

Interner Bericht
DESY F32/4
Februar 1968

DESY-Bibliothek
4. MRZ. 1968

Die Photoproduction von ρ^0 -Mesonen mit γ -Quanten bekannter Energie

von

Horst Blechschmidt

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Die Photoproduction von ρ^0 -Mesonen mit γ -Quanten bekannter Energie*

von

Horst Blechschmidt

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Abstract

In a spark chamber experiment pion pairs produced by energy-tagged photons on hydrogen, carbon and aluminium were measured. For ρ^0 -production, the differential cross section $d\sigma/dt$ exhibits an exponential behaviour like $(d\sigma/dt)_{t=0} \cdot e^{at}$ with $a \sim \Lambda^{1.68 \pm 0.1}$ and $(d\sigma/dt)_{t=0} \sim \Lambda^{2/3}$.

The differential cross section for ρ^0 -photoproduction in the forward direction $(d\sigma/d\Omega)_{\theta=0}$ was found to be proportional to the square κ^2 of the energy of the incoming photon. The resulting total cross sections are $\sigma_{\text{tot}} = 14.6 \pm 1.8 \mu\text{b}$ for H_2 , $\sigma_{\text{tot}} = 130 \pm 22 \mu\text{b/nucleus}$ for C and $\sigma_{\text{tot}} = 284 \pm 40 \mu\text{b/nucleus}$ for Al. On the basis of the photon dissociation model, the best fits for mass and width of the ρ^0 -meson are $m_\rho = 764 \text{ MeV}$, $\Gamma_\rho = 124 \text{ MeV}$ for H_2 ; $m_\rho = 777 \text{ MeV}$, $\Gamma_\rho = 126 \text{ MeV}$ for C; $m_\rho = 770 \text{ MeV}$, $\Gamma_\rho = 117 \text{ MeV}$ for t.l., with $\Delta m_\rho = \pm 12 \text{ MeV}$ and $\Delta \Gamma_\rho = \pm 15 \text{ MeV}$.

*

Die vorliegende Arbeit basiert auf einem Experiment, das von H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, K.H. Höhne, S. Raiter, J. Rathje, D. Schmidt, J.H. Smith und J. Weber durchgeführt wurde.

INHALTSVERZEICHNIS
=====

	<u>Seite</u>
1. <u>EINLEITUNG</u>	1
2. <u>THEORETISCHE VORBEMERKUNGEN</u>	3
2.1. Versagen des peripheren Modells	3
2.2. Diffraktionsstreuung	5
2.3. Zweipionenaustausch	9
2.4. Vektormeson-Dominanz-Modell	11
3. <u>DER EXPERIMENTELLE AUFBAU</u>	16
3.1. Das Prinzip der Anordnung	16
3.2. Der Strahl	17
3.3. Der Monochromator	20
3.3.1. Überblick	20
3.3.2. Auflösungsvermögen des Monochromators	21
3.3.3. Der C-Magnet	24
3.3.4. Szintillationszähler und Elektronik des Monochromators	25
3.4. Die Funkenkammerapparatur	26
3.4.1. Targets	26
3.4.2. Reinigungsmagnet	27
3.4.3. Ablenkmagnet	27
3.4.4. Funkenkammern	27
3.4.5. Triggersystem	28



	<u>Seite</u>
3.5. Teilchenidentifizierung	29
3.6. Messung und Absorption des Strahls	29
3.7. Durch die Apparatur bedingte Meßgenauigkeit	30
4. <u>DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS UND AUSWERTUNG</u>	33
4.1. Allgemeine Bemerkungen	33
4.2. Durchprüfen der Bilder	33
4.3. Ausmessen der Bilder	34
4.4. Gewinnung der Daten	35
4.5. Identifizierung der Dipion-Ereignisse	35
4.6. Wirkungsquerschnitte	38
4.7. Intensität des Gammastrahls	39
4.8. Akzeptanz	40
4.9. Korrekturen	42
4.9.1. π -Zerfall	42
4.9.2. Absorption	43
4.9.3. Elastische Streuung	43
4.9.4. Mehrdeutige Bilder	44
4.9.5. Weitere Korrekturen	44
4.10. Systematische Fehler	46
5. <u>DISKUSSION DER ERGEBNISSE</u>	47
5.1. Massenverteilungen	47

	<u>Seite</u>
5.2. Wirkungsquerschnitte	51
5.2.1. Vorbemerkung	51
5.2.2. Differentielle Wirkungsquerschnitte	52
5.2.2.1. t -Abhängigkeit	52
5.2.2.2. A -Abhängigkeit	53
5.2.2.3. k^2 -Abhängigkeit	54
5.2.2.4. Winkelverteilung	55
5.2.3. Zerfallswinkelverteilungen	55
5.2.4. Totale Wirkungsquerschnitte	56
6. <u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	58
7. <u>ANHANG</u>	60
7.1. Ansprechwahrscheinlichkeit der Monochromatorzähler	60
7.1.1. Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit	60
7.1.2. Relative Ansprechwahrscheinlichkeit	61
7.1.3. Diskussion	62
7.2. Einige kinematische Formeln	62



1. EINLEITUNG

Die Produktion von Vektormesonen (ρ , ω , ϕ) durch stark wechselwirkende Teilchen wurde in den letzten Jahren an mehreren Protonenbeschleunigern ausführlich untersucht. Die experimentellen Resultate konnten gut unter der Annahme eines Einpionenaustauschprozesses mit zusätzlichen Absorptionskorrekturen beschrieben werden¹⁾.

Die bisher vorliegenden Photoproduktionsexperimente von Vektormesonen stehen dagegen im Widerspruch zum Einpionenaustauschmodell. Man fand für die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte für ρ^0 -Mesonen ein Verhalten ähnlich der Pion-Nukleon- oder der Nukleon-Nukleon-Diffraktions-Streuung²⁻⁶⁾. Im Falle der ω -Photoproduktion sind die bisherigen Experimente mit einer Mischung aus Einpionenaustausch und Diffraktion verträglich²⁾.

Eine Verbindung der Photoproduktion von Vektormesonen mit elastischen Diffraktionsstreuungsprozessen konnte durch die Annahme eines Zweipionenaustauschs^{7,8)} oder durch das Vektormeson-Dominanz-Modell^{9,10,11)} hergestellt werden. Diese Modelle gelten für alle drei Vektormesonen und liefern daher auch Aussagen über die Verhältnisse der totalen Wirkungsquerschnitte (σ_ρ , σ_ω , σ_ϕ) für die Photoproduktion von ρ -, ω - und ϕ -Mesonen. Experimentell fand man einen sehr großen ρ^0 -Photoproduktionsquerschnitt und eine starke Unterdrückung der ϕ -Photoproduktion^{2,3)}. Das Zweipionenaustauschmodell liefert eine unrichtige Voraussage für das Verhältnis $\sigma_\rho : \sigma_\omega$, kann aber die ϕ -Unterdrückung

qualitativ richtig erklären. Das Vektormeson-Dominanz-Modell dagegen stimmt für den Wert $\sigma_\rho : \sigma_\omega$ mit dem Experiment überein, liefert aber keine befriedigende Erklärung für den kleinen ϕ -Photoproduktionsquerschnitt. Das diffraktionsähnliche Verhalten wird jedoch durch beide Modelle richtig wiedergegeben.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Experiment zur Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen beschrieben. Ziel der Arbeit ist es, das diffraktionsähnliche Verhalten dieses Prozesses zu prüfen. Das Experiment wurde mit Hilfe einer Funkenkammerapparatur durchgeführt. Es wurden die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte für ρ^0 -Photoproduktion an H_2 , C und Al sowie die bei der Photoproduktion auftretenden Werte für die Masse und die Breite des ρ^0 -Mesons im Gamma-Energiebereich von 3,2 bis 4,8 GeV bestimmt. Durch die Verwendung eines "Monochromators" zur Messung der Energie der einlaufenden Photonen war es möglich, die ρ^0 -Produktion von dem durch Dreifach- und Mehrfach- π -Produktion gebildeten Untergrund abzutrennen.

2. THEORETISCHE VORBEMERKUNGEN

2.1. Versagen des peripheren Modells

Der erste theoretische Ansatz zur Beschreibung der Photoproduktion von Vektormesonen war die Annahme eines Einpionenaustauschprozesses* (peripheres Modell¹²⁾), die sich bei der Produktion von Vektormesonen durch Hadronen bewährt hatte (s. Abb. 1).



Abb.1 Einpionenaustauschdiagramme für ρ^0 -Produktion mit π -Mesonen bzw. Photonen.

Jedoch bereits die ersten vorliegenden experimentellen Ergebnisse^{2,3)} widersprachen den Voraussagen des Einpionenaustausch-Modells. Diese Widersprüche sollen an zwei Beispielen aufgezeigt werden:

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion eines Vektormesons V ist im EPA-Modell proportional dem Quadrat der Kopplungskonstanten $g_{\gamma\pi V}$. Für das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion der 3 Vektormesonen folgt demnach

$$\sigma_{\rho} : \sigma_{\omega} : \sigma_{\phi} = g_{\gamma\pi\rho}^2 : g_{\gamma\pi\omega}^2 : g_{\gamma\pi\phi}^2. \quad (1.1)$$

* Der Einpionenaustausch wird im folgenden kurz als EPA bezeichnet.

Unter Berücksichtigung der mit Hilfe von SU(6) abgeleiteten Beziehung¹³⁾

$$g_{\gamma\pi\rho}^2 = \frac{1}{9} g_{\gamma\pi\omega}^2 \quad (1.2)$$

ist dann die Voraussage des peripheren Modells:

$$(\sigma_\rho : \sigma_\omega)_{\text{th}} = 1/9 \quad (1.3)$$

Die Kleinheit von $g_{\gamma\pi\rho}$ gegen $g_{\gamma\pi\omega}$ wird auch von Bronzan und Low¹⁴⁾ vorausgesagt, da der Zerfall $\rho \rightarrow \pi + \gamma$ die Erhaltung der von diesen Autoren eingeführten A-Parität verletzt. Im krassen Widerspruch zum peripheren Modell wurde experimentell gefunden^{2,3)}:

$$(\sigma_\rho : \sigma_\omega)_{\text{exp}} = 7 \pm 2$$

Eine weitere Voraussage des EPA-Modells ist, daß der totale Wirkungsquerschnitt für ρ^0 - bzw. ω -Photoproduktion umgekehrt proportional dem Quadrat der Energie des Photons verläuft^{7,12,15)}:

$$\sigma \sim \frac{1}{k^2}$$

Experimentell wurde für das ρ^0 nicht ein Abfall mit k^{-2} , sondern ein annähernd konstanter Verlauf gefunden^{2,3)}. Für den ω -Wirkungsquerschnitt dagegen wurde ein Absinken von σ mit wachsendem k gemessen, das allerdings wesentlich schwächer als k^{-2} ist²⁾.

Aus den hier aufgeführten Tatsachen und weiteren Resultaten, wie z. B. der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für ρ^0 -Photoproduktion an schweren Kernen von der Massenzahl A des Targetkerns, wurde gefolgert, daß die ρ^0 -Photoproduktion überhaupt nicht durch den EPA beschrieben werden kann, während bei der ω -Photoproduktion ein gewisser Anteil des EPA am gesamten Wirkungsquerschnitt existiert.

2.2. Diffraktionsstreuung

Die Energie-Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts, das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts und einige andere Ergebnisse, auf die hier nicht eingegangen werden soll, sind für die ρ^0 -Photoproduktion sehr ähnlich den Resultaten bei der Pion-Nukleon- oder Nukleon-Nukleon-Diffraktionsstreuung^{2,3,4}). So lag es nahe, auch für die Photoproduktion einen Diffraktionsmechanismus einzuführen. Das geschah auf zwei verschiedene Weisen, einmal über das multiperiphere Modell^{7,8,13,16,17}), zum anderen über die Annahme einer direkten Photon-Vektormeson-Kopplung^{9,10,11,13}). Bevor diese beiden Modelle besprochen werden, sollen zunächst die charakteristischen Eigenschaften der Diffraktionsstreuung auf Grund eines optischen Modells beschrieben werden¹⁸).

Ausgangspunkt ist die bekannte Aufspaltung der Streuamplitude in Partialwellen für die verschiedenen Drehimpulse ℓ .

$$f(\theta) = \sum_{\ell=0}^L (2\ell + 1) f_{\ell} \cdot P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.1)$$

$$\text{mit } f_{\ell} = \frac{i}{2k} (1 - \eta_{\ell} e^{2i\delta_{\ell}})$$

θ = Streuwinkel

k = Impuls des einlaufenden Teilchens

δ_{ℓ} = Streuphase für ℓ -te Partialwelle

η_{ℓ} = Absorptionsparameter, es ist $|\eta_{\ell}| \leq 1$,

$\eta_{\ell} = 1$ bedeutet keine Absorption

$L = kR = \text{max. Drehimpuls, bei dem noch eine Streuung möglich ist}$

$R = \text{Radius des Kerns, in dem die Wechselwirkung geschieht}$

Voraussetzung für die Anwendung der hier angestellten Betrachtungen auf die Streuung an komplexen Kernen ist, daß der gesamte Kern und nicht ein einzelnes Nukleon an der Wechselwirkung beteiligt ist. Den Gültigkeitsbereich dieser Kohärenzforderung kann man auf Grund der Unschärferelation abschätzen. Es ist

$$q \cdot R \approx 1, \quad \text{also } q \approx \frac{1}{R} \approx 0,2 \text{ f}^{-1} \underline{\Delta} 40 \text{ MeV}, \quad (2.2)$$

wobei $q = \text{Impulsübertrag an den Kern.}$

Dieser Wert für q liegt in der Größenordnung der bei der ρ^0 -Photo-
produktion auftretenden Impulsüberträge, so daß die Annahme der
Kohärenz sinnvoll ist.

In der einfachsten Form des Diffraktionsmodells wird nun die Näherung gemacht, daß der absorptive Teil der Amplitude stark überwiegt und daß die Absorption für alle Drehimpulse gleich ist, d. h.

$$f_{\ell} = \frac{i}{2k} (1 - \eta). \quad (2.3)$$

Man betrachtet also die Streuung der einlaufenden Welle an einem schwarzen Scheibchen. Es ist dann:

$$f(\theta) = \frac{i}{2k} (1 - \eta) \sum_{\ell=0}^L (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.4)$$

In der Näherung großer L , also hoher Energie, kann die Summe durch eine Besselfunktion ausgedrückt werden. Es gilt:

$$f(\theta) \approx \frac{i}{2k} (1 - \eta) k^2 R^2 \frac{2 J_1(kR\theta)}{kR\theta} \quad (2.5)$$

Für kleine $kR\theta$ ist näherungsweise:

$$\frac{2 J_1(kR\theta)}{kR\theta} \approx e^{-1/8} \cdot (kR\theta)^2 \quad (2.6)$$

Dann kann man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt schreiben:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta \rightarrow 0} = |f(\theta)|^2 \approx \frac{1}{4} (1 - \eta)^2 k^2 R^4 e^{-1/4} \cdot (kR\theta)^2 \quad (2.7)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta \rightarrow 0}$ ist also proportional dem Quadrat des Impulses k des einlaufenden Teilchens.

Für $\frac{d\sigma}{dt}$ erhält man mit $t = -k^2 \theta^2$:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\theta \rightarrow 0} = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi}{4} (1 - \eta)^2 R^4 e^{R^2/4} \cdot t \quad (2.8)$$

Aussagen über die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl A des Targetkerns erhält man mit $R = R_{\text{Nukleon}} \cdot A^{1/3}$ aus (2.8):

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\theta \rightarrow 0} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \cdot e^C \cdot A^{2/3} \cdot t \quad (2.9)$$

mit $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = B \cdot A^{4/3}; \quad B, C = \text{const.} \quad (2.10)$

Alle Beziehungen wurden unter der Annahme totaler Absorption im Kern hergeleitet.

Die Annahme eines durchsichtigen Kerns bedeutet in Gl. (2.1) $\eta_\ell = 1$ und $\delta_\ell \neq 0$. Wenn man unter diesen Bedingungen analoge Betrachtungen durchführt, so findet man:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t \rightarrow 0} = B' \cdot A^2 \quad (2.11)$$

Diese A -Abhängigkeit kann auch durch einfache geometrische Überlegungen plausibel gemacht werden. Im Falle totaler Absorption ist die Streuamplitude proportional der Oberfläche des Kerns, also $A^{2/3}$, bei einem durchsichtigen Kern geht das Volumen, als A , in die Amplitude ein.

Die A -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte liefert also ein Maß für die Stärke der Absorption im Kern.

Genauere Diffraktionsrechnungen, bei denen der Kern nicht mehr als schwarzes Scheibchen, sondern als halbdurchlässige Kugel angesehen wurde, führten Drell und Trefil²⁷⁾ durch*. Die Absorption der einlaufenden Teilchen im Kern wurde durch ihren totalen Wirkungsquerschnitt in der Kernmaterie ausgedrückt. Unter der Annahme einer direkten γ - ρ^0 -Kopplung (s. Kap. 2.4.) berechneten Drell und Trefil so den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ für ρ^0 -Photoproduktion in Vorwärtsrichtung. Die erhaltenen Abhängigkeiten von $\frac{d\sigma}{dt}$ von der Massenzahl A des Kerns und dem Quadrat des Viererimpulsübertrages t stimmen für kleine t mit den oben angegebenen Formeln überein.

2.3. Zweipionenaustausch

Eine Verknüpfung der Photoproduktion von Vektormesonen mit der Pion-Nukleon-Diffraktionsstreuung wurde von Berman und Drell⁷⁾ durch Annahme eines Zweipionenaustauschs auf der Basis des multiperipheren Modells⁸⁾ hergestellt**. Das diesem Prozeß entsprechende Feynman-Diagramm für ρ^0 - bzw. ω -Mesonen zeigt Abb. 2a bzw. 2b, das Diagramm für die Pion-Nukleon-Diffraktions-Streuung Abb. 2c.

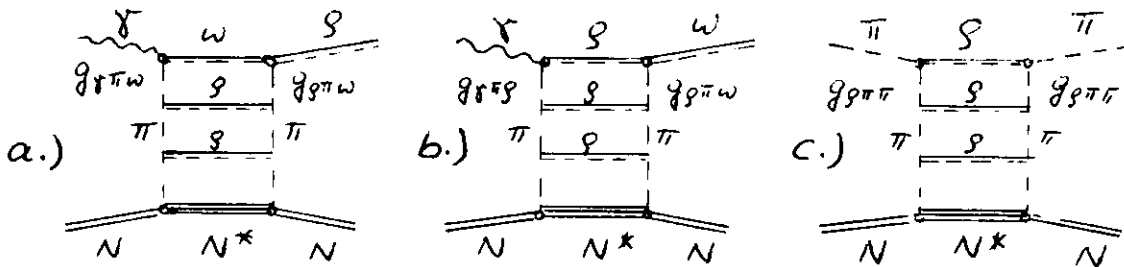


Abb.2 Feynman-Diagramme für ρ^0 - bzw. ω -Photoproduktion und Pion-Nukleon-Streuung nach dem multiperipheren Modell

* Ähnliche Betrachtungen wurden von Ross und Stodolsky¹⁰⁾ angestellt.

** Siehe auch Maor und Yock¹⁶⁾ bzw. Smrz und Baeyer¹⁷⁾.

Der untere Teil der "Leiterdiagramme" ist identisch, nur die in der obersten "Leitersprosse" auftretenden Teilchen sind unterschiedlich. Berman und Drell drücken nun das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung für π -N-Streuung und ρ^0 -Photoproduktion durch die in den oberen Vertices der beiden Diagramme auftretenden Kopplungskonstanten aus:

$$\left(\frac{d\sigma(s,t)}{d\Omega}\right)_{\gamma\rho}^{\theta\rightarrow\theta} = \left(\frac{d\sigma(s,t)}{d\Omega}\right)_{\pi N}^{\theta\rightarrow\theta} \cdot \frac{1}{16} \frac{(g_{\gamma\pi\omega}^2/4\pi)(g_{\rho\pi\omega}^2/4\pi)}{(g_{\rho\pi\pi}^2/4\pi)^2} \quad (3.1)$$

Für ω -Photoproduktion erhält man eine analoge Beziehung. Gemäß dieser Formel ist die Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte von der Energie (s) und dem Impulsübertrag (t) für ρ^0 -Photoproduktion und π N-Diffraktionsstreuung identisch. Für eine quantitative Überprüfung der Formel ist die Kenntnis der Kopplungskonstanten $g_{\gamma\pi\omega}$, $g_{\rho\pi\omega}$ und $g_{\rho\pi\pi}$ erforderlich. $g_{\rho\pi\pi}^2/4\pi = 3,2$ ist durch die Breite des ρ -Mesons experimentell recht gut bekannt¹⁾. $g_{\gamma\pi\rho}$ konnte aus dem EPA-Anteil an der ω -Photoproduktion zu $g_{\gamma\pi\omega}^2/4\pi \approx 0,05$ ermittelt werden²⁾. Die Kopplungskonstante $g_{\rho\pi\omega}$ wurde aus den Zerfällen $\omega \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow \pi\gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ unter verschiedenen Modellannahmen bestimmt^{7,11)}. Man erhielt je nach Modell Werte zwischen $0,4 \leq g_{\rho\pi\omega}^2/4\pi \leq 4$. Einsetzen der experimentell bekannten Wirkungsquerschnitte^{2,3,25)} in die Formel (3.1) würde unter Verwendung der angegebenen Zahlen für $g_{\rho\pi\pi}$ und $g_{\rho\pi\omega}$ den Wert $g_{\rho\pi\omega} \approx 8$ ergeben²⁾. Formel (3.1) liefert also einen zu kleinen absoluten Wert für den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Diese Aussage ist aber wegen der großen Unsicherheit bei der Kopplungskonstanten $g_{\rho\pi\omega}$ nicht sehr schwerwiegend.

Eine gute Prüfung der Anwendbarkeit des Zweipionenaustauschmodells ist der Vergleich der vorausgesagten totalen Wirkungsquerschnitte für ρ^0 - bzw. ω -Photoproduktion. Das Modell liefert die Voraussage¹³⁾:

$$\sigma_{\rho} : \sigma_{\omega} = \frac{1}{9} \cdot g_{\gamma\pi\omega}^2 / g_{\gamma\pi\rho}^2 \quad (3.2)$$

Der Faktor $\frac{1}{9}$ folgt aus der Tatsache, daß bei der ρ^0 -Produktion im obersten Teil des Diagramms (Abb. 2) das ω beiträgt, das nur im ungeladenen Zustand existiert, bei der ω -Produktion aber alle 3 Ladungszustände des ρ -Mesons. Unter Berücksichtigung der bereits erwähnten SU(6)-Vorhersage $g_{\gamma\pi\rho} = \frac{1}{3} g_{\gamma\pi\omega}$ würde dann also gelten:

$$\sigma_{\rho} = \sigma_{\omega}$$

Diese Aussage stellt zwar eine Verbesserung gegenüber dem EPA-Modell dar, steht aber nach wie vor im Widerspruch zum Experiment (s. Kap. 2.1).

2.4. Vektormeson-Dominanz-Modell

Im Vektormeson-Dominanz-Modell^{9,10,11,19,20)} wird angenommen, daß die starken Wechselwirkungen des Photons über intermediäre Zustände der Vektormesonen, die ja die gleichen Quantenzahlen wie das Photon haben, ablaufen. Der elektromagnetische Strom wird über die Kopplungskonstanten g_{ρ} , g_{ω} , g_{ϕ} mit den Strömen der Vektormesonen verknüpft:

$$j_{\mu}(x) = e \left(\frac{m_{\rho}^2}{2g_{\rho}} j_{\mu}^{\rho}(x) + \frac{m_{\omega}^2}{2g_{\omega}} j_{\mu}^{\omega}(x) + \frac{m_{\phi}^2}{2g_{\phi}} j_{\mu}^{\phi}(x) \right) \quad (4.1)$$

Nach SU(6) gilt¹¹⁾:

$$\frac{1}{g_\rho^2} : \frac{1}{g_\omega^2} : \frac{1}{g_\phi^2} = 9 : 1 : 2 \quad (4.2)$$

Demnach liefert das ρ -Meson bei der ρ^0 -Photoproduktion den Hauptbetrag zum Strom. Die ρ^0 -Photoproduktion kann dann durch einen Streuprozess $\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p$ ausgedrückt werden. Abbildung 3 zeigt ein Diagramm dieses Prozesses.

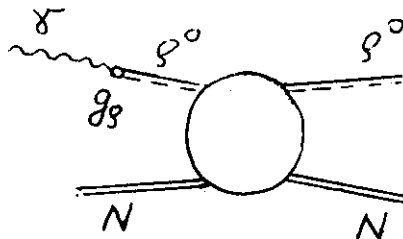


Abb.3 ρ^0 -Photoproduktion nach dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell

Für die ρ^0 -Nukleon-Streuung wird nun analog der elastischen Pion-Nukleon-Streuung ein Diffraktionsverhalten angenommen. Es wird die Näherung gemacht, daß die Streuamplitude für virtuelle und reelle ρ^0 -Mesonen gleich ist. Dann gilt¹¹⁾:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p} = \frac{\alpha}{4} \frac{4\pi}{g_\rho^2} \sigma_{\rho p \rightarrow \rho p}^{\text{diff}} \quad (4.3)$$

Eine analoge Beziehung erhält man für das ω -Meson. Der elastische Streuquerschnitt $\sigma_{\rho p \rightarrow \rho p}^{\text{diff}}$ ist über das optische Theorem mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(\rho^0 p)$ für ρ^0 -Nukleon-Wechselwirkung verknüpft.

Für $\sigma_T(\rho^0 p)$ liefert das Quark-Modell die Beziehung^{11,21)}:

$$\sigma_T(\rho^0 p) = \frac{1}{2} (\sigma_T(\pi^- p) + \sigma_T(\pi^+ p)) \quad (4.4)$$

Unter Verwendung der experimentellen Werte²²⁾

$$\sigma(\pi^- p) = 28,5 \text{ mb}; \quad \sigma(\pi^+ p) = 26,2 \text{ mb}$$

erhält man

$$\sigma_T(\rho^0 p) = 27,3 \text{ mb.}$$

Das angenommene Diffraktionsverhalten der ρ^0 -Nukleon-Streuung bedeutet

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} e^{at}$$

und damit für den totalen elastischen Streuquerschnitt

$$\sigma_{\rho p \rightarrow \rho p}^{\text{diff}} = \int_0^{\infty} \frac{d\sigma}{dt} dt = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \cdot \frac{1}{a}. \quad (4.5)$$

Da die diffraktive Streuamplitude rein imaginär ist, gilt auf Grund des optischen Theorems:

$$\begin{aligned} \sigma_{\rho p \rightarrow \rho p}^{\text{diff}} &= \frac{1}{a} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = \frac{1}{a} \frac{\pi}{k^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\Omega=0} \\ &= \frac{1}{a} \frac{\pi}{k^2} \frac{k^2}{16\pi^2} \sigma_T^2(\rho^0 p) = \frac{1}{16\pi a} \sigma_T^2(\rho^0 p) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die Kopplungskonstante g_ρ ist aus dem ρ -Dominanz-Modell des Pionformfaktors¹¹⁾, dem leptonischen Zerfall des ρ^0 -Mesons²³⁾ oder aus der e^+e^- -Streuung^{24,25)} zu

$$g_\rho^2/4\pi = 0,47 \pm 0,07$$

bestimmt worden. Mit dem z. B. aus der πp -Streuung bekannten, für Diffraktionsstreuung typischen Wert²⁶⁾ von

$$a \approx 8 \text{ GeV}^{-2} \hat{=} 0,31 \text{ f}^2$$

erhält man

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p} = 22,5 \pm 3,5 \text{ } \mu\text{b.}$$

Die Übereinstimmung dieses Wertes mit bisherigen Resultaten^{2,3)} ($17,3 \pm 1,3 \text{ } \mu\text{b}$ bzw. $17,5 \pm 2 \text{ } \mu\text{b}$) ist recht gut, wenn man die durch die Anwendung des Quarkmodells zu erwartenden Ungenauigkeiten bei der theoretischen Vorhersage in Betracht zieht.

Eine weitere Bestätigung findet das Vektormeson-Dominanz-Modell bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen und ω -Mesonen.

Da das Quark-Modell $\sigma_T(\rho^0 p) = \sigma_T(\omega p)$ vorhersagt¹¹⁾ und, wie bereits erwähnt, aus SU(6) $g_\rho^2/g_\omega^2 = \frac{1}{9}$ folgt, ersieht man aus (4.3) und (4.6):

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p} / \sigma_{\gamma p \rightarrow \omega p} = 9 : 1$$

Diese Aussage befindet sich in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen (s. Kap. 2.1.).

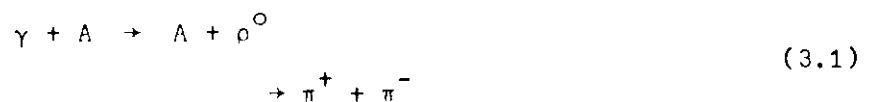
3. DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

3.1. Das Prinzip der Messung

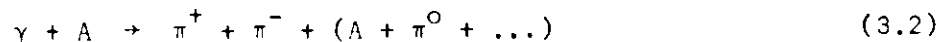
Das diffraktive Verhalten der ρ^0 -Photoproduktion am Proton^{2,3)} und an komplexen Kernen^{4,6)} wurde bereits mehrmals experimentell untersucht. Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment bringt in zwei Richtungen eine Erweiterung der bisher vorliegenden Information.

Zum einen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für ρ^0 -Photoproduktion im Bereich kleiner ρ^0 -Winkel ($0^\circ \leq \theta_{\pi\pi} \leq 6^\circ$) genau ausgemessen. Dieser Bereich ist besonders wichtig, weil das Diffraktionsmodell einen Anstieg von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ bei abnehmenden Winkeln bis zu $\theta_{\pi\pi} = 0^\circ$ voraussagt. Bisher liegen nur Blaskammermessungen der Winkelverteilungen vor, die aber wegen der auftretenden "Scanverluste" im Bereich $\theta_{\pi\pi} < 1^\circ$ sehr ungenau sind⁴⁴⁾.

Zum anderen wurde durch vollständige Bestimmung der Kinematik der untersuchten Reaktion



eindeutig gegen Ereignisse der Art



diskriminiert. Bei den bisherigen Messungen an komplexen Kernen^{4,6)} war eine Beimischung von Reaktionen gemäß (3.2) nicht auszuschließen.

In dem hier beschriebenen Experiment wurden die Vierervektoren der beiden produzierten π -Mesonen und die γ -Energie k gemessen. Den prinzipiellen Aufbau der Apparatur zeigt Abb. 4. Ein monoenergetischer Positronenstrahl erzeugte in einem 0,1 mm dicken Ta-Target durch Bremsstrahlung einen γ -Strahl. Die Energie k der γ -Quanten wurde in dem sogenannten Monochromator durch Messung der Energie E_p der abgebremsten Positronen bestimmt. Die in dem Target T (H_2 , C, Al) erzeugten Teilchen wurden mit Hilfe eines Ablenkmagneten und zweier Funkenkammerpaare vor und hinter dem Magneten nach Impuls, Winkel und Ursprungsort des Ereignisses analysiert. Zur Identifizierung der Teilchen dienten ein Schwellençerenkovzähler und zwei aus 1,3 cm dicken Eisenplatten aufgebaute Schauerfunkenkammern. Der Çerenkovzähler diskriminierte K-Mesonen und Protonen gegen π -Mesonen und Elektronen, in den Schauerfunkenkammern konnten Elektronen durch ihre Schauerbildung von anderen Teilchen unterschieden werden.

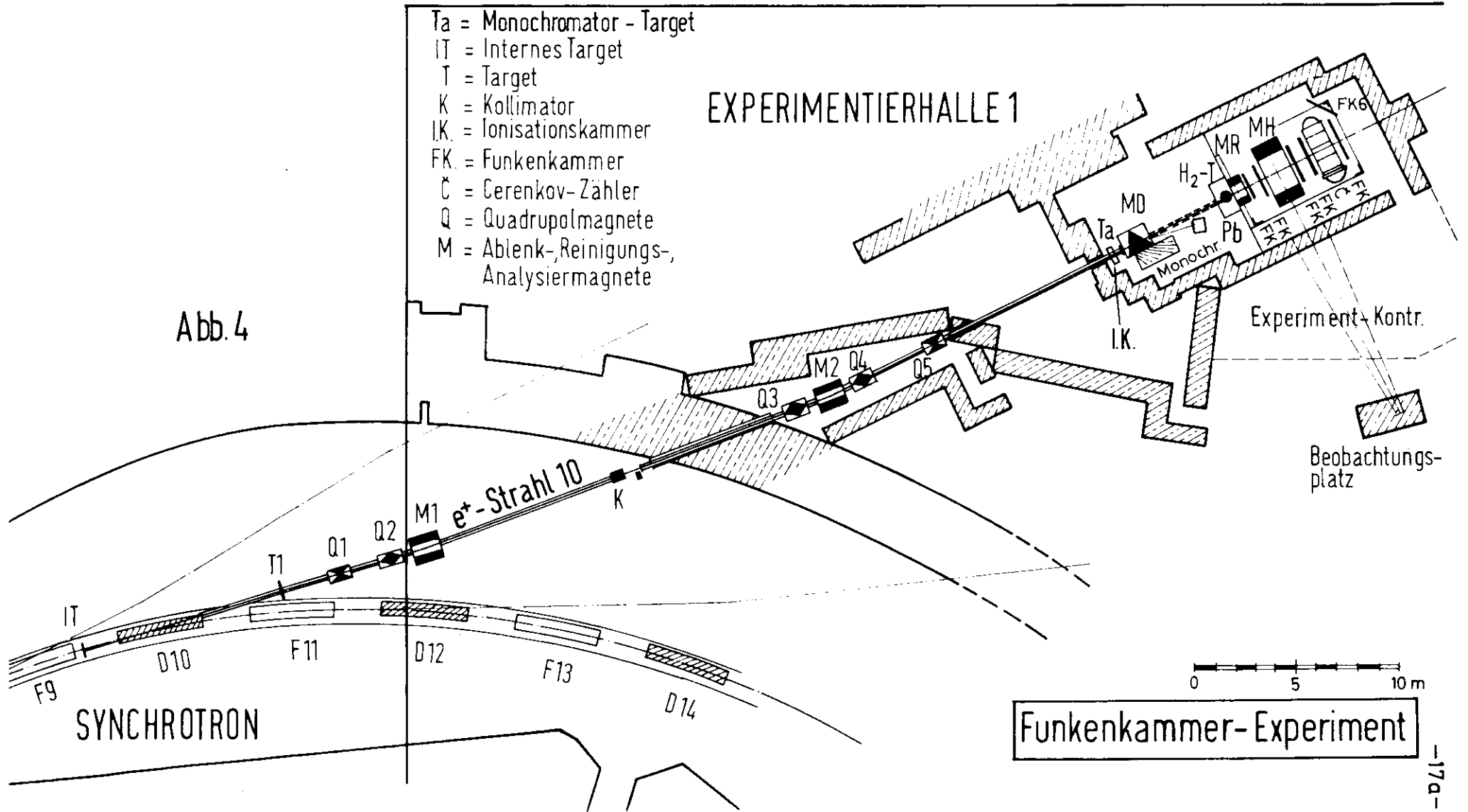
3.2. Der Strahl

Der im Experiment verwendete Positronenstrahl wurde nach dem Prinzip der doppelten Konversion erzeugt. Zunächst durchsetzte der im Synchrotron umlaufende Elektronenstrahl ein Tantaltarget (0,1 oder 0,5 mm) und erzeugte dort durch Bremsstrahlung ein kontinuierliches Spektrum von Photonen, die dann direkt hinter dem Auslaßfenster im Konversionstarget T 1 Elektron-Positron-Paare bildeten. Aus dem Spektrum dieser Teilchen wurde mit Hilfe eines magnetoptischen Systems ein monoenergetischer

Abb. 4

- Ta = Monochromator - Target
- IT = Internes Target
- T = Target
- K = Kollimator
- I.K. = Ionisationskammer
- FK = Funkenkammer
- Č = Cerenkov-Zähler
- Q = Quadrupolmagnete
- M = Ablenk-, Reinigungs-,
Analysiermagnete

EXPERIMENTIERHALLE 1



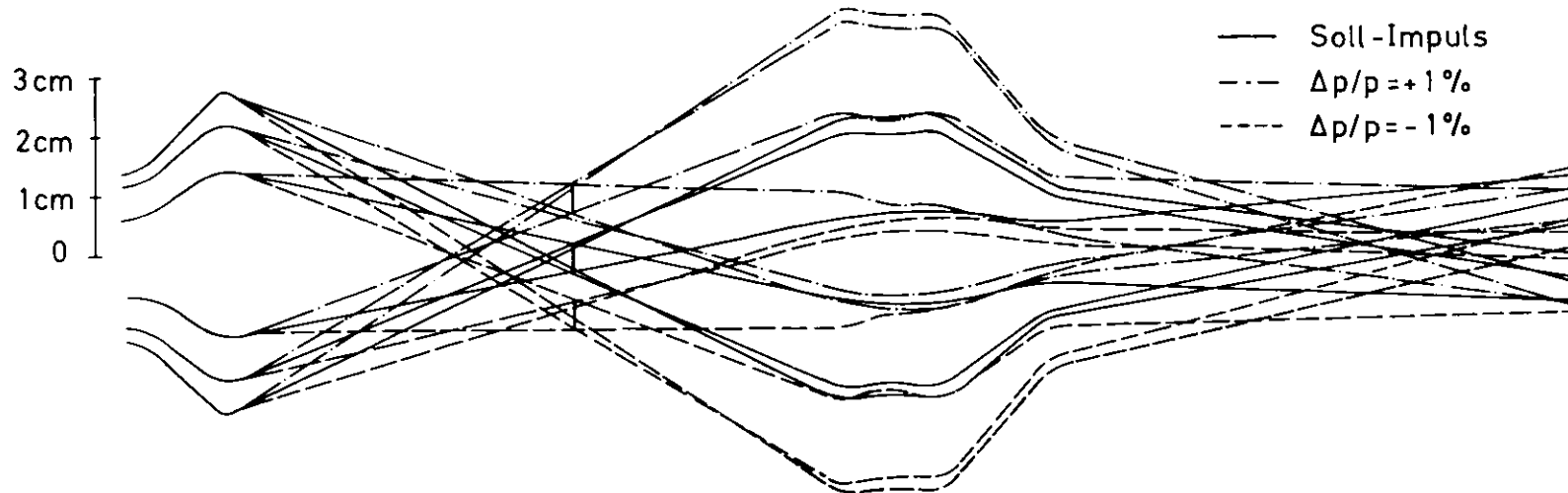
0 5 10 m

Funkenkammer-Experiment

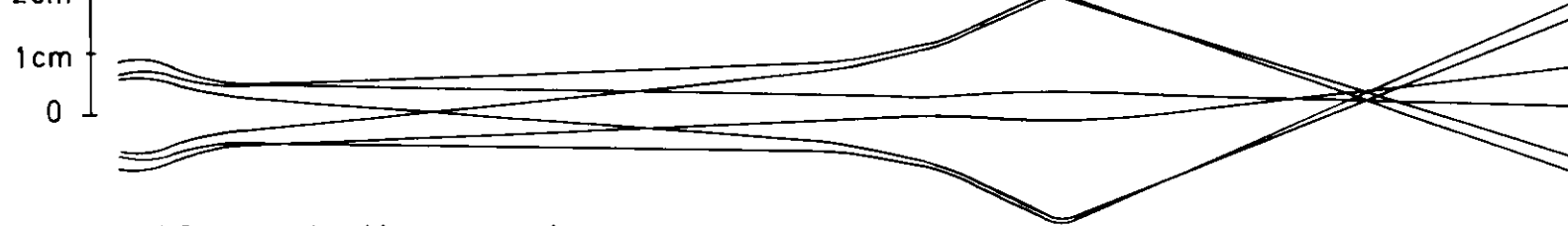
Positronenstrahl ausgeblendet. Um den Strahlquerschnitt klein zu halten, wurde ein möglichst kurzer Abstand zwischen dem Synchrotrontarget und dem Target T 1 gewählt. Die Berechnung des Strahlführungssystems wurde mit dem bei DESY installierten Analogrechner durchgeführt. Abb. 5 zeigt eine Skizze des Strahlführungssystems und einige typische Teilchenbahnen. Die Quadrupolmagnete Q1 und Q2 fokussierten die Teilchen am Orte des Kollimators K. Q1 ist ein horizontal defokussierender, Q2 ein horizontal fokussierender Quadrupol. Der Ablenk magnet M1 bewirkte eine Dispersion, d. h. eine je nach Impuls der fokussierten Teilchen verschieden starke seitliche Verschiebung des Bildpunktes. Um eine gute Impulsdefinition zu erhalten, mußte der Strahl am Orte des Kollimators eine möglichst große Divergenz haben. Das wurde durch die Wahl eines großen Abstands (2 m) zwischen Q1 und Q2 erreicht. Bei einer horizontalen Öffnung des Kollimators von 1 cm hatte der Strahl eine Impulsunschärfe von ± 1 %.

Mit Hilfe der Quadrupoltripletts Q3, Q4, Q5 wurde der am Orte des Kollimators stark divergente Strahl wieder parallel gerichtet, der Ablenk magnet M2 hob die Dispersion wieder auf. Der Strahl wurde bis auf 2 etwa 50 cm lange Stücke in der Umgebung des Konversionstargets T1 bzw. des Kollimators K bis zum Monochromatortarget Ta durch Vakuumrohre von 25 cm Durchmesser geführt. In der Materie, die der Strahl nach Verlassen des Strahlrohrs durchlief, entstand durch Bremsstrahlung eine Kontamination des Strahls mit γ -Quanten. Diese Beimischung wurde durch Ablenken der geladenen Teilchen im C-Magneten MD untersucht und zu $\sim 10^{-3}$ gemessen. Ein Photo des Strahlquerschnitts am Orte des Targets Ta zeigt Abb. 6.

a) Teilchenbahnen in der horizontalen Ebene



b) Teilchenbahnen in der vertikalen Ebene



c) Skizze der Magnetanordnung

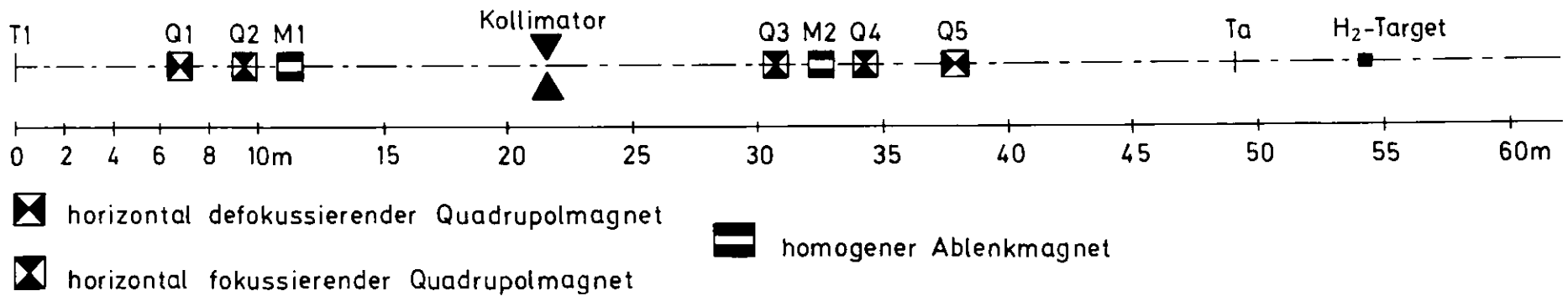


Abb.5 Das Strahlführungssystem

Die Ausdehnung des Strahls betrug etwa 1 cm x 2 cm, die Divergenz etwa ± 1 mrad. Eine Variation der Energie unseres sekundären Positronenstrahls war durch Veränderung der Stromstärken in den einzelnen Strahlführungselementen leicht möglich. Durch Umpolen der Magnete konnte wahlweise ein Elektronen- oder Positronenstrahl hergestellt werden.

Aus Intensitätsgründen wurde der Strahl auf Impulse mindestens 1 GeV unterhalb des Impulses der im Synchrotron umlaufenden Elektronen eingestellt. Die Strahlintensität betrug bei einem Synchrotronstrom von 3 mA und bei einer Dicke des Targets T_1 von 0,1 Strahlungslängen $3 \cdot 10^6 e^+$ /sec. Dickere Konversionstargets durften nicht gewählt werden, weil durch die Vielfachstreuung in diesem Target die Strahldivergenz zu groß geworden wäre.

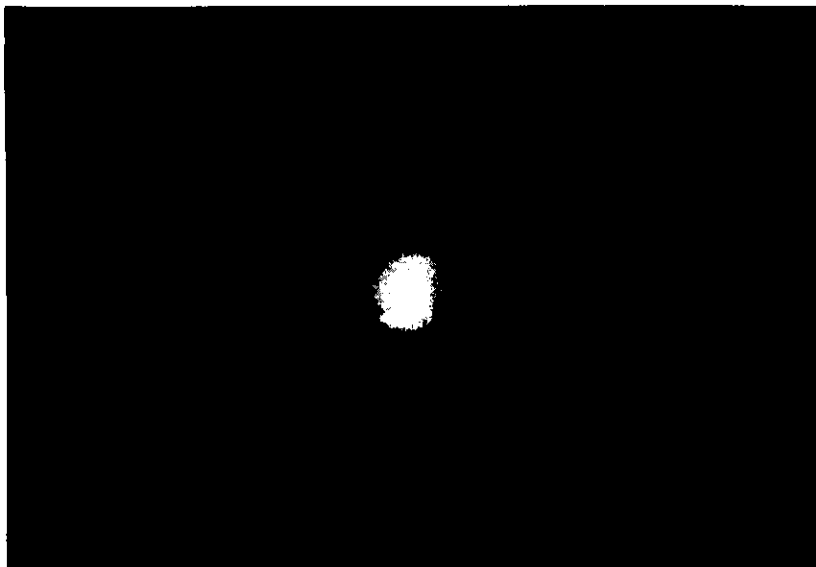


Abb. 6

Photo des Strahlquerschnitts am Orte des Targets T_1

3.3. Der Monochromator

3.3.1. Überblick

Die Umwandlung des Positronenstrahls in einen γ -Strahl geschah durch Bremsstrahlung im Konversionstarget Ta. Das Target bestand aus einem Tantal-Blech einer Dicke 0,1 mm ($\underline{\Delta}$ 0,02 Strahlungslängen). Die Wahl eines schweren Targetmaterials war vorteilhaft wegen des günstigeren Verhältnisses des Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung zum Wirkungsquerschnitt für nukleare Wechselwirkungen, die als störender Untergrund auftreten. Um den Anteil von Doppelbremsstrahlung kleiner als 2 % zu halten, durfte eine Targetdicke von 0,02 Strahlungslängen nicht überschritten werden.

Die Energie jedes einzelnen γ -Quants im Bereich von der hochenergetischen Kante des Bremsspektrums bis 1,2 GeV unterhalb der Kante wurde durch den sogenannten Monochromator bestimmt. Der prinzipielle Aufbau des Monochromators wird in Abb. 7 gezeigt. Die Energiemessung geschah durch Fokussieren der abgebremsten Positronen in einem horizontal fokussierenden C-Magneten auf je nach Impuls der Teilchen verschieden gelegene Brennpunkte. Am Ort dieser Brennpunkte befand sich eine Anordnung von 29 Szintillationszählern, in denen jeweils Positronen aus einem Impulsintervall, das durch den Aufstellungsort des betreffenden Zählers definiert war, nachgewiesen wurden²⁸⁾. Da die Energie E_0 des Positronenstrahls bekannt war, konnte durch Messung der Energie E_p der abgebremsten Positronen die Energie $k = E_0 - E_p$ des erzeugten Photons bestimmt werden. Der bei dem Bremsstrahlungsprozeß an den Targetkern übertragene Rückstoßimpuls ist von der Größenordnung einiger keV und kann deshalb vernachlässigt werden.

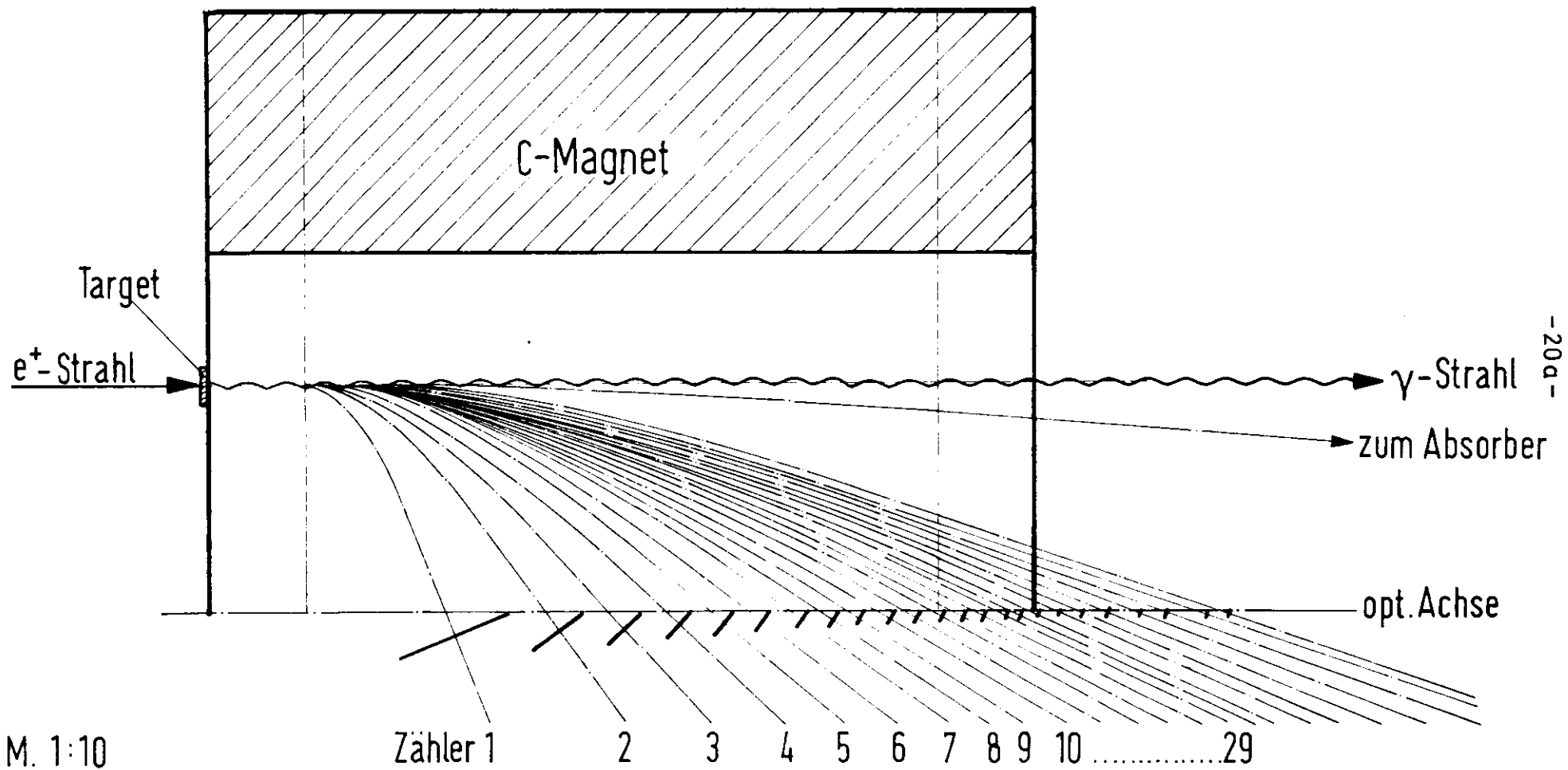


Abb.7 Skizze des Monochromators

Jedem der 29 Szintillationszähler war ein Lämpchen zugeordnet, das zusammen mit den Funkenkammern fotografiert wurde. Das Lämpchen wurde nur dann angesteuert, wenn der entsprechende Szintillationszähler angesprochen hatte und gleichzeitig in der Funkenkammerapparatur ein Ereignis registriert worden war. Die Intensität, die der Monochromator verarbeiten konnte, war durch zufällige Koinzidenzen zwischen zwei Monochromatorzählern begrenzt. Für die oben angegebene Strahlintensität von $3 \cdot 10^6 e^+/\text{sec}$, eine Targetdicke von 0,02 Strahlungslängen, eine effektive Länge des Synchrotronimpulses von 10^{-4} sec und eine Koinzidenzauflösung von 10^{-8} sec erhält man

$$N_{\text{Zuf}}/N_{\text{ges}} = 0,004.$$

Das bedeutet, daß man bei jedem 250sten Ereignis mit dem gleichzeitigen Aufleuchten von 2 Monochromatorlämpchen rechnen mußte und damit keine eindeutige Aussage über die γ -Energie erhielt. Durch Streuung eines Positrons von einem Monochromatorzähler in den benachbarten konnten ebenfalls 2 Monochromatorlämpchen gleichzeitig zum Ansprechen gebracht werden. Das wurde in etwa 1 % aller Fälle beobachtet; die betreffenden Ereignisse wurden bei der Auswertung so behandelt, als wenn nur der Zähler mit der kleineren Nummer angesprochen hätte.

3.3.2. Auflösungsvermögen des Monochromators

Das Auflösungsvermögen des Monochromators bei der Bestimmung der Energie eines γ -Quants war im wesentlichen von 3 Faktoren abhängig:

- 1) Eigenschaften des Positronenstrahls
- 2) Vielfachstreuung der abgebremsten Positronen auf ihrem Weg vom Entstehungsort im Target Ta zu den Szintillationszählern
- 3) Breite des Impulsbandes der abgebremsten Positronen, das von einem Monochromator akzeptiert wurde, d. h. Größe der Szintillationszähler

Die Impulsunschärfe des Positronenstrahls von $\pm 1\%$ führte natürlich zu einer entsprechenden Ungenauigkeit in der γ -Energie. Wegen der Divergenz des Positronenstrahls von ± 1 mrad wurde die Lage des Brennpunktes für einen bestimmten Impuls auf der optischen Achse des C-Magneten verschmiert und brachte einen Fehler in der gemessenen γ -Energie mit sich. Den gleichen Effekt bewirkte die Vielfachstreuung der Positronen. Den wesentlichen Betrag dazu lieferte die Streuung im Target, hinter dem Target wurden die Teilchen durch Helium geführt, um die Vielfachstreuung klein zu halten. Die Strahldivergenz und die Vielfachstreuung verursachten bei kleinen Impulsen der abgebremsten Positronen wesentlich kleinere relative Fehler für die γ -Energie als bei großen Positronenimpulsen. Um für jeden Bereich des Monochromators die gleiche Auflösung für die γ -Energie zu erhalten, wurden die einzelnen Monochromatorzähler verschieden groß gewählt, so daß sich die einzelnen Fehleranteile stets zu dem gleichen Wert addierten. Tabelle 1 zeigt eine Aufstellung über die Parameter der einzelnen Szintillationszähler. Bei den dort angegebenen Werten betrug die Auflösung des Monochromators

$$\Delta k/k = \pm 1,2\%$$

Zähler Nr.	Breite (cm)	Impulsband (MeV/c)	Ansprechwahrschein- lichkeit
1	20,6	22,9 - 65,1	0,642
2	10,4	65,1 - 118,0	0,646
3	7,3	118,0 - 171,2	0,698
4	5,7	171,2 - 223,7	0,746
5	4,7	223,7 - 275,5	0,709
6	3,9	275,5 - 325,8	0,739
7	3,4	325,8 - 375,2	0,751
8	3,0	375,2 - 423,9	0,818
9	2,6	423,9 - 471,3	0,788
10	2,3	471,3 - 517,2	0,785
11	2,1	517,2 - 562,2	0,83
12	1,9	562,2 - 606,2	0,806
13	1,8	606,2 - 649,2	0,81
14	1,6	649,2 - 691,3	0,865
15	1,5	691,3 - 732,2	0,822
16	1,4	732,2 - 771,1	0,854
17	1,32	771,1 - 810,9	0,880
18	1,24	810,9 - 848,7	0,825
19	1,16	848,7 - 885,5	0,873
20	1,09	885,5 - 921,0	0,893
21	1,02	921,0 - 955,6	0,855
22	0,96	955,6 - 989,0	0,876
23	0,90	989,0 - 1021,1	0,844
24	0,85	1021,1 - 1052,0	0,802
25	0,80	1052,0 - 1081,7	0,841
26	0,75	1081,7 - 1110,1	0,811
27	0,70	1110,1 - 1137,7	0,699
28	0,66	1137,7 - 1163,4	0,687
29	0,61	1163,4 - 1188,4	0,778

Tabelle 1: Daten für die einzelnen Monochromatorzähler

3.3.3. Der C-Magnet

Der für die Impulsmessung verwendete C-Magnet besaß ein Feld vom Quadrupoltyp, dessen optische Achse sich an der offenen Seite des C-Magneten befand. Er hatte eine magnetische Länge von 107 cm, der senkrechte Abstand zwischen den Polschuhen betrug an der schmalsten Stelle 10 cm, die Breite, in der das Feld annähernd Quadrupoleigenschaften hat, war etwa 40 cm. Die maximal zulässige Stromstärke, bei der er einen Feldgradienten von 0,45 kG/cm erreichte, betrug 1500 A. Bei dieser hohen Stromstärke zeigte der Magnet schon Sättigungseffekte, und sein Feld wich merklich von einem idealen Quadrupolfeld ab. Deshalb wurde er bei 1130 A betrieben. Wegen der auch hier noch vorhandenen Sättigungseffekte und wegen des auftretenden Streufeldes konnte die genaue Bestimmung der 29 Impulsbereiche, die den Szintillationszählern zugeordnet waren, nicht einfach durch Anwendung der bekannten linearen Quadrupolgleichungen durchgeführt werden, sondern es mußte eine sorgfältige Ausmessung des C-Magneten vorgenommen werden.

Das geschah nach zwei verschiedenen Methoden. Einmal wurden mit Hilfe eines stromdurchflossenen, mit einem Gewicht gespannten Drahts Teilchenbahnen durch den Magneten simuliert und der genaue Ort des Drahtes für verschiedene Ströme (Δ verschiedene Teilchenimpulse) gemessen (sogenannte "floating-wire"-Methode). Zum anderen wurde das Magnetfeld in seiner Mittelebene Punkt für Punkt in Abständen von 1 cm mit Hilfe einer Hall-Sonde ausgemessen. Für die so gemessenen Feldwerte wurden dann mit Hilfe eines Rechenprogramms die Teilchenbahnen für verschiedene Impulse berechnet. Die Ergebnisse der beiden Methoden stimmten innerhalb der Meßgenauigkeit von 1 % überein. Die

auf Grund dieser Magneteichung ermittelten Impulsbereiche, die von den einzelnen Szintillationszählern überstrichen wurden, sind Tabelle 1 zu entnehmen.

3.3.4. Szintillationszähler und Elektronik des Monochromators

Für die Szintillationszähler wurde 5 mm starkes NE-102-Materials verwendet. Um für jeden Zähler einen eindeutigen und reproduzierbaren Impulsbereich zu erhalten, wurden die Szintillatoren auf eine Aluminium-Schiene geschraubt, die mit dem Magneten fest verbunden war. Die horizontale Ausdehnung der Zähler variierte zwischen 21 cm und 0,6 cm (s. Tabelle 1), ihre Höhe betrug 5 cm.

Das Szintillationslicht wurde über etwa 40 cm lange, innen mit Aluminiumfolie verspiegelte Luftlichtleiter auf die Photokathode der Photomultiplier (56 AVP) gelenkt.

Das Signal:Rausch-Verhältnis wurde mit einem Co-60-Präparat untersucht, es war bei allen Zählern besser als 4 : 1. Das Ansprechvermögen jedes einzelnen Zählers wurde während des Experiments gemessen (s. Anhang), die Werte sind in Tabelle 1 aufgeführt. Das mittlere Ansprechvermögen betrug etwa 80 %.

Die elektronischen Impulse aus den 29 Szintillationszählern wurden getrennt mit dem Eingangsimpuls der Hauptkoinzidenz der Funkenkammerapparatur zur Koinzidenz gebracht. Die resultierenden Signale wurden zum Anschalten der 29 Anzeigelämpchen verwendet, die zusammen mit den

Funkenkammern fotografiert wurden. Ein Blockschaltbild der Monochromatorelektronik zeigt Abb. 8. In die Triggerlogik für die Funkenkammern wurde die Monochromatorinformation nicht mit einbezogen.

3.4. Die Funkenkammerapparatur*

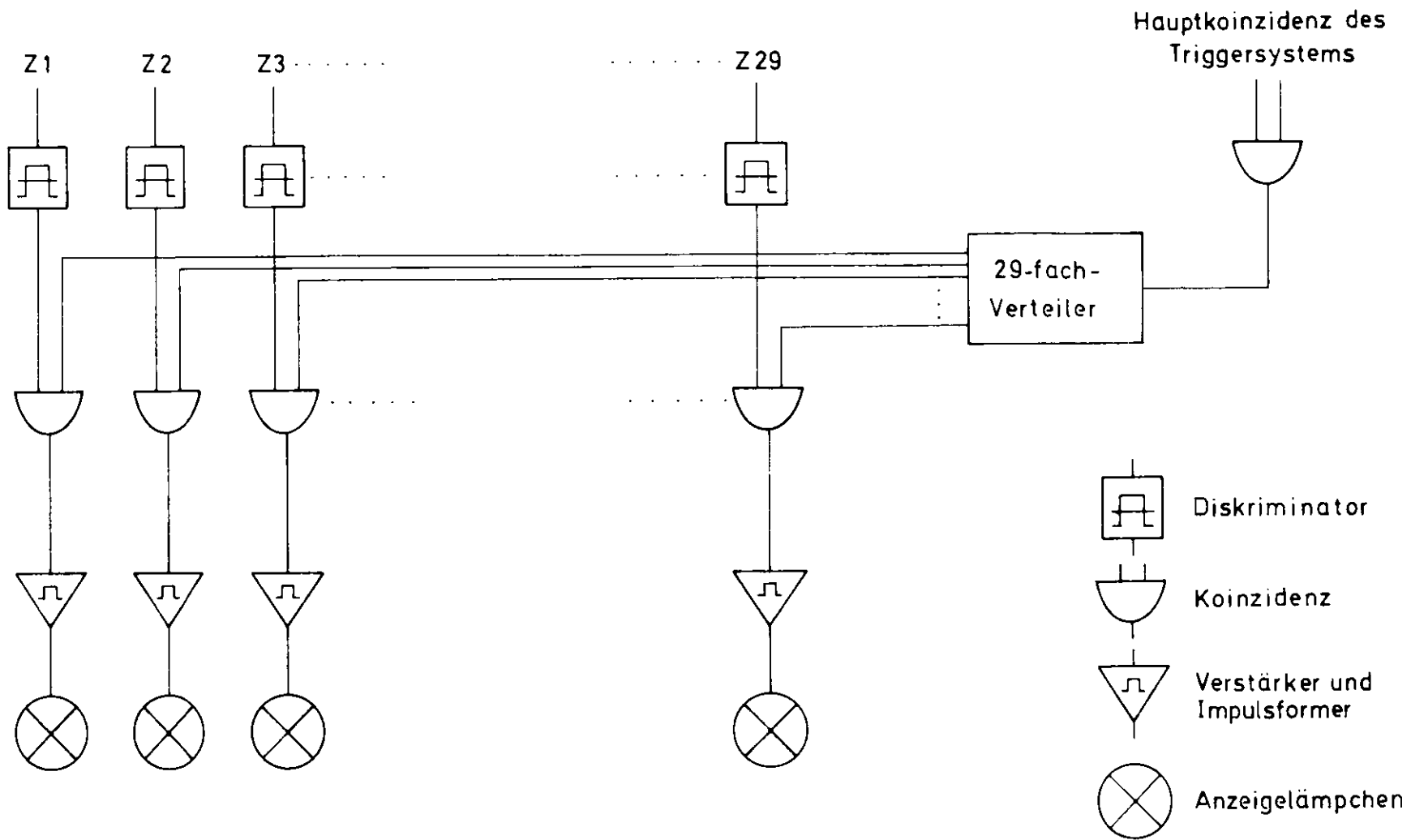
Eine Skizze der verwendeten Funkenkammerapparatur zeigt Abb. 9. Die Anordnung konnte Teilchen mit Impulsen $0,8 \text{ GeV}/c < p < 4 \text{ GeV}/c$ in einem vertikalen Winkelbereich zwischen $-3^\circ < \beta < +3^\circ$ und in einem horizontalen Winkelbereich $-17^\circ < \alpha < +17^\circ$ registrieren, wobei der Bereich $-2^\circ < \alpha < +2^\circ$ ausgespart wurde.

3.4.1. Targets

Das H_2 -Target war nach einem bei CERN bewährten Prinzip³⁰⁾ aufgebaut. Der flüssige Wasserstoff befand sich in einem 19,3 cm langen Zylinder mit 10 cm Durchmesser aus Mylarfolie, der mit einem H_2 -Vorratsgefäß in Verbindung stand.

Das Kohlenstoff-Target bestand aus einer 2 cm dicken Graphit-Platte, das Aluminium-Target aus einem 0,7 cm dicken Blech aus reinem Aluminium. Beide Targets wurden jeweils bei einem Teil des Experiments etwa 18 cm hinter dem H_2 -Target angebracht.

* Die gleiche Apparatur wurde für ein Elektroproduktionsexperiment verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der Anordnung befindet sich bei D. Schmidt²⁹⁾.



Vereinfachtes Blockschaltbild der Monochromatorelektronik

Abb. 8

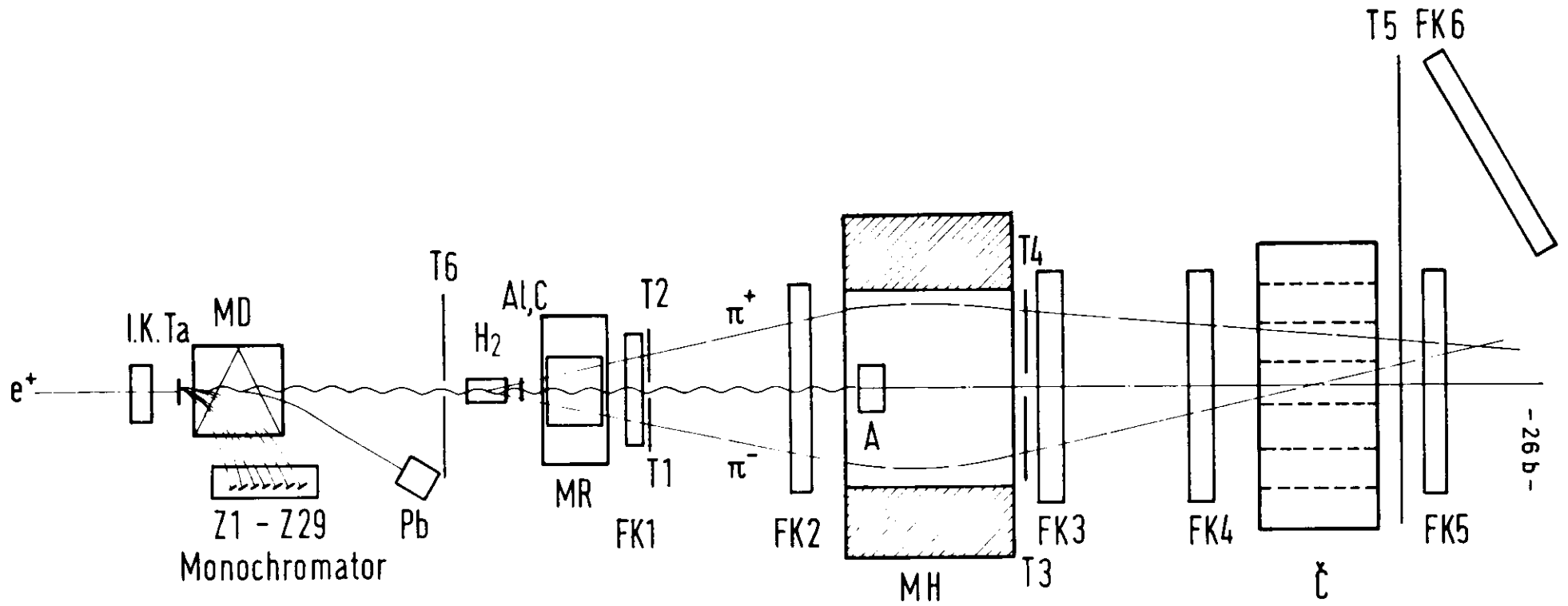


Abb. 9
 Der experimentelle Aufbau

3.4.2. Reinigungsmagnet

Um den niederenergetischen Untergrund von geladenen Teilchen von den Funkenkammern fernzuhalten, befand sich direkt hinter dem C- bzw. Al-Target ein Reinigungsmagnet MR einer Feldstärke von 0,8 kG. Seine Feldlinien verliefen horizontal, so daß die Teilchen in vertikaler Richtung abgelenkt wurden. Das hatte den Vorteil, daß die Korrekturen wegen der Ablenkung der in der Funkenkammerapparatur registrierten Teilchen sehr klein wurden.

3.4.3. Ablenkmagnet

Der impulsanalysierende Ablenkmagnet hatte eine Öffnung von 27 cm x 150 cm und eine magnetische Länge von 100 cm. Er wurde auf 17,4 kG erregt. Bei dieser Feldstärke traten bereits starke Sättigungseffekte auf. Eine Beschreibung der Eigenschaften des Magneten sowie seiner Vermessung befindet sich bei Reich³¹⁾.

3.4.4. Funkenkammern

Direkt vor und hinter dem Ablenkmagneten waren je 2 Funkenkammern in einem gegenseitigen Abstand von 80 cm aufgebaut. Sie bestanden aus je sieben Aluminiumrahmen, die beidseitig mit 25 μ dicker Aluminiumfolie beklebt und durch 1 cm dicke Abstandsstücke voneinander getrennt waren. Zur Füllung der Funkenkammern wurde ein Gemisch aus 20 % Neon und 80 % Helium verwendet. Die beiden ersten Funkenkammern hatten in der Mitte eine rechteckige Aussparung von 5 cm Breite, um ein Ansprechen auf den primären γ -Strahl zu vermeiden.

Die Haupt- und die Seitenansicht der Funkenkammern wurden mit Hilfe eines Systems von Oberflächenspiegeln auf die Mattscheibe einer Beattie-Coleman-Kamera projiziert. Der Raum, in dem sich die Funkenkammerapparatur befand, war abgedunkelt, der Verschuß der Kamera war ständig geöffnet.

Die Funkenkammern wurden durch Anlegen eines Hochspannungsimpulses über eine Funkenstrecke empfindlich gemacht. Der Ausgangsimpuls der Hauptkoinzidenz der verwendeten Triggerlogik steuerte diese Funkenstrecke an. Außerdem schaltete er die Beleuchtung der seitlich an den Funkenkammern angebrachten Skalen sowie nach erfolgter Aufnahme den Filmtransport in der Kamera an.

3.4.5. Triggersystem

Das Triggersystem war so aufgebaut, daß nur dann ein Ausgangsimpuls an der Hauptkoinzidenz erschien, wenn mindestens 2 Teilchen gleichzeitig den impulsanalysierenden Magneten auf den beiden Seiten diesseits und jenseits der Mittellinie passiert hatten. Die Anordnung der einzelnen Triggerzähler ist Abb. 9 zu entnehmen. Es wurde eine Koinzidenz

$T_1 T_2 T_3 T_4 T_5 \bar{T}_6$ gefordert. Der Antizähler \bar{T}_6 befand sich vor dem Target. Er war mit einem Loch von 5 cm Durchmesser für den einlaufenden γ -Strahl versehen und diskriminierte gegen Verunreinigungen des γ -Strahls durch gestreute Teilchen. Ein Blockschaltbild der elektronischen Anordnung zeigt Abb. 10.

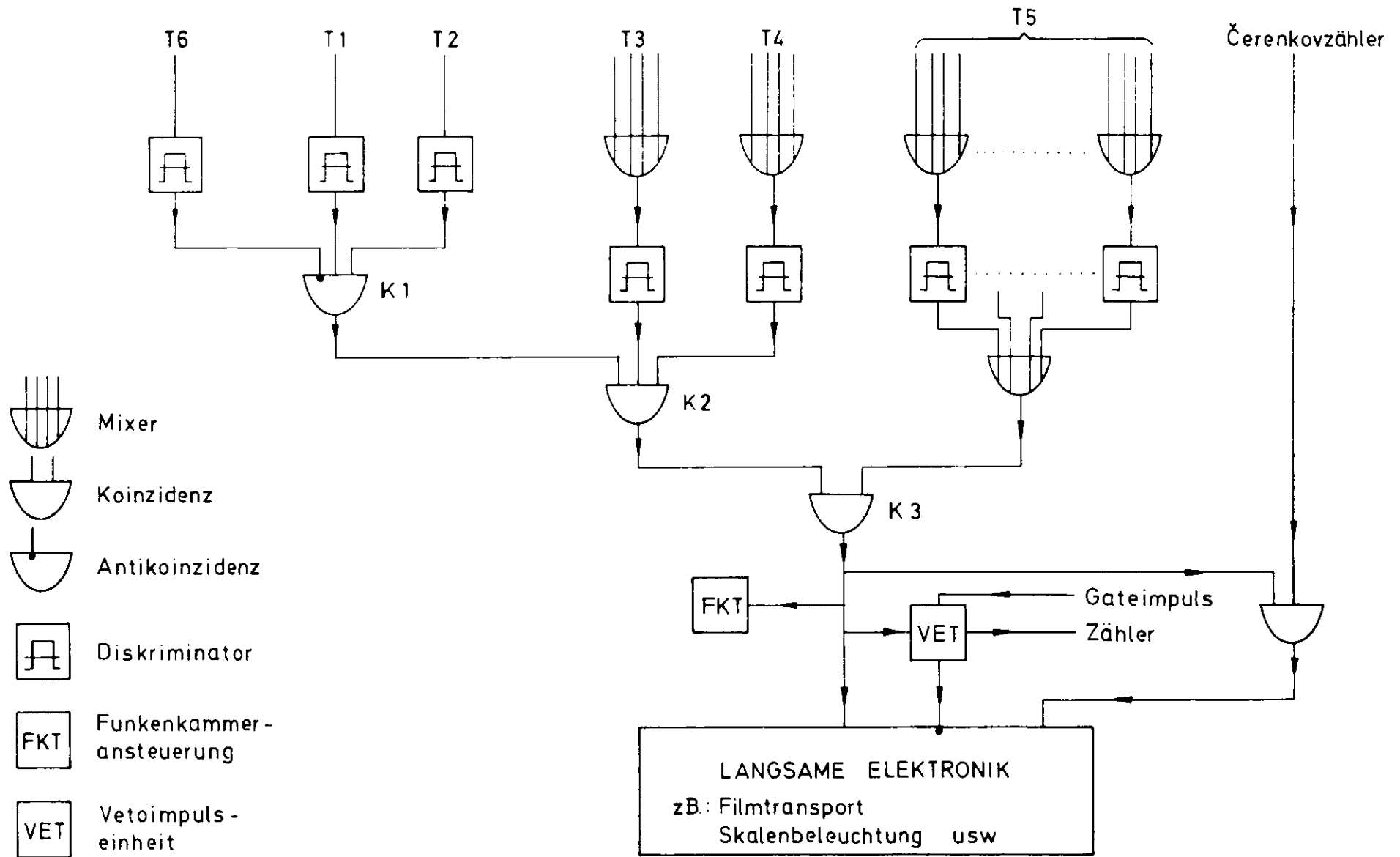


Abb.10 Prinzip der schnellen Elektronik (vereinfacht)

3.5. Teilchenidentifizierung

Der Čerenkovzähler bestand aus einem 2 m langen zylindrischen Stahl-tank von 1 m Durchmesser, in dem sieben durch Aluminiumfolie getrennte Spiegelsysteme und sieben Photomultiplier 57 AVP angebracht waren. Die Füllung bestand aus 12 ata Frigen. Der Zähler sprach auf π -Mesonen mit Impulsen $< 1,3 \text{ GeV}/c$ und auf K-Mesonen mit Impulsen $> 4,3 \text{ GeV}/c$ an, d. h. im Impulsbereich $1,3 < p < 4,3 \text{ GeV}/c$ diskriminierte er K-Mesonen gegen leichtere Teilchen. Das Ansprechvermögen des Zählers betrug ca. 70 %. Eine genaue Beschreibung des Zählers befindet sich bei Selonke³²⁾. Die Information, welches Segment des Čerenkovzählers angesprochen hatte, wurde ähnlich wie beim Monochromator über Lämpchen, die zusammen mit den Funkenkammern fotografiert wurden, gewonnen.

Die Schauerfunkenkammern waren aus sieben bzw. neun 1,3 cm starken Eisenplatten aufgebaut. Ihre Diskrimination von Elektronen gegen π -Mesonen wurde durch Analyse einer großen Anzahl von Teilchenspuren untersucht. Als zweckmäßiges Kriterium für einen Schauer wurde die Bedingung ermittelt, daß in den 6 Plattenpaaren mindestens 8 Funken auftreten. Diese Bedingung erfüllten 98 % aller beobachteten Elektronenspuren und 4 % aller betrachteten π -Meson-Spuren.

3.6. Messung und Absorption des Strahls

Die Intensität des Positronenstrahls wurde mit Hilfe einer Ionisationskammer, die etwa 50 cm vor dem Monochromatortarget Ta aufgebaut war, ermittelt. Die Ionisationskammer wurde mit dem DESY-Quantameter Nr. 2³³⁾ geeicht. Die Genauigkeit der Strahlkalibrierung betrug auf Grund von

Unsicherheiten der Quantameterkonstanten und Schwankungen der Ionisationskammeranzeige etwa ± 5 %.

Der Positronenstrahl wurde nach dem Durchgang durch das Monochromatortarget in dem C-Magneten abgelenkt und mit einem seitlich vom γ -Strahl aufgebauten Bleistapel der Größe 60 cm x 60 cm x 60 cm absorbiert.

Die Streustrahlung aus diesem Block in Richtung auf das Target oder die Funkenkammern war vernachlässigbar. Der γ -Strahl wurde am Anfang des Analysiermagneten MH in einem Wolfram-Block der Größe 15 cm x 25 cm x 30 cm absorbiert. Auch hier wurden keine Streustrahlungseffekte festgestellt.

3.7. Durch die Apparatur bedingte Meßgenauigkeit

In die Genauigkeit bei der Bestimmung der kinematischen Größen, die den Prozeß $\gamma A \rightarrow p^0 A$ charakterisieren, gingen nur die Fehler bei der Messung der Winkel und Impulse der beiden produzierten Teilchen in der Funkenkammerapparatur ein. Fehler bei der Bestimmung der γ -Energie durch den Monochromator spielten hier keine Rolle, weil diese Messung nur zur Identifizierung der Reaktion verwendet wurde.

Bei der Messung der Erzeugungswinkel θ_{π} der Teilchen (s. Anhang) trat als Fehlerquelle die Divergenz der einlaufenden γ -Quanten auf, außerdem die Vielfachstreuung der Teilchen auf ihrem Wege vom Entstehungsort im Target bis zur 2. Funkenkammer und Ungenauigkeiten bei der Ortsbestimmung der Spuren in den Funkenkammern wegen der Ausdehnung der Funken und wegen

Meßfehlern bei der Ausmessung. Für den gesamten Fehler erhält man folgende Ausdrücke:

$$\overline{\Delta \theta_{\pi}^2} = 2 + 13,5/p^2 \text{ (mrad}^2\text{)} \quad \text{H}_2\text{-Target}$$

$$\overline{\Delta \theta_{\pi}^2} = 2 + 20 / p^2 \text{ (mrad}^2\text{)} \quad \text{C -Target}$$

$$\overline{\Delta \theta_{\pi}^2} = 2 + 25 / p^2 \text{ (mrad}^2\text{)} \quad \text{Al-Target}$$

p ist der Impuls der Teilchen (GeV/c).

Die Impulsabhängigkeit des Fehlers wurde durch die Vielfachstreuung verursacht.

Zum Fehler der Impulsmessung trugen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des Ablenkwinkels λ der Teilchen im Analysiermagneten sowie Ungenauigkeiten in der Kenntnis der Feldstärke B und der magnetischen Länge l des Magneten bei. Es gilt näherungsweise:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\lambda(l \cdot B)}{p \cdot B}\right)^2 + \left(\frac{\lambda \lambda}{\lambda}\right)^2$$

Der relative Fehler des Produkts $l \cdot B$ wurde auf Grund von Eichmessungen zu $\approx \pm 1\%$ gefunden. Ebenso wie beim Produktionswinkel wurde der Fehler des Ablenkwinkels λ durch Vielfachstreuung und durch Ungenauigkeiten bei der Vermessung der Teilchenspuren in den Funkenkammern verursacht. Insgesamt berechnet man:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \approx \frac{1}{\lambda^2} \left(2 + \frac{9,4}{p^2}\right) \cdot 10^{-6} + 10^{-4}$$

p: (GeV/c)

λ : (mrad)

oder näherungsweise

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \pm 1,5 \%$$

Aus diesen Fehlerangaben können die Fehler für alle bei der ρ^0 -Photo-
produktion auftretenden kinematischen Größen berechnet werden. Man
erhält z. B. folgende mittlere Werte*:

Invariante Masse des

$(\pi^+\pi^-)$ -Systems (im folgenden $\Delta m_{\pi\pi} = \pm 12 \text{ MeV}/c^2$
häufig "Dipion" genannt)

Quadrat des Impuls-

übertrags an den Kern $\Delta t = \pm 0,007 \text{ GeV}^2$

Erzeugungswinkel des $(\pi^+\pi^-)$ -
Systems im Schwerpunktsystem**

$\Delta \theta_{\pi\pi}^S = \begin{matrix} \pm 0,005 \text{ rad} & \text{H}_2\text{-Target} \\ \pm 0,002 \text{ rad} & \text{C/Al-Target} \end{matrix}$

Aus Impulsen und Winkeln

berechnete γ -Energie $\Delta k_{\text{ber}} = \pm 50 \text{ MeV}$

Einen Test der Auflösung unserer Apparatur zeigt Abb. 12 (hinter S. 36).
Hier ist die erhaltene Verteilung der Differenz Δk der vom Monochromator
bestimmten γ -Energie k_{Mono} und der unter der Annahme, daß ein Prozeß
der Art $\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^- A$ vorlag, berechneten γ -Energie k_{ber} aufgetragen.
Die erhaltene Verteilung entspricht einer Gaußkurve einer Breite von
ca. $\pm 60 \text{ MeV}$. Dieser Wert stimmt recht gut überein mit der quadratischen
Addition der Fehler von k_{Mono} ($\Delta k_{\text{Mono}} \approx \pm 50 \text{ MeV}$) und k_{ber}
($\Delta k_{\text{ber}} \approx \pm 50 \text{ MeV}$), die einen Fehler von $\pm 70 \text{ MeV}$ ergeben würde.

* Die Bedeutung der kinematischen Größen wird im Anhang (Abschn. 7.2.)
erläutert und dort durch Abb. 23 veranschaulicht.

** Der Index "S" bedeutet, daß die betreffenden Größen im Schwerpunkt-
system betrachtet werden.

4. DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS UND AUSWERTUNG

4.1. Allgemeine Bemerkungen

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde bei einer Synchrotronenergie von 6 GeV und zeitweise 5,5 GeV durchgeführt. Die Energie des sekundären Positronenstrahls wurde auf 4,898 bzw. 4,416 GeV gestellt, Die Intensität betrug $\approx 3 \cdot 10^6 e^+$ /sec, das entsprach einem γ -Strahl von $\approx 6 \cdot 10^4$ eff. Quanten/sec. Für die Datenaufnahme standen 8 Schichten (≈ 8 Stunden) zur Verfügung. Die Aufnahmezeit betrug 2 - 3 Bilder/min, insgesamt wurden ca. 10000 Bilder aufgenommen. In etwa der Hälfte der Gesamtzeit wurde nur mit dem H_2 -Target gearbeitet. In der restlichen Zeit wurde zusätzlich ein Kohlenstoff- bzw. Aluminium-Target in den Strahl gebracht.

Etwa 25 % der Bilder mit H_2 -Target wurden bei 4,898 GeV Strahlenergie, alle übrigen bei 4,416 GeV aufgenommen.

4.2. Durchprüfen der Bilder

Die Filme mit den aufgenommenen Ereignissen wurden zunächst auf Projektionstischen durchgeprüft und die meßbaren Ereignisse herausgesucht. Abb. 11 zeigt eine typische Funkenkammeraufnahme. Insgesamt ergaben sich ca. 4000 meßbare Ereignisse. Von jedem Ereignis wurde eine Skizze angefertigt, auf der die Zuordnung der Teilchenspuren in der Draufsicht und in der Seitenansicht der Funkenkammern vermerkt wurde. Außerdem wurden auf der Skizze einige für das Ereignis charakteristische Festinformationen notiert:

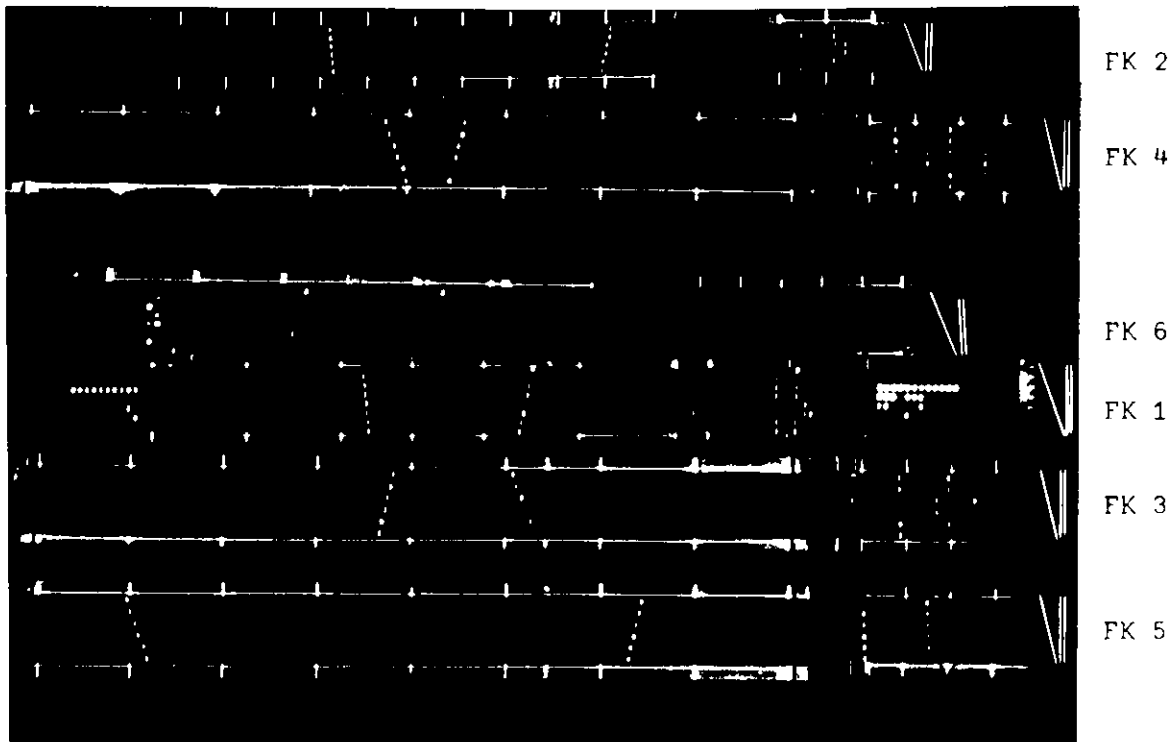


Abb. 11: Ein typisches Photo der Funkenkammeranordnung.

In der Mitte die Hauptansicht, rechts die Seitenansicht der Funkenkammern FK 1 ... FK 6. Auf der Höhe von FK 1 befinden sich auf der linken Seite die Monochromatorlämpchen, rechts weitere Lampchen, die die Filmnummer, Bildnummer und Cerenkovzähleranzeige angeben.

- 1) Welcher Monochromatorzähler hat angesprochen?
- 2) Welche Segmente des Cerenkovzählers haben angesprochen?
- 3) Art der Spur in der Schauerfunkenkammer.

4.3. Ausmessen der Bilder

Die Bilder wurden auf digitalisierten Meßtischen von Hand ausgemessen. Die Meßgenauigkeit wurde durch oftmaliges Messen desselben Punktes ermittelt, es ergab sich ein Fehler von $\pm 0,2$ mm auf dem Tisch. Daraus wurde der allein durch Meßungenauigkeit verursachte Fehler für die Richtung einer Teilchenbahn, die ja durch die Teilchenspuren in zwei Funkenkammern gegeben ist, zu ± 1 mrad abgeschätzt²⁹⁾.

Die gemessenen Koordinaten in den Funkenkammern sowie die oben erwähnten Festinformationen für jedes Bild wurden auf Lochkarten gestanzt, die dann auf Magnetbänder übertragen wurden.

Mit Hilfe einer Reihe von Rechenprogrammen wurden aus den auf dem Tisch gemessenen Koordinaten die räumlichen Koordinaten berechnet, die Zuordnung der Teilchenspuren vor und hinter dem Ablenkmagneten festgestellt und fehlerhafte Ereignisse aussortiert. Es traten mechanische und elektrische Fehler der Meßapparatur auf, sowie Fehler der messenden Person, z. B. falsche Eingabe der Festdaten oder Ausmessen der verkehrten Spur. Die Rate der guten zu den fehlerhaft gemessenen Bildern betrug etwa 2 : 1. Die zunächst fehlerhaften Messungen wurden wiederholt. Nach zweimaliger Wiederholung verblieben noch 7 % der Bilder, die dann durch entsprechende Korrekturen bei den Wirkungsquerschnitten berücksichtigt wurden.

4.4. Gewinnung der Daten

Die kinematischen Größen für jedes einzelne Ereignis wurden mit Hilfe des Programms "DATEN" berechnet und auf ein Magnetband gespeichert. Das Programm "SUMX" druckte dann Listen und Diagramme für die Häufigkeitsverteilung der Ereignisse aus, aufgetragen nach jeder beliebigen auf dem Magnetband des Programms "DATEN" gespeicherten Variablen. Die Verteilungen konnten bereits mit den Akzeptanzen (s. Kap. 4.8.) der einzelnen Ereignisse sowie mit der Ansprechwahrscheinlichkeit der Monochromatorzähler gewichtet werden.

4.5. Identifizierung der Dipion-Ereignisse

Um aus der Gesamtzahl der gemessenen Bilder diejenigen Ereignisse auszusortieren, die dem Prozeß $\gamma + A \rightarrow A + \pi^+ + \pi^-$ zuzuordnen sind, wurden folgende Kriterien angewandt:

- 1) Die Teilchen mußten im Analysiermagneten zur Mittelachse hin abgelenkt worden sein (konvergente Ereignisse). Die Akzeptanz für Ereignisse, bei denen die Teilchen von der Mittelachse weg abgelenkt wurden (divergente Ereignisse), verschwindet nämlich für invariante Massen des Dipionsystems oberhalb 550 MeV, so daß diese Ereignisse für die Untersuchung des ρ -Mesons ungeeignet sind. Diese divergenten Ereignisse wurden im Hinblick auf die Photoproduktion von ϕ -Mesonen analysiert³⁴⁾.
- 2) Die Ereignisse mußten ihren Ursprung im Target haben. Da durch die Funkenkammern der Ursprungsort eines Ereignisses auf besser als

0,7 cm bestimmt werden konnte, ließ sich diese Bedingung leicht erfüllen. Korrekturen waren nur für den H_2 -Target-Behälter erforderlich.

- 3) In den Plattenfunkenkammern durfte kein Schauer erscheinen. Das war in 94 % aller Bilder der Fall. In etwa 1 % aller Bilder wurden zwei Schauer eindeutig identifiziert. Bei 5 % der Bilder war keine eindeutige Aussage möglich, weil entweder die Funkenkammer nicht angesprochen hatte oder das Bild der Spur so kompliziert war, daß nicht entschieden werden konnte, ob die Spur durch Elektronen ausgelöst wurde. Für die Auswertung wurden nur die 94 % eindeutigen Bilder verwendet, die übrigen wurden durch Korrekturfaktoren bei der Ermittlung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt. Die Information durch den Čerenkovzähler wurde hier nicht in die Kriterien mit einbezogen, sie wurde nur für die in dieser Arbeit nicht behandelte Identifizierung von Φ -Mesonen benötigt³⁴⁾, denn die Beimischung an K-Mesonen stellte sich als so klein heraus, daß sie hier vernachlässigt werden kann.
- 4) Die Differenz $|\Delta k|$ der mit Hilfe des Monochromators gemessenen γ -Energie k_{Mono} und der γ -Energie k_{ber} , die unter der Annahme der Reaktion $\gamma + A \rightarrow A + \pi^+ + \pi^-$ aus den Winkeln und Impulsen der registrierten Teilchen berechnet wurde, mußte kleiner als 200 MeV sein. In Abb. 12 ist die Häufigkeitsverteilung der Größe $\Delta k = E_{\text{Mono}} - E_{\text{ber}}$ aufgetragen. Ungefähr an den Stellen $\Delta k = \pm 0,2 \text{ GeV}/c$ kompensieren sich die Anteile der starken Anhäufung von Ereignissen bei $\Delta k \approx 0$, die wegen der Auflösung unserer Apparatur aus dem Bereich $|\Delta k| < 0,2 \text{ GeV}/c$ herausfallen, und von Untergrundereignissen, die in dieses Gebiet hineinreichen.

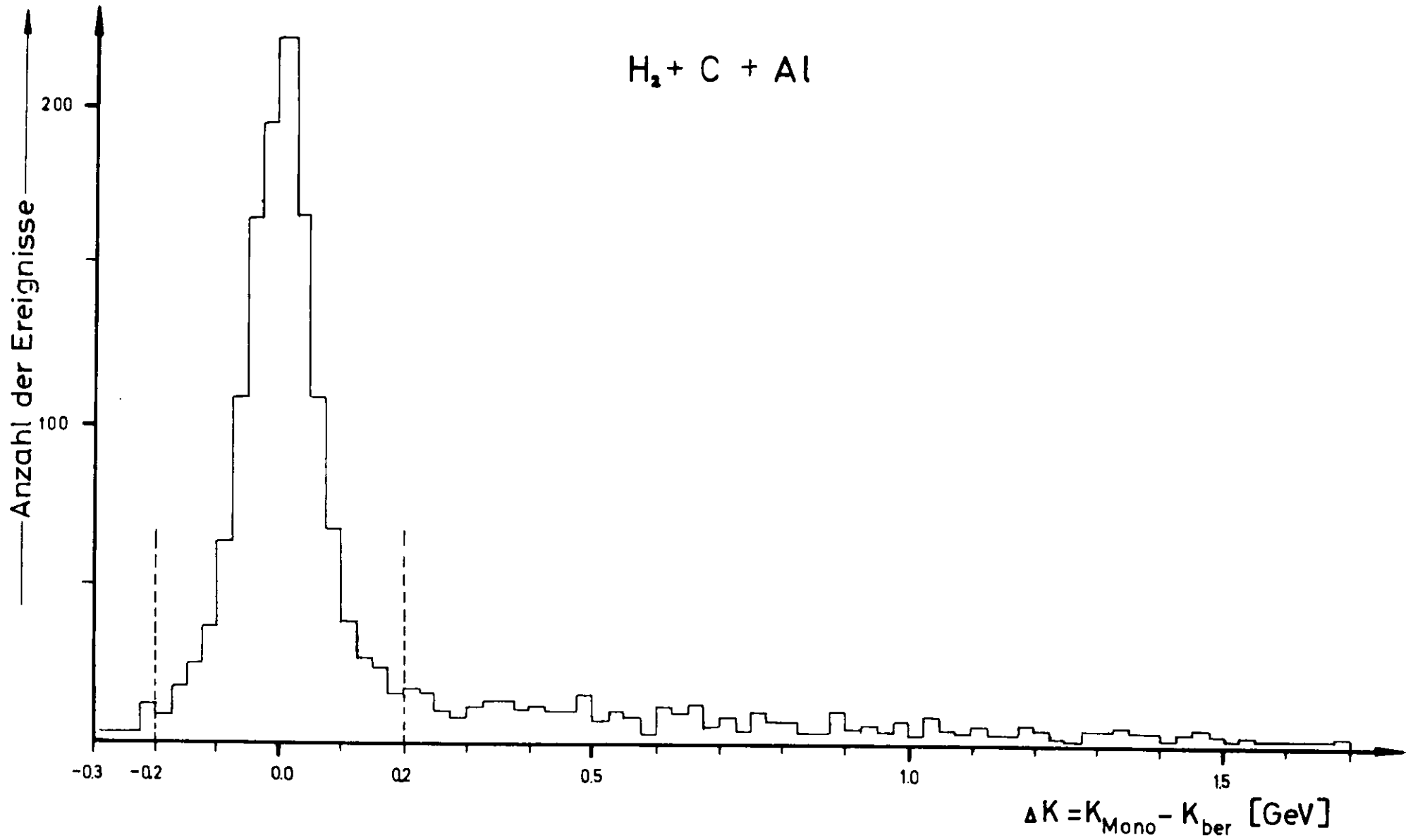


Abb.12 Verteilung der Differenz zwischen der mit dem Monochromator gemessenen und der berechneten Gamma-Energie.

Wie sich der Untergrund außerhalb des Bereichs $|\Delta k| < 0,2 \text{ GeV}/c$ auf die Photoproduktionsprozesse am Proton und an komplexen Kernen verteilt, kann Abb. 13 entnommen werden. Hier ist die Massenverteilung der Rückstoßteilchen aufgetragen; die Bereiche auf der Massenskala, die der Bedingung $|\Delta k| < 0,2 \text{ GeV}/c$ entsprechen, wurden durch Schraffieren hervorgehoben. Diese Darstellung ist der in Abb. 12 gewählten äquivalent, wie aus Formel (A.5) (Anhang, Abschn. 7.2.) hervorgeht.

Der größte Teil der Ereignisse außerhalb dieses Bereichs ist auf Prozesse zurückzuführen, bei denen zusätzlich zu den nachgewiesenen π -Mesonen mindestens ein weiteres Teilchen erzeugt worden ist. Im Falle der Photoproduktion am Proton wurde ein wesentlich höherer relativer Anteil dieses Untergrundes gefunden als bei Photoproduktionsprozessen an komplexen Kernen.

Weiterhin entnimmt man Abb. 13, daß eine Anzahl von Ereignissen auftritt, bei der die Masse des Rückstoßteilchens unterhalb des Bereichs $-0,2 < \Delta k < +0,2 \text{ GeV}$ liegt. Diese Ereignisse und eine gleiche Anzahl oberhalb des Bereichs sind auf Verfälschung der Masse des Rückstoßteilchens wegen Streuung oder Zerfall eines der erzeugten π -Mesonen zurückzuführen (s. Abschn. 4.9.). Der Anteil der Ereignisse, bei denen eine Rückstoßmasse außerhalb der Maxima durch Doppelbremsstrahlung der Positronen oder Comptoneffekt der Photonen vorgetäuscht wurde, ergab sich zu ca. 1,5% (s. Abschn. 4.9.) und ist in diesem Zusammenhang zu vernachlässigen.

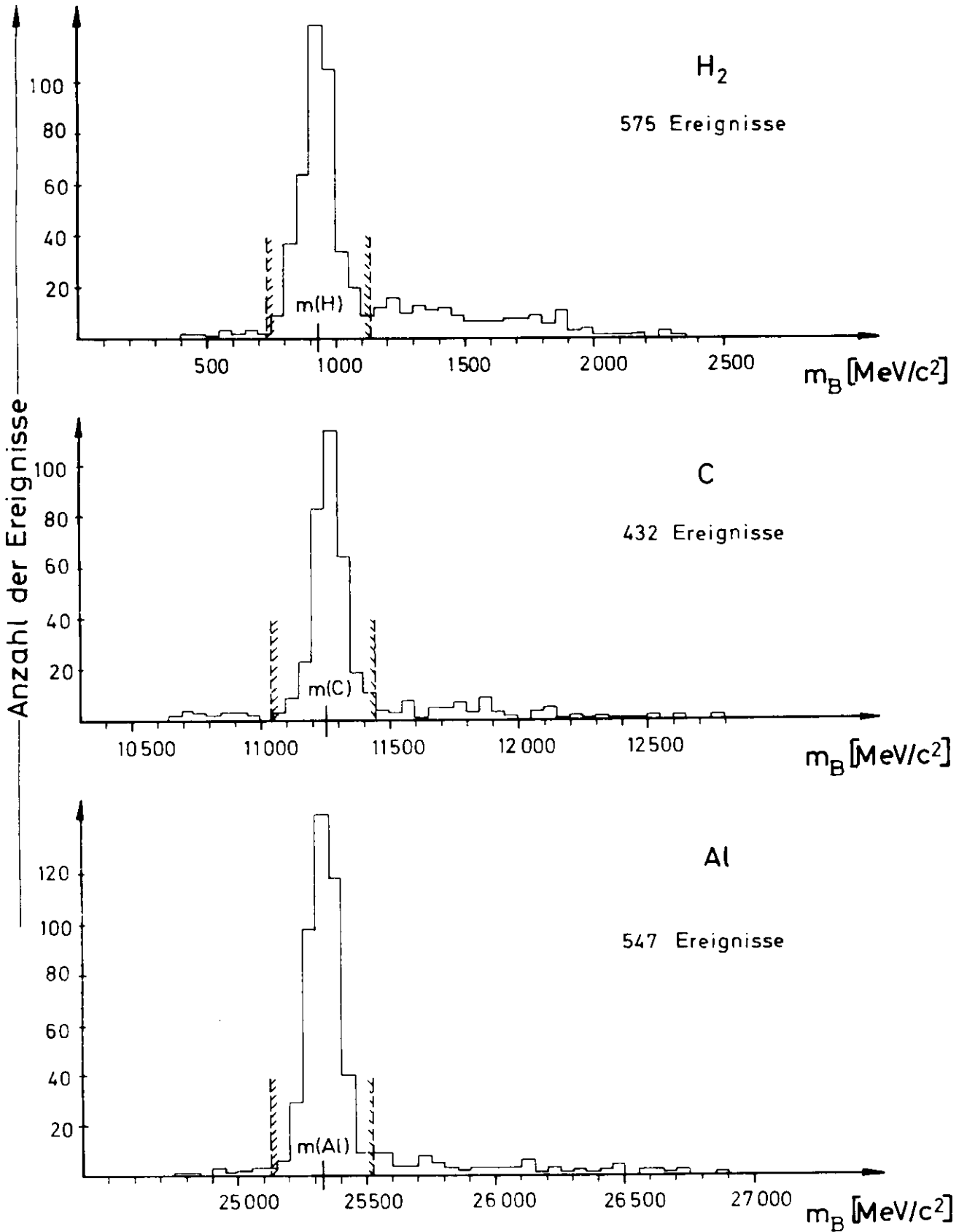
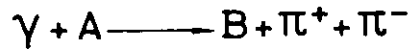


Abb.13 Massenverteilung des Rückstoßteilchens B

Die Fehler durch Anwendung dieses Identifizierungskriteriums betragen $\sim \pm 3 \%$ im Falle des H_2 -Targets und $\sim \pm 2 \%$ im Falle des C- bzw. Al-Targets.

Nach Anwendung der aufgeführten Kriterien verblieb für die weitere Analyse die folgende Anzahl von Ereignissen:

H_2 -Target	391 Ereignisse
C -Target	343 Ereignisse
Al-Target	450 Ereignisse

4.6. Wirkungsquerschnitte

Der Zusammenhang zwischen der Anzahl der gemessenen Ereignisse N_m pro Intervall (dV) der Variablen V und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dV}$ ist:

$$\sum_{n=1}^{N_m} \frac{1}{A^n E_n} = N_Y \cdot N_T \cdot \frac{d\sigma}{dV} \cdot \frac{1}{L}$$

mit A^n = Akzeptanzfaktor für das jeweilige Ereignis

N_Y = Anzahl der auf das Target geschossenen γ -Quanten
im Ansprechbereich des Monochromators

E_n = Ansprechwahrscheinlichkeit des jeweiligen
Monochromatorzählers (s. Anhang)

N_T = Anzahl der Targetatome/cm²

$$N_T = 8,23 \cdot 10^{23} \quad \text{H}_2\text{-Target}$$

$$N_T = 17,3 \cdot 10^{23} \quad \text{C- Target}$$

$$N_T = 10,9 \cdot 10^{23} \quad \text{Al-Target}$$

L = Korrekturfaktor für Pionenzerfall, Absorption von Pionen durch nukleare Wechselwirkung, elastische Streuung und Teilchendiskriminierung in der Schauerfunkenkammer und weitere Korrekturen.

Im folgenden sollen die in der Formel für den Wirkungsquerschnitt vorkommenden Größen, soweit sie nicht schon bekannt sind, kurz diskutiert werden.

4.7. Intensität des Gammastrahls

Die Anzahl N_γ der einlaufenden γ -Quanten wurde aus der Primärintensität des Positronenstrahls durch Integration über das Bremsspektrum in dem vom Monochromator überstrichenen Energiebereich unter Verwendung folgender Formel³⁵⁾ gewonnen:

$$d\sigma_k = \frac{4 z^2 r_0^2}{137} \frac{dk}{k} \left[\left(1 + \left(\frac{\Gamma_0 - k}{\Gamma_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\Gamma_0 - k}{\Gamma_0} \right) \cdot \left(\ln \frac{183}{z^{1/3}} - f(z) \right) + \frac{1}{9} \frac{\Gamma_0 - k}{\Gamma_0} \right]$$

mit

$$r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$
$$f(z) = 0,263$$
$$z = 73, \text{ Kernladungszahl von Tantal}$$

Das zur Konversion des Positronenstrahls verwendete Tantaltarget hatte eine Dicke von 0,1 mm. Unter Berücksichtigung der Bremsstrahlung, die auf dem Weg des Positronenstrahls vom Austrittsfenster des Vakuumrohrs bis zum Ta-Target entstand, ergab sich insgesamt:

$$N_Y (\text{H}_2) = 4,8 \cdot 10^9 \quad \text{H}_2\text{-Target}$$
$$N_Y (\text{C}) = 1,8 \cdot 10^9 \quad \text{C-Target}$$
$$N_Y (\text{Al}) = 1,25 \cdot 10^9 \quad \text{Al-Target}$$

4.8. Akzeptanz

Die Akzeptanz unserer Apparatur ist durch den impulsanalysierenden Magneten, die Größe der Funkenkammern und der Triggerzähler und durch die Koinzidenzbedingungen zwischen den Triggerzählern begrenzt. Der von der Apparatur akzeptierte Bereich der invarianten Masse des Systems der beiden registrierten π -Mesonen lag ungefähr bei $400 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi\pi} < 900 \text{ MeV}/c^2$. Der Bruchteil der Ereignisse einer gegebenen Masse des Zweipionsystems, der von der Apparatur akzeptiert wurde, war sehr stark von der γ -Energie und dem Erzeugungswinkel der Resonanz abhängig. Deshalb war es erforderlich, für jedes einzelne Ereignis einen Akzeptanzfaktor auszurechnen.

Zur Betrachtung der Massenverteilung $\frac{d\sigma}{dm}$ und der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und $\frac{d\sigma}{dt}$ wurde der Akzeptanzfaktor

$$A_1 = \iiint_{\text{Akzeptanz}} d\theta_{\pi p}^* d\phi_{\pi p}^* d\phi_{\pi\pi}$$

als Integral über den Polarwinkel $\theta_{\pi p}^*$ und den Azimutwinkel $\phi_{\pi p}^*$ eines π -Mesons zum Rückstoßkern[†] im Ruhesystem des Zweipionsystems sowie den Azimutwinkel $\phi_{\pi\pi}$ des Dipions im Laborsystem berechnet[†].

Dabei wurden für die beiden Azimutwinkel $\phi_{\pi\pi}$ und $\phi_{\pi p}^*$ isotrope Winkelverteilungen angenommen. Für die Winkelverteilung des Polarwinkels $\theta_{\pi p}^*$ zwischen einem Pion und dem Rückstoßkern im Ruhesystem der Dipionresonanz wurde eine $\sin^2\theta_{\pi p}^*$ -Verteilung angenommen, wie sie aus Drehimpulserhaltungsargumenten^{36,37)} folgt und bei Blaskammerexperimenten auch gefunden wurde. Das \sin^2 -Verhalten gilt exakt nur für ρ^0 -Photoproduktion in Vorwärtsrichtung³⁶⁾. Die Abweichung im Akzeptanzfaktor, die sich für die in dem hier beschriebenen Experiment auftretenden Produktionswinkel bis zu 6° im Laborsystem ergeben, wurden zu $< 0,1$ % berechnet und deshalb vernachlässigt. Die Berechnung des Akzeptanzfaktors A_1 geschah mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms. Die durch dieses Programm auftretenden statistischen Fehler wurden zu ≈ 5 % abgeschätzt. Für A_1 ergab sich im Mittel $\overline{A_1} = 0,03$ für Reaktionen am Orte des H_2 -Targets, $\overline{A_1} = 0,07$ im Falle des C- bzw. Al-Targets. Ereignisse mit Akzeptanzfaktoren, die mehr als ein Faktor 200 kleiner als der mittlere Wert waren, wurden bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Das wurde durch Beschränkung auf Ereignisse erreicht, bei denen sich Massenwerte des Zweipionsystems innerhalb des Bereichs $400 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi\pi} < 900 \text{ MeV}/c^2$ ergaben, denn Akzeptanzwerte unterhalb der oben angegebenen Grenze traten nur bei den wenigen Ereignissen außerhalb dieses Bereichs auf.

[†] Die Definition dieser Winkel wird auf Abb. 23 (Anhang, Abschn. 7.2.) anschaulich gemacht.

Um die Verteilung des Zerfallswinkels $\theta_{\pi p}^*$ betrachten zu können, wurde der Akzeptanzfaktor

$$A_2 = \iiint_{\text{Akzeptanz}} d\phi_{\pi p}^* d\phi_{\pi\pi} d\theta_{\pi\pi}$$

berechnet. Für den Produktionswinkel $\theta_{\pi\pi}$ des Dipionsystems wurde dabei der in diesem Experiment gefundene Verlauf eingesetzt. Die Berechnung geschah durch numerische Integration. Der durch die Wahl der Schrittweite bei der Integration bedingte Fehler betrug auch hier ca. 5 %.

4.9. Korrekturen

4.9.1. π -Zerfall

Ein Teil der erzeugten π -Mesonen zerfiel bereits auf seinem Flugweg vor der 4. Funkenkammer. Die Impulse und Winkel der entstehenden μ -Mesonen sind z. T. wesentlich verschieden von denen der π -Mesonen. Dadurch ändert sich auch die aus den gemessenen Impulsen berechnete γ -Energie k_{ber} (s. Anhang 7.2.). Im Mittel fielen alle Ereignisse, bei denen durch Pion-Zerfall eine Änderung von k_{ber} um mehr als 200 MeV eintrat, aus den oben erwähnten Identifizierungskriterien heraus. Eine genaue Betrachtung zeigte, daß der resultierende Korrekturfaktor nur sehr schwach von den Impulsen der beiden produzierten π -Mesonen abhing. Es ergab sich:

$$l_{\text{Zerf}} = 1,063 \pm 0,01$$

4.9.2. Absorption

Ein π -Meson passierte auf seinem Laufweg bis zur Funkenkammer FK4 außer dem Targetmaterial etwa 4 cm Luft, 1,3 mm Aluminium (Funkenkammerfolie) und 2,1 cm Szintillatormaterial und Polyäthylenfolien. In allen diesen Materialien geschahen durch nukleare Wechselwirkung inelastische Prozesse. Für den Korrekturfaktor wegen dieser Absorption berechnet sich unter Verwendung der in der Literatur angegebenen Absorptionsquerschnitte von π -Mesonen an schweren Kernen^{38,39,40}):

l_{abs}	=	1,092 \pm 0,001	H ₂ -Target
l_{abs}	=	1,092 \pm 0,001	C -Target
l_{abs}	=	1,084 \pm 0,001	Al-Target

4.9.3. Elastische Streuung

Außer den inelastischen Prozessen muß auch die elastische Streuung betrachtet werden. Dieser Prozeß hat bekanntlich Diffraktionscharakter, d. h. es überwiegen sehr kleine Impulsüberträge. Die Änderung des Impulses ist daher nur von der Größenordnung einiger MeV und kann in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden. Geschieht die Streuung zwischen den Funkenkammern 1 und 4, so wird ein veränderter Ablenkwinkel im Analysiermagneten und damit ein falscher Impuls vorgetäuscht. Dadurch passiert, wie beim Pionzerfall, eine Anzahl von Ereignissen nicht das Kriterium $|k_{\text{Mono}} - k_{\text{Ber}}| < 200$ MeV. Eine genaue Rechnung liefert hier den Korrekturfaktor:

$$l_{\text{Streu}} = 1,02 \pm 0,001 \quad \text{für alle Targets}$$

4.9.4. Mehrdeutige Bilder

Wie in Abschnitt 4.5. bereits erwähnt, konnten 5 % aller Ereignisse auf Grund der Information in der Schauerfunkenkammer nicht eindeutig identifiziert werden und wurden deshalb nicht bei der Auswertung verwendet. Um festzustellen, wieviele dieser Bilder dem gesuchten Prozeß $\gamma + A \rightarrow \pi^+ + \pi^- + A$ zuzuschreiben sind, wurde die Verteilung der invarianten Massen der beiden π -Mesonen bei diesen Bildern mit der Verteilung verglichen, die sich bei den eindeutig identifizierten Bildern ergab. Es stellte sich heraus, daß 80 % ± 10 % der mehrdeutigen Bilder von Ereignissen der gewünschten Art stammten. Daraus resultiert ein Korrekturfaktor von

$$l_{TD} = 1,043 \pm 0,01.$$

4.9.5. Weitere Korrekturen

Eine weitere Korrektur ist für das H_2 -Target wegen der Ereignisse, die in der Targetwand ausgelöst wurden, anzubringen. Bei einer Gesamtstärke der Targetwandfolien von 0,3 mm (Mylar) ergab sich unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der totale Wirkungsquerschnitt für ρ^0 -Photoproduktion pro Nukleon am Kohlenstoff um einen Faktor 0,7 kleiner ist als der Wirkungsquerschnitt am Wasserstoff (s. Kap. 5.2.4), ein Korrekturfaktor von

$$l_{Targ} = 0,98 \pm 0,001.$$

Weiterhin mußte die Beschränkung unserer Auswertung auf Ereignisse mit Dipionmassen zwischen 400 und 900 MeV/c² berücksichtigt werden. Durch Analyse der an die Messungen angepaßten Massenverteilungen (s. Abschn. 5.1.) erhält man folgende Korrekturfaktoren:

$$\begin{array}{lll} l_{MV} & = & 1,02 \pm 0,005 & \text{H}_2\text{-Target} \\ l_{MV} & = & 1,03 \pm 0,005 & \text{C -Target} \\ l_{MV} & = & 1,04 \pm 0,005 & \text{Al-Target} \end{array}$$

Die Tatsache, daß 7 % der erhaltenen Bilder nicht ausgemessen wurden, führte zu einem Korrekturfaktor

$$l_{\text{Mess}} = 1,076 \pm 0,01.$$

Die Berücksichtigung der Doppelbremsstrahlung im Monochromatortarget, bei der ein Positron ein weiteres Photon einer Energie oberhalb 100 MeV emittiert, bringt folgenden Korrekturfaktor mit sich:

$$l_{DB} = 1,015 \pm 0,003$$

Schließlich wurden noch die Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerelektronik und der Funkenkammern, das Auftreten von Gasbläschen im Wassertarget sowie der Comptoneffekt der Photonen im Monochromatortarget untersucht. In allen Fällen ergaben sich Korrekturen kleiner 0,1 %, die vernachlässigt wurden.

Alle auftretenden Korrekturen sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Der durch Unsicherheit bei den Korrekturen hervorgerufene Fehler für die Wirkungsquerschnitte betrug 2 %.

Korrektur	F a k t o r		
	H ₂	C	Al
Nicht gemessene Bilder	1,076 ±0,01	1,086 ±0,01	1,086 ±0,01
π-Zerfall	1,063 ±0,01	1,063 ±0,01	1,063 ±0,01
Absorption	1,092 ±0,01	1,092 ±0,01	1,084 ±0,01
Elast.Streuung	1,02 ±0,002	1,02 ±0,002	1,02 ±0,002
Identifizierung	1,043 ±0,01	1,043 ±0,01	1,043 ±0,01
Targetwand	0,98 ±0,002	-	-
Begrenzter Massenbereich	1,02 ±0,005	1,03 ±0,005	1,04 ±0,005
Doppelbremsstrahlung	1,015 ±0,003	1,015 ±0,003	1,015 ±0,003
Insgesamt	L = 1,348 ±0,02	1,402 ±0,02	1,405 ±0,02

Tabelle 2

4.10. Systematische Fehler

Die in den vorausgegangenen Abschnitten bei der Behandlung der einzelnen Faktoren in der Formel für den Wirkungsquerschnitt bereits erwähnten systematischen Fehler werden hier noch einmal zusammengefaßt:

<u>G r ö ß e</u>	<u>Fehler</u>
Primärintensität	±5 %
Akzeptanzfaktor	±5 %
Ansprechwahrscheinlichkeit der Monochromatorzähler	±5 %
Fehler der Korrekturen	±2 %
Untergrundsubtraktion	±3 %

Unter der Annahme, daß die Fehler unabhängig voneinander sind, erhält man einen gesamten systematischen Fehler von ±9 %.

5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE*

5.1. Massenverteilung

Die erhaltenen Massenspektren zeigt Abb. 14. Außer dem ρ^0 -Meson gibt es keinen Hinweis auf weitere Dipion-Resonanzen in dem betrachteten Massenbereich $400 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi\pi} < 900 \text{ MeV}/c^2$. Die in Abb. 14 eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis der Anpassung einer modifizierten Breit-Wigner-Verteilung

$$\frac{d\sigma}{dm} \sim A \cdot R_3(m_{\pi\pi}) \cdot T(m_{\pi\pi}) \cdot B(m_{\pi\pi}) \cdot \frac{m_{\rho}^4}{m_{\pi\pi}^4} + C \cdot U(m_{\pi\pi}) \quad (5.1)$$

an unsere Meßwerte.

$B(m_{\pi\pi})$ ist die p-Wellen-Breit-Wigner-Verteilung⁴¹⁾

$$B(m_{\pi\pi}) = \frac{m_{\pi\pi}}{\left(\frac{m_{\pi\pi}}{2}\right)^2 - m_{\pi}^2} \frac{\Gamma(m_{\pi\pi})}{(m_{\rho}^2 - m_{\pi\pi}^2)^2 + m_{\rho}^2 \Gamma^2(m_{\pi\pi})} \quad (5.2)$$

mit

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_{\rho} \cdot \frac{m_{\rho}}{m_{\pi\pi}} \left\{ \frac{(m_{\pi\pi}/2)^2 - m_{\pi}^2}{(m_{\rho}/2)^2 - m_{\pi}^2} \right\}^{3/2} ; \quad \begin{array}{l} m_{\rho}, \Gamma_{\rho} : \text{Masse} \\ \text{bzw. Breite des} \\ \rho\text{-Mesons.} \end{array} \quad (5.3)$$

$R_3(m_{\pi\pi})$ ist der Phasenraumfaktor. Bei der Berechnung dieses Faktors durfte die Integration nicht, wie bei Apparaturen mit 4π -Geometrie (z. B. Blaskammer) über den gesamten Phasenraum erstreckt werden, sondern nur über den Teil, in dem der Akzeptanzfaktor unserer Apparatur nicht verschwand.

* Frühere Experimente über ρ^0 -Photoproduktion werden in²⁻⁶⁾ diskutiert.

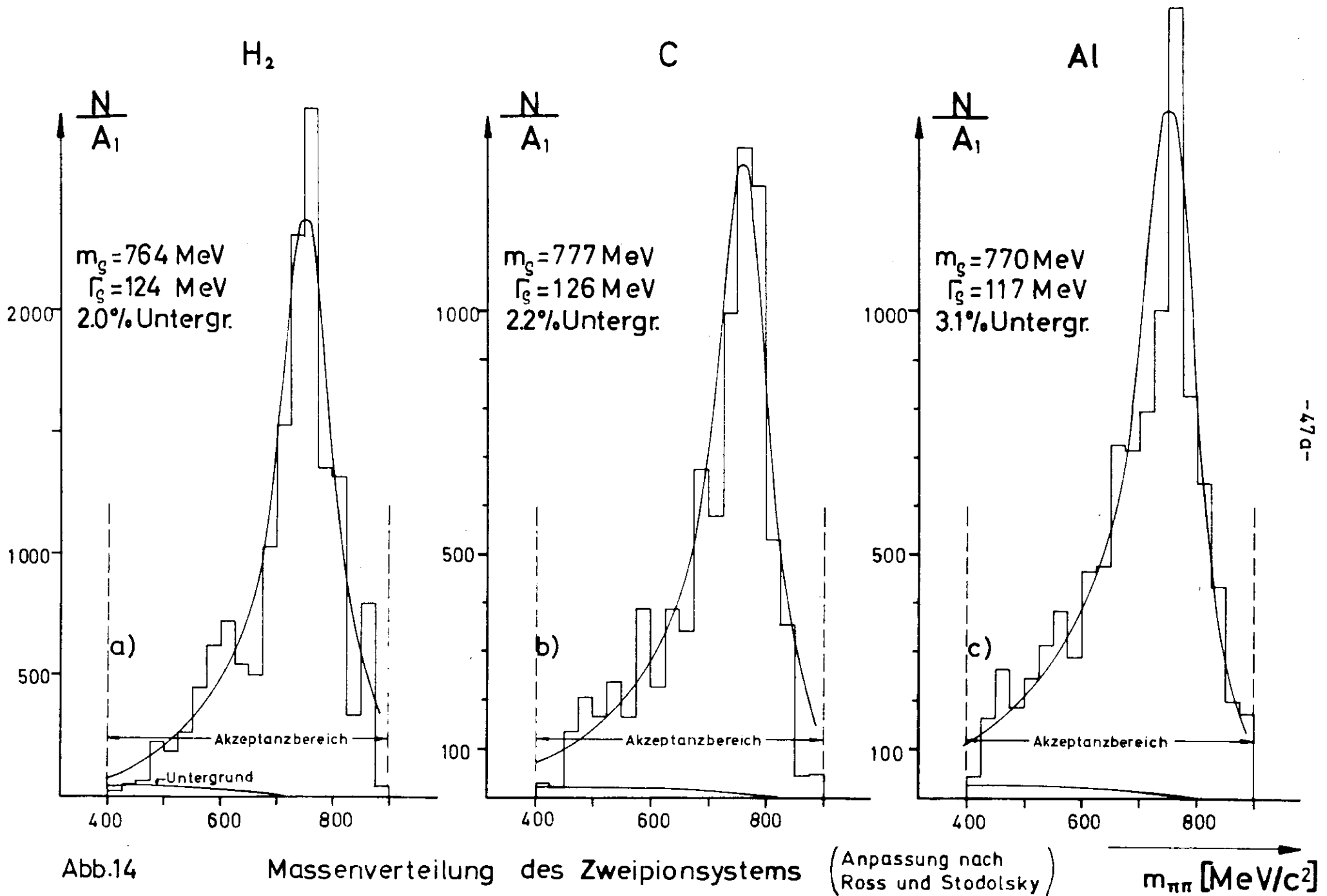


Abb.14

Massenverteilung des Zweipionsystems

(Anpassung nach
Ross und Stodolsky)

Auf Grund der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim b \cdot e^{at},$$

wie sie auch bei diesem Experiment gefunden wurde, kommt noch ein weiterer massenabhängiger Faktor $T(m_{\pi\pi}) = \exp(at_{\min})$ hinzu. Es ist nämlich^{42,10)}

$$\frac{d^2\sigma}{dm dt} \sim B(m_{\pi\pi}) \cdot b e^{at},$$

$$\frac{d\sigma}{dm} \sim B(m_{\pi\pi}) \cdot b \cdot \int_{t_{\min}}^{\infty} e^{at} dt = B(m_{\pi\pi}) \cdot \frac{b}{a} \cdot e^{-a|t_{\min}|}. \quad (5.4)$$

Der Wert für den minimalen Impulsübertrag ist gegeben durch:

$$t_{\min} = 2 m_{\pi\pi}^2 - 2 k (E_{\pi\pi} - P_{\pi\pi}) \approx \frac{m_{\pi\pi}^4}{4 k^2} \quad (5.5)$$

Der Faktor $T(m_{\pi\pi})$ ist für $b = 8 (H_2)$ für Massenwerte zwischen 400 MeV/c² und 900 MeV/c² ungefähr 1. Bei b-Werten von 48 bzw. 73, wie sie in diesem Experiment für Kohlenstoff bzw. Aluminium gefunden wurden (s. Kap. 5.2.2.1.) variiert $T(m_{\pi\pi})$ von 1 (bei $m_{\pi\pi} = 400 \text{ MeV}/c^2$) bis 2 (bei $m_{\pi\pi} = 900 \text{ MeV}/c^2$). Abbildung 15 zeigt den Verlauf von $T(m_{\pi\pi})$ für H₂, C und Al.

$U(m_{\pi\pi})$ ist eine phänomenologische Untergrundverteilung, die durch ein Polynom 2. Grades in $m_{\pi\pi}$ angenähert wurde.

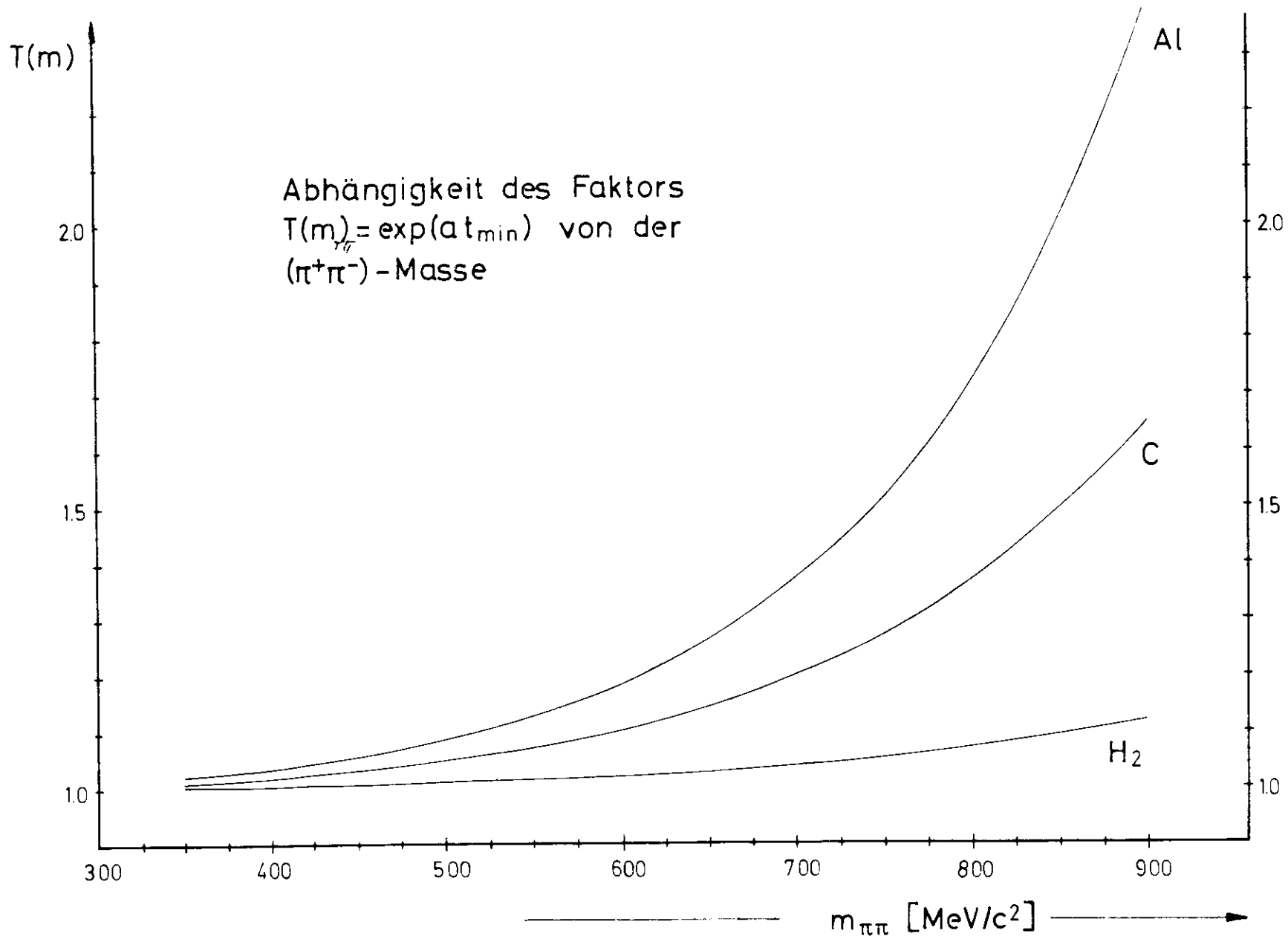


Abb. 15

Tabelle 3 gibt die erhaltenen Werte für die Massen m_ρ und Breiten Γ_ρ des ρ^0 -Mesons sowie für den Anteil $\frac{C}{A}$ des Untergrund am Massenspektrum an.

	m_ρ (MeV/c ²)	Γ_ρ (MeV/c ²)	$\frac{C}{A}$ (%)	χ^2	N_F
H ₂	764 ±12	124 ±15	2	7	6
C	777 ±12	126 ±15	2,2	10	7
Al	770 ±12	117 ±15	3,1	9	6

Tabelle 3: Gemessene Werte für Masse m_ρ und Breite Γ_ρ des ρ -Mesons sowie χ^2 -Werte und Anzahl der Freiheitsgrade N_F für die Anpassungen nach Formel (5.1).

Die Massenverteilungen werden gut wiedergegeben bei Annahme eines Untergrunds von etwa (2 ±1) %. Wie in Abschnitt 5.2.1. erläutert wird, ist dieser geringe Untergrund auch auf ρ^0 -Photoproduktionsereignisse zurückzuführen.

Die erhaltenen Massenwerte liegen etwas unter dem für ρ^0 -Erzeugung durch Hadronen angegebenen Tabellenwert¹⁾ von $m_\rho = 780$ MeV, während die Breiten gut mit dem Tabellenwert ($\Gamma_\rho = 128$ MeV) übereinstimmen.

In Abb. 16 ist zum Vergleich das Ergebnis einer Anpassung an die Funktion

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)' \sim A' \cdot R_3(m_{\pi\pi}) \cdot T(m_{\pi\pi}) \cdot B(m_{\pi\pi}) + C' \cdot U(m_{\pi\pi}) \quad (5.6)$$

H₂

C

Al

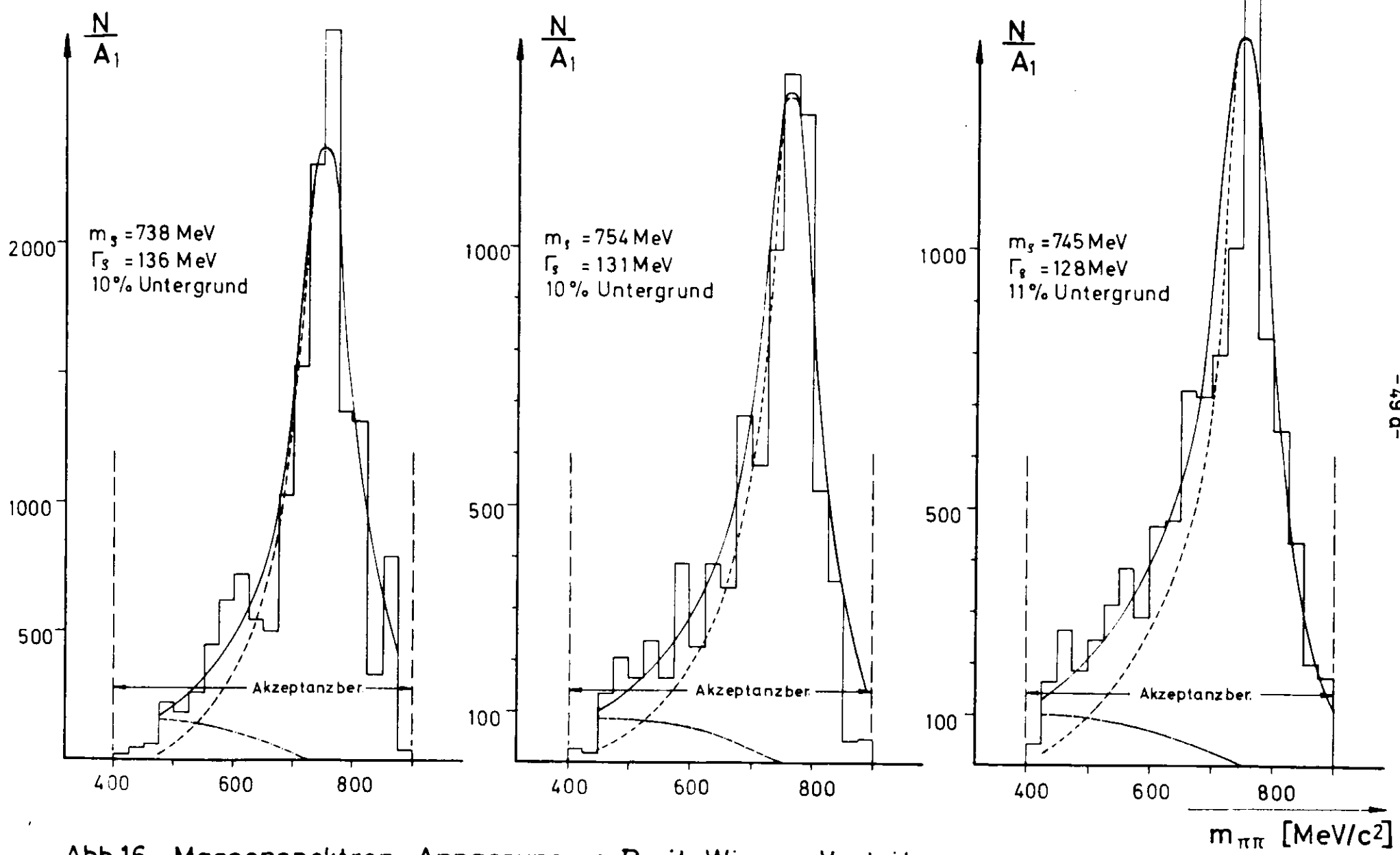


Abb.16 Massenspektren, Anpassung an Breit-Wigner Verteilung

- - - - - Breit-Wigner Verteilung - · - · - · Untergrund ——— Summe

wiedergegeben, die bis auf den hier fehlenden Faktor $m_\rho^4/m_{\pi\pi}^4$ mit der in Formel (5.1) angegebenen Funktion identisch ist. Der erste und der zweite Summand in (5.6) wurden hier getrennt eingezeichnet. Man erhielt um etwa 25 MeV kleinere Massenwerte und um etwa 10 MeV größere Breiten. Die genauen Zahlen sind in Abb. 15 eingetragen. Um zu einer befriedigenden Anpassung zu kommen, mußte ein Untergrund von ca. 10 % angenommen werden.

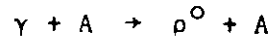
Der zusätzliche Faktor $(m_\rho/m_{\pi\pi})^4$ wurde von Ross und Stodolsky¹⁰⁾ abgeleitet. Er beruht auf der Annahme einer direkten $(\gamma\rho)$ -Kopplung, bei der das Quadrat $1/m_{\pi\pi}^4$ des Propagators des virtuellen ρ -Mesons (s. Abb. 3, S. 12) in den Wirkungsquerschnitt eingeht.

Dieser Faktor bewirkt eine Asymmetrie und eine Verschiebung der Breit-Wigner-Verteilung um etwa 20 bis 30 MeV zu kleineren Massenwerten hin. Durch den Ansatz von Ross und Stodosky wird eine Erklärung der bei den bisherigen ρ^0 -Photoproduktionsexperimenten gefundenen kleineren ρ^0 -Massen im Vergleich zu den Tabellenwerten, die von ρ^0 -Produktion mit Hadronen stammen, gegeben. Eine andere mögliche Erklärung stammt von Söding⁴³⁾, der die Massenverschiebung auf Interferenzeffekte des ρ^0 -Mesons mit nicht resonantem Untergrund zurückführt. Diese Methode führt zu einem größeren Anteil des Untergrundes an der Massenverteilung. Man erhält deshalb bei der Anwendung der Söding-Anpassung etwa 10 % kleinere Wirkungsquerschnitte²⁾ als bei Verwendung des Faktors $m_\rho^4/m_{\pi\pi}^4$ nach Ross und Stodolsky.

5.2. Wirkungsquerschnitte

5.2.1. Vorbemerkung

Die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion



werden in den folgenden Abschnitten diskutiert. Wie bei allen Experimenten enthalten sie zusätzlich zu den systematischen und statistischen Fehlern (s. Abschnitt 4.10.) noch weitere Unsicherheiten, die durch die Methode der Untergrundsubtraktion in den Massenspektren bedingt sind.

In unserem Falle konnte durch die Verwendung des Monochromators der Untergrund, der von der Produktion zusätzlicher Teilchen zu den ρ^0 -Mesonen herrührt, eliminiert werden. Der Untergrund in den Massenverteilungen (Abb. 14) ist bei Verwendung des von Ross und Stodolsky¹⁰⁾ gegebenen Faktors $m_\rho^4/m_{\pi\pi}^4$ sehr gering. Auch dieser Untergrund von 2 % bis 3 % wird der obigen Reaktion zugeschrieben. Die Begründung dafür ist folgende:

In etwa der Hälfte aller Fälle, in denen die produzierten π -Mesonen zerfallen oder elastisch gestreut werden (s. Abschnitt 4.9.1. und 4.9.3.), ist die Änderung des Impulses bzw. Winkels der Teilchen so gering, daß die Ereignisse trotzdem das Identifizierungskriterium

$$|\Delta k| = |E_{\text{mono}} - E_{\text{ber}}| < .2 \text{ GeV}$$

passieren. Diese Ereignisse werden daher bei den Korrekturen nicht berücksichtigt. Bei diesen Ereignissen tritt aber durch die Verfälschung

des Impulses und Winkels dieses Pions auch eine Veränderung der berechneten ρ^0 -Masse auf. Eine genaue Rechnung zeigt, daß diese ρ^0 -Massenverfälschung zu einem Untergrund der in Abb. 14 gezeigten Form führt, der etwa 2 % aller Ereignisse ausmacht.

Alle in den folgenden Abschnitten angegebenen Wirkungsquerschnitte gelten für eine Anpassung der Massenspektren nach der Methode von Ross und Stodolsky, d. h. wir gehen davon aus, daß alle erhaltenen Ereignisse im Massenbereich zwischen 400 und 900 MeV/c² der ρ^0 -Photoproduktion zuzuschreiben sind.

Bei einer Anpassung der Massenverteilung an eine nicht modifizierte Breit-Wigner-Verteilung würden sich um etwa 10 % kleinere Wirkungsquerschnitte ergeben.

5.2.2. Differentielle Wirkungsquerschnitte

5.2.2.1. t-Abhängigkeit

Den gemessenen Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dt}$ in Abhängigkeit vom Quadrat des Impulsübertrages t für H₂, C und Al zeigt Abb. 17. Das Diffraktionsmodell^{18,42)} liefert für kleine t dafür einen exponentiellen Verlauf (s. Kap. 2.2.):

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} e^{at}$$

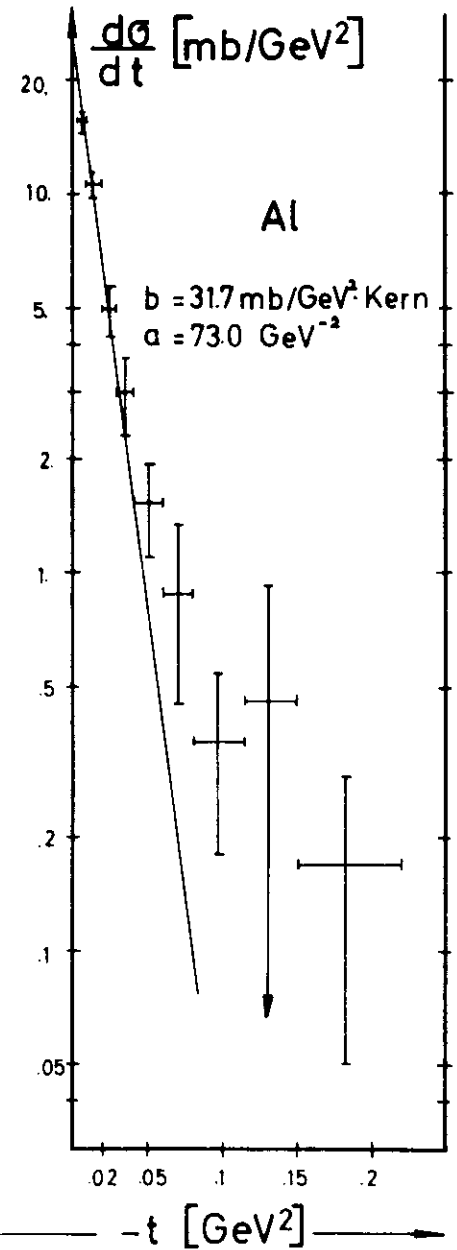
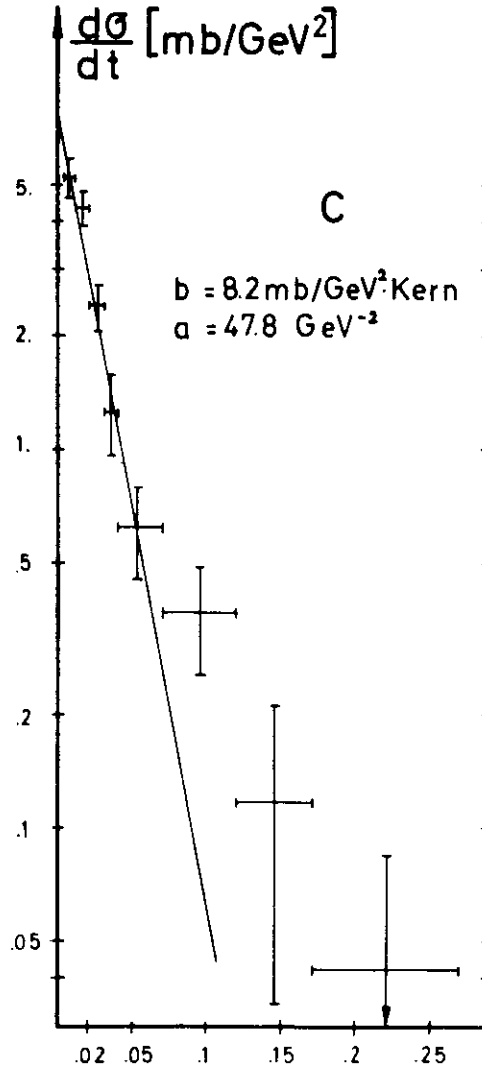
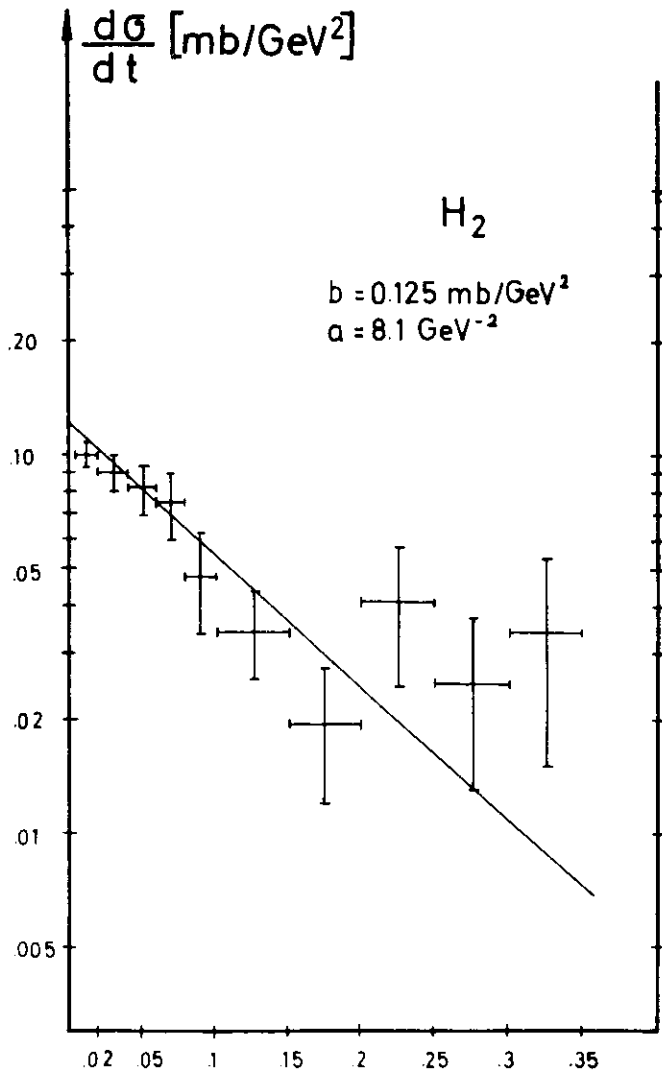


Abb.17 $\frac{d\sigma}{dt}$ als Funktion von t

(Die eingezeichneten Geraden stellen die Funktionen $b \exp(at)$ dar.)

Tabelle 4 zeigt die durch Anpassung dieser Funktion an unsere Meßpunkte erhaltenen Werte für $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$, den Exponenten a sowie den Quotienten $a/A^{2/3}$ (A = Massenzahl des Targetkerns).

	$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$ (mb/GeV ² Kern)	a (GeV ⁻²)	$a/A^{2/3}$	χ^2	N_F
H ₂	0,125 ± 0,015	8,1 ± 1,5	8,1	32,5	24
C	8,2 ± 1	47,8 ± 4,6	9,14	5,15	10
Al	31,7 ± 5	73,8 ± 9,3	8,2	7,65	7

Tabelle 4: Gemessene Werte für $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$ und den Exponenten a sowie χ^2 -Werte und Anzahl der Freiheitsgrade N_F für die Anpassungen

Die in Abb. 17 eingezeichneten Geraden geben das Ergebnis der Anpassung wieder. Wie man sieht, beschreibt die obige Funktion für kleine t recht gut den Verlauf von $\frac{d\sigma}{dt}$. Der für Photoproduktion von ρ^0 an Wasserstoff erhaltene Wert des Exponenten $a = 8,1 \text{ GeV}^{-2}$ stimmt gut überein mit Ergebnissen von Blaskammergruppen^{2,3)} ($a = 8,1 \text{ GeV}^{-2}$ bzw. $a = 8,8 \text{ GeV}^{-2}$). Die Tatsache, daß bei der Pion-Nukleon-Diffraktionsstreuung ebenfalls für den Exponenten a der Wert 8 gefunden wurde²⁶⁾, ist ein Hinweis auf die Analogie dieses Prozesses zur ρ^0 -Photonproduktion und darauf, daß bei beiden Reaktionen derselbe Wechselwirkungsradius auftritt.

5.2.2. A-Abhängigkeit

Eine für das Diffraktionsverhalten typische Eigenschaft ist die Abhängigkeit des Exponenten a vom Radius R des Targetkerns bzw.

wegen $R = R_{\text{Nukl}} A^{1/3}$ von der Massenzahl des Kerns wie $a \sim A^{2/3}$.

Diese Beziehung wurde in unserem Experiment sehr gut bestätigt, denn die in Tabelle 4 angegebenen Werte für $a/A^{2/3}$ sind für H_2 , C und Al nahezu konstant. Der auf $t \rightarrow 0$ extrapolierte differentielle Wirkungsquerschnitt hat gemäß dem Diffraktionsmodell im Falle totaler Absorption am Kern eine $A^{4/3}$ -Abhängigkeit (s. Kap. 2.2.), im Falle vollständiger Durchlässigkeit einen A^2 -Verlauf. Aus den in Tabelle 4 angegebenen Meßwerten wurde

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \sim A^{1,68 \pm 0,1},$$

also ein Verhalten zwischen den beiden Extrema, gefunden.

5.2.2.3. k^2 -Abhängigkeit

Um die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Laborsystem in Vorwärtsrichtung $\theta_{\pi\pi} = 0$ von der Energie k des einlaufenden γ -Quants zu prüfen, wurden die Werte für $\frac{d\sigma(0)}{d\Omega}$ für die Energieintervalle $3,2 \text{ GeV} < k < 3,6 \text{ GeV}$, $3,6 \text{ GeV} < k < 4,0 \text{ GeV}$, $4,0 \text{ GeV} < k < 4,4 \text{ GeV}$ und zusätzlich für H_2 $4,4 \text{ GeV} < k < 4,9 \text{ GeV}$ betrachtet (Abb. 18). Wie in Kap. 2.2. gezeigt, würde sich bei einem Diffraktionsprozeß dafür der Verlauf

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=0) \sim k^2$$

ergeben. Die gestrichelte Linie in Abb. 18 gibt den k^2 -Verlauf wieder. Wie man sieht, sind unsere Ergebnisse mit der k^2 -Abhängigkeit gut verträglich.

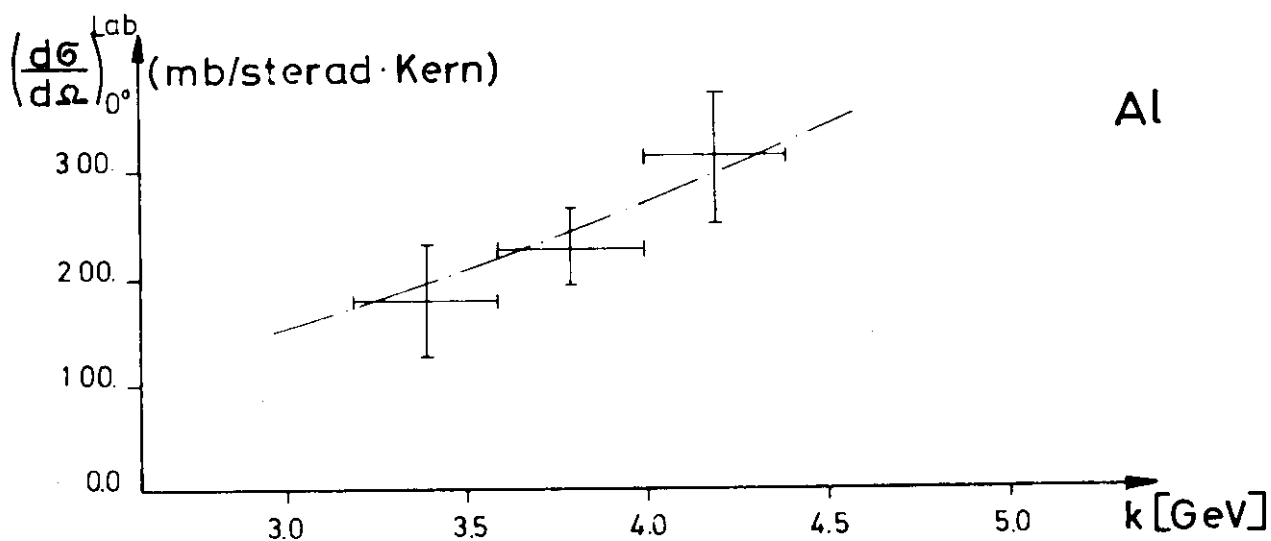
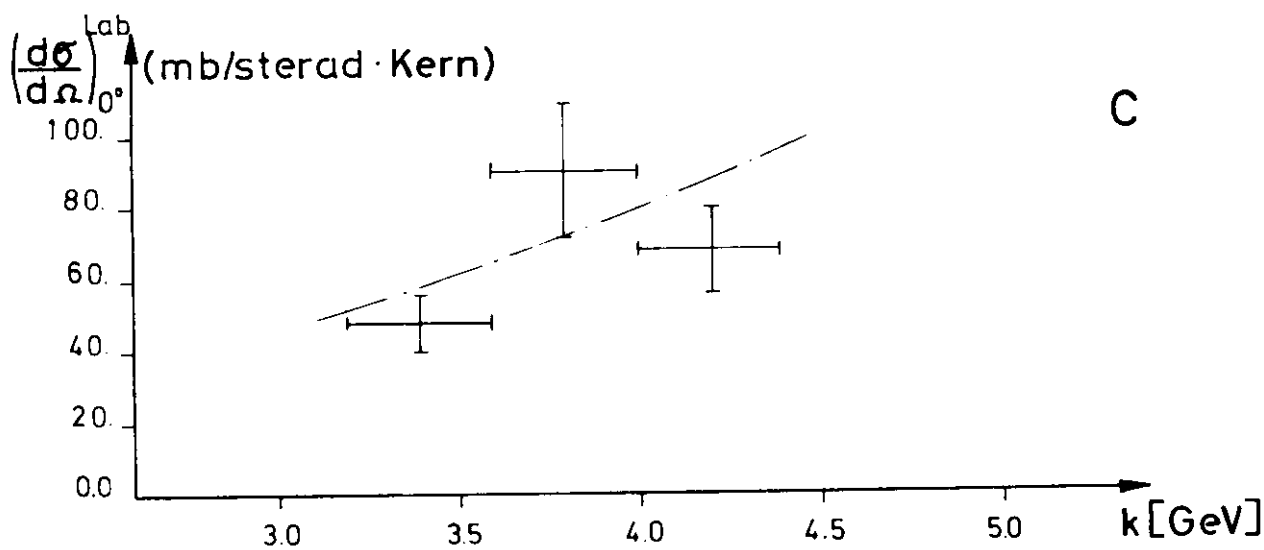
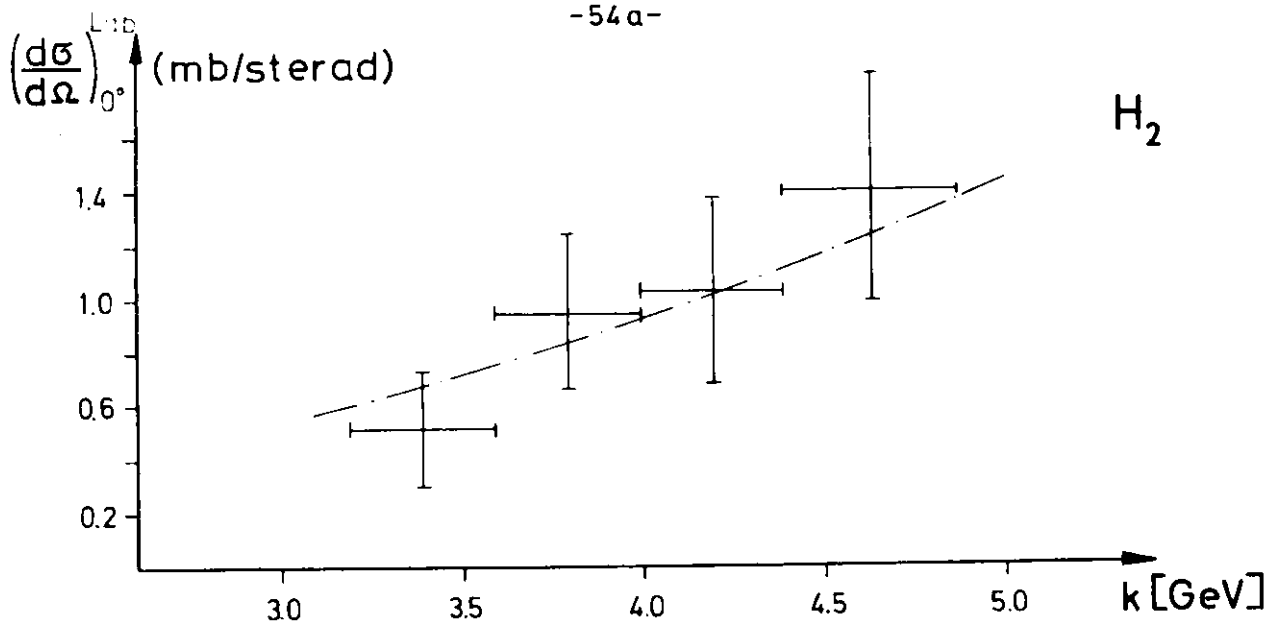


Abb.18 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0^\circ}^{\text{Lab}}$ in Abhängigkeit von der γ -Energie,
strichpunktigte Kurve $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0^\circ}^{\text{Lab}} \sim k^2$

5.2.2.4. Winkelverteilung

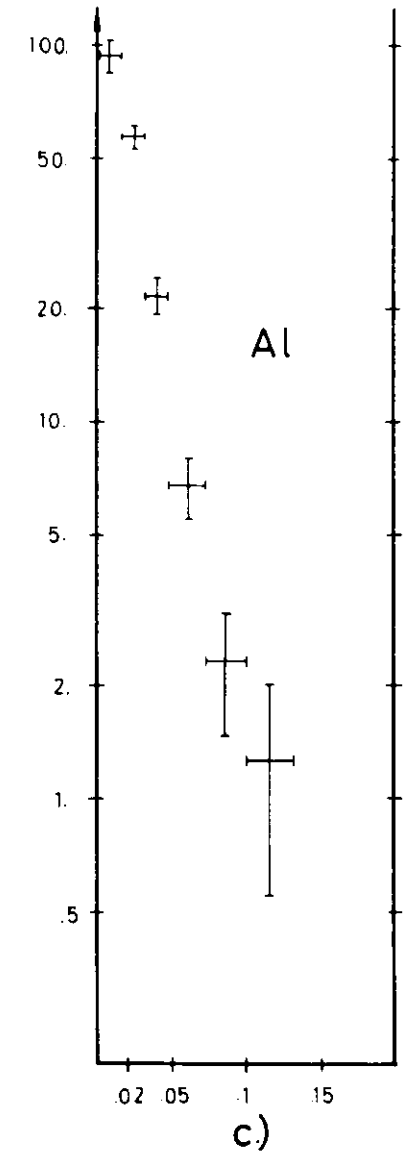
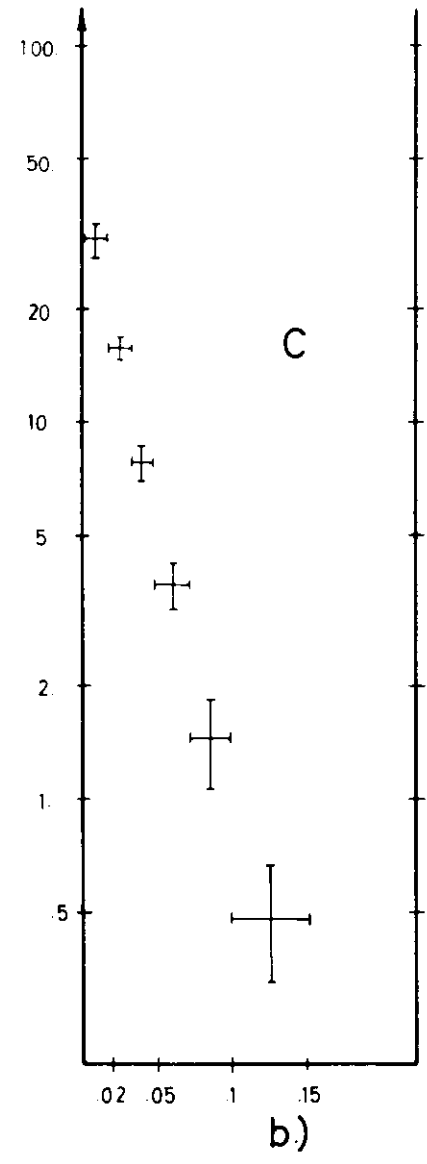
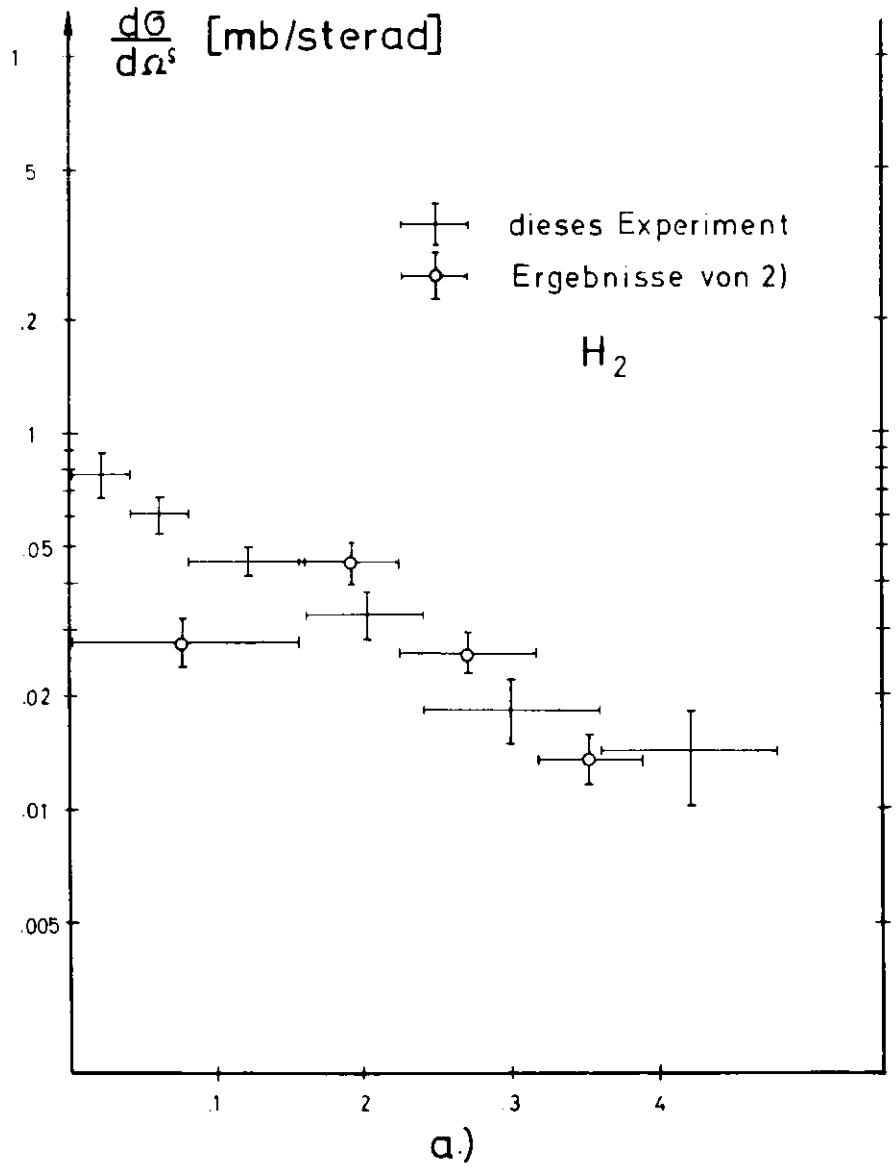
Den erhaltenen Verlauf der Winkelverteilung $\frac{d\sigma}{d\Omega^S}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel $\theta_{\pi\pi}^S$ des ρ^0 -Mesons im Schwerpunktsystem für H_2 , Al und C gibt Abb. 19 wieder. Die Winkelverteilung zeigt den für Diffraction typischen monotonen Anstieg mit abnehmenden Winkeln. In Abbildung 19a sind zusätzlich die von der DESY-Blasenkammergruppe²⁾ für ρ^0 -Photoproduktion am Proton erhaltenen Werte eingetragen. Die Diskrepanz bei kleinen Winkeln ist auf "Scanverluste" bei der Auswertung der Blasen-kammerbilder zurückzuführen⁴⁴⁾.

5.2.3. Zerfallswinkelverteilungen

Die Winkelverteilungen eines π -Mesons aus dem Zerfall des ρ^0 -Mesons im Ruhesystem des ρ^0 -Mesons zeigen Abb. 20 und 21. Es wurden der Winkel $\theta_{\pi p}^*$ des Pions zur Richtung des Rückstoßkerns, Helizitätswinkel^{*} genannt, und der Winkel $\theta_{\pi\gamma}^*$ des Pions zur Richtung des einlaufenden Photons (Gottfried-Jackson-Winkel) betrachtet (s. Abb. 23, S. 62a). Für den Helizitätswinkel wird auf Grund von Überlegungen, die auf der Drehimpulserhaltung beruhen^{36,37)}, eine $\sin^2\theta_{\pi p}^*$ -Verteilung erwartet. Die Verteilung des Gottfried-Jackson-Winkels ist modellabhängig; das Einpionenaustauschmodell verlangt eine $\sin^2\theta_{\pi\gamma}^*$ -Verteilung, aus dem Diffraktionsmodell folgt Isotropie^{36,37)}. In die Abb. 20a und 21a mit eingezeichnet wurden die von der DESY-Blasenkammergruppe²⁾ erhaltenen Verteilungen sowie in Abb. 20a

* Definition der Winkel s. Kap. 7.2., Abb. 23.

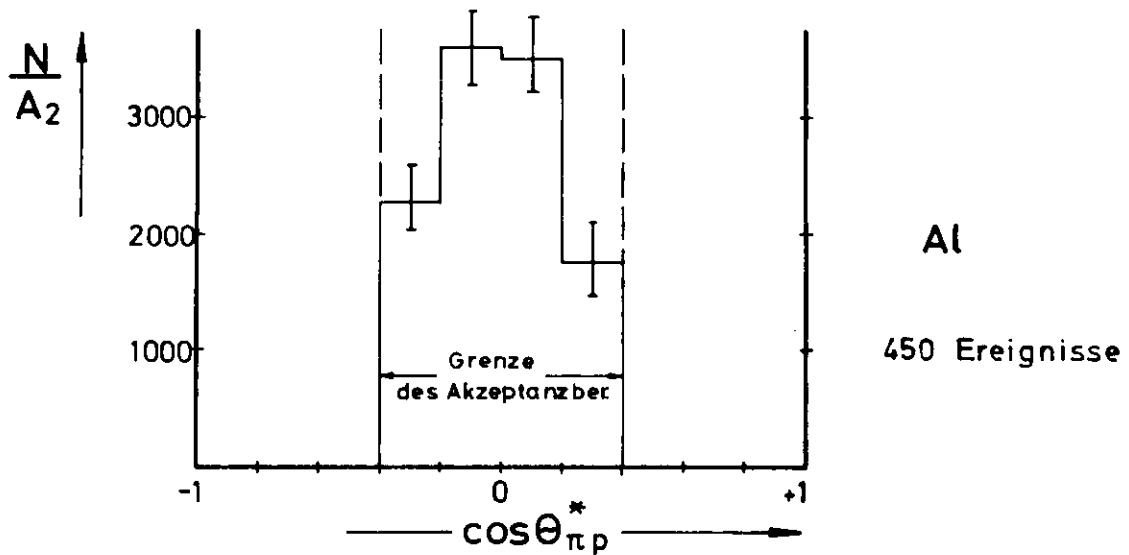
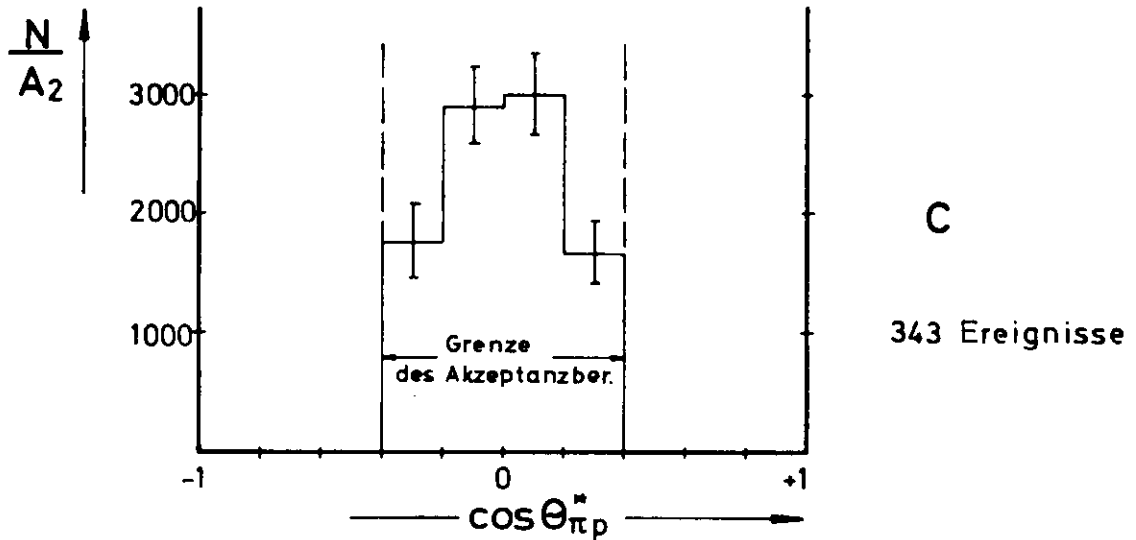
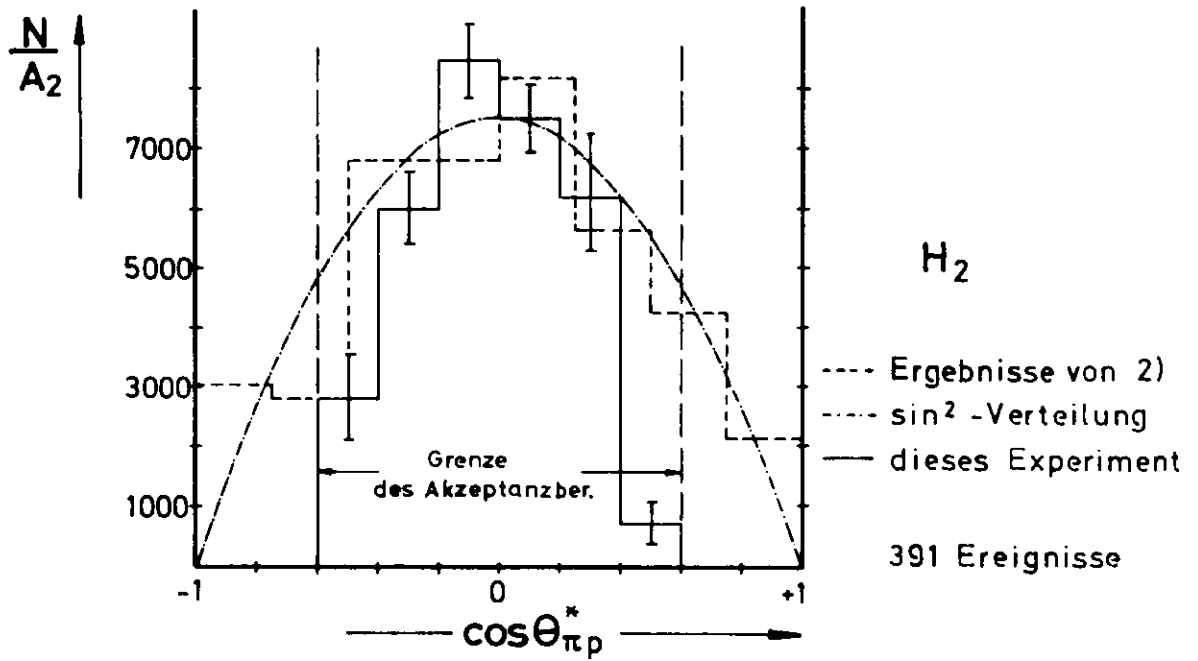
$\frac{d\sigma}{d\Omega^s}$ [mb/sterad·Kern]



-55a-

Abb. 19 $\frac{d\sigma}{d\Omega^s}$ als Funktion von $\theta_{\pi\pi}^s$

$\theta_{\pi\pi}^s$ [rad]



Zerfallswinkelverteilungen für den Helizitätswinkel

Abb. 20

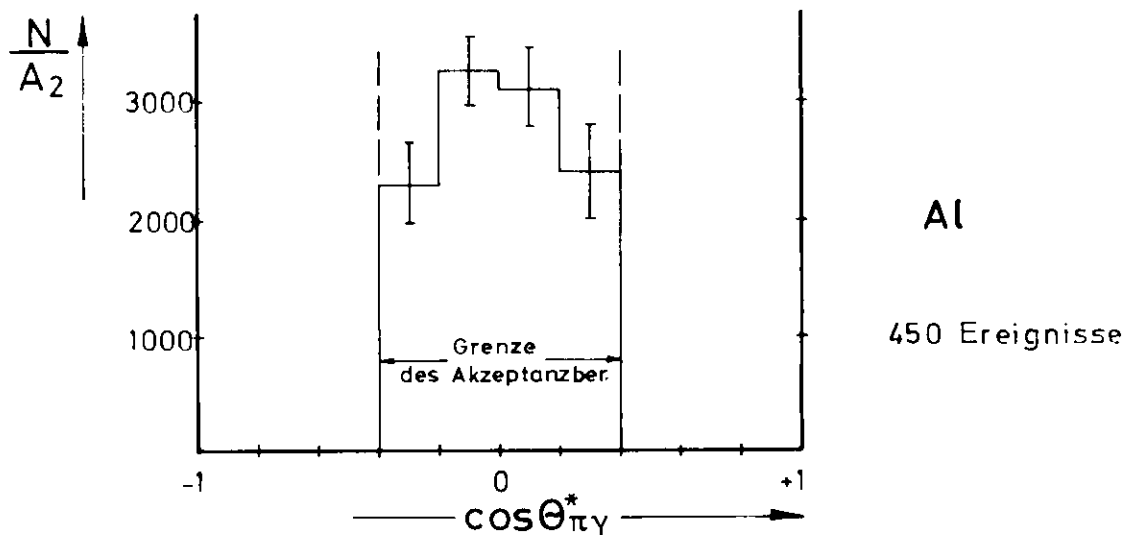
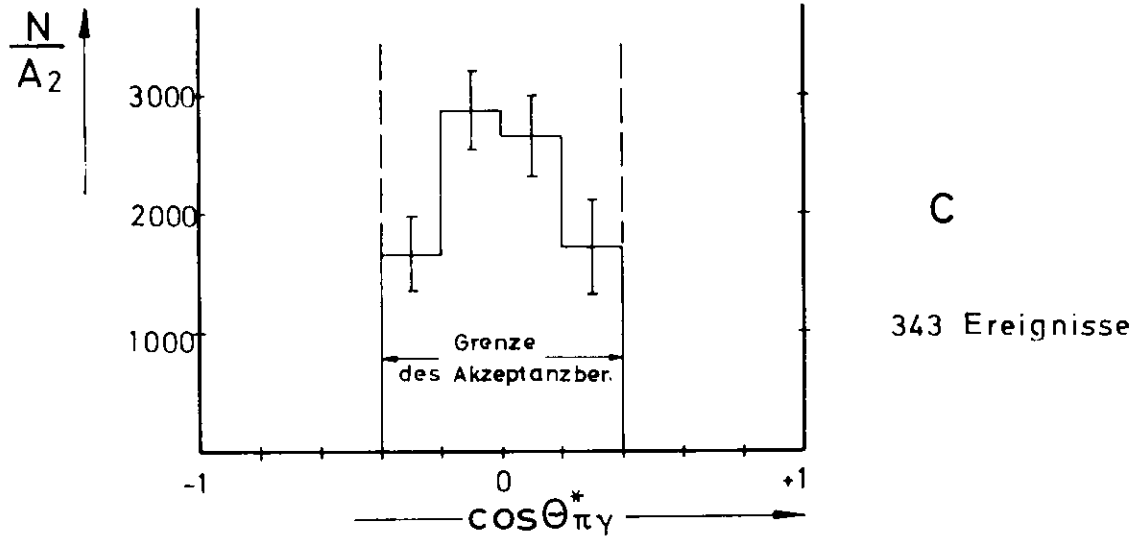
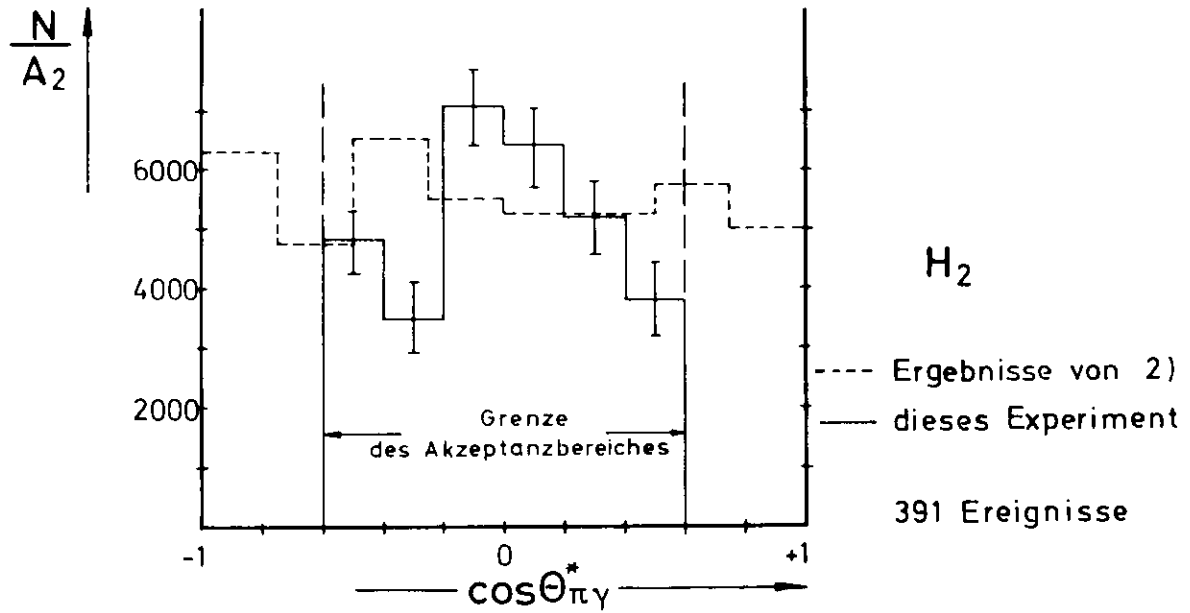


Abb.21 Zerfallswinkelverteilungen für den Gottfried-Jackson-Winkel

eine \sin^2 -Verteilung. Die Blasenkammerergebnisse zeigen eine \sin^2 -Verteilung von $\theta_{\pi p}^*$ und Isotropie für $\theta_{\pi \gamma}^*$. Innerhalb des von unserer Apparatur akzeptierten Winkelbereichs ($-0,5 < \cos\theta_{\pi p, \pi \gamma}^* < +0,5$) sind die Ergebnisse dieses Experiments mit den Blasenkammerdaten verträglich.

5.2.4. Totale Wirkungsquerschnitte

Aus den erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitten $\frac{d\sigma}{dt}$ wurden durch Integration die totalen Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen an Kohlenstoff und Aluminium ermittelt. Dazu wurden die aus der Anpassung an eine Exponentialfunktion folgenden Werte für $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$ und für den Exponenten a verwendet. Die Integration erstreckte sich von dem kleinstmöglichen Impulsübertragungsquadrat t_{\min} bis $t = \infty$. Für $m_{\pi\pi}$ und k wurden dabei über die Massenverteilung bzw. den Verlauf des Bremsspektrums gewichtete Mittelwerte verwendet. Es ergaben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned}\sigma_{\gamma p \rightarrow p \rho^0} &= 14,6 \pm 1,8 \text{ } \mu\text{b} && \text{für } H_2 \\ \sigma_{\gamma A \rightarrow A \rho^0} &= 130 \pm 22 \text{ } \mu\text{b/Kern} && \text{für } C \\ \sigma_{\gamma A \rightarrow A \rho^0} &= 284 \pm 40 \text{ } \mu\text{b/Kern} && \text{für } Al\end{aligned}$$

Der Wert für ρ^0 -Photoproduktion am Proton ist etwas kleiner als das von der DESY-Blasenkammergruppe erhaltene Ergebnisse $\sigma_{\gamma p \rightarrow p \rho^0} = 17,3 \pm 1,3 \text{ } \mu\text{b}$, stimmt aber im Rahmen der Fehlergrenzen mit dieser Zahl überein.

Der vom Vektormeson-Dominanz-Modell in Verbindung mit dem Quark-Modell
gegebene Wert (s. Abschnitt 2.4.) $\sigma_{\gamma p \rightarrow p \gamma} = 22,5 \mu\text{b}^{11)}$ befindet sich
in befriedigender Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

6. ZUSAMMENFASSUNG

In einem Funkenkammerexperiment wurde die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen an Proton, Kohlenstoff und Aluminium im γ -Energiebereich zwischen 3,2 und 4,9 GeV untersucht. Die Energie der Photonen wurde mit Hilfe eines "Monochromators" bestimmt. Das Experiment brachte eine gute Bestätigung des Diffraktionsverhaltens der ρ^0 -Photoproduktion. Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigte ein Verhalten wie

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \cdot e^{at}$$

mit $a \sim A^{1,68 \pm 0,1}$ und $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \sim A^{2/3}$.

Für die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta=0}$ von der γ -Energie k wurde ein Verhalten wie

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta=0} \sim k^2$$

gefunden.

Die totalen Wirkungsquerschnitte ergaben sich zu

σ_{tot}	=	$14,6 \pm 1,8$	μb	für ρ^0 -Photoproduktion am Proton,
σ_{tot}	=	130 ± 22	$\mu\text{b/Kern}$	am Kohlenstoff und
σ_{tot}	=	284 ± 40	$\mu\text{b/Kern}$	am Aluminium

Für die Masse und Breite des ρ^0 -Mesons wurden unter Verwendung einer p-Wellen-Breit-Wigner-Verteilung mit einem zusätzlichen Faktor $(m_\rho/m_{\pi\pi})^4$, der unter Annahme einer direkten $\gamma\rho$ -Kopplung für die ρ^0 -Photoproduktion abgeleitet wurde, die Werte

$$\begin{array}{lll} m_\rho = 764 \pm 12 \text{ MeV}, & \Gamma_\rho = 124 \pm 15 & \text{für } \rho^0\text{-Photoproduktion am Proton,} \\ m_\rho = 777 \pm 12 \text{ MeV}, & \Gamma_\rho = 126 \pm 15 & \text{am Kohlenstoff und} \\ m_\rho = 770 \pm 12 \text{ MeV}, & \Gamma_\rho = 117 \pm 15 & \text{am Aluminium} \end{array}$$

gefunden.

7. ANHANG

7.1. Ansprechwahrscheinlichkeit der Monochromatorzähler

7.1.1. Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit

Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit aller Monochromatorzähler konnte direkt während der Datenaufnahme für die ρ^0 -Photoproduktion bestimmt werden. Dazu wurde die Anzahl der aufgenommenen Bilder mit Monochromatoranzeige mit der Gesamtzahl der Bilder verglichen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ist gegeben durch:

$$\bar{E} = \frac{N_{\text{Mon}}^{\text{tot}} - N_{\text{Mon}}^{3,2}}{N_{\text{Ber}}}$$

$N_{\text{Mon}}^{\text{tot}}$ ist die Anzahl der Bilder, bei denen einer der Monochromatorzähler angesprochen hat.

$N_{\text{Mon}}^{3,2}$ ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen die aus den Impulsen der erzeugten π -Mesonen berechnete γ -Energie in den empfindlichen Bereich des Monochromators fällt, unabhängig, ob ein Monochromatorzähler angesprochen hat oder nicht.

N_{Ber} ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen der Monochromator angesprochen hat und die berechnete γ -Energie außerhalb seines empfindlichen Bereichs liegt.

Für die Ermittlung dieser Zahlen wurden alle Bilder herangezogen, die bei einer Strahlenergie von 4,416 GeV aufgenommen wurden. Es ergab sich:

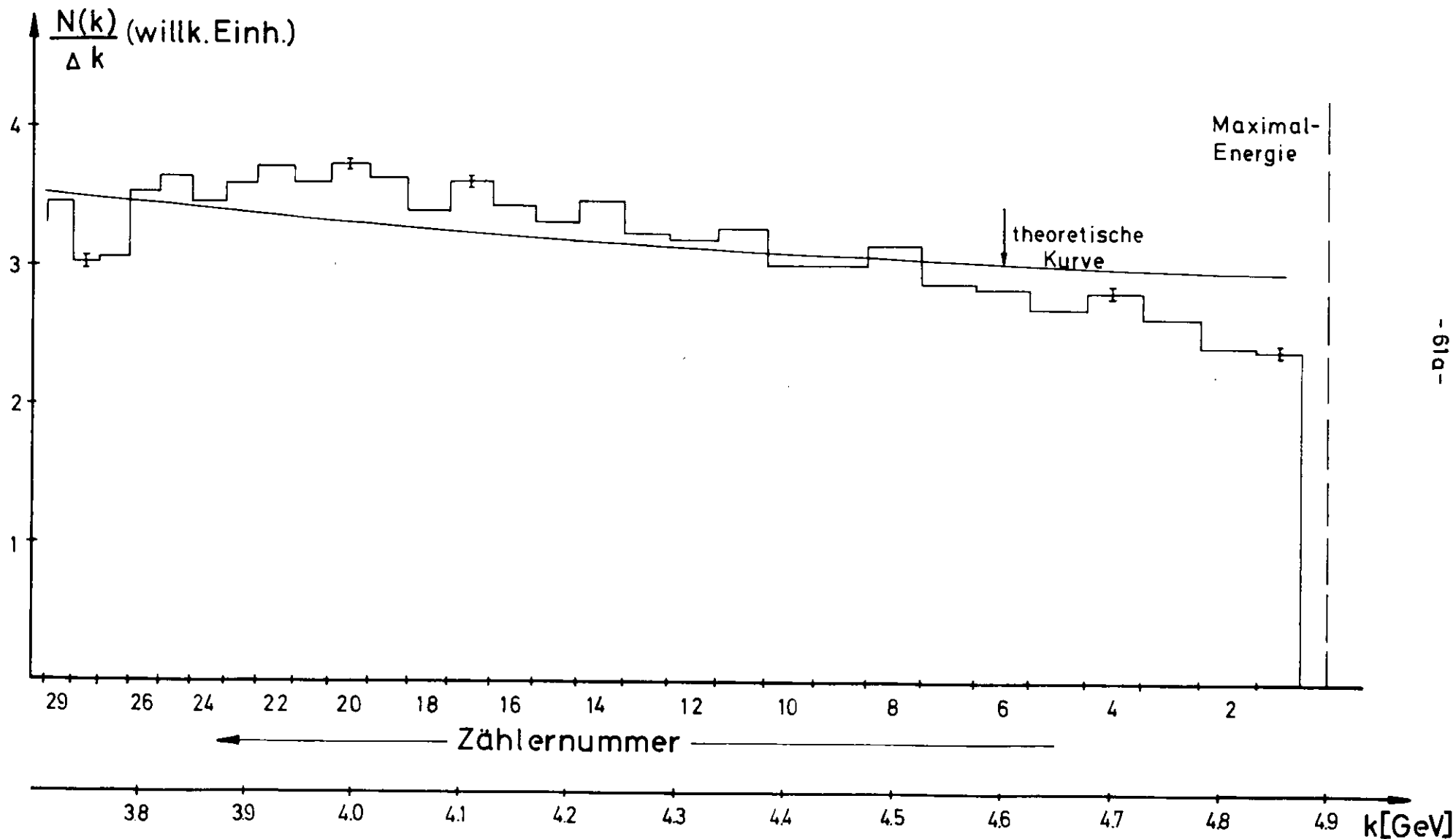
$$\bar{E} = \frac{1582}{1998} = 0,792 \pm 4 \%$$

Auf ähnliche Weise könnte die Ansprechwahrscheinlichkeit jedes einzelnen der 29 Monochromatorzähler bestimmt werden, man hätte allerdings wegen der geringen Anzahl von Ereignissen statistische Fehler von etwa 20 %.

7.1.2. Relative Ansprechwahrscheinlichkeit

Um diese großen Fehler zu vermeiden, wurde eine zusätzliche Messung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde durch eine Koinzidenzmessung zwischen den im Konversionstarget abgebremsten Positronen und den Bremsstrahlungs-Photonen der Verlauf des Bremsspektrums ausgemessen. Der Nachweis der Positronen geschah im Monochromator, die Photonen wurden in einem "Sandwich"-Schauerzähler, der aus je zwanzig 0,5 cm dicken Szintillatoren und Bleiplatten aufgebaut war, registriert. Die Werte für die relative Ansprechwahrscheinlichkeit der Monochromatorzähler ergeben sich aus einem Vergleich des gemessenen mit dem recht gut bekannten theoretischen Verlauf des Bremsspektrums³⁴⁾. In Abb. 22 sind das Ergebnis der Messung und das entsprechend normierte theoretische Bremsspektrum eingezeichnet. Für jeden einzelnen Monochromatorzähler wurde der Quotient aus dem experimentellen und dem theoretischen Wert gebildet und mit der mittleren Ansprechwahrscheinlichkeit multipliziert. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 1 (s. 23) angegeben.

Abb. 22 Ermittlung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Monochromatorzähler



Die Anzahl der Ereignisse, die pro Monochromatorzähler aufgenommen wurden, betrug ca. 5000. Für den theoretischen Verlauf des Bremspektrums wurde die Formel 3 CS (a) aus der zusammenfassenden Arbeit von Koch und Motz³⁴⁾ verwendet (s. Kap. 4.7.).

7.1.3. Diskussion

Die erhaltenen Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden wesentlich beeinflusst von dem durch die Verwendung von Luftlichtleitern bedingten ungünstigen Signal:Rausch-Verhältnis von 4 : 1 bei Co^{60} (s. Kap.3.3.4.). Zur Diskriminierung gegen die Rauschsignale mußten die Diskriminator-schwellen so eingestellt werden, daß auch ein Teil der von den Positronen ausgelösten Signale unterdrückt wurde. Dieser Effekt machte bei den ersten Zählern besonders viel aus, weil diese wegen ihrer Größe ungünstigere Lichtführungsbedingungen und damit schlechtere Signal-Rausch-Verhältnisse hatten. Ein weiterer Effekt, der die Ansprechwahrscheinlichkeit der ersten Zähler verringerte, war die Vielfachstreuung. Der mittlere Streuwinkel wird nämlich für die von diesen Zählern registrierten Positronen kleinen Impulses so groß, daß einige Prozent der Positronen in vertikaler Richtung die 5 cm hohen Szintillatoren verfehlen.

7.2. Einige kinematische Formeln

Alle kinematischen Eigenschaften der Reaktion



Definition der Azimutwinkel

- $\phi_{\pi\pi} = 0$ in der Ebene, die durch die Vertikale und k aufgespannt wird.
- $\phi_{\pi^+p}^* = 0$ in der Ebene, die durch die Vertikale und $p_{\pi^+}^*$ aufgespannt wird.
- $\phi_{\pi^+\gamma}^* = 0$ in der Ebene, die durch die Vertikale und k^* aufgespannt wird.

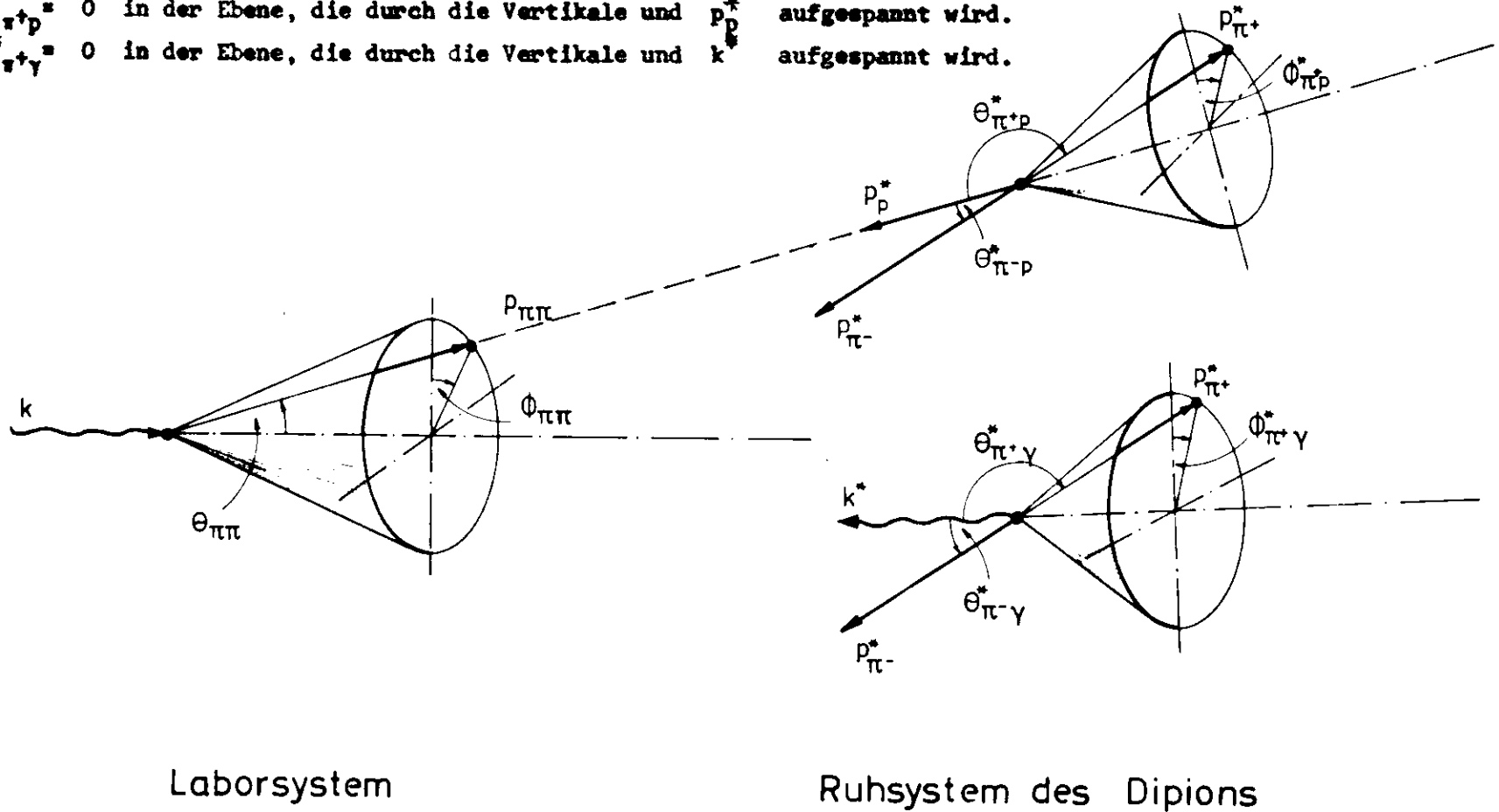


Abb.23 Kinematik der π^0 -Produktion

können aus dem Viererimpulssatz

$$P_Y + P_A = P_E + P_{\pi^+} + P_{\pi^-} \quad (A2)$$

ermittelt werden. Im folgenden werden einige Formeln, die unter Verwendung von (A2) abgeleitet wurden, angegeben. Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

- P = Absolutbetrag des Dreierimpulses
- E = Energie
- θ = Polarwinkel
- ϕ = Azimutwinkel
- m = Masse
- k = Energie bzw. Impuls des einlaufenden Photons

Die Definition der Größen wird auf Abb. 23 anschaulich gemacht. Die Bezeichnungen sind für die verschiedenen an der Reaktion beteiligten Teilchen mit Indizes entsprechend (A1) und (A2) versehen, das Zweipionsystem ist durch den Index " $\pi\pi$ " charakterisiert.

Masse des Zweipionsystems:

$$m_{\pi\pi}^2 = 2 m_{\pi}^2 + 2 E_{\pi^+} E_{\pi^-} - 2 P_{\pi^+} P_{\pi^-} \cos\theta_{12} \quad (A3)$$

mit θ_{12} = Winkel zwischen den beiden π -Mesonen,

$$\cos\theta_{12} = \cos\theta_{\pi^+} \cos\theta_{\pi^-} + \sin\theta_{\pi^+} \sin\theta_{\pi^-} \cos(\phi_{\pi^+} - \phi_{\pi^-}) \quad (A4)$$

Energie des einlaufenden γ -Quants:

$$k = \frac{2 m_A (E_{\pi^+} + E_{\pi^-}) - m_{\pi\pi}^2 + m_B^2 - m_A^2}{2 (m_A - (E_{\pi^+} + E_{\pi^-}) + P_{\pi^+} \cos\theta_{\pi^+} + P_{\pi^-} \cos\theta_{\pi^-})} \quad (A5)$$

Wenn man in dieser Formel $m_A = m_B$ setzt, erhält man die sogenannte "berechnete γ -Energie", deren Vergleich mit der vom Monochromator gemessenen γ -Energie zur Identifizierung der Reaktion $\gamma + A \rightarrow A + \pi^+ + \pi^-$ diene. Setzt man in (A5) für k den vom Monochromator gemessenen Wert ein, so kann aus dieser Formel die Masse des Rückstoßteilchens m_B berechnet werden.

Quadrat des Impulsübertrages:

$$\begin{aligned} t &= m_{\pi\pi}^2 - 2 k (E_{\pi^+} + E_{\pi^-} - P_{\pi^+} \cos\theta_{\pi^+} - P_{\pi^-} \cos\theta_{\pi^-}) \\ &= m_{\pi\pi}^2 - 2 k (E_{\pi\pi} - P_{\pi\pi} \cos\theta_{\pi\pi}) \end{aligned} \quad (A6)$$

Winkel im Ruhesystem der beiden π -Mesonen zwischen dem π^+ -Meson und dem Photon (Gottfried-Jackson-Winkel):

$$\cos\theta_{\pi^+ \gamma}^* = \frac{A - B}{4 k^* P_{\pi}^*} \quad (A7)$$

Dabei ist:

$$\begin{aligned} P_{\pi}^* &= \frac{1}{4} m_{\pi\pi}^2 - m_{\pi}^2 \\ A &= m_{\pi}^2 - 2 k (E_{\pi^+} - P_{\pi^+} \cos\theta_{\pi^+}) \\ B &= m_{\pi}^2 - 2 k (E_{\pi^-} - P_{\pi^-} \cos\theta_{\pi^-}) \\ k^* &= - \frac{A + B - 2 m_{\pi}^2}{2 m_{\pi\pi}} \end{aligned}$$

Die mit einem "*" versehenen Größen gelten für das Ruhesystem der $\pi\pi$ -Resonanz.

Winkel im Ruhesystem der beiden π -Mesonen zwischen dem π^+ und dem Rückstoßteilchen:

$$\cos\theta_{\pi^+P}^* = \frac{D - C}{4 P_{\pi}^* P_P^*} \quad (A8)$$

Dabei ist:

$$D = m_A^2 + m_{\pi}^2 + 2 k m_A - 2 E_{\pi^+} m_A - 2 k E_{\pi^+} + 2 k P_{\pi^+} \cos\theta_{\pi^+}$$

$$C = m_A^2 + m_{\pi}^2 + 2 k m_A - 2 E_{\pi^-} m_A - 2 k E_{\pi^-} + 2 k P_{\pi^-} \cos\theta_{\pi^-}$$

$$P_P^* = \left[\frac{(C + D - 2 m_{\pi}^2 - 2 m_A^2)^2}{4 m_{\pi}^2} - m_A^2 \right]^{1/2}$$

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) Eine Übersicht über die große Zahl der vorhandenen Veröffentlichungen befindet sich in den Rosenfeld-Tabellen, UCRL-Bericht 8030 (1967).
- 2) DESY-Blasenkammer-Gruppe, DESY-Bericht 66/32, und Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Stanford 1967.
- 3) CEA-Blasenkammer-Gruppe, Phys. Rev. 146, 994 (1966), und Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Stanford 1967.
- 4) L.J. Lanzerotti et al., Phys. Rev. Lt. 15, 210 (1965).
- 5) H. Blechschmidt et al., Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1965.
- 6) J.G. Asbury et al., Phys. Rev. Let. 19, 865 (1967).
- 7) S.M. Berman und S.D. Drell, Phys. Rev. 133, B 791 (1964).
- 8) D. Amati et al., Nuovo Cim. 22, 569 (1961).
- 9) P.G.O. Freund, Nuovo Cim. 44, 411 (1966).
- 10) M. Ross, L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966).
- 11) H. Joos, DESY-Bericht 67/13.
- 12) S.D. Drell, Rev. Mod. Phys. 33, 458 (1961).
- 13) H. Harari, Phys. Rev. 55, 1565 (1967).
- 14) J.B. Bronzan und F.E. Low, Phys. Rev. Let. 12, 522 (1964).
- 15) D.R.O. Morrison, Phys. Let. 22, 528 (1966).
- 16) U. Maor, P.C.M. Yock, Phys. Rev. 148, 1542 (1966).
- 17) P. Smrz und H.C. v. Baeyer, private Mitteilung.
- 18) K.R. Greider und A.E. Glassgold, Ann. Phys. 10, 100 (1960).
- 19) M. Gell-Mann und F. Zachariassen, Phys. Rev. 124, 953 (1961).
- 20) D.S. Beder, Phys. Rev. 149, 1203 (1966).

- 21) H.J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 16, 1015 (1966).
- 22) W. Galbraith et al., Phys. Rev. 138, B 913 (1965).
- 23) J.G. Asbury et al., Interner DESY-Bericht.
- 24) V.L. Auslander et al., Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Stanford 1967.
- 25) M. Augustin et al., Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Stanford 1967.
- 26) K.J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. 11, 425 (1963).
- 27) S.D. Drell und J.S. Trefil, Phys. Rev. Lett. 16, 552 (1966).
- 28) Eine ähnliche Anordnung wurde benutzt von D.O. Caldwell et al., Rev. Sc. Instr. 36, 283 (1965).
- 29) D. Schmidt, Dissertation Hamburg 1967.
- 30) Siehe z. B. P. Blackall et al., Phys. Lett. 16, 336 (1965).
- 31) U.P. Reich, Diplomarbeit Hamburg 1965.
- 32) F. Selonke, Diplomarbeit Hamburg 1966.
- 33) A. Ladage und H. Pingel, DESY-Bericht 65/12.
- 34) K.H. Höhne, Dissertation Hamburg 1967.
- 35) A.W. Koch und J.W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959).
- 36) G. Kramer, DESY-Bericht 67/32.
- 37) K. Gottfried und J.D. Jackson, Nuovo Cim. 33, 309 (1964).
- 38) M.J. Longo und B.J. Moyer, Phys. Rev. 125, 701 (1962).
- 39) T. Bowen et al., Nuovo Cim. 9, 908 (1958).
- 40) M.N. Focacci und G. Giacomelli, CERN-Bericht 66-18.
- 41) J.D. Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1964).
- 42) A. Krass, SLAC-Report TN-65-76.
- 43) P. Söding, Phys. Lett. 19, 702 (1965).
- 44) H. Spitzer, Private Mitteilung.

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde von der Gruppe F 32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg durchgeführt.

Herrn Professor Dr. Stähelin bin ich für die wohlwollende Förderung dieser Arbeit und viele Anregungen sowie zahlreiche wichtige Hinweise beim Entwurf des Monochromators ganz besonders zu Dank verpflichtet. Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Professor Dr. Jentschke für seine großzügige Unterstützung. Den Mitarbeitern bei der Durchführung des Experiments, Herrn Dr. B. Elsner, Herrn Dr. K. Heinloth, Herrn D. Schmidt und Herrn J. Rathje, danke ich für die gute Zusammenarbeit und viele Diskussionen.

Ferner möchte ich Herrn Dr. H. O. Wüster für die Bereitstellung von Rechenzeit an der IBM-Rechenmaschine sowie der Synchrotron-Betriebsgruppe und dem Hallendienst für ihre ständige Bereitschaft danken.

