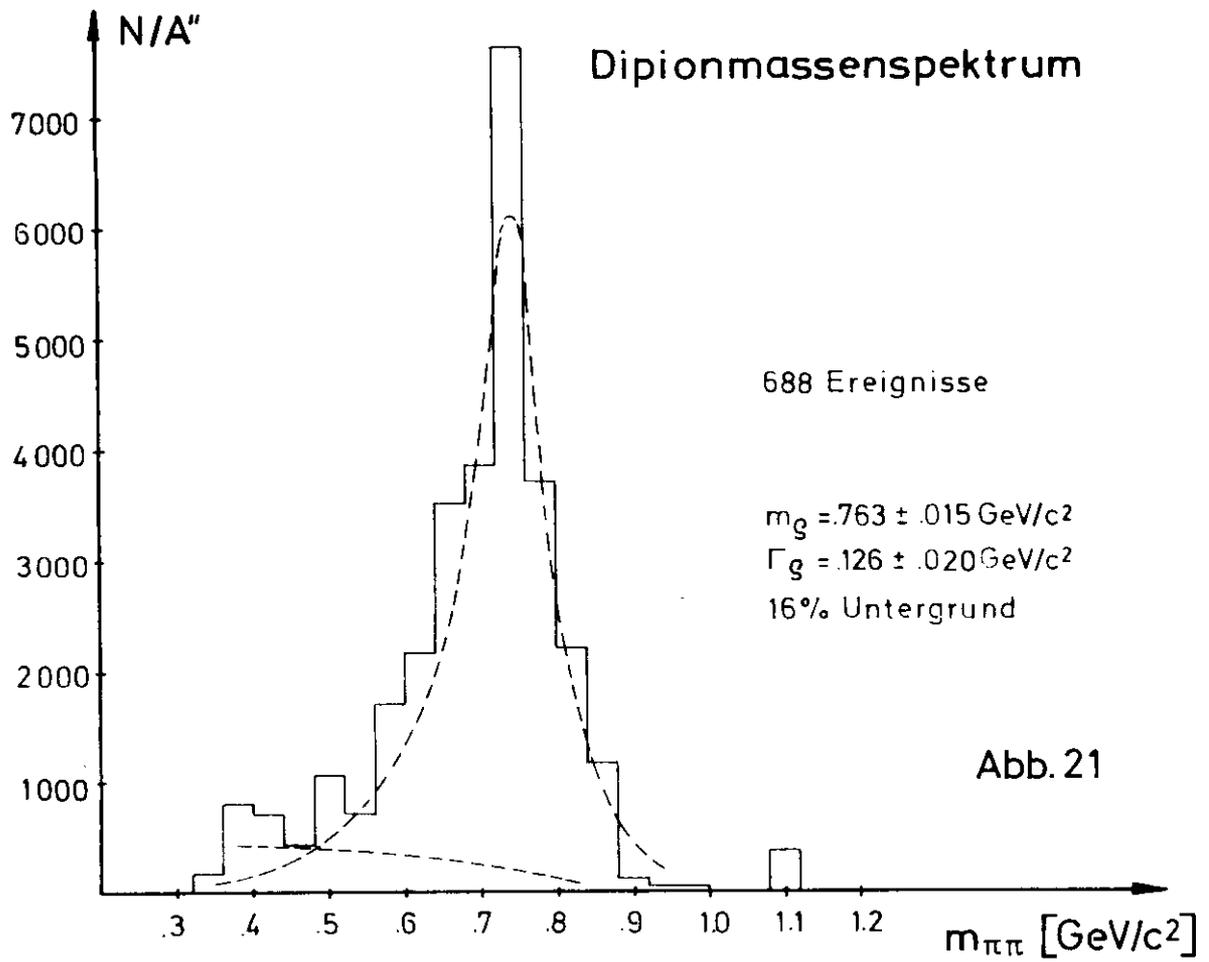
$$\Gamma_{\rho} = 126 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$$

Der Untergrund von unkorrelierten π^0 -Paaren und von der Elektroproduktion der ρ^0 -Mesonen, bei dem das Elektron nicht beobachtet worden ist, beträgt 16 %. (Einzelheiten dieser Abschätzung sind in Referenz²⁷⁾ zu finden.)

Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ ist in Abb. 22 wiedergegeben. Er wird auf Grund des diffraktiven Verhaltens der π^0 -Photoproduktion^{31,32)} durch die Funktion

$$\frac{d\sigma}{dt} = a e^{-b|t|}$$

angepaßt. Darauf ergeben sich die folgenden Werte:



$$a = 133 \pm 17 \text{ } \mu\text{b}/\text{GeV}^2$$

$$b = 8,0 \pm 1,4 \frac{1}{\text{GeV}^2}$$

Sie stimmen mit den in der Literatur angegebenen Daten von

$$b = 8,8 \pm 1,5 \frac{1}{\text{GeV}^2} \quad {}^{32)} \quad \text{und} \quad b = 8,1 \pm 0,49 \frac{1}{\text{GeV}^2} \quad {}^{31)} \quad \text{gut } \ddot{\text{u}}\text{berein.}$$

LITERATURVERZEICHNIS

=====

- 1) R. Hofstadter, Nucleon Structure, Benjamin Inc., N. Y. (1963).
- 2) W. Albrecht et al., Phys. Rev. Lett. 17, 1192 (1966).
- 3) W. Bartel et al., Phys. Rev. Lett. 17, 608 (1966).
- 4) E.B. Hughes et al., Phys. Rev. 139, B 458 (1965).
- 5) L.N. Hand, Dissertation Stanford 1961, und
Phys. Rev. 129, 1834 (1963).
- 6) W.K.H. Panofsky und E.A. Allton, Phys. Rev. 110, 1155 (1958).
- 7) G.G. Ohlsen, Phys. Rev. 120, 584 (1960).
- 8) K.W. Chen et al., Phys. Rev. 135, B 1030 (1964).
- 9) J.P. Perez y Jorba, Phys. Lett. 11, 350 (1964).
- 10) C.W. Akerlof et al., Phys. Rev. Lett. 16, 147 (1966).
- 11) R. Kikuchi et al., Nuov.Cim. 43, 1178 (1966).
- 12) F. Hadjioanou, CERN-Bericht 2981/T4. 248 (1962).
- 13) W.R. Frazer, Phys. Rev. 115, 1763 (1959).
- 14) G. Buschhorn et al., Phys. Rev. Lett. 17, 1027 (1966), und
Phys. Rev. Lett. 18, 572 (1967).
- 15) W. Bartel et al., DESY-Bericht 67/22 (1967).
- 16) S. Berman, Phys. Rev. 135, 1249 (1964).
- 17) L.N. Hand und R. Wilson, SLAC-Bericht Nr. 25 (1963).
- 18) M. Gourdin, Nuov. Cim. 37, 209 (1965).
- 19) H. Blechschmidt, Dissertation Hamburg 1967.
- 20) K.H. Höhne, Dissertation Hamburg 1967.
- 21) A. Ladage und H. Pingel, DESY-Bericht 65/12.
- 22) Vergl. z. B. P. Blackall et al., Phys. Lett. 16, 336 (1965).
- 23) Vergl. z. B. D.O. Caldwell et al., Phys. Lett. 8, 288 (1964).

- 24) U.P. Reich, Diplomarbeit Hamburg 1965.
- 25) F. Selonke, Diplomarbeit Hamburg 1966.
- 26) J.K. de Pagter et al., Phys. Rev. Lett. 17, 767 (1966).
- 27) P. Karow, Diplomarbeit 1968) (in Vorbereitung).
- 28) C. de Calan und G. Fuchs, Nuov. Cim. 38, 1594 (1965), und
Nuov. Cim. 41, 286 (1966).
- 29) M.J. Longo und B.J. Mayer, Phys. Rev. 125, 701 (1962).
- 30) J.F. Detoef et al., Int. Conf. on High Energy Phys. CERN 1962.
- 31) DESY-Blasenkammergruppe, DESY-Bericht 66/32.
- 32) CEA-Blasenkammergruppe, Phys. Rev. 146, 994 (1966).
- 33) J.T. Beal et al., CAL Inst. of Technology, Report CALT-68-108 (1966).
- 34) P. Schmüser, Dissertation Hamburg 1967.
- 35) U. Kötz, Dissertation Hamburg 1967.
- 36) Vergl. z. B. P. Stichel, Photoerzeugung von π -Mesonen, DESY-Bericht 64/5.
- 37) G. Kramer und P. Stichel, Z. f. Phys. 178, 19 (1964).
- 38) K. Schilling, DESY-Bericht 66/9.
- 39) H. Joss, DESY-Bericht 67/13.
- 40) J.D. Jackson, Nuov. Cim. 34, 1644 (1964).
- 41) M. Ross und L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966).

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen entstanden im Rahmen des Experimente-Programms der Gruppe F32 in Zusammenarbeit mit einer Gruppe der Universität Manchester am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Herrn Professor Dr.P.Stähelin danke ich ganz besonders für die wohlwollende Förderung dieser Arbeit und das ständige Interesse an ihrem Fortgang. Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Professor Dr.W.Jentschke für seine freundliche Unterstützung. Allen Mitarbeitern der Gruppe F32 möchte ich für die Mithilfe und Arbeit an dem Experiment danken, besonders Herrn Dr. B.Elsner, Herrn Dr. K.Heinloth, Herrn H.Blechschildt und Herrn J.Rathje. Ferner möchte ich Herrn Dr. O.Wüster für die Bereitstellung von Rechenzeit an der IBM-Rechenmaschine und der Synchrotron-Gruppe für die gute Zusammenarbeit danken.

