

Interner Bericht
DESY F1-71/2
Mai 1971

DESY-Bibliothek
15. JUN 1971

Photoerzeugung von ρ^0 - und B-Mesonen an Wasserstoff in einer
Streamer-Kammer bei Photonenergien zwischen 4.1 und 6.3 GeV

von

Elisabeth Rabe

Photoerzeugung von ρ^0 - und B-Mesonen an Wasserstoff in einer
Streamerkammer bei Photonenergien zwischen 4.1 und 6.3 GeV

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

von
Elisabeth Rabe
Hamburg 1971

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
<u>I. Einleitung</u>	1
<u>II. Beschreibung des Experiments</u>	5
1. Überblick	5
2. Energiemarkierungssystem	5
3. Zähler und Triggerbedingung	5
4. Streamerkammer	7
<u>III. Auswertung der Bilder</u>	8
1. Durchmustern der Filme	9
2. Messen der Ereignisse	11
3. Geometrische Rekonstruktion und Überprüfung	12
4. Kinematische Rekonstruktion	15
5. Ionisationsentscheidung	18
<u>IV. Korrekturen</u>	20
1. Korrektur auf Vetoverluste	20
2. Korrektur auf Nichtansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers	20
<u>V. Bestimmung von totalen Wirkungsschnitten für 2- und 3-Spurereignisse</u>	22
<u>VI. Bestimmung der Resonanzanteile in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \varrho^0$</u>	25
1. Anpassungsverfahren	26
2. Ergebnisse	28
<u>VII. Modelle zur Photoproduktion von ϱ^0-Mesonen</u>	30
1. Zweipionenaustauschmodell	31
2. Kombiniertes Vektormesondominanz- und Quarkmodell	31

	Seite
<u>VIII. Die Massenverteilung des ϱ^0-Mesons</u>	35
1. Beschreibung im Interferenzmodell	35
2. Parametrisierung nach Ross und Stodolsky	37
3. ϱ - ω -Interferenz	40
<u>IX. Der differentielle Wirkungsschnitt $d\sigma/d t$</u> <u>$(\gamma p \rightarrow p \varrho^0)$</u>	45
1. Bestimmung von $d\sigma/dt$ $_{t=0}$	46
2. Abhängigkeit des differentiellen Wirkungs- schnittes von der $\pi^+ \pi^-$ -Masse	47
<u>X. Zerfallswinkelverteilungen des ϱ^0</u>	48
1. Definition des Koordinatensystems	49
2. Einfluß der Paarvetozähler auf die Zer- fallswinkelverteilung des	51
3. Zerfallswinkelverteilungen	51
<u>XI. Untersuchung des 4 Pion-Massenspektrums in</u> <u>der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- m \pi^0, m \geq 2$</u>	53
1. Zerfall der geladenen B-Mesonen	53
2. Hypothesenzuordnung bei Ereignissen mit mehreren neutralen Pionen	54
3. Analyse des Massenspektrums der auslau- fenden Pionen	54
4. Wirkungsquerschnitt und Breite des B -Mesons	56
<u>XII. Zusammenfassung</u>	58

Literaturverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Abbildungen

I. Einleitung

Die Photoerzeugung von ρ^0 -Mesonen wurde erstmals 1961 am Cornell-Synchrotron beobachtet [Leo 61]. Seitdem sind eine Fülle von Blasenkammer- und Zählerexperimenten zum Studium der Photoproduktion an Wasserstoff, Deuterium und schweren Kernen unter besonderer Berücksichtigung der ρ^0 -Erzeugung durchgeführt worden. In Tabelle 1 sind einige Referenzen zu ρ^0 -Photoproduktionsexperimenten zusammengestellt, in denen die Photonenergie zwischen 1 und 18 GeV variiert.

Die Ergebnisse dieser Experimente zeigen eine auffallende Ähnlichkeit zwischen der ρ^0 -Photoerzeugung und der elastischen Hadron-Hadron-Streuung: der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ (t =Quadrat des Viererimpulsübertrags) fällt exponentiell mit der Steigung $B \approx 8$ [GeV^{-2}/c^{-2}] ab, und der totale Wirkungsquerschnitt ist oberhalb von 2 GeV Photonenergie nahezu konstant.

Es lag daher nahe, die ρ^0 -Photoerzeugung analog zur elastischen Pion-Nukleon und Nukleon-Nukleon-Streuung durch einen diffraktiven Produktionsmechanismus zu erklären. Berman und Drell [Ber 64] haben das von Amati, Fubini und Stanghellini zur Erklärung der Hadron-Hadron-Streuung entwickelte Zweipionenaustauschmodell (multiperipheres Modell) [AFS 62] erfolgreich auf die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$ angewandt.

Von zentraler Bedeutung ist die ρ^0 -Photoproduktion für das Vektormesondominanzmodell [Joo 67], [Sak 69], [Loh 69], [Schi 69], das die Photoerzeugung der Vektormesonen mit dem totalen hadronischen Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt verknüpft. Unter Hinzunahme des Quarkmodells [Joo 67] wird ein Zusammenhang zwischen dem ρ^0 -Wirkungsquerschnitt und den totalen Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitten hergestellt.

In den beiden letzten Jahren ist die ρ^0 -Erzeugung in der Diskussion über eine mögliche ρ - ω Interferenz besonders interessant geworden [Gol 69]. Goldhaber, Fox und Quigg [GFQ 70] machen Vorhersagen für die Phase der Interferenz und für den Beitrag des die

	Photonenergie	Literatur
Cornell-Synchrotron (Funkenkammer)		Phys.Rev.Lett. <u>7</u> ,383 (1961)
CEA-Bubble-Chamber- Group	bis 6 GeV	Phys.Rev. <u>146</u> , 994 (1966)
DESY-Blasen-kammer Aachen-Berlin-Bonn- Hamburg-Heidelberg- München-Kollaboration	bis 5.8 GeV	Phys.Rev. <u>175</u> , 1669 (1968)
SLAC-Blasen-kammer	5 - 8 GeV	Phys.Rev. <u>21</u> , 1541 (1968)
Weizmann-Institut	4.3 GeV	Phys.Rev.Lett. <u>22</u> , 669 (1969)
SLAC-Blasen-kammer	2 - 16 GeV	Phys.Rev. <u>D1</u> , 790 (1970)
Slac-Berkeley-Tufts- Kollaboration (Blasen-kammer)	2.8,4.7 GeV	Phys.Rev.Lett. <u>23</u> ,498 (1969) " <u>24</u> ,955 (1970) " <u>24</u> ,960 (1970)
SLAC-Zählerexperiment (Anderson et al.)	6 - 18 GeV	Phys.Rev. <u>D1</u> , 27 (1970)
Cornell (Funkenkammer)	4 - 8 GeV	Phys.Rev.Lett. <u>22</u> , 374 (1969)

Tabelle 1: Einige Experimente zur Untersuchung der ρ^0 -Photoerzeugung an Wasserstoff

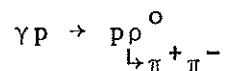
G-Parität verletzenden 2π -Zerfalls des ω . Diese Vorhersagen können in einem Photoproduktionsexperiment überprüft werden.

Als neues Nachweisgerät für schnelle Teilchen wurde 1962 die Streamerkammer entwickelt [Chi 63], [Do1 64], [Ali 63]. Für ein Photoproduktionsexperiment wurde erstmals 1967 am Linearbeschleuniger in Stanford (SLAC) eine Streamerkammer eingesetzt.

Die Streamerkammer kann wie die Blaskammer als ein den gesamten Raumwinkel umfassender Detektor (4π -Detektor) betrieben werden, hat aber den Vorteil, daß sie sich triggern läßt. Sie eignet sich deshalb gut zur Messung kleiner Wirkungsquerschnitte. Durch Wahl eines geeigneten Triggers können Ereignisse mit bestimmten Topologien angereichert werden. Die Streamerkammer bietet außerdem die Möglichkeit, mit energiemarkierten Photonen zu arbeiten, wobei die Zuordnung von Photonenergie zu Ereignis eindeutig ist.

Am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) wurde 1969/70 eine von V. Eckardt und A. Ladage entwickelte Streamerkammer [Lad 69] in einem Photoproduktionsexperiment eingesetzt. Es wurden eine Million Bilder bei Photonenergien zwischen 1.6 und 6.3 GeV genommen, wobei auf alle hadronischen Ereignisse getriggert wurde. Die Auswertung wird in einer Kollaboration von Aachen, Hamburg, Heidelberg und München durchgeführt*. Im Energiebereich zwischen 4.1 und 6.3 GeV sind 12 000 Wasserstoffereignisse gemessen worden.

In dieser Arbeit behandeln wir nur Ereignisse mit drei auslaufenden geladenen Teilchen und untersuchen speziell Ereignisse, die der Reaktion



folgen. Die Zahl der für diese Reaktion verfügbaren Ereignisse

*) III. Institut für Experimentalphysik B der Technischen Hochschule Aachen;
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg;
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg;
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg;
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

beträgt 1865. Außerdem gehen wir kurz auf 3-Spurereignisse mit mehreren neutralen Pionen im Endzustand ein.

Im ersten Teil (Abschn. I bis IV) der Arbeit wird der Experimentaufbau und die Auswertung der Bilder beschrieben. Der zweite Teil (Abschn. V bis X) enthält die Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$. Es werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte angegeben. Wir gehen auf Modelle für die ρ^0 -Erzeugung ein und vergleichen unsere Daten mit dem Interferenzmodell von P. Söding [Söd 65] und mit der von M. Ross und L. Stodolsky [Ros 66] vorgeschlagenen Form für $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$. Ferner überprüfen wir durch Anpassung der von A.S. Goldhaber und Mitarbeitern angegebenen Parametrisierung [GFG 70] an das $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum die von ihnen vorhergesagten Parameter für die ρ - ω Interferenz.

Im Abschnitt XI wird in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+\pi^-$ ($m\pi^0$), $m \geq 2$ nach einer mesonischen Resonanz (B^0 -Meson) im Massenspektrum der auslaufenden Pionen gesucht.

Metrik und Bezeichnungen

- C = $\hbar = 1$
- P = 4-Vektoren $P = (E, \vec{p})$
- \vec{p} = 3-Vektoren
- E = Energie [GeV]
- t = Quadrat des Viererimpulsübertrags, $t = (P_{out} - P_{in})^2$,
t ist negativ [GeV^2/c^2]
- $M_{ab}^2 = (P_a + P_b)^2 = (\text{effektive Masse})^2$ der Teilchen a und b
[GeV^2]

Bezugssystem: Alle Größen beziehen sich auf das Laborsystem (= Ruhesystem des Targetprotons), wenn nicht anders angegeben. Das Schwerpunktsystem wird mit 'CMS' bezeichnet.

II. Beschreibung des Experiments

1. Überblick

Die im Synchrotron umlaufenden Elektronen werden am Ende jeder Beschleunigungsstrecke auf ein internes Target gelenkt. Durch Bremsstrahlung entsteht ein Photonenstrahl, der in einem Target außerhalb des Synchrotronvakuums Elektron-Positron-Paare erzeugt. Im nachfolgenden Strahlführungssystem werden Positronen der Energie E_0 mit der Energiebreite $\frac{\Delta E_0}{E_0} = \pm \frac{1}{2} \%$ ausgewählt und bis zu einem Aluminiumtarget geführt. Die Positronen der Energie E_0 erzeugen unmittelbar vor dem C-Magneten (Abb.1) in dem Aluminiumtarget Bremsstrahlung. Die Bremsphotonen gelangen in die Streamerkammer, in der sich ein Target mit flüssigem Wasserstoff befindet.

2. Energiemarkierungssystem (Taggingsystem)

Die abgebremsten Positronen werden im Feld des C-Magneten (Magnet mit C-förmigem Joch) seitlich abgelenkt und im Energiemarkierungssystem (Taggingsystem) nachgewiesen. Das Taggingsystem besteht aus 12 Szintillationszählern. Benachbarte Zähler überlappen sich mit einem Drittel ihrer Fläche, so daß man 23 Energiekanäle erhält, die einen Photonenergiebereich von 4.1 - 6.3 GeV überstreichen. Jeder Zähler entspricht einer bestimmten Restenergie E_{Rest} des Positrons. Die Energie des Photons E_γ ergibt sich aus der Differenz zwischen E_0 und E_{Rest} :

$$E_\gamma = E_0 - E_{\text{Rest}} ,$$

wobei die an den Targetkern abgegebene Rückstoßenergie vernachlässigt wird. Die Energieinformation aus dem Taggingsystem wird zusammen mit der Film- und Bildnummer gleichzeitig mit einem Ereignis fotografiert.

3. Zähler und Triggerbedingung

Die Streamerkammer sollte so betrieben werden, daß nur dann die Hochspannung angelegt und das Ereignis fotografiert wird, wenn ein hadronisches Ereignis mit richtig markierter Photonenergie stattgefunden hat. Dafür sind die in den Abbildungen 1 und 2 eingezeichneten Zähler notwendig. Die Veto-Zähler V haben die Auf-

gabe, Ereignisse mit falsch markierter Photonenergie zu unterdrücken [Nar 67], [Not 69], [Kno 71]. Das Wasserstofftarget ist in einem zylindrisch geformten Szintillationszähler TARG eingeschlossen, den alle Teilchen durchqueren müssen, bevor sie in den Gasraum der Kammer gelangen. TARG zeigt das Auftreten eines Ereignisses mit geladenen auslaufenden Teilchen an. Bildung von e^+e^- -Paaren und e^- -Comptonstreuung wird durch die Paarvetozähler O und U am Ausgang der Kammer angezeigt. Der Schauerzähler S hinter der Kammer registriert Photonen, die kein Ereignis im Target oder Szintillator erzeugt haben, er dient zur Flußmessung. Der Triggerpuls auf hadronische Ereignisse (MASTER) muß folgende Bedingungen erfüllen:

1. Der Targetzähler muß geladene Teilchen erkannt haben: TARG
2. Im Taggingssystem muß ein Zähler (im Überlappungsbereich zwei) und der dazugehörige Koinzidenzzähler ein Signal zeigen: TAG
3. Die Vetozähler V dürfen nicht angesprochen haben: \bar{V}
4. Die Paarvetozähler O und U dürfen kein Teilchen registriert haben: $\overline{O \vee U}$
5. Im Schauerzähler S darf kein Photon registriert worden sein: \bar{S}

$$\text{MASTER} = \text{TARG} \wedge \text{TAG} \wedge \bar{S} \wedge \bar{V} \wedge \overline{(O \vee U)}$$

Für dieses Experiment wurde ein Bild- zu Ereignisverhältnis von 4:1 erreicht. Fehltrigger lassen sich hauptsächlich auf zufällige Koinzidenzen zwischen TARG und TAG zurückführen.

Die Tabelle 2 gibt die einzelnen Triggerraten an.

Trigger durch hadronische Ereignisse	24.3 %
" " niederenergetische Elektronenpaare	20.2 %
" " hochenergetische Elektronenpaare	11.2 %
" " Ereignisse außerhalb des Targets	9.5 %
Leerbilder	34.8 %

Tabelle 2 Triggerraten

4. Streamerkammer

In der Streamerkammer werden die Spuren geladener Teilchen durch Anlegen einer Hochspannung an die Elektroden der Kammer im Helium-Neon-Gasgemisch sichtbar gemacht und mit drei Kameras fotografiert.

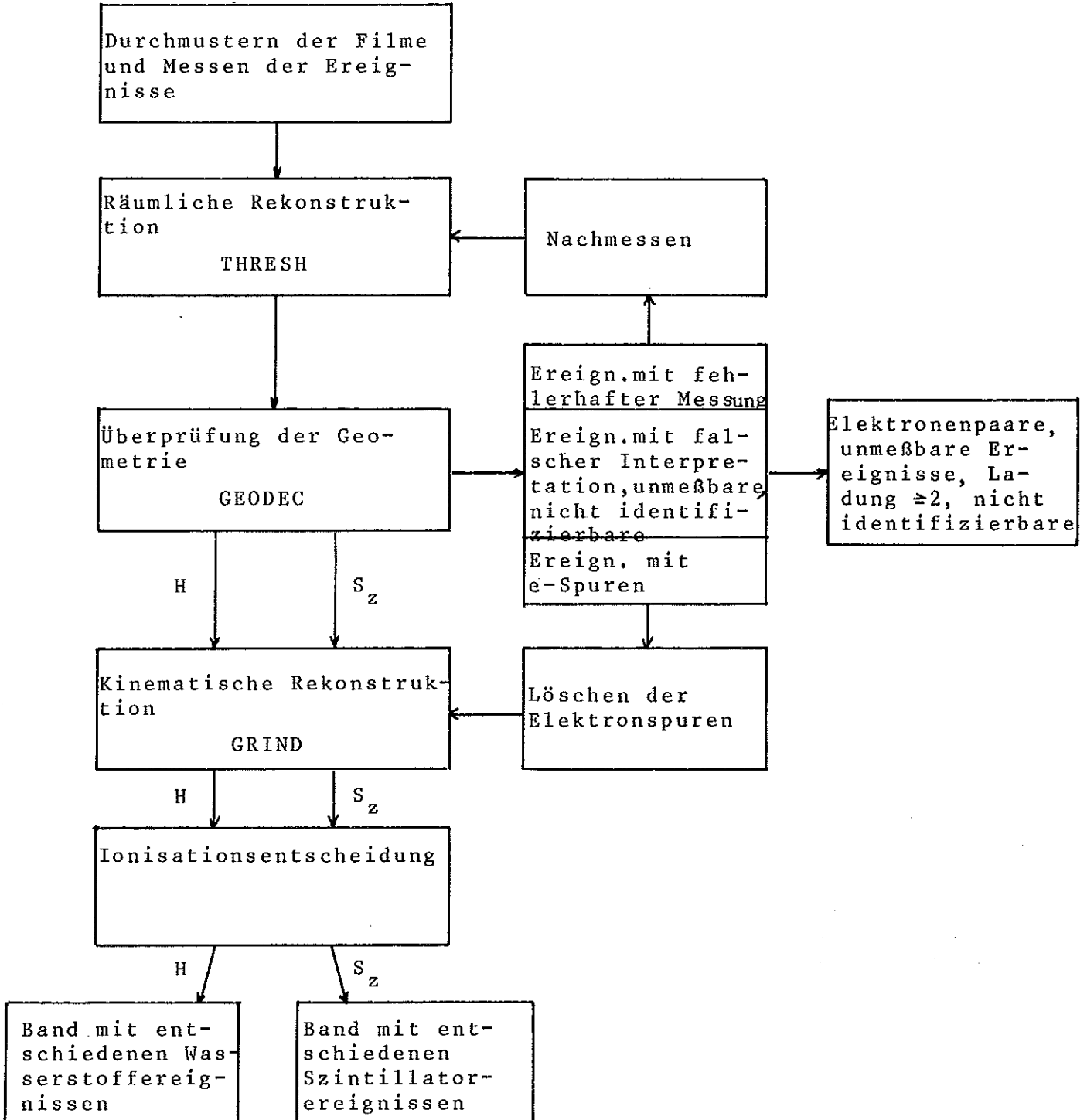
Einen Überblick über den technischen Aufbau der Streamerkammer mit Zubehör gibt Abb. 2. Die Streamerkammer besteht aus einem gasdichten Plexiglaskasten mit drei Elektroden mit einer Füllung von 70 % Ne und 30 % He. Ein elektrisches Feld von etwa 20 kV/cm zwischen der netzförmigen Mittelelektrode und der rückwärtigen aus Edelstahl bestehenden Elektrode sowie der als gespannte Drähte ausgeführten Vorderelektrode führt längs der Teilchenbahnen zur Bildung von leuchtenden Streamern. Sie werden von drei Kameras fotografiert. Die rückwärtige Elektrode trägt die Meßmarken und das Target mit dem Szintillationszähler.

Der Hochspannungsimpuls von 400 kV wird von einem Marx-Generator geliefert. Der Marx-Generator besteht aus 2 x 10 Stufen von Kondensatoren zu je 20 nF, die positiv und negativ gegen Masse auf 25 kV aufgeladen werden. Die Zündung der 10 Funkenstrecken erfolgt mit dem Triggerimpuls aus der schnellen Elektronik (MASTER) Da die Steilheit des Hochspannungsimpulses 50 nsec beträgt und die Länge ebenfalls zu groß ist, wird mittels einer "Blumleitung" eine Impulsformung durchgeführt. Man erreicht Anstiegs- und Abklingzeiten von 4 nsec bei 7 nsec Pulslänge [Lad 69]. Diese kurzen Zeiten sind für die Streamerbildung wichtig [Mai 70].

Die ganze Anordnung aus Streamerkammer und Triggerzählern ist in einem homogenen Magnetfeld von 21.7 kG untergebracht. Der genaue räumliche Verlauf des Feldes ist durch Messung einer Matrix von 553 Punkten in 6 cm Abstand bekannt. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments und weitere Literaturangaben finden sich bei J. Knobloch [Kno 71].

III. Auswertung der Bilder

Die Auswertung der Streamerkammerbilder erfolgte nach dem folgenden Schema:



H bedeutet Ereignisse am Wasserstoff, Sz Ereignisse am Szintillatormaterial. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Arbeitsgänge beschrieben.

III.1. Durchmustern der Filme (Scan)

Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist es notwendig, die Zahl der Ereignisse pro Film zu kennen, da die Zahl der Photonen pro Film bekannt ist. Um die Zahlen für verschiedene Ereignistopologien genau zu bestimmen, wurden 12 Filme (ungefähr 40 000 Bilder, die sich über den gesamten Experimentabschnitt verteilen) mehrfach durchmustert.

Die Bilder wurden zweimal unabhängig voneinander auf hadronische Ereignisse gescannt. Dabei wurden von allen Ereignissen die wichtigsten Angaben (Experiment, Film- und Bildnummer, Spurzahl, Gesamtladung der sichtbaren Spuren, sichtbare Strange Particle Zerfälle und Taggingkanal) auf Lochkarten notiert. Mit dem Programm SCANVERGLEICH [Kno 71] wurde überprüft, ob die Angaben beider Scans übereinstimmen. In einem dritten Scan wurden die Ereignisse angesehen, die verschieden interpretiert oder in einem Scan nicht gefunden worden waren. Das Ergebnis des dritten Scans wurde ebenfalls auf eine Lochkarte übertragen. Die Verarbeitung der Scandaten erfolgte mit dem Programm INDEX [Blo 70]. In Tabelle 3 geben wir den Wirkungsgrad für den Scan für Ereignisse mit der Gesamtladung 0 oder 1 und Spurzahlen kleiner 8 an.

Spurzahl	1	2	3	4	5	6	7
Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis in 2 Scans gefunden wird	98.5%	99.8%	99.97%	99.96%	99.98%	99.98%	99.98%
Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis in 2 Scans gefunden u. richtig interpretiert wird	96.2%	98.5%	99.2%	97.6%	96.7%	96.9%	96.9%

Tabelle 3 Scangüte

Folgende Schwierigkeiten führten besonders häufig zu Fehlinterpretationen von Ereignissen:

1. Die Unterscheidung von hochenergetischen Elektronenpaaren und hadronischen 2-Spurereignissen.

2. Die Abtrennung eines Elektronenpaares oder einer einzelnen Elektronenspur von einem hadronischen Ereignis.
3. Das Ladungsvorzeichen sehr kurzer Spuren ist schwer erkennbar.
4. Funkendurchschläge in der Kammer können Spuren, die in Richtung der Kameras und damit senkrecht zum elektrischen Feld laufen, überdecken.

Aus den beiden letztgenannten Schwierigkeiten resultiert ein Anteil (1.5%) von nicht identifizierbaren Ereignissen. Die Wahrscheinlichkeit für einen zeitlichen Abstand kleiner als die Gedächtniszeit der Streamerkammer zwischen einem hadronischen Ereignis und einem Elektronenpaar war in diesem Experiment etwa 2 %. Paarelektronen haben jedoch einen sehr kleinen Winkel (< 1 mrad) gegen die Strahlachse. Deshalb kann als Hilfsmittel für die Abtrennung von Elektronenpaaren eine Schablone verwendet werden, die die Schnittkanten der Elektromagnetischen Ebene mit den Wänden der Streamerkammer enthält. Die Elektromagnetische Ebene ist definiert als die Ebene, die senkrecht zur Magnetfeldrichtung verläuft und die Strahlachse enthält. Ein 2-Spurereignis wird als Elektronenpaar interpretiert, wenn beide Spuren genau an den Schnittkanten enden und außerdem der Öffnungswinkel der Spuren und der Winkel gegen die Strahlrichtung Null ist.

Sind bei einem Ereignis mit mehr als zwei Spuren ein oder mehrere Spuren dabei, die die eben genannten Kriterien für Elektronenpaare erfüllen, so werden diese Spuren nur dann für das Ereignis nicht mitgezählt, wenn sie mit den übrigen Spuren offensichtlich keinen gemeinsamen Vertex haben. Alle Spuren, die auf einen Vertex führen, werden mitgemessen und nach der Messung wird in einem Geometrieprüfprogramm (s. Abschn. III.3) untersucht, ob es Elektronenspuren sind.

III.2. Messen der Ereignisse

Das Durchmustern der Filme und das Messen der Ereignisse konnte in einem Arbeitsgang geschehen. Die Ausnutzung der verfügbaren Meßzeit wurde dadurch nur unwesentlich beeinträchtigt, da hadronische Ereignisse leicht am Meßtisch erkannt werden können.

Das Messen der Ereignisse erfolgte auf Meßprojektoren. Während des Messens wurde mit einem Rechenprogramm [Sch 70] geprüft, ob die Meßpunkte einer Spur einen Kreis in der Filmebene beschreiben. Die Daten wurden auf Band gespeichert oder es wurde eine Nachmessung verlangt. Die Meßgenauigkeit beträgt 6μ in der Filmebene.

Gemessen wurden nur Ereignisse mit Spurzahlen größer als eins und kleiner als acht und mit einer Gesamtladung der sichtbaren Spuren Q_s gleich null oder eins. Wegen der Erhaltung der Ladung kann die Gesamtladung Q der auslaufenden Teilchen einer Reaktion des Photons am Proton nur einfach positiv sein. Die Gesamtladung der sichtbaren Spuren Q_s kann bei Wasserstoffereignissen auch Null sein, da Teilchen mit kleinen Impulsen im Target und im Szintillatormaterial völlig abgebremst werden, so daß sie den Gasraum der Kammer nicht erreichen und keine sichtbare Spur erzeugen. Bei Protonen tritt dies bei Impulsen bis 180 MeV immer, bei Impulsen bis zu 300 MeV häufig ein. Pionen erleiden einen geringeren Energieverlust in Materie und erreichen bei Impulsen größer als 45 MeV das sichtbare Volumen. Der Anteil der Wasserstoffereignisse mit nicht sichtbarem Proton oder Pion (π^+) beträgt 30 %.

Durch das Steckenbleiben eines negativen Teilchens im Szintillator können auch Wasserstoffereignisse mit $Q_s = 2$ auftreten. Aus der Vertexlage von 400 gemessenen Ereignissen mit $Q_s = 2$ haben wir ermittelt, daß 15 % dieser Ereignisse im Wasserstofftarget entstanden sind. Auf die Gesamtzahl der 2- und 3-Spurergebnisse bezogen verlieren wir dadurch, daß wir Ereignisse mit $Q_s = 2$ nicht messen, 1.2 % (Tabelle 7).

Die übrigen Ereignisse mit $Q_s = 2$ und alle Ereignisse mit $Q_s > 2$ sind im Szintillatormaterial entstanden, das die Zusammensetzung $C_1 H_{1.3} O_{.15}$ hat.

III.3. Geometrische Rekonstruktion und Überprüfung

Für die räumliche Rekonstruktion der Ereignisse wurde das Geometrieprogramm THRESH von CERN an die Streamerkammerverhältnisse angepaßt [Dit 70]. Mit diesem Programm werden für jede gemessene Spur drei Parameter, $1/p_0$, λ und ϕ , mit ihren Fehlern bestimmt. p_0 ist der Impuls der Spur, der Dipwinkel λ ist der Winkel der Spur gegen die x-y Ebene (Ebene senkrecht zum Magnetfeld), der Azimutwinkel ϕ ist der Winkel zwischen Spur und der x-Achse (Strahlrichtung). Da die Teilchen im Kammergas einen vernachlässigbaren Impulsverlust haben, gilt p_0 an jeder Stelle der gemessenen Spur. Aus den Spurdaten wird der nicht sichtbare Vertex des Ereignisses rekonstruiert. Das Verfahren zur Vertexrekonstruktion wird bei E. Maier [Mai 70] ausführlich beschrieben.

Nach der geometrischen Rekonstruktion durch THRESH führt das Programm GEODEC [Dit 70] eine Überprüfung der Rekonstruktionsergebnisse durch. Das Programm gliedert sich in drei Teile. Im ersten Teil werden die Ereignisse herausgefiltert, die den Scan-kriterien (Ladung = 0 oder 1, $1 < \text{Spurzahl} < 8$, Taggingkanal < 23 , Vertex innerhalb des Szintillatormantels) nicht genügen oder bei denen eine Spur im Geometrieprogramm nicht rekonstruiert worden ist. Sie werden zusammen mit den Ereignissen, die durch ungenaue Messung eine Spur mit zu großem Impuls- oder Winkelfehler haben, vom Programm in einer Nachmeßliste notiert und in den folgenden Programmteilen nicht weiter berücksichtigt. Die Nachmeßrate betrug im Mittel 19 %. Nach der ersten Nachmessung wurden noch 8.3 % der Ereignisse zurückgewiesen. Eine zweite Nachmessung wird noch durchgeführt. Wir nehmen an, daß der Einfluß der Nachmessungen auf die physikalischen Verteilungen gering ist.

Der zweite Programmteil prüft auf nicht zum Ereignis gehörende Elektronenspuren. Sie werden erkannt, indem auf die für die Elektronenpaare charakteristischen Größen Dipwinkel λ und Azimutwinkel ϕ abgefragt werden. λ_e und ϕ_e (λ und ϕ für Elektronenpaarspuren) und die zugehörigen Meßfehler $\Delta\lambda_e$ und $\Delta\phi_e$ sind aus Elektronenpaarmessungen bekannt.

$$\lambda_e = - 5 \text{ mrad} \quad \Delta\lambda_e = \pm 4 \text{ mrad}$$

$$\phi_e = - 7 \text{ mrad} \quad \Delta\phi_e = \pm 20 \text{ mrad}$$

$\Delta\lambda_e$ ist der Meßfehler von λ (halbe Breite auf halber Höhe). Der Meßfehler von ϕ beträgt 2 mrad. Durch die Vertexrekonstruktion wird der Fehler von ϕ vergrößert, da für Hadron- und Elektronenspuren ein gemeinsamer Vertex angenommen wird.

Spuren, deren Winkel λ und ϕ die Bedingungen

$$\lambda_e - 3 \Delta\lambda_e < \lambda < \lambda_e + 3\Delta\lambda_e$$

$$\phi_e - 3 \Delta\phi_e < \phi < \phi_e + 3\Delta\phi_e$$

erfüllen, werden als Elektronenspuren bezeichnet. Die geometrischen Daten des dazugehörigen Ereignisses werden mit einem entsprechenden Kommentar ausgedruckt.

Bei neutralen Strange Particle Zerfällen wird der Öffnungswinkel θ und die effektive Masse $M(e^+e^-)$ (beiden Spuren wird die Elektronmasse zugeordnet) berechnet. Die Spuren werden als Elektronenpaar zurückgewiesen, wenn

$$M(e^+e^-) < 15 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad \theta < 50 \text{ mrad.}$$

Als nächster Schritt (Teil 3) folgt die Überprüfung der Vertexrekonstruktion. Es werden die kürzesten Abstände Δx , Δy und Δz der Spuren vom zugehörigen Vertex bestimmt. Das Ereignis wird nicht akzeptiert, falls $\Delta x > 0.2$, $\Delta y > 0.5$ oder $\Delta z > 1.0$ [cm] ist. Nur 2-Spurereignisse werden auch dann zugelassen, wenn $\Delta x < 1.0$ [cm] ist, da die Vertexrekonstruktion für diese Ereignisse nicht genauer möglich ist [Mai 70]. Von Ereignissen mit zu großem Vertexfehler wird ein Geometrieausdruck gemacht.

Am Scantisch wird überprüft, ob nicht zum Ereignis gehörende Spuren (Spuren aus der vorderen Kammerwand) gemessen worden sind. Um die Zahl der Nachmessungen zu reduzieren, werden solche Spuren und die im zweiten Teil identifizierten Elektronenspuren mit einem speziellen Programm gelöscht. Die korrigierten THRESH-Ausgabedaten dieser Ereignisse gelangen dann wieder ins GEODEC.

Einige Ereignisse erhalten einen großen Vertexfehler, weil eines der auslaufenden Teilchen im Target oder im Targetzähler eine Wechselwirkung macht oder zerfällt. Der Anteil dieser Ereignisse beträgt 3.7 % (Tab. 4).

Im vierten Teil des Programms wird für jede Spur der Impuls am Erzeugungsververtex unter Annahme verschiedener Teilchenmassen berechnet. Dabei wird der Impulsverlust der Teilchen im Target und im Szintillatormaterial berücksichtigt [Mai 70], [Dit 70].

$$\begin{aligned}
 p_1 &= P(R(p_0) + dL_1) \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 p_m &= P(R(p_{m-1}) + dL_m)
 \end{aligned}$$

- m = Zahl der Medien
- p_0 = gemessener Impuls
- p_m = Impuls am Vertex
- dL_i = Streulänge im Medium i
- $P(r)$ = Reichweite - Impuls - Konversion
- $R(p)$ = Impuls - Reichweite - Konversion

Um die Streuung im Wasserstoff und im Szintillator zu berücksichtigen, werden die Winkelfehler $\Delta\lambda$ und $\Delta\phi$ vergrößert.

$$(\Delta\lambda)^2 = (\Delta\lambda)_0^2 + \sum_{i=1}^m (\Delta\lambda)_i^2$$

$$(\Delta\phi)^2 = (\Delta\phi)_0^2 + \sum_{i=1}^m (\Delta\phi)_i^2$$

$(\Delta\lambda)_0, (\Delta\phi)_0$ = Winkelfehler der Messung

$$(\Delta\lambda)_i^2 = (\Delta\phi)_i^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{p^2 \beta^2} K_i^2 \cdot dL_i$$

$K_i = .021/\sqrt{L_{s,i}}$ = Streukonstante des Mediums i

$L_{s,i}$ = Strahlungslänge im Medium i.

Die korrigierten Impulse und die Winkel mit den vergrößerten Fehlern werden für die kinematische Rekonstruktion verwendet.

Im letzten Programmabschnitt werden für jedes Ereignis die wichtigsten Daten (Experiment-, Film-, Bildnummer, Spurzahl, Ladung, Tagginginformation, Zerfälle, Vertexkoordinaten mit Fehlern und ein Fehlercode) auf einen INDEX-Datensatz geschrieben [Blo 70]. Wasserstoff- und Szintillatorereignisse werden durch eine Vertexabfrage getrennt. Das Verhältnis von Wasserstoff- zu Szintillatorereignissen mit der Ladung 0 und 1 ist 1:1 [Tab.4]. Es werden getrennte Eingabebänder für die kinematische Analyse hergestellt, wobei wir uns auf Ereignisse ohne sichtbaren Strange-Particle-Zerfall beschränken. In Tabelle 4 haben wir angegeben, wieviele Ereignisse in den einzelnen Programmteilen herausgefiltert werden.

	Zahl d. Ereignisse	Anteil in %
gemessen	21 857	100 %
Nachmessungen	1 824	8.3 %
Elektronenspuren vorhanden	240	1.1 %
Vertex nicht rekonstruierbar	791	3.6 %
sonstige*	1 472	6.7 %
H ₂ -Ereignisse f. GRIND-Eingabe	8 638	39.5 %
S _Z -Ereignisse //	8 892	40.7 %

Tabelle 4 Ereignisstatistik nach der Überprüfung der Geometrie

III.4. Kinematische Rekonstruktion

Aus der Nummer des Taggingkanals, die beim Messen notiert wurde, wird zu jedem Ereignis die Energie E_{γ} des einlaufenden Photons bestimmt.

$$E_{\gamma} = E_0 - E_K$$

E_0 ist die Energie des Positronenstrahls, E_K ist die dem Taggingkanal entsprechende Energie des abgebremsten Positrons.

* Unter sonstige fassen wir Ereignisse zusammen, bei denen die Scankriterien nicht erfüllt sind oder der Vertex außerhalb liegt und sichtbare strange particle Ereignisse.

Kanal	\overline{E}_γ [GeV]	$\overline{\Delta E}_\gamma$ [GeV]
1	6.181	0.052
2	6.088	0.050
3	6.013	0.035
4	5.932	0.056
5	5.850	0.036
6	5.774	0.050
7	5.709	0.028
8	5.639	0.055
9	5.549	0.044
10	5.458	0.055
11	5.383	0.031
12	5.334	0.032
13	5.246	0.066
14	5.129	0.057
15	5.053	0.031
16	4.995	0.040
17	4.900	0.063
18	4.788	0.056
19	4.655	0.082
20	4.542	0.040
21	4.460	0.051
22	4.345	0.070
23	4.208	0.072

Tabelle 5 Energieeichung

$$E_0 = 6.5 \text{ GeV} \quad \Delta E_0 = .03 \text{ GeV}$$

Die Energieeichung der Kanäle erfolgte durch Ausmessen von Elektron-Positron-Paaren. Tabelle 5 enthält den Energiemittelwert \overline{E}_γ und die halbe Breite $\overline{\Delta E}_\gamma$ für jeden Kanal. Die Eichung wird in der Diplomarbeit von E. Maier [Mai 70] beschrieben.

Die kinematische Rekonstruktion wird mit dem CERN-Programm GRIND durchgeführt. In diesem Arbeitsgang sollen zu jedem Ereignis die kinematisch möglichen Teilchenkombinationen (Hypothesen) ermit-

telt werden. Die im GRIND überprüften Hypothesen sind in der Tabelle 6 zusammengestellt.

Zahl d. positiv geladenen Teilchen im Endzustand	Teilchen im Endzustand	Zahl d. Hypothesen
2	$p \pi^+ \pi^-$	2
	$p \pi^+ \pi^- \pi^0$	2
	$n \pi^+ \pi^+ \pi^-$	1
m m ≥ 4	$p k\pi^+ k\pi^-$	m (k = m - 1)
	$p k\pi^+ k\pi^- \pi^0$	m
	$n m\pi^+ k\pi^-$	1

Tabelle 6 Hypothesen, die im Kinematikprogramm überprüft werden

Als bekannte Größen werden für die Rechnung die korrigierten Impulse und Winkel der geladenen auslaufenden Teilchen, deren Massen sowie Energie und Winkel des einlaufenden Photons verwendet. Durch den Energie- und Impulserhaltungssatz erhält man vier Zwangsbedingungen für die kinematische Berechnung. Bei Hypothesen ohne neutrale Teilchen im Endzustand ist das Ereignis vierfach überstimmt, wenn alle Spuren gemessen sind. Für diese elastischen oder 4C-Hypothesen werden die Spurdaten $|\vec{p}|$, λ und ϕ in einem Optimierungsverfahren (Anpassung nach kleinstem χ^2) verbessert. Eine Hypothese wird akzeptiert, wenn die χ^2 -Wahrscheinlichkeit $p(\chi^2)$ größer als .001 ist und

$$|MM^2| < 3\Delta MM^2$$

MM^2 = Quadrat der fehlenden Masse, ΔMM^2 = zugehöriger Fehler.

Bei Hypothesen mit einem auslaufenden neutralen Teilchen im Endzustand können mit drei der vier Zwangsbedingungen die drei Impulskomponenten des neutralen Teilchens berechnet werden. Ein Freiheitsgrad bleibt zur Anpassung übrig (1C-Hypothese). Damit ist es möglich, Hypothesen mit mehreren neutralen Teilchen im Endzustand von solchen mit einem auslaufenden neutralen Teilchen

zu trennen. 1C-Hypothesen werden akzeptiert, wenn

$$p_{\chi^2} > .001$$

ist.

Für Ereignisse mit gerader Spurzahl werden nur die beiden möglichen elastischen Hypothesen ($p\pi^+\pi^-$ im Endzustand) durchgerechnet. Da die Spur eines geladenen Teilchens nicht gemessen ist, haben wir nur eine Zwangsbedingung zur Anpassung (1C-Hypothese).

Ein Kriterium für die Güte der Anpassung durch GRIND ist das Quadrat der fehlenden Masse, MM^2 .

$$MM^2 = p_{in}^2 - p_{out}^2$$

P_{in} = Summe der Viererimpulse im Anfangszustand

P_{out} = Summe der Viererimpulse im Endzustand

Für 4C-Hypothesen sollte MM^2 um Null verteilt sein*, für π^0 -Hypothesen um die Pionmasse und für Neutronhypothesen um die Neutronmasse. Bei Ereignissen mit gerader Spurzahl und einer 1C-Hypothese sollte die fehlende Masse um die Proton- bzw. Pionmasse verteilt sein.

In den Abbildungen 3a-c ist MM^2 für die möglichen Hypothesen von 2- und 3-Spurereignissen aufgezeichnet.

III.5. Ionisationsentscheidung

Das Kinematikprogramm GRIND kann einem Ereignis mehrere Hypothesen zuordnen, da Impulse und Winkel der Spuren mit Meßfehlern behaftet sind. Die Auswahl der wahrscheinlichsten Hypothese kann in manchen Fällen durch Einschränkung der zugelassenen χ^2 -Wahrscheinlichkeit für die Anpassung geschehen.

$$p_{\chi^2} > .01$$

Es bleiben dann noch 21 % der Ereignisse mehrdeutig, wie aus der bei E. Maier [Mai 70] angegebenen Verseuchungsmatrix zu ersehen ist.

* Die geringe Verschiebung zu negativen Werten läßt sich aus der Fehlerbehandlung im Kinematikprogramm erklären [CER 68]

Bei einem großen Teil der verbleibenden mehrdeutigen Ereignisse kann die Auswahl mit Hilfe einer Ionisationsentscheidung vorgenommen werden. Zu jeder Hypothese wird für jede Spur ein Maß für die sichtbare Streamerdichte bezogen auf minimumionisierende Spuren mit kleinem Dipwinkel berechnet. In die Berechnung geht neben Impuls und Masse der Dipwinkel λ der Spur ein. Eine Abhängigkeit proportional zu $\cos^{-1}\lambda$, die sich für Blaskammerspuren gut bewährt hat, zeigt für eindeutige 4C-Hypothesen keine gute Übereinstimmung mit der beobachteten Streamerdichte und Schwärzung. Empirisch wurde mit Hilfe der eindeutigen 4C-Hypothesen festgestellt, daß eine Abhängigkeit von $\cos^{-3}\lambda$ die experimentell beobachtete Streamerdichte und Schwärzung am besten wiedergibt.

Eine Hypothese wird nur dann als richtig angenommen, wenn die auf dem Scantisch geschätzte Ionisation mit der berechneten verträglich ist. Spuren mit Impulsen größer 1.2 GeV/c und Dipwinkel $\lambda > 35^\circ$ können nicht mehr zur Entscheidung herangezogen werden.

Bei klaren und langen Spuren (Impuls zwischen 0.7 und 1.0 GeV/c) kann die Ionisation durch Auszählen der Streamerdichte genauer bestimmt werden [Mai 70].

Von den kinematisch mehrdeutigen Ereignissen konnten 75 % eindeutig entschieden werden, während 9 % der eindeutigen aufgrund der Ionisation abgelehnt wurden. Eine Ionisationsentscheidung für Ereignisse, denen im GRIND keine Hypothese zugeordnet werden konnte (Nofits), war nur für 40 % möglich.

Einen Eindruck von der Güte der Ionisationsentscheidung vermitteln Abb. 3a-c, in denen schraffiert die Verteilung der fehlenden Masse nach der Ionisationsentscheidung eingezeichnet ist.

IV. Korrekturen

1. Korrektur auf Vetoverluste

Durch die Paarvetozähler werden nicht nur Elektronenpaare unterdrückt, sondern auch hadronische Ereignisse, bei denen ein auslaufendes Teilchen einen Vetozähler erreicht. Die Korrektur auf die fehlenden Ereignisse beträgt für 2- und 3-Spurereignisse bezogen auf die Gesamtzahl 18 %.

Es wird für jedes Ereignis die Wahrscheinlichkeit p dafür berechnet, daß eine Spur dieses Ereignisses bei Drehung um die Strahlachse einen Vetozähler trifft. Jedes Ereignis wird mit einem Korrekturfaktor G (Veto-Drehung) $= \frac{1}{1+p}$ bewichtet [Kno 71].

Die sich aus dieser Bewichtung ergebende Korrektur auf die Gesamtzahl der Ereignisse ist nicht vollständig. Ereignisse, die eine Spur mit einem Erzeugungswinkel (Winkel zwischen Spur und Photonstrahl) $\alpha < .04$ rad und einen Impuls $|\vec{p}| > .625$ GeV/c haben, werden vollständig unterdrückt. Der Anteil G (totales Veto) konnte aus dem Filmmaterial (4000 Ereignisse am Wasserstoff und Szintillator) des zweiten Abschnitts des Experiments bestimmt werden. Im zweiten Abschnitt waren die Paarvetozähler so eingesetzt, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit e für Pionen nur 40 % betrug [Kno 70]. Aus der Zahl der Ereignisse mit $\alpha < .04$ rad und $|\vec{p}| > .625$ GeV/c und der Ansprechwahrscheinlichkeit $e = .4$ erhält man für die Korrektur G (totales Veto) 8 % bei 2- und 3-Spurereignissen (Tab. 7).

Die Vetokorrektur für die verschiedenen Hypothesen sind in Tabelle 8 angegeben. Der Einfluß der Korrekturen auf totale und differentielle Wirkungsquerschnitte wird in den entsprechenden Kapiteln behandelt.

IV. 2. Korrektur auf die Nichtansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers war kleiner als 100 %. Da sie vom Energieverlust im Szintillator aller auslaufenden Teilchen eines Ereignisses abhängt, muß für jedes Ereignis ein Korrekturfaktor berechnet werden.

Für zwei minimal ionisierende Spuren wird die Ansprechwahrscheinlichkeit aus dem Verhältnis des in unserem Experiment gemessenen e^+e^- Paarwirkungsquerschnittes zu dem aus der Quantenelektrodynamik sehr genau berechneten bestimmt [Kna 70]. Die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit $e(I)$ von der Ionisation wurde berechnet [Kno 71]. Für jedes Ereignis wird der Energieverlust im Szintillator aus Impuls und Masse der Teilchen und dem von ihnen zurückgelegten Weg im Szintillator berechnet. Aus der Ionisation und $e(I)$ wird ein Korrekturfaktor für jedes Ereignis bestimmt.

Durch die begrenzte Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers haben wir 19 % der 2- und 3-Spurereignisse verloren (Tab. 7). Die Korrektur hängt stark vom Ereignistyp ab (Tabelle 8), worauf später noch eingegangen wird.

In der folgenden Tabelle 7 sind die Verluste an 2- und 3-Spurereignissen zusammengestellt.

Spurzahl	Vetoverluste		Verluste durch den Targetzähler	Scanverluste	Verluste durch Vernachlässigung der $Q \geq 2$ Ereignisse
	Veto(Drehung)	totales Veto			
2	21.4 % \pm 3 %	8.6 % \pm 2 %	37.2 \pm 4%	0.2%	5.2 %
3	9.5 % \pm 2 %	8.1 % \pm 2 %	19.0 \pm 2%	0.03%	<.1 %

Tabelle 7 Verluste an 2- und 3-Spurereignissen

Bei den weiteren Betrachtungen werden Scanverluste nicht berücksichtigt, da sie gegenüber den anderen Korrekturen zu vernachlässigen sind. Die Korrekturen selbst sind mit Fehlern behaftet [Kno 71], die wir im folgenden als systematische Fehler berücksichtigen.

V. Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte für 2- und 3-Spurereignisse

Die Aufteilung der 2- und 3-Spurereignisse in die nach der Ionisationsentscheidung akzeptierten Hypothesen geht aus Tabelle 8 hervor. In ihr sind auch die Ereignisse enthalten, denen im Kinematikprogramm keine Hypothese zugeordnet werden konnte. Die Korrekturen auf Verluste durch den Targetzähler und durch die Paarveto-zähler wirken sich auf die Hypothesen verschieden aus. Wir haben darum in der Tabelle 8 die korrigierten (Spalte 2) und die unkorrigierten Ereigniszahlen (Spalte 6) und die prozentualen Korrekturen (bezogen auf die korrigierten Ereigniszahlen) angegeben.

Hypothese	Ereigniszahl korrigiert	G _{Target-zähler}	G(Veto Drehung)	G(totales Veto)	Ereigniszahl unkorrigiert
$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$	1917.9	15.2 %	15.8 %	10.1 %	1130
$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0*$	1356.2	12.3 %	11.3 %	5.9 %	956
$\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-*$	678.3	23.5 %	11.5 %	5.9 %	401
Nofits** (mit 2 oder 3 auslaufenden Spuren)	2725.9	28.6 %	10.1 %	5.9 %	1511

Tabelle 8 Ereigniszahlen und Korrekturen für verschiedene Hypothesen

* Mehrdeutige Ereignisse, die sowohl eine Neutronhypothese als auch eine π^0 -Hypothese lieferten, wurden je zur Hälfte den beiden Hypothesen zugeordnet.

** Ereignisse, denen im Kinematikprogramm keine Hypothese zugeordnet werden konnte, nennen wir Nofits. Wir haben für die Berechnung der Zahlen in Tabelle 8 die Vertexlage der Ereignisse auf einen engeren Bereich des Wasserstofftargets eingeschränkt, da die Vertexrekonstruktion bei 2-Spurereignissen mit einem größeren Fehler behaftet ist (s. Abschn. III.3). Dadurch vermeiden wir eine Verunreinigung durch 2Spurereignisse am Kohlenstoff.

Der Korrekturfaktor $G(\text{totales Veto})$ (s. Abschn. IV.2) wurde für die verschiedenen Hypothesen mit Hilfe der Daten des SLAC-Laser-Experiments berechnet [Wol 71]. Die aus den SLAC-Daten berechnete Korrektur für alle 2- und 3-Spurereignisse stimmt mit der von J. Knobloch (s. Abschn. IV.1) berechneten überein. Die Zahl der aus unserem Experiment zur Verfügung stehenden Ereignisse ist aber zu gering, um die Korrektur für verschiedene Hypothesen zu bestimmen.

Zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte verwenden wir den totalen topologischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(3\text{-prong})$ für 2- und 3-Spurereignisse ohne sichtbaren Strange Particle Zerfall. Die Berechnung von $\sigma(3\text{-prong})$ wird in der Diplomarbeit von J. Knobloch [Kno 71] beschrieben. Über den Energiebereich $4.1 < E_Y < 6.3$ GeV gemittelt ist der Wirkungsquerschnitt

$$81.2 \mu\text{b} \pm 8.7 \mu\text{b}$$

Die Gesamtzahl der 2- und 3-Spurereignisse beträgt in demselben Energiebereich 3998, die korrigierte 6678. Das entspricht

$$49 \left(\frac{\text{Ereignisse}}{\mu\text{b}} \right)_{\text{unkorr.}} \quad \text{bzw.} \quad 82 \left(\frac{\text{Ereignisse}}{\mu\text{b}} \right)_{\text{korrigiert}}$$

In Tabelle 9 haben wir die Wirkungsquerschnitte für die in Tabelle 8 angegebenen Ereignistypen für 2 Energieintervalle und über den gesamten Energiebereich gemittelt zusammengestellt. Die systematischen Fehler enthalten die Unsicherheiten in den Korrekturen, wobei die Unsicherheit in der Korrektur des Photonenflusses den Hauptbeitrag (60 %) liefert. Diese Korrektur ist topologisch unabhängig und wirkt sich nur auf die Normierung (Ereignis zu μb -Verhältnis) aus.

Hypothese	σ [μb]	4.2 < E_γ < 5.0 GeV stat.Fehler [μb]	4.2 < E_γ < 5.0 GeV syst.Fehler [μb]	Gesamt- Fehler [μb]	σ [μb]	5.0 < E_γ < 6.0 GeV stat.Fehler [μb]	5.0 < E_γ < 6.0 GeV syst.Fehler [μb]	Gesamt- Fehler [μb]
Alle 2- und 3-prongs ohne sichtb. Zerfall	88.5	1.8	7.4	9.2	75.3	1.6	6.6	8.2
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-$	24.6	.8	2.1	2.9	21.0	.7	1.8	2.5
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-\pi^0$	19.2	.4	1.7	2.1	13.1	.5	1.1	1.6
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{n}\pi^+\pi^-\pi^0$	8.6	.4	.7	1.1	7.5	.3	.7	1.0
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{Nofit}$	33.4	.9	2.9	3.8	33.6	1.0	2.9	3.9

Hypothese	σ [μb]	4.1 < E_γ < 6.3 GeV stat.Fehler [μb]	4.1 < E_γ < 6.3 GeV syst.Fehler [μb]	Gesamt- Fehler [μb]
Alle 2- und 3-prongs ohne sichtb. Zerfall	81.2	1.7	7.0	8.7
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-$	23.3	.6	2.0	2.6
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-\pi^0$	16.5	.4	1.4	1.8
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{n}\pi^+\pi^-\pi^0$	8.0	.3	.7	1.
$\Upsilon\text{P} \rightarrow \text{Nofit}$	33.3	.8	2.9	3.7

Tabelle 9

VI. Bestimmung der Resonanzanteile in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Im folgenden Teil der Arbeit beschränken wir uns auf die Behandlung von Ereignissen des Typs $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Wir geben totale und differentielle Wirkungsquerschnitte an, die wir im Zusammenhang mit Modellvorhersagen diskutieren.

In Kap. VI bestimmen wir die Resonanzanteile. Eine kurze Beschreibung des Zweipionenaustauschmodells und des Vektordominanzmodells geben wir in Kap. VII. Das folgende Kapitel VIII enthält eine Untersuchung der ρ^0 -Massenverteilung, wobei wir auf das Interferenzmodell von Söding, auf die Parametrisierung nach Ross und Stodolsky und auf den zusätzlichen Beitrag durch die ρ - ω Interferenz eingehen. In Kap. IX behandeln wir den differentiiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$. Die Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0 werden in Kap. X diskutiert.

Die Abb. 4 und 5 zeigen die Verteilungen der effektiven 2-Teilchenmassen $M(p\pi^+)$, $M(p\pi^-)$ und $M(\pi^+\pi^-)$ aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ für 2 Energieintervalle. Die Ereignisse sind nicht bewichtet. Diesen Verteilungen entnehmen wir, daß Resonanzerzeugungen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung (Abb.5) zeigt ein starkes ρ^0 -Signal. In der $p\pi^+$ -Massenverteilung (Abb.4) liegt ein ausgeprägtes Maximum bei der Masse der $\Delta^{++}(1236)$ -Resonanz, während man in der $p\pi^-$ -Massenverteilung (Abb.4) höchstens eine sehr schwache Andeutung für die $\Delta^0(1236)$ -Resonanz findet.

Bei der Bestimmung der Resonanzanteile am totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ berücksichtigen wir die Beiträge der folgenden drei Prozesse:

$$(1) \quad \gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$$

$$(2) \quad \gamma p \rightarrow p\rho^0$$

$$(3) \quad \gamma p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$$

In den beiden folgenden Abschnitten beschreiben wir das Verfahren und geben die Ergebnisse an.

VI.1. Verfahren zur Bestimmung der Resonanzanteile

Für die Übergangswahrscheinlichkeit W vom Anfangszustand γp in den Endzustand $p\pi^+\pi^-$ machen wir den Ansatz

$$W \sim |A_1 + A_2 + A_3|^2 \quad (1)$$

A_i ist die Übergangsamplitude für den i -ten Prozeß. Die Interferenzterme zwischen den einzelnen Amplituden werden vernachlässigt. Damit vereinfacht sich Gl.(1) zu

$$W \sim \sum_{i=1}^3 |A_i|^2$$

Fermi's Goldene Regel Nr. 2 sagt aus, daß die Übergangswahrscheinlichkeit ausgedrückt werden kann durch ein Produkt aus dem Matrixelement T und einem Faktor PS , der nur von der Schwerpunktsenergie, den Massen, den Impulsen und den Winkeln der Teilchen im Anfangs- und Endzustand abhängt.

$$W = 2\pi |T|^2 PS$$

PS wird als Phasenraumdichte bezeichnet.

Der Endzustand $p\pi^+\pi^-$ kann durch 5 unabhängige Variable beschrieben werden [Nyb 69]. Durch Integration über alle Winkel erhält man drei unabhängige Variable: die Schwerpunktsenergie E_{CMS} und die effektiven Massen $M_{p\pi^+}$, $M_{\pi^+\pi^-}$, in denen Resonanzproduktion vorliegt.

Für die invarianten Matrixelemente A_i setzen wir relativistische Breit-Wigner Formen ein. Die Dichteverteilung im Dalitzdiagramm ($M_{p\pi^+}^2$ gegen $M_{\pi^+\pi^-}^2$ aufgetragen) lautet dann [Spi 67], [Lük 71]

$$\frac{dN}{dM_{p\pi^+}^2 dM_{\pi^+\pi^-}^2} = \left\{ a_{\Delta^{++}} \frac{B_{\Delta^{++}}}{N_{\Delta^{++}}} + a_{\rho^0} \frac{B_{\rho^0}}{N_{\rho^0}} W(\cos\theta_H) \cdot E_\gamma^{a_{PS}} \frac{PS}{N_{PS}} \right\} \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{E_\gamma E_{CMS}^2} dE_\gamma \quad (2)$$

$a_{\Delta^{++}}$, a_{ρ^0} , a_{PS} = Zahl der Δ^{++} , ρ^0 bzw. Phasenraumereignisse

$a_{\Delta^{++}} + a_{\rho^0} + a_{PS} = N$ = Gesamtzahl der Ereignisse

PS = lorentzinvarianter Phasenraum

Für $B_{\Delta^{++}}$ und B_{ρ^0} werden die bei Jackson [Jac 64] angegebenen relativistischen Breit-Wigner-Verteilungen mit energieabhängiger Breite eingesetzt.

$$B(M) \sim \frac{M}{q(M)} \frac{\Gamma(M)}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M)}$$

$$\text{mit } \Gamma(M) = \Gamma_0 \left(\frac{q(M)}{q(M_0)} \right)^{2l+1} \frac{\rho(M)}{\rho(M_0)}$$

M_0 = Resonanzmasse

l = Bahndrehimpuls

q = Dreierimpuls eines Zerfallsteilchens im CMS der Resonanz

Γ_0 = Breite für $M = M_0$

$\rho(M)$ = langsam veränderliche Funktion von M , die von Jackson für verschiedene Resonanzen aus der Störungsrechnung 1. Ordnung berechnet worden ist.

In Gl.(2) wird berücksichtigt, daß die Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von der Energie proportional zum Photonenspektrum $N_\gamma(E_\gamma)$ und zum Wirkungsquerschnitt ist. Der Wirkungsquerschnitt enthält einen Faktor $1/E_\gamma$, der aus dem Flußfaktor (\approx Strom der einfallenden Teilchen) stammt. Um einen konstanten ρ^0 -Wirkungsquerschnitt zu beschreiben, den man experimentell beobachtet hat, muß man daher im Matrixelement zur ρ^0 -Erzeugung einen Faktor E_γ einbringen.

In der Wahrscheinlichkeitsverteilung Gl.(2) wird außerdem die Zerfallswinkelverteilung der ρ^0 -Resonanzereignisse berücksichtigt. $W(\cos\theta_H)$ beschreibt die Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 im Helizitätssystem integriert über ϕ_H (s. Abschn. X).

$$W(\cos\theta_H) = \frac{3}{4}(1 - \rho_{00} + (3\rho_{00} - 1) \cos^2\theta_H) \quad (3)$$

Der Parameter ρ_{00} wurde durch Anpassung von Gl.(3) an die experimentelle $\cos\theta_H$ -Verteilung zu $\rho_{00} = .02 \pm .01$ bestimmt.

VI.2. Ergebnisse

Die Anpassung von Gl.(2) an die experimentellen Verteilungen wurde mit dem Maximum-Likelihood-Programm MITOSIS [Lük 68] vorgenommen. Dabei wurden die Parameter $a_{\Delta^{++}}$, a_{ρ^0} und a_{pS} bestimmt. Für die Breit-Wigner-Terme wurden folgende Größen verwendet:

$$\begin{aligned}
 B_{\rho}(M): \quad M &= M_{\pi^+\pi^-} \\
 M_0 &= 765 \text{ MeV} \\
 \Gamma_0 &= 130 \text{ MeV} \\
 \rho(M) &= [q^2(M) + q^2(M_0)]^{-1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{\Delta^{++}}(M): \quad M &= M_{p\pi^+} \\
 M_0 &= 1236 \text{ MeV} \\
 \Gamma_0 &= 120 \text{ MeV} \\
 \rho(M) &= [2.2 M^2 + q^2(M)]^{-1}
 \end{aligned}$$

Die Breit-Wigner-Form $B_{\rho}(M)$ zur Beschreibung der ρ^0 -Resonanz wurde zwei unterschiedlichen Modellen entsprechend modifiziert. Es wurden die von Ross und Stodolsky bzw. von P. Söding vorgeschlagenen Formen benutzt (s. Abschn. VIII).

Die Bestimmung der Resonanzanteile wurde in zwei Energieintervallen und über den gesamten Energiebereich 4.2 bis 6 GeV vorgenommen. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 10 zusammengestellt. Für jede Verteilung der effektiven 2-Teilchenmassen wird das Verhältnis von χ^2 zu Freiheitsgraden angegeben.

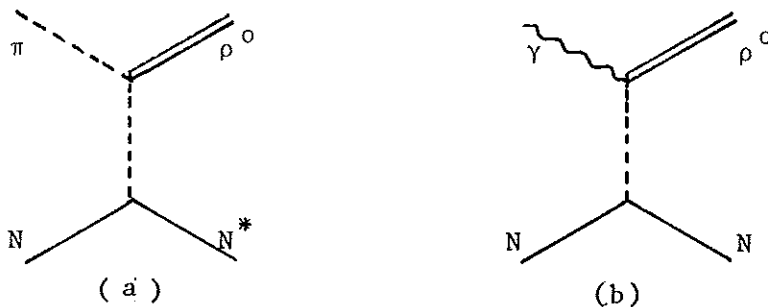
Die Projektionen der angepaßten Wahrscheinlichkeitsfunktion (2) sind in die Massenverteilungen Abb.4,5,6 eingezeichnet. Für den ρ^0 -Term wurde die Parametrisierung nach Ross und Stodolsky gewählt. Die gestrichelten Linien entsprechen dem Beitrag der Pasenraumereignisse.

Photonenergie [GeV]	Resonanzform für ρ^0 nach	Anteile in %		ρ^0	$M_{p\pi^+}$	$M_{\pi^+\pi^-}$	$M_{p\pi^-}$	Zahl der Ereignisse
		Phasenraum	$\Delta^{++}(1236)$					
4.2 - 5.0	Ross-	17.5 ± 1.2	5.2 ± .9	77.2 ± 2.1	53/44	38/39	56/43	917
5.0 - 6.0	Stodolsky	13.5 ± 1.2	7.0 ± 1.1	80.0 ± 2.3	66/50	24/32	52/47	782
4.2 - 6.0	"	15.3 ± .6	6.0 ± .6	78.5 ± 1.2	79/51	43/46	78/50	1699
4.2 - 5.0	Söding	19.8 ± .9	5.5 ± .9	74.1 ± 2.8	60/45	61/41	61/43	917
5.0 - 6.0	"	11.9 ± 1.4	8.2 ± 1.0	74.7 ± 3.0	64/49	64/43	65/46	782
4.2 - 6.0	"	14.4 ± .86	7.0 ± .9	74.1 ± 2.1	90/51	76/46	104/50	1699

Tabelle 10 Resonanzanteile der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

VII. Modelle zur Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen

Die Erzeugung von ρ -Mesonen durch Hadronen wird durch das Ein-Pion-Austauschmodell (OPE) gut beschrieben [Wol 69],[Schmi 65]. Die Anwendung dieses Modells auf die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen führt jedoch zu Voraussagen, die den experimentellen Ergebnissen widersprechen.



Austauschdiagramme für ρ^0 -Erzeugung durch Pionen (a) und Photonen (b)

Die Berechnung des Austauschgraphen für ρ^0 -Photoerzeugung liefert für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0)$ die Energieabhängigkeit

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0) \sim 1/E_\gamma^2$$

Experimentell hat man gefunden, daß $\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0)$ über einen weiten Energiebereich nahezu konstant ist [ABBHHM 68] (Abb.6). Die experimentelle Zerfallswinkelverteilung wird durch das OPE ebenfalls nicht beschrieben.

Aus dem OPE folgt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ die Abhängigkeit

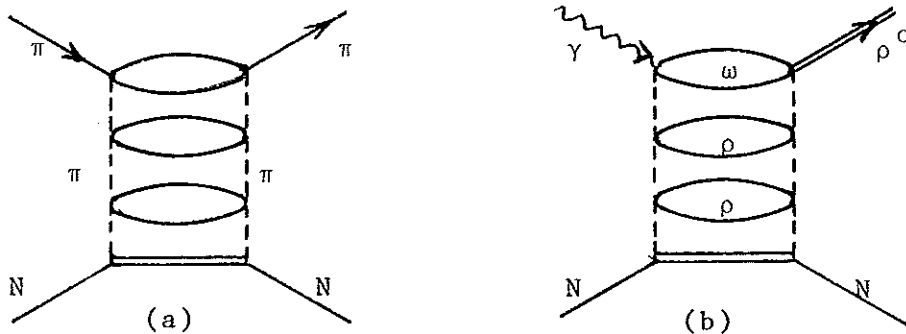
$$\frac{d\sigma}{d|t|} \sim \frac{|t|}{(|t| + M_{\pi^+\pi^-}^2)^2}$$

Dagegen haben Experimente eine exponentielle Abhängigkeit $\frac{d\sigma}{d|t|} \sim e^{-a|t|}$ gezeigt. Die Ergebnisse der ρ^0 -Photoproduktionsexperimente zeigen Ähnlichkeiten mit Ergebnissen der elastischen Pion-Nukleon-Streuung. Man hat darum versucht die ρ^0 -Photoproduktion durch diffraktive Prozesse zu erklären. Von den Modellen,

die das diffraktive Verhalten der ρ^0 -Produktion berücksichtigen, werden wir das Zweipionenaustauschmodell [Ber 64] und das Vektordominanzmodell [Ros 66], [Joo 67] kurz skizzieren.

VII.1. Zweipionenaustauschmodell

Amati, Fubini und Stanghellini [AFS 62] berechnen den Streuquerschnitt für Photon-Nukleonstreuung, indem sie über alle Zweipion-Austauschgraphen summieren. Sie stellen die Streuung durch das folgende Sprossendiagramm (a) dar.



In dem Diagramm (a) stellt jede Sprosse eine Zweipionresonanz dar. Berman und Drell haben diesen Diffraktionsmechanismus auf die Photoproduktion von Vektormesonen angewandt [Ber 64]. Das entsprechende Sprossendiagramm ist in der obigen Zeichnung mit (b) bezeichnet. Die Berechnung dieses Graphen führt für kleine Impulsüberträge zu einem konstanten Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie. Der beobachtete exponentielle Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d|t|$ wird im Rahmen dieses Modells beschrieben.

VII.2. Kombiniertes Vektormesondominanz- und Quarkmodell

Das Vektormesondominanzmodell beruht auf der Annahme, daß die Wechselwirkungen von Photonen mit Hadronen über intermediäre Zustände von Vektormesonen ablaufen, die die gleichen Quanten-

zahlen wie das Photon haben. Bekannte Vektormesonen mit den Quantenzahlen Spin = 1, Parität = 1, Ladungskonjugation = -1, Baryonenzahl = 0 und $I_3 = 0$ (I_3 = dritte Komponente des Isospins) sind ρ^0 , ω und ϕ . Durch die Strom-Feld-Identität wird der elektromagnetische Strom mit den Feldern der Vektormesonen verknüpft [Joo 67], [Schi 69].

$$j_{\mu}^{\text{el.magn.}}(X) = \frac{M_{\rho}^2}{2g_{\rho^0}} \rho_{\mu}^0(X) + \frac{M_{\omega}^2}{2g_{\omega}} \omega_{\mu}(X) + \frac{M_{\phi}^2}{2g_{\phi}} \phi_{\mu}(X) \quad (4)$$

Darin bezeichnet M_V , $V = \rho^0, \omega, \phi$, die Massen der Vektormesonen. Die Konstanten g_V beschreiben die Stärke der Kopplung zwischen Photon und Vektormeson. Das Verhältnis der Kopplungskonstanten folgt aus den SU(3) Symmetrie-Eigenschaften des Photons [Joo 67]

$$g_{\rho^0}^{-2} : g_{\omega}^{-2} : g_{\phi}^{-2} = 9 : 1 : 2, \quad (5)$$

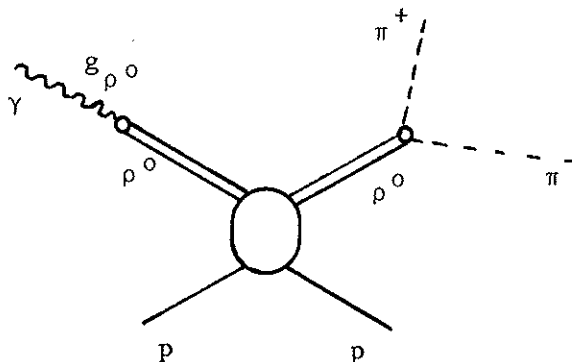
was mit den experimentellen Werten verträglich ist.

Der absolute Wert von g_{ρ^0} läßt sich aus der Breite $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ berechnen [Joo 67]

$$\frac{g_{\rho^0}^2}{4\pi} = \frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{4} \frac{12}{M_{\rho}} \left(1 - \left(\frac{(2M_{\pi})^2}{M_{\rho}^2} \right)^{-3/2} \right) \quad (6)$$

Für $\Gamma_{\rho} = 140$ MeV erhält man $\frac{g_{\rho}^2}{4\pi} = .44$

Die elastische ρ^0 -Photoerzeugung sollte fast vollständig durch den Streuprozess $\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p$ beschrieben werden können. Die folgende Skizze zeigt das diesem Prozeß entsprechende Diagramm.



Die experimentellen Ergebnisse legen es nahe, für die $\rho^0 p$ -Streuung analog zur Pion-Nukleonstreuung ein diffraktives Verhalten anzunehmen. Mit der Näherung, daß die Streuamplitude für reelle und virtuelle Teilchen gleich ist, erhält man für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0) = \frac{\alpha}{4} \frac{4\pi}{g_{\rho^0}} \sigma_{\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p}^{\text{diff}} \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{1}{137} = \text{Feinstrukturkonstante}$$

Mit dem Ansatz für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{d\sigma}{d|t|} \Big|_{t=0} e^{b|t|},$$

der für diffraktive Prozesse gerechtfertigt ist [Gre 60], folgt für den elastischen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{diff}}(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) &= \int_{t=0}^{\infty} \frac{d\sigma}{d|t|} d|t| = \frac{1}{b} \frac{d\sigma}{d|t|} \Big|_{t=0} \\ &= \frac{1}{b} \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} \end{aligned} \quad (8)$$

k = CMS-Energie

θ = Streuwinkel

Das optische Theorem verknüpft den Vorwärtsstreuquerschnitt mit dem totalen Wirkungsquerschnitt, wenn der Realteil der Streuamplitude null ist.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} = \frac{k^2}{(4\pi)^2} \sigma_T^2(\rho^0 p) \quad (9)$$

Aus Gl.(8) und (9) erhalten wir für den elastischen Streuquerschnitt

$$\sigma^{\text{diff}}(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{1}{16\pi b} \sigma_T^2(\rho^0 p) \quad (10)$$

Einsetzen der Gl.(10) in Gl.(7) liefert eine Beziehung zwischen dem ρ^0 -Photoproduktionswirkungsquerschnitt und dem totalen

ρ^0 -p-Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\alpha}{64\pi} \frac{4\pi}{2} \frac{1}{b} g_{\rho^0}^2 \sigma_T(\rho^0 p) \quad (11)$$

Das Quarkmodell liefert einen Zusammenhang zwischen den totalen Wirkungsquerschnitten $\sigma_T(\rho^0 p)$, $\sigma_T(\pi^+ p)$ und $\sigma_T(\pi^- p)$ [Joo 67].

$$\sigma_T(\rho^0 p) = \frac{1}{2} [\sigma_T(\pi^+ p) + \sigma_T(\pi^- p)] \quad (12)$$

Die πN -Streuquerschnitte sind in Experimenten [Gal 65] recht genau gemessen worden:

$$\sigma_T(\pi^+ p) = 26.2 \text{ mb} \pm .2 \text{ mb}$$

$$\sigma_T(\pi^- p) = 28.5 \text{ mb} \pm .3 \text{ mb}$$

bei Pionenenergien von 6 GeV.

Der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt sollte dann

$$\sigma_T(\pi^0 p) = 27.3 \pm .3 \text{ mb}$$

betragen. Für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\rho^0)$ erhält man aus Gl.(11) $17.7 \pm 3.5 \text{ } \mu\text{b}$, wenn man für b in Gl.(10) den Wert 8 und für die Kopplungskonstante $g_{\rho^0}^2/4\pi$ 0.5 einsetzt.

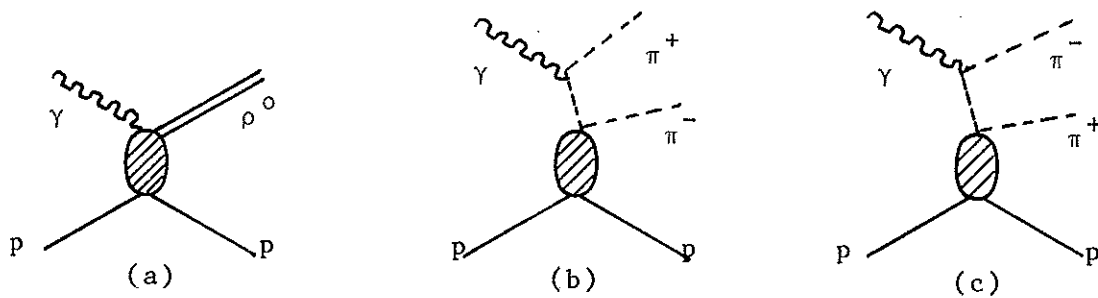
Bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 2.5 GeV ist $\sigma_T(\rho^0 p)$ nahezu konstant [PDG 70]. Das Vektordominanzmodell beschreibt daher die experimentell beobachtete Energieabhängigkeit der ρ^0 -Photoerzeugung gut.

VIII. Die Massenverteilung des ρ^0 -Mesons

In diesem Abschnitt wollen wir den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ durch Parametrisierungen beschreiben, die aus dem Zweipionenaustauschmodell und aus dem Vektomesondominanzmodell entwickelt wurden. Den Anstoß zur Entwicklung der verschiedenen Modelle zur ρ^0 -Erzeugung hat vor allem die Verschiebung der $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung zu kleinen $\pi^+\pi^-$ -Massen gegeben, die durch eine relativistische Breit-Wigner-Form, wie sie bei Jackson [Jac 64] angegeben wird, nicht gut beschrieben wird. Wir gehen auf das Interferenzmodell von P. Söding [Söd 65] und auf die von M. Ross und L. Stodolsky [Ros 66] angegebene Parametrisierung ein. In einem weiteren Teil untersuchen wir eine mögliche ρ - ω -Interferenz.

VIII.1. Beschreibung im Interferenzmodell

Die Form der ρ^0 -Massenverteilung läßt sich in einem Diffraktionsmodell erklären, wenn man nichtresonante Prozesse berücksichtigt. P. Söding hat ein Modell vorgeschlagen, in dem die Graphen (a), (b) und (c) zur Streuamplitude beitragen.



Drellgraphen

Der Prozeß (a) kann zum Beispiel durch das Zweipionenaustauschmodell beschrieben werden. P. Söding macht die Annahme, daß es sich um einen diffraktiven Prozeß handelt und daß die Amplitude für die ρ^0 -Erzeugung T_ρ rein imaginär ist.

$$T_\rho \sim i(s - m_p^2) e^{b|t|}$$

Die Diagramme (b) und (c) sind so zu verstehen, daß $\pi^+\pi^-$ -Paare erzeugt werden und das eine π -Meson am Proton diffraktiv gestreut wird.

Die Matrixelemente für die Prozesse a, b und c seien T_a , T_b und T_c , T_b und T_c werden als rein imaginär vorausgesetzt. T_a ist im wesentlichen ein Produkt aus der Resonanzamplitude, die als relativistische Breit-Wigner-Form angesetzt wird, und der rein imaginären Produktionsamplitude T_ρ . Der Imaginärteil von T_a kann mit T_b und T_c interferieren [Söd 65], [Spi 67].

Bei der Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dm$ erhält man einen Interferenzbeitrag, der in der Nähe der Resonanzmasse stark variiert.

Wir haben die Anpassung von $d\sigma/dm$ an die experimentelle Massenverteilung mit dem Programm MITOSIS [Lük 68] durchgeführt. In der in Abschn. VI.1 angegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilung Gl.(3) wurde für $B_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-})$ eine dem Interferenzmodell entsprechende Parametrisierung gewählt [Spi 67],[Lük 71]. Bei der Anpassung wurde der Anteil der Untergrundereignisse (Diagramme b und c) als freier Parameter eingesetzt. Masse und Breite des ρ^0 wurden festgesetzt, $M_{\rho^0} = 765 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\rho^0} = 130 \text{ MeV}$.

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 7 in die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve gibt den Beitrag der Untergrundereignisse an. Der Beitrag des Interferenzterms ist die punktierte Kurve, die durchgezogene Kurve bildet die Summe aus allen Beiträgen.

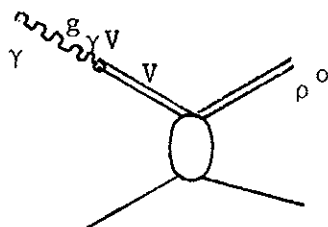
Der Anteil der ρ^0 Resonanzproduktion beträgt $74.1 \pm 2.1 \%$. Mit $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-) = 23.3 \pm 2.6 \text{ } \mu\text{b}$ (s. Abschn. VI) erhalten wir für den ρ^0 Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0) = 17.3 \pm 2.0 \text{ } \mu\text{b}$$

Dabei haben wir über alle Viererimpulsüberträge und über den Energiebereich $4.2 < E_\gamma < 6.0 \text{ GeV}$ gemittelt. Alle $\pi^+\pi^-$ -Massen wurden zugelassen.

VIII.2. Parametrisierung nach Ross und Stodolsky

M. Ross und L. Stodolsky haben die ρ^0 -Photoerzeugung im Rahmen des Vektormesondominanzmodells untersucht [Ros 66].



Sie nehmen an, daß nur das Diagramm mit $V = \rho^0$ beiträgt und vernachlässigen die Beiträge durch $V = \omega, \phi$. Für den $\gamma\rho^0$ -Vertex erhalten sie einen Faktor $g_{\gamma\rho^0} m_{\rho^0}^2$. Ross und Stodolsky berechnen die diffraktive Streuung des virtuellen ρ^0 am Proton unter der Annahme, daß sich das virtuelle ρ^0 wie ein reelles verhält. Für kleine Impulsüberträge liefert die Rechnung einen Faktor $\frac{1}{m_{\pi\pi}^2}$ in der Streuamplitude. In der Gleichung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ tritt dann ein Faktor $\left(\frac{m_{\rho}}{m_{\pi\pi}}\right)^4$ (Ross-Stodolsky-Faktor) auf, der die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung bei kleinen Massen anhebt.

Wir haben die relativistische Breit-Wigner-Form für das ρ^0 (Abschn.V.1) mit dem Faktor $\left(\frac{m_{\rho}}{m}\right)^n$ multipliziert und n bei der Anpassung als einen freien Parameter gewählt. Für die Bestimmung der Resonanzanteile haben wir das Programm MITOSIS benutzt. Tabelle 10 enthält das Ergebnis. Für den Exponenten n im Ross-Stodolsky-Faktor erhalten wir $n = 4.1 \pm .2$, wenn wir keine Einschränkung im Impulsübertrag machen.

Für die Bestimmung der Masse M_{ρ} und der Breite Γ_{ρ} haben wir eine Wahrscheinlichkeitsverteilung gewählt, die nur von der $\pi^+\pi^-$ -Masse $M_{\pi^+\pi^-}$ und vom Impulsübertrag t abhängt. Als Extremwertsuchprogramm haben wir das CERN-Programm MINUIT [CER 67] verwendet.

$$\frac{dN(M_{\pi^+\pi^-}, t)}{dM_{\pi^+\pi^-} dt} = \alpha \frac{BW(M_{\pi^+\pi^-}, t) \cdot PS(M_{\pi^+\pi^-}, t) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^n e^{A_\rho t}}{\int_{2m_\pi}^{s-m_p} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} BW(M_{\pi^+\pi^-}, t) PS(M_{\pi^+\pi^-}, t) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^n e^{A_\rho t} dt dM_{\pi^+\pi^-}} +$$

$$+ (1-\alpha) \frac{PS(M_{\pi^+\pi^-}, t) e^{A_{PS} t}}{\int_{2m_\pi}^{s-m_p} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} PS(M_{\pi^+\pi^-}, t) e^{A_{PS} t} dt dM_{\pi^+\pi^-}} \quad (13)$$

BW(M,t) = relativistische Breit-Wigner (s.Abschn.V.1)

PS(M,t) = lorentzinvarianter 3-Teilchenphasenraum

m_p = Protonmasse, m_π = Pionmasse

S = Schwerpunktsenergie

α = Anteil der ρ^0 Ereignisse; $(1-\alpha)$ = Phasenraumanteil; $0 < \alpha < 1$

$A_\rho = 8 [\text{GeV}^2/c^2]^{-1}$ $A_{PS} = 3.0 [\text{GeV}^2/c^2]^{-1}$

Bei gleichzeitiger Anpassung von M_ρ , Γ_ρ , n und α erhalten wir über alle Impulsüberträge gemittelt im Energiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV die Werte

$$\begin{aligned} M_\rho &= 764 \pm 3 \text{ MeV} \\ \Gamma_\rho &= 129 \pm 6 \text{ MeV} \\ n &= 4.1 \pm .2 \\ \alpha &= .79 \pm .01 \end{aligned}$$

Der Wert $\alpha = .79$ stimmt mit dem in der MITOSIS-Anpassung gefundenen ρ^0 -Anteil von $78.5 \pm 1.2 \%$ (Tab.10) überein.

Für den ρ^0 -Wirkungsquerschnitt zwischen 4.1 und 6.3 GeV erhalten wir mit der Parametrisierung nach Ross und Stodolsky

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p\rho^0) = 18.3 \pm 2.1 \mu\text{b}$$

b) Abhängigkeit vom Impulsübertrag

Der Ross-Stodolsky-Faktor ist abgeleitet für kleine Impulsüberträge [Ros 66]. Wir haben ihn in Abhängigkeit von t überprüft.

In Abb.8 haben wir die $\pi^+\pi^-$ -Masse gegen $|t|$ aufgetragen. Bei kleinen Impulsüberträgen beobachten wir eine Anhäufung bei kleinen $\pi^+\pi^-$ -Massen, die mit wachsendem $|t|$ abnimmt und oberhalb von $|t| \approx .2$ $[\text{GeV}^2/c^2]$ verschwunden ist.

Wir haben in kleinen $|t|$ -Intervallen Gleichung (13) mit n und α als freie Parameter an die experimentellen Daten angepaßt. Die in Tab. 11 angegebenen Ergebnisse beschreiben die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilungen gut. Die angepaßten Funktionen sind in Abb. 9 eingezeichnet. Für $|t| < .03$ $[\text{GeV}^2/c^2]$ liefert der Fit den Wert $n = 5.2 \pm .2$, im Gegensatz zu dem von Ross und Stodolsky abge-

$ t $ -Bereich [GeV^2/c^2]	$\alpha = \rho^0$ -Anteil [%]	n
.0 - .03	99 \pm 1	5.18 \pm .3
.03 - .06	99 \pm 1	4.7 \pm .3
.06 - .09	96 \pm 1	4.6 \pm .2
.09 - .12	93 \pm 2	3.6 \pm .4
.12 - .15	92 \pm 2	3.85 \pm .4
.15 - .21	82 \pm 4	2.6 \pm .6
.21 - .30	75 \pm 5	3.05 \pm .7

Tab.11 ρ^0 -Anteil und Exponent im Ross-Stodolsky-Faktor in Abhängigkeit von $|t|$

leiteten Wert $n = 4$ für $|t| \approx 0$. Der Exponent n fällt mit wachsendem $|t|$ ab und ist für $|t| > .5$ $[\text{GeV}^2/c^2]$ ungefähr null. Abb.10 zeigt n als Funktion von $|t|$. Der Verlauf wird durch die Gerade

$$n(|t|) = -10.1 |t| + 5.2 \quad \text{für } |t| < .5 \text{ GeV}^2/c^2$$

und $n(|t|) = 0 \quad \text{für } |t| > .5 \text{ GeV}^2/c^2$

gut beschrieben. Die Gerade $A_1 |t| + A_2$ wurde durch χ^2 -Anpassung bestimmt.

$$A_1 = -10.1 \pm .8 \quad A_2 = 5.2 \pm .15$$

Die folgende Tabelle 12 enthält den ρ^0 -Wirkungsquerschnitt in 2 Energieintervallen für das Interferenzmodell und die Parametrisierung nach Ross und Stodolsky.

Parametrisierung	$\sigma [\mu\text{b}] \quad 4.2 < E_\gamma < 5.0$	$\sigma [\mu\text{b}] \quad 5.0 < E_\gamma < 6.0$
Interferenzmodell	18.2 ± 2.3	15.7 ± 2.0
Ross-Stodolsky $\left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^n$	19.0 ± 2.3	16.8 ± 2.1

Tabelle 12 ρ^0 -Wirkungsquerschnitt

In Abschn. VII.2 haben wir den ρ^0 -Wirkungsquerschnitt aus den Vorhersagen des kombinierten Vektormesondominanz- und Quarkmodells zu $17.7 \pm 3.5 \mu\text{b}$ berechnet. Dieser Wert stimmt mit den aus diesem Experiment mit verschiedenen Anpassungen gewonnenen Werten innerhalb der Fehlergrenzen überein. Der von Ross und Stodolsky angegebene Exponent $n = 4$ im Faktor $\left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^n$ für $|t| = 0$ steht im Widerspruch zu dem Wert $n = 5.2$ für $|t| = 0$, den wir erhalten. Berücksichtigt man die $|t|$ -Abhängigkeit des Ross-Stodolsky-Faktors, so werden unsere Daten durch die Parametrisierung nach Ross und Stodolsky und durch das Interferenzmodell gleich gut beschrieben.

VIII.3 ρ - ω Interferenz

In den letzten zwei Jahren ist in mehreren Experimenten (K^-p bei 1.2 - 2.7 GeV/c [Fla 69], π^+p bei 3.7 - 4 GeV/c [Gol 69], π^-p bei 2.3 GeV/c [Hag 70], π^-p bei 3.9 GeV/c [Abr 70], γA bei 4.2 GeV/c [Big 70]) der die G-Parität verletzende Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ beobachtet worden. Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse konnte in diesen Experimenten durch die Annahme einer ρ - ω Interferenz gut beschrieben werden.

A.S. Goldhaber, G. Fox und C. Quigg [GFQ 70] geben einen Formalismus zur Beschreibung des 2π -Zerfalls von ρ^0 und ω an. Sie gehen dabei von der SU(3) brechenden Massenaufspaltung des Meson-Oktetts aus. Die Massenaufspaltung und die Theorie der Massenmischung (mass mixing theorie) wird bei Bernstein und Feinberg [BeF 62] und Coleman und Glashow [Co1 64], [G1a 61] ausführlich behandelt.

In dieser Arbeit geben wir nur einen kurzen Abriß der Theorie. Das ρ^0 und ω werden durch die starke Wechselwirkung als reine Isospinzustände erzeugt. A_ρ und A_ω seien die Übergangsamplituden für

$$\gamma p \rightarrow \rho^0 \begin{matrix} \searrow \\ \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{matrix} \quad \text{und} \quad \gamma p \rightarrow \omega \begin{matrix} \searrow \\ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \end{matrix}$$

Durch die elektromagnetische Wechselwirkung erfolgt eine Mischung der reinen ρ^0 - und ω -Zustände. Dies wird berücksichtigt, indem man einen die G-Parität verletzenden Term δ in die Propagatormatrix P einführt.

$$\delta = - \langle \rho^0 | 0 | \omega \rangle ,$$

worin 0 der elektromagnetische Massenoperator ist. T_ρ und T_ω seien die Amplituden für die Zerfälle $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ und $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Mit diesen Definitionen kann die Erzeugungsamplitude $S(\pi^+ \pi^-)$ in folgender Weise geschrieben werden [GFQ 70]:

$$S(\pi^+ \pi^-) = \left\{ \begin{matrix} T_\rho(\rho^0 \rightarrow 2\pi) & T(\omega \rightarrow 2\pi) \end{matrix} \right\} \underbrace{\begin{bmatrix} M_\rho - M - i \frac{\Gamma_\rho}{2} & -\delta \\ -\delta & M_\omega - M - i \frac{\Gamma_\omega}{2} \end{bmatrix}}_{\text{Propagatormatrix P}} \left\{ \begin{matrix} A_\rho \\ A_\omega \end{matrix} \right\} \quad (14)$$

M_ρ (M_ω) = Masse des ρ^0 (ω); Γ_ρ (Γ_ω) = Breite des ρ^0 (ω);
 M = $\pi^+ \pi^-$ -Masse

Wir setzen $\mu_V = M_V - M - i \frac{\Gamma_V}{2}$, $V = \rho, \omega$. Durch Umformen von

Gl.(14) erhalten wir

$$S(\pi^+\pi^-) = \frac{A_\rho T_\rho}{\mu_\rho} \left\{ 1 + \frac{A_\omega}{A_\rho} \frac{\delta}{\mu_\rho} \right\} + \underbrace{\frac{A_\omega T_\omega}{\mu_\omega} \left\{ 1 + \frac{A_\rho}{A_\omega} \frac{\delta}{\mu_\rho} \right\}}_{\approx 0} \quad (15)$$

Wegen $T_\omega \ll T_\rho$ wird der zweite Term in Gl.(15) vernachlässigt.

Mit dem üblichen Ansatz für T_ρ erhält man für $d\sigma/dm$ eine Breit-Wigner-Resonanzform, die durch eine in der Nähe der ω -Masse stark variierende Funktion F moduliert wird.

$$\frac{d\sigma}{dM} = BW_\rho(M) \left| 1 + \left| \frac{A_\omega}{A_\rho} \right| e^{i\beta} \frac{\delta}{M_\omega - M - i\frac{\Gamma_\omega}{2}} \right|^2 = BW_\rho(M) \cdot F \quad (16)$$

Um eine mögliche ρ - ω Interferenz zu überprüfen, ist es notwendig, eine Massenauflösung von der Größe der ω -Breite zu haben. Die Massenauflösung $2\delta m$ wurde aus der Fehlermatrix des kinematischen Fits berechnet [Schla 71]. Sie beträgt in unserem Experiment im ρ^0 -Massenbereich 14 MeV, $2\delta m =$ volle Breite auf halber Höhe (FWHM).

Für die Anpassung an die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung wählen wir die in Gl.(13) angegebene Wahrscheinlichkeitsverteilung in der Weise, daß wir den ρ^0 -Term mit der Funktion F multiplizieren.

Mit den Definitionen $\tau = \frac{2\delta}{\Gamma_\omega} \left| \frac{A_\omega}{A_\rho} \right|$ und $\epsilon = \frac{M_\omega - M}{\Gamma_\omega/2}$ erhalten wir für F den Ausdruck

$$F = 1 + \frac{1}{\epsilon^2 + 1} \{ \tau^2 \sin^2 \beta + \tau^2 \cos^2 \beta + 2\tau \sin \beta + 2\epsilon \tau \cos \beta \}$$

Da für $\delta = 0$ die Phase β nicht definiert ist, wählen wir $\tau \sin \beta$ und $\tau \cos \beta$ als Variable. Die Masse des ω entnehmen wir der Particle Data Group-Tabelle [PDG 70], $M_\omega = 783.5$ MeV. In der ω -Breite berücksichtigen wir unsere begrenzte Massenauflösung. Wir setzen $\Gamma_\omega^{\text{effektiv}} = 16.7$ MeV.

Die Anpassung liefert

$$M_\rho = 765 \pm 3 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\rho = 139 \pm 6 \text{ MeV}, \quad n = 4.2 \pm .2, \quad \alpha = .81 \pm .01$$

$$\tau \cos \beta = .13 \pm .05 \quad \tau \sin \beta = .05 \pm .05$$

Den 'mass mixing-Parameter δ können wir nur angeben, wenn $|A_\omega/A_\rho|$ bekannt ist. Aus dem Vektordominanzmodell folgt

$|A_\omega/A_\rho|^2 = g_{\rho^0}^2 : g_\omega^2$, g_{ρ^0} und g_ω sind die Kopplungskonstanten der Vektormeson-Photon-Kopplung. J.E. Augustin und Mitarbeiter haben am Orsay-Speicherring $g_\omega^2/g_{\rho^0}^2 = 7.1 \pm .7$ gemessen. Mit diesem Wert erhalten wir

$$\delta = 2.67 \pm 1.16 \text{ MeV}$$

Die Phase β ist mit einem großen Fehler behaftet, der im wesentlichen von der begrenzten Massenauflösung herrührt.

$$\beta = 23^\circ$$

Die Anpassung mit ρ - ω Interferenz gibt den steilen Abfall der $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung bei der ω -Masse gut wieder. Die Kurve in Abb.11 entspricht der ρ - ω -Interferenz. Der Verlauf der Funktion F ist ebenfalls eingezeichnet. Unterhalb der ω -Masse liegt konstruktive Interferenz vor, oberhalb destruktive Interferenz.

Für die Beobachtung der ρ - ω Interferenz ist neben einer guten Massenauflösung eine große Zahl von Ereignissen wichtig. Wir haben deshalb zu unseren Ereignissen die Daten des DESY-Blasen-kammerexperiments [ABBHMH 68], [Lük 71] aus dem Energiebereich 2.0 bis 5.8 GeV hinzugenommen. Die Blasen-kammerbilder haben eine ähnliche Auswertekette durchlaufen wie die Streamerkammerbilder. Die $\pi^+\pi^-$ -Massenauflösung im ρ^0 -Bereich ist vergleichbar [Lük 71].

Wir setzen voraus, daß die ρ - ω Interferenz von der Energie unabhängig ist. Für die ρ^0 und ω -Photoproduktion machen wir die Annahme, daß der diffraktiv erzeugte Anteil rein imaginär und oberhalb von 2 GeV konstant ist. Der OPE-Anteil, der bei Photonenergien kleiner 4 GeV den Hauptbeitrag zur ω -Erzeugung liefert, wird als reell vorausgesetzt [Sch 68]. Da die OPE-Erzeugung einen Spinflip des Nukleons verursacht, kann sie mit der Dif-

fraktionserzeugung nicht interferieren.

Die Anpassung der oben beschriebenen Parametrisierung für die ρ - ω Interferenz an die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der Blaskammer- und Streamerkammerereignisse haben wir für $M_{\pi^+\pi^-} < 1.2$ GeV durchgeführt. Mit $M_\omega = 783.5$ MeV und $\Gamma_\omega = 17$ MeV erhalten wir

$$M_\rho = 771 \pm 2 \text{ MeV} \quad \Gamma_\rho = 148 \pm 6 \text{ MeV} \quad \alpha = .83 \pm .01 \quad n = 3.9 \pm .14$$

$$\tau \cos \beta = .14 \pm .04 \quad \tau \sin \beta = .008 \pm .04$$

Den 'mass mixing' Parameter δ berechnen wir aus $\delta = \frac{\Gamma_\omega}{2} |A_\omega/A_\rho|$ mit $|A_\omega/A_\rho| = 7.1$, wobei wir voraussetzen, daß die ρ^0 -Amplitude rein diffraktiv ist. Den Beitrag der OPE-Amplitude zur ω -Erzeugung haben wir nicht berücksichtigt. Eine Abschätzung ergibt, daß dieser Beitrag weniger als 6 Ereignisse in unserer Verteilung beträgt.

$$\delta = 2.8 \pm .94 \text{ MeV}$$

$$\beta = 2.4^\circ$$

Das Verzweigungsverhältnis $R(\omega \rightarrow 2\pi/\omega \rightarrow \text{alle})$ ist mit δ über die Beziehung

$$R = \left| \frac{\delta}{M_\rho - M_\omega - i(\Gamma_\rho - \Gamma_\omega)/2} \right|^2 \frac{\Gamma_\rho}{\Gamma_\omega}$$

verknüpft. Mit $\delta = 2.8$ MeV erhalten wir

$$R = .016 \pm .008$$

In die experimentelle $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der Blaskammer- und Streamerkammerereignisse haben wir das Fitergebnis eingezeichnet (Abb. 12). Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf der Interferenzfunktion F an.

Das Verhältnis von χ^2 zu Freiheitsgraden NF beträgt (in 5 MeV-Intervallen für $.58 < M_{\pi^+\pi^-} < .9$ GeV berechnet) $64/63$. Für eine Anpassung ohne Berücksichtigung der ρ - ω Interferenz ($F = 1$ in Gl.(16)) erhalten wir $M_\rho = 768 \pm 2$ MeV und $\Gamma_\rho = 141 \pm 4$ MeV mit dem Verhältnis $\chi^2/NF = 75/63$.

A.S. Goldhaber und Mitarbeiter [GFQ 70] sagen voraus, daß die Phase zwischen der ρ^0 - und ω -Zerfallsamplitude bei Photoerzeugung und der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \rho^0(\omega)$ gleich und null sind. Für den Parameter δ und das Verzweigungsverhältnis R geben sie die Werte $\delta = 2.4$ MeV und $R \approx 1.5$ % an. Unsere Ergebnisse stimmen mit diesen Vorhersagen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

IX. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ ($\gamma p \rightarrow p\rho^0$)

Im Diffraktionsmodell nimmt man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ eine exponentielle Abhängigkeit bei kleinen Erzeugungswinkeln an.

$$\left[\frac{d\sigma}{d|t|} \right]_{\Theta \rightarrow 0} = \left[\frac{d\sigma}{d|t|} \right]_{t=0} e^{B|t|} = A e^{B|t|}$$

t = Viererimpulsübertrag vom einlaufenden auf das auslaufende Proton

B = Steigung

Wir haben den ρ^0 -Vorwärtswirkungsquerschnitt $\left. \frac{d\sigma}{d|t|} \right|_{|t|=0}$ bestimmt und die Massenabhängigkeit der Steigung B untersucht. Die in Abschn. IV.2 im einzelnen beschriebene Korrektur auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers hat auf die t -Verteilung der Ereignisse einen starken Einfluß. Bei sehr kleinen Impulsüberträgen bleibt das Proton im Wasserstofftarget stecken. Den Szintillationszähler durchqueren nur die zwei geladenen Pionen, die meistens minimal ionisieren. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers beträgt deshalb für Ereignisse mit $|t| < .06 \text{ GeV}^2/c^2$ nur 65 %. Die punktierte Kurve in Abb. 13 gibt die Korrektur auf die Verluste durch die Paarvetozähler (Veto-Drehung, s. Abschn. IV.1) und den Targetzähler an.

Für die Untersuchung der t-Verteilung haben wir nur Ereignisse verwendet, deren Vertices in einem engen Bereich des Wasserstofftargets liegen. Die verschärfte Abfrage auf die Vertexlage schließt 2-Spurereignisse am Szintillatormaterial mit ungenauer Vertexrekonstruktion aus.

IX.1. Bestimmung von $\frac{d\sigma}{d|t|} \Big|_{t=0}$ ($\gamma p \rightarrow p \rho^0$)

In kleinen t-Intervallen wurde mit dem Programm MITOSIS der Anteil der ρ^0 -Ereignisse an der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ bestimmt. Die Anpassungen wurden sowohl mit der Parametrisierung nach Ross und Stodolsky als auch mit der dem Interferenzmodell von Söding entsprechenden durchgeführt.

Abb.14 zeigt $\frac{d\sigma}{d|t|}$ ($\gamma p \rightarrow p \rho^0$) für beide Modelle. χ^2 -Anpassungen an diese Verteilungen mit der Funktion

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = A e^{-B|t|} \quad (17)$$

liefern die in Tabelle 13 enthaltenen Werte für A und B. Die Anpassungen wurden im Bereich $0. < |t| < .5 \text{ GeV}^2/c^2$ vorgenommen.

Das Vektormesondominanzmodell liefert einen Zusammenhang zwischen dem Vorwärtswirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d|t|} \Big|_{t=0}$ und der ρ^0 -Photon-Kopplungskonstanten $g_\rho^2/4\pi$ (Abschn.VII.2)

$$\frac{d\sigma}{d|t|} \Big|_{t=0} = \frac{\alpha}{64\pi} \frac{4\pi}{g_\rho^2} \sigma_T^2(\rho^0 p) \quad (18)$$

Mit $\sigma_T(\rho^0 p) = 27.3 \text{ mb}$ (s.Abschn.VII.2) erhalten wir für die Kopplungskonstante $g_\rho^2/4\pi$ die in Tab. 13 angegebenen Werte.

Parametrisierung	$A=d\sigma/dt \Big _{t=0} [\mu\text{b}/\text{GeV}^2/c^2]$	$B [\text{GeV}/c]^{-2}$	$g_\rho^2/4\pi$
Ross-Stodolsky	152 ± 21	$8.6 \pm .3$	$.45 \pm .06$
Interferenzmodell (Söding)	135 ± 19	$8.0 \pm .5$	$.51 \pm .07$

Tabelle 13

In Abb.15 haben wir den ρ^0 -Vorwärtswirkungsquerschnitt aus verschiedenen Experimenten mit optischen Kammern in Abhängigkeit von der Photonenergie aufgetragen [ABBHHM 68], [SLA 70], [Dav 70].

IX.2 Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von der $\pi^+\pi^-$ -Masse

Abb.17a und b zeigen den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d|t| dm_{\pi^+\pi^-}$ für sieben Bereiche der $\pi^+\pi^-$ -Masse. Bei kleinen $\pi^+\pi^-$ -Massen beobachtet man einen steileren Abfall der $|t|$ -Verteilung als bei großen $\pi^+\pi^-$ -Massen. Wir haben die Steigung B in Abhängigkeit $m_{\pi^+\pi^-}$ durch χ^2 -Anpassungen von

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = A e^{-B|t|}$$

an die Verteilungen bestimmt. Die im Bereich $0. < |t| < .4 \text{ GeV}^2/c^2$ angepaßten Kurven sind in Abb.17 eingezeichnet.

In Abschn. VIII.2 haben wir gezeigt, daß der Exponent n im Ross-Stodolsky-Faktor vom Impulsübertrag $|t|$ abhängt.

$$n(t) = a - b|t|$$

$$a = 5.2 \pm .2 \quad b = 10.1 \pm .8 [\text{GeV}/c]^{-2}$$

Berücksichtigt man diese Abhängigkeit von $|t|$ in der Ross-Stodolsky-Parametrisierung, so hat der differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d|t| dm_{\pi^+\pi^-}$ die Form

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d|t| dm_{\pi^+\pi^-}} &= BW_{\rho}(m_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{m_{\rho}}{m_{\pi^+\pi^-}} \right)^{a-b|t|} e^{-B_{\rho}|t|} \\ &= BW_{\rho}(m_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{m_{\rho}}{m_{\pi^+\pi^-}} \right)^a e^{-\{b \ln \frac{m_{\rho}}{m_{\pi^+\pi^-}} + B_{\rho}\} |t|} \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = A e^{-B(m_{\pi^+\pi^-}) |t|}$$

Die Abhängigkeit der Steigung B von der $\pi^+\pi^-$ -Masse sollte demnach durch

$$B(m_{\pi^+\pi^-}) = b \ln \frac{m_\rho}{m_{\pi^+\pi^-}} + B_\rho \quad (19)$$

beschrieben werden.

Wir haben die durch Anpassungen in sieben $\pi^+\pi^-$ -Massenbereichen bestimmten Steigungen B in Abb.16 aufgetragen und die aus Gl.(19) berechnete Kurve $B(m_{\pi^+\pi^-})$ mit $b = 10.1$ und $B_\rho = 8.6 \text{ GeV}^2/c^2$ eingezeichnet.

X. Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0

Aus der Zerfallswinkelverteilung einer Resonanz läßt sich der Spin der Resonanz bestimmen. Wenn der Spin bekannt ist, wie es beim ρ^0 der Fall ist, bietet die Zerfallswinkelverteilung neben der Untersuchung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte eine weitere Möglichkeit, Auskunft über den Erzeugungsmechanismus zu erhalten.

Gottfried und Jackson [Got 64] geben eine allgemeine Formel für die Zerfallswinkelverteilung einer Resonanz mit Spin 1 an.

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \{ \rho_{00} \cos^2 \theta + \rho_{11} \sin^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos \phi \} \quad (20)$$

Die Parameter ρ_{00} , ρ_{11} , ρ_{1-1} und ρ_{10} sind Elemente der Spindichtematrix $\{\rho_{ik}\}$. Die Normierungsbedingung

$$\operatorname{Spur} \{\rho_{ik}\} = 1$$

verknüpft die Elemente ρ_{00} und ρ_{11}

$$2\rho_{11} + \rho_{00} = 1$$

Durch Anpassung der Form (20) an die experimentellen Winkelverteilungen können die Matrixelemente in bestimmten Koordinatensystemen ermittelt werden. In den folgenden Abschnitten sollen

die Zerfallswinkelverteilungen im Helizitäts- und im Jacksonsystem diskutiert werden.

X.1. Definition der Koordinatensysteme

Die Koordinatensysteme unterscheiden sich in der Wahl der Quantisierungsachse für den Spin, die wir als z-Achse bezeichnen.

Im Jacksonsystem wird als z-Achse die Richtung des einlaufenden Photons im $\pi^+\pi^-$ -Ruhesystem festgelegt. Im Helizitätssystem hat die z-Achse die Flugrichtung des ρ^0 im Ruhesystem der Reaktion. Die y-Achse wird als Normale auf der Produktionsebene definiert, die von den Impulsen im ρ^0 -Ruhesystem des einlaufenden und des auslaufenden Protons aufgespannt wird. Der Einheitsvektor in x-Richtung ist dann durch das Vektorprodukt $\vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z$ angegeben,

Die Definition der Zerfallswinkel Θ und ϕ geht aus der folgenden Abbildung hervor (siehe nächste Seite).

\vec{p}_{π^+} = Impuls des π^+ im ρ^0 -Ruhesystem

\vec{p}_{in} = Impuls des einlaufenden Protons im ρ^0 -Ruhesystem

\vec{p}_{out} = Impuls des auslaufenden Protons im ρ^0 -Ruhesystem

\vec{p}_γ = Impuls des Photons im ρ^0 -Ruhesystem

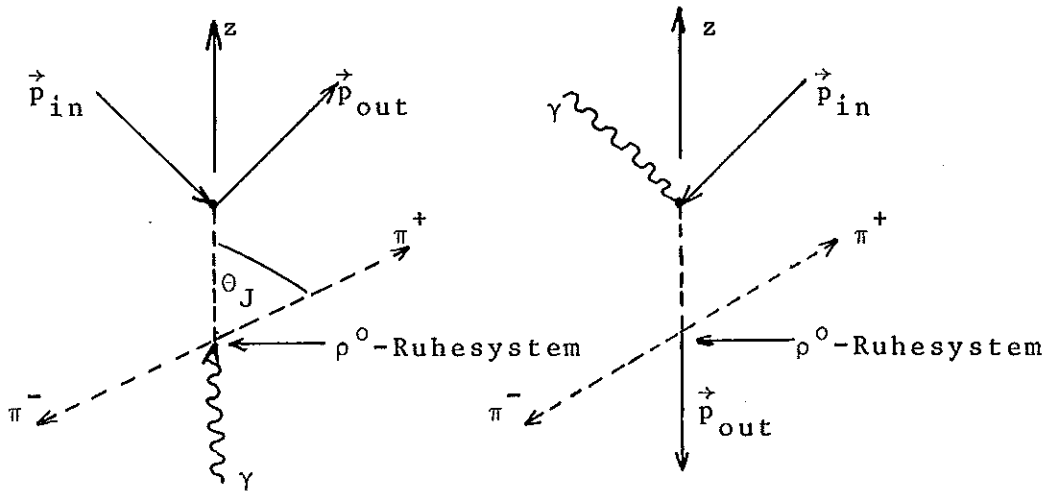
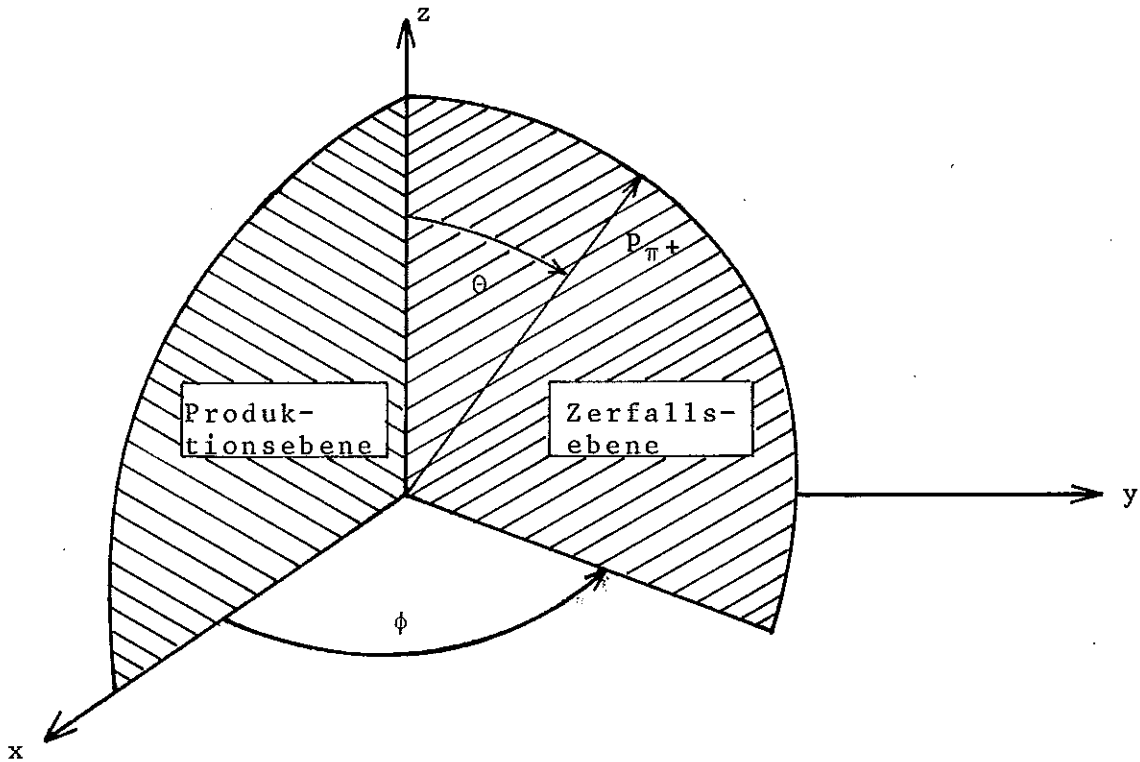
p_{ρ^0} = Impuls des ρ^0 im Gesamtschwerpunktsystem

$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$: Einheitsvektor in x,y,z-Richtung

$$\vec{e}_y = \frac{\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}}{|\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}|}, \quad \vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z$$

$$\vec{e}_z = \frac{\vec{p}_\gamma}{|\vec{p}_\gamma|} \text{ im Gottfried-Jackson-System}$$

$$\vec{e}_z = \frac{\vec{p}_{\rho^0}}{|\vec{p}_{\rho^0}|} \text{ im Helizitätssystem}$$



Gottfried-Jackson-System

Helizitäts-System

$$\cos\theta = \vec{e}_{\pi^+} \cdot \vec{e}_z$$

$$\cos\phi = \vec{e}_y \cdot (\vec{e}_z \times \vec{e}_{\pi^+})$$

Die Winkel werden mit θ_H und ϕ_H im Helizitätssystem und mit θ_J und ϕ_J im Gottfried-Jackson-System bezeichnet.

X.2. Einfluß der Paarvetozähler auf die Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 .

Den Teil der Korrektur auf Verluste durch die Paarvetozähler, den wir in Abschn. IV.1 mit G(totales Veto) bezeichnet haben, können wir nicht durch Bewichtung der Ereignisse erreichen. Für Ereignisse vom Typ $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ beträgt die Korrektur 10.1 %. Geometrische Überlegungen zeigen, daß sich das Fehlen dieser Ereignisse, bei denen eine Spur einen Winkel $\alpha < .04$ rad mit der Strahlrichtung einschließt, auf die Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 auswirkt.

Für den Grenzfall $\alpha \approx 0^\circ$ ist das Ereignis koplanar. Der Azimutwinkel ϕ_H bzw. ϕ_J kann in diesem Fall nur die Werte 0° oder 180° annehmen.

Für eine genauere Überprüfung der Abhängigkeit $\phi_H(\alpha)$, $\theta_H(\alpha)$, $\phi_J(\alpha)$ und $\theta_J(\alpha)$ wurden Ereignisse vom Typ $\gamma p \rightarrow p \rho^0$ mit dem Monte-Carlo-Programm Physik simuliert. Die Zerfallswinkelverteilungen der erzeugten Ereignisse mit $\alpha < .04$ rad und $|\vec{p}| > .625$ GeV/c für eine Spur zeigen Abweichungen von den experimentell beobachteten Verteilungen. In der ϕ_H -Verteilung treten maximale Verluste in den Winkelbereichen $0^\circ < \phi_H < 15^\circ$ und $165^\circ < \phi_H < 180^\circ$ auf. In der $\cos\theta_H$ -Verteilung sind die Verluste für $\cos\theta_H \approx -1$. und $\cos\theta_H \approx +1$. prozentual am größten. Die θ_J -Verteilung zeigt keine signifikanten Abweichungen, während in der $\cos\theta_J$ -Verteilung für $\theta_J < .7$ und $\theta_J > .7$ maximale Verluste auftreten (≈ 50 %).

X.3. Zerfallswinkelverteilungen

Die Abb.18 zeigt die Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0 im Helizitäts- und im Gottfried-Jackson-System für $|t| < .4$ GeV²/c². $\Delta^{++}(1236)$ -Ereignisse sind durch einen Schnitt in der p_{π^+} -Masse ($M_{p\pi^+} > 1.32$ GeV) absepariert worden. Für diese Verteilungen wurde derselbe Vertexbereich zugelassen, wie in der $d\sigma/d|t|$ -Verteilung in Abschn. IX. Die Ereignisse sind der Korrektur auf

die Paarvetozähler und Targetzähler entsprechend bewichtet. Durch Pfeile haben wir angedeutet, für welche ϕ_H bzw. θ_J -Werte maximale Verluste durch den im Abschn.X.2 erwähnten Verlust 'totales Veto' auftreten.

Die eingezeichneten Kurven entsprechen Anpassungen nach der Maximum-Likelihood-Methode von Gl.(20) an die experimentellen Verteilungen. Bei der Anpassung im Gottfried-Jackson-System haben wir nur Ereignisse mit $\cos\theta_J$ im Bereich $-.8 < \cos\theta_J < .8$ berücksichtigt.

$$\begin{aligned} \text{im Helizitätssystem} \quad \rho_{00}^H &= .008 \pm .007 \\ \rho_{1-1}^H &= .19 \pm .03 \\ \text{Re}\rho_{10}^H &= -.01 \pm .02 \\ \text{im Gottfried-Jackson-System} \quad \rho_{00}^J &= .34 \pm .03 \\ \rho_{1-1}^J &= .09 \pm .03 \\ \text{Re}\rho_{10}^J &= .15 \pm .02 \end{aligned}$$

Die systematischen Fehler sind in den angegebenen Fehlern nicht enthalten.

Wenn für die ρ^0 -Erzeugung Helizitätserhaltung im s-Kanal gilt, folgt für

$$\frac{dN}{d\cos\theta_H} \sim \sin^2\theta_H$$

und damit $\rho_{00}^H = 0$ [GoJ 64]. Unser Ergebnis für $|t| < .4$ [GeV^2/c^2] ist mit $\rho_{00} \approx 0$ verträglich.

Die $\cos\theta_J$ -Verteilung ist modellabhängig. Das Einpionenaustauschmodell sagt eine $\sin^2\theta_J$ -förmige Verteilung voraus. Im Bereich $-.8 < \cos\theta_J < .8$, in dem die Korrektur auf totale Verluste durch die Vetozähler zu vernachlässigen sind, zeigt die experimentelle Verteilung einen isotropen Verlauf.

XI. Untersuchung des 4-Pion-Massenspektrum der Nofits

In diesem Teil der Arbeit wollen wir auf 3-Spurereignisse mit zwei neutralen Pionen im Endzustand eingehen.

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$$

Obwohl die Abtrennung dieser Ereignisse von den Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- m \pi^0 \quad m > 2$$

$$\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- m \pi^0 \quad m \geq 1$$

nicht möglich ist, scheint es uns interessant, das Massenspektrum der auslaufenden Pionen auf einen Beitrag des B^0 -Mesons zu untersuchen.

XI.1. Zerfall der geladenen B-Mesonen

Die geladenen B-Mesonen B^+ und B^- sind in Experimenten mit geladenen Hadronen als Strahlteilchen in den Reaktionen

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$$

$$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$$

nachgewiesen worden [And 70], [Blu 69], [Hon 70], [Abo 63].

In dem 4π -Massenspektrum $\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ bzw. $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ tritt bei einem Massenwert von 1240 MeV ein deutliches Maximum auf, wenn man verlangt, daß die invariante Masse einer $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kombination im ω -Massenbereich liegt. Die Breite der Resonanz beträgt 102 ± 20 MeV, der Spin ist 1 und die Parität positiv.

Der Isospin der B-Mesonen ist 1. Demnach sollte auch das neutrale B existieren. Entsprechend dem Zerfall der geladenen Teilchen erwartet man einen Zerfall des B^0 in ω und π^0 .

$$B^0 \rightarrow \begin{array}{l} \omega \pi^0 \\ \downarrow \\ \pi^+ \pi^- \pi^0 \end{array}$$

In den folgenden Abschnitten überprüfen wir, ob im 4 Pion-Massenspektrum der Nofitereignisse ein resonanter $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ -Zustand vorliegt.

XI.2. Hypothesenzuordnung bei Nofit-Ereignissen

Ereignisse mit zwei oder mehr neutralen Teilchen im Endzustand können kinematisch nicht rekonstruiert werden, da Impuls und Energie der neutralen Teilchen nicht gemessen werden. Wir bezeichnen diese Ereignisse als Nofits, da ihnen im Kinematikprogramm keine Hypothese zugeordnet werden kann.

Bei einem Teil der Nofits konnten wir mit Hilfe der Ionisation entscheiden, welche Massen zu den einzelnen gemessenen Spuren gehören. Eine eindeutige Entscheidung konnte nur bei 40 % der Nofitereignisse getroffen werden. Die folgende Tabelle 15 gibt an, wieviele Nofits zur Verfügung standen und wieviele entschieden werden konnten.

Spurzahl	Zahl der Nofits	eindeutige Zuordnung	zwei Zuordnungen möglich	nicht entscheidbar
3	1747	821	539	387
5	410	201	90	119
7	20	4	-	16
3,5,7	2177	1026	629	522

Tabelle 15

Untersucht werden im folgenden nur die 3-Spur-Ereignisse, bei denen die Hypothese

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- (m \pi^0) \quad m \geq 2$$

nicht auszuschließen ist.

XI.3. Analyse des Massenspektrums der auslaufenden Pionen

Im folgenden bezeichnen wir die invariante Masse aller auslaufenden Teilchen mit Ausnahme des Protons als Missing Mass MM

$$\gamma p \rightarrow p MM$$

Wir berechnen MM aus den gemessenen Impulsen.

$$MM = \{(E_{\gamma} + m_p - E_p)^2 - (\vec{p}_{\gamma} - \vec{p}_p)^2\}^{1/2}$$

E_{γ} = Photonenergie aus der Tagginginformation
 m_p = Protonmasse
 \vec{p}_{γ} = Dreierimpuls des Photons
 \vec{p}_p = Dreierimpuls des auslaufenden Protons
 E_p = Energie des auslaufenden Protons

Abb. 19 zeigt das Missing Mass-Spektrum für $|t| < .5 \text{ GeV}^2/c^2$, t ist der Viererimpulsübertrag vom einlaufenden auf das auslaufende Proton. Bei einem Massenwert von 1240 MeV tritt ein lokales Maximum auf, das für $|t| > .5 \text{ GeV}^2/c^2$ verschwindet. Diese Anhäufung von Ereignissen beträgt 5 Standardabweichungen vom Untergrund. Die Lage dieses Maximums stimmt mit der bekannten Masse der B-Mesonen überein.

Da die Impulse und Winkel der neutralen auslaufenden Teilchen in diesem Experiment nicht bestimmt werden konnten, ist eine genauere Analyse des MM-Spektrums schwierig. Wir können aber untersuchen, ob das Maximum bei 1240 MeV durch einen resonanten $\omega\pi^0$ Zustand hervorgerufen wird.

Der mittlere Wert der $\pi^+\pi^-$ -Masse vom ω -Zerfall ist 460 MeV. Wir berechnen die invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse $m_{\pi^+\pi^-}$ aus den gemessenen Impulsen und Winkeln. Die schraffierte Fläche in Abb. 20a ist die Missing Mass-Verteilung mit der Einschränkung $.34 < m_{\pi^+\pi^-} < .58 \text{ GeV}$. Das relative Maximum bei 1240 MeV bleibt fast vollständig erhalten, während im übrigen Massenbereich die Zahl der Ereignisse etwas mehr abnimmt. Aus diesem Verhalten schließen wir, daß das Maximum mit einem ω in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse korreliert ist.

XI.4. Einfluß verschiedener Resonanzproduktionen auf das 4 π -Massenspektrum

Es muß noch überprüft werden, ob das Maximum bei 1240 MeV auch durch andere Reaktionen erklärt werden kann. Zu diesem Zweck haben wir für verschiedene Prozesse mit dem Monte-Carlo-Programm PHYSIK [Lük 68] Ereignisse erzeugt.

- (1) $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$ $m = 2$
- (2) $\gamma p \rightarrow p \rho^0 (m \pi^0)$ $m = 2$
- (3) $\gamma p \rightarrow p \omega (m \pi^0)$ $m = 1$
- (4) $\gamma p \rightarrow \Delta(1236) m \pi$ $m = 3$
- (5) $\gamma p \rightarrow \Delta(1236) \rho m \pi$ $m = 1$
- (6) $\gamma p \rightarrow \Delta(1236) \omega$

In den Reaktionen (4), (5) und (6) sind alle möglichen Kombinationen für die Ladungszustände der Teilchen gemeint.

Das Maximum der 4 π -Massenverteilung der Phasenraumereignisse (Reaktion (1)) liegt für $|t| < .5 \text{ GeV}^2/c^2$ und $.34 < m_{\pi^+\pi^-} < .58 \text{ GeV}$ bei 1.74 GeV. Aus Abb. 19 ersehen wir, daß sich die entsprechende Massenverteilung der Nofitereignisse auch außerhalb des B^0 -Massenbereichs nicht allein durch Phasenraumereignisse erklären läßt.

Die 4 π -Massenverteilungen aus den Prozessen (2) bis (6) haben ihr Maximum bei Massenwerten zwischen 1.6 und 1.7 GeV. Wir können ausschließen, daß das Maximum bei 1240 MeV durch Reflektionen der Prozesse (2) bis (6) vorgetäuscht wird. Dagegen könnte die Erhöhung des 4 π -Massenspektrums bei 1.65 GeV auf Resonanzproduktion von ρ , ω und $\Delta(1236)$ oder auf assoziierte Produktion von ρ und $\Delta(1236)$ oder ω und $\Delta(1236)$ zurückzuführen sein. Der Anteil dieser Prozesse läßt sich in diesem Experiment nicht bestimmen. Die Zahl der Ereignisse ist zu gering und die kinematischen Größen der neutralen Teilchen sind nicht bekannt.

In Abb. 20b ist die Massenverteilung der auslaufenden Pionen mit den Einschränkungen $|t| < .5 \text{ GeV}^2/c^2$, $.34 < M_{\pi^+\pi^-} < .58 \text{ GeV}$ und $M(p\pi^+) > 1.32 \text{ GeV}$ aufgezeichnet. Der Schnitt in der $\Delta^{++}(1236)$ Masse bewirkt, daß das Maximum bei 1240 MeV etwas schmaler wird.

XI.5. Wirkungsquerschnitt und Breite des B^0 -Mesons

Aus den Ergebnissen, daß das Maximum bei 1240 MeV mit einem ω in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse korreliert ist und daß keine der in XI.4 genannten Resonanzproduktionen dieses Maximum hervorrufen können, schließen wir, daß B^0 -Resonanzproduktion vorliegt. Die Breite der Resonanz Γ_{B^0} beträgt 120 MeV (Abschätzung).

Für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow pB^0)$ können wir ebenfalls nur eine Abschätzung geben. Wir haben nur 3-Spur-Nofitereignisse berücksichtigt. Bei 2-Spur-Nofitereignissen ist eine Trennung zwischen Ereignissen mit einem π^0 und mehreren π^0 's nicht möglich (s.II.1). Da die Protonspur dieser Ereignisse meistens nicht gemessen ist, kann die invariante 4π -Masse nicht berechnet werden (s.XI.3). Wir geben darum nur eine untere Grenze für $\sigma(\gamma p \rightarrow pB^0)$ an, die aus der Zahl der Ereignisse über dem Untergrund im 4π -Massenbereich zwischen 1.16 und 1.36 GeV berechnet wurde.

$$\sigma_u(\gamma p \rightarrow pB^0) \approx .2 \mu\text{b.}$$

XII. Zusammenfassung

Wir haben die Photoerzeugung von ρ^0 -Mesonen an Wasserstoff mit Hilfe der Streamerkammer beim DESY an 1865 Ereignissen im Photonenergiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV untersucht. Es werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte und Dichtematrixelemente angegeben.

Die ρ^0 -Photoerzeugung kann durch das Interferenzmodell von Söding [Söd 66] (Modell 1) und durch den Ansatz von Ross und Stodolsky [Ros 66] mit $|t|$ -abhängigem Exponenten im Ross-Stodolsky-Faktor (Modell 2) beschrieben werden. Der totale Wirkungsquerschnitt beträgt

$$17.3 \pm 2 \mu\text{b} \quad (\text{Modell 1})$$

$$18.3 \pm 2.1 \mu\text{b} \quad (\text{Modell 2})$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung erhalten wir $135 \pm 19 [\mu\text{b}/\text{GeV}^2/c^2]$ (Modell 1) und $152 \pm 21 [\mu\text{b}/\text{GeV}^2/c^2]$ (Modell 2). Die Fehler sind zu ~60 % Unsicherheiten in der Bestimmung des Photonenflusses.

Die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung läßt sich unter der Annahme einer ρ - ω Interferenz gut beschreiben. Mit unseren Ereignissen und 2040 Blaskammerereignissen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ haben wir den "mass-mixing"-Parameter δ zu $2.8 \pm .94$ MeV bestimmt. Daraus folgt das Verzweigungsverhältnis $R \frac{\omega \rightarrow 2\pi}{\omega \rightarrow \text{alle}} = .016 \pm .008$.

Im Massenspektrum der auslaufenden Pionen mit mehreren neutralen Teilchen im Endzustand beobachten wir das Auftreten einer mesonischen Resonanz (B^0) bei 1240 MeV.

Literaturverzeichnis

Folgende Konferenzberichte werden zitiert:

Lund Konf.: Lund Internaitonal Conference on Elementary
Particles, Lund, Sweden 1969,
Herausgeber: D. von Dardel

Liverpool Konf.: 4th International Symposium on Electron and
Photon Interactions at High Energies,
Liverpool, Sept. 14-20, 1969
Herausgeber: D.W. Braben, Daresbury Nuclear
Physics Laboratory

Abkürzungen:

NC Nuovo Cimento
NP Nuclear Physics
PL Physics Letters
PR Physical Review
PRL Physical Review Letters

ABBHMM 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-
Collaboration, PR 188, 2060 (1969)
Abr 70 M. Abromowich et al., CERN/D.PH.II/Phys. 70-5 (1970)
submitted to NC
Abo 63 Abolins et al., PRL 11, 381 (1963)
AFS 62 D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, NC 26, 896 (1962)
Ali 63 A.I. Alikhanian et al., PL 7, 272 (1963)
And 70 R. Anderson et al., PR D1, 27 (1970)
Aug 69 J.E. Augustin et al., PL 28B, 503 (1969)
Bal 68 J. Ballam et al., PR 21, 1541 (1968)
BeF 62 J. Bernstein u. G. Feinberg, NC 25, 1343 (1962)
Ber 64 S.M. Berman u. S.D. Drell, PR 133B, 791 (1964)
Big 70 P.J. Biggs et al., PRL 24, Nr.17, 1197 (1970)
Ble 67 H. Blechschmidt et al., NC 52A, 1348 (1967)
Blu 69 H. Blumenfeld et al., Lund Konf.
CEA 66 CEA-Bubble-Chamber-Group, PR 146, 994 (1966)

- CER 67 F. James und M. Roos, Program Library CERN, D506 (1967)
CER 68 T.C. Program Library, Section GRIND, CERN (1968)
Chi 63 G.E. Chikovani et al., PL 6, 256 (1963)
Col 64 S. Coleman u. S.L. Glashow, PR 134B, 671 (1964)
Dav 70 M. Davier et al., PR D1, 790 (1970)
Dit 70 P. Dittmann, Interner Bericht DESY R2-70/1, (1970)
Dol 64 B.A. Dolgosheim et al., Nuclear Instruments and
Methods 29, 270 (1964)
Eis 69 Y. Eisenberg et al., PRL 22, 669 (1969)
Fla 69 S.M. Flatté, UCRL-18687 (1969)
Gal 65 W. Galbraith et al., PR 138B, 913 (1965)
GFQ 70 A.S. Goldhaber et al., PL 30B, 249 (1969),
UCRL-19241 (1970)
Gla 61 S.L. Glashow, PRL 7, 469 (1961)
GoJ 64 K.Gottfried, J.D. Jackson, NC 33, 309 (1964)
Gol 69 G. Goldhaber et al., UCRL-18894 (1969) und
UCRL-19352 (1970)
Gre 60 K.G. Greider u. A.E. Glassgold, Annals of Physics 10,
100 (1960)
Hag 70 S. Hagopian et al., PRL 25, Nr. 15, 1050 (1970)
Hon 70 M. Hones et al., PR D1, Vol.2, Nr. 5, 827 (1970)
Jac 64 J.D. Jackson, NC 34, 735, 1644 (1964)
Joo 67 H. Joos, PL 24B, 103 (1967)
Kna 70 T.M. Knasel, DESY 70/2, 70/3, (1970)
Kno 71 J. Knobloch, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
Kra 67 A.S. Krass, PR 159, 1496 (1967)
Lad 69 A. Ladage et al., Dubna Konferenz 1969
Leo 61 D. McLeod, S. Richert, A. Silverman, PRL 7, 383 (1961)
Loh 69 E. Lohrmann, DESY-Bericht 69/21 (1969), Lund Konf.
Lük 68 D. Lücke, Interner Bericht DESY F1 3-68 (1968)
Lük 71 D. Lücke, private Mitteilung
Herr Lücke hat mir dankenswerterweise ein Band mit den
Blasenkammerereignissen vom Typ $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ zur Verfügung
gestellt.
Mai 70 E. Maier, Diplomarbeit, Hamburg (1970)
Nar 68 B. Naroska, Diplomarbeit, Hamburg (1968)

- Not 69 D. Notz, Diplomarbeit, Hamburg (1969)
PDG 70 Particle Data Group, PL 33B, Nr.1 (1970)
Ros 66 M. Ross u. L. Stodolsky, PR 149, 1172 (1966)
Sak 69 J.J. Sakurai, Liverpool Konf.
SBT 70 SLAC-Berkeley-Tufts-Collaboration, PRL 23, 498 (1969)
PRL 24, 955 u. 960 (1970)
Sch 68 K. Schilling u. F. Storim, DESY 68/23 (1968)
Sch 70 P.-K. Schilling, Doktorarbeit, Hamburg,
Interner Bericht DESY R1-70/3 (1970)
Schi 69 D. Schildknecht , DESY 69/10 (1969) und 70/31 (1969)
Schla71 D. Schlatter, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
Schmi65 N. Schmitz, Doktorarbeit, München (1965)
Sla 70 H.H. Bingham et al., PRL 24, Nr.17, 955 (1970)
Söd 65 P. Söding, PRL 19, 702 (1965)
Spi 67 H. Spitzer, Interner DESY-Bericht, F1/4 (1967)
Wol 69 G. Wolf, PR 182, 1538 (1969)
Wol 71 G. Wolf, Hamburg

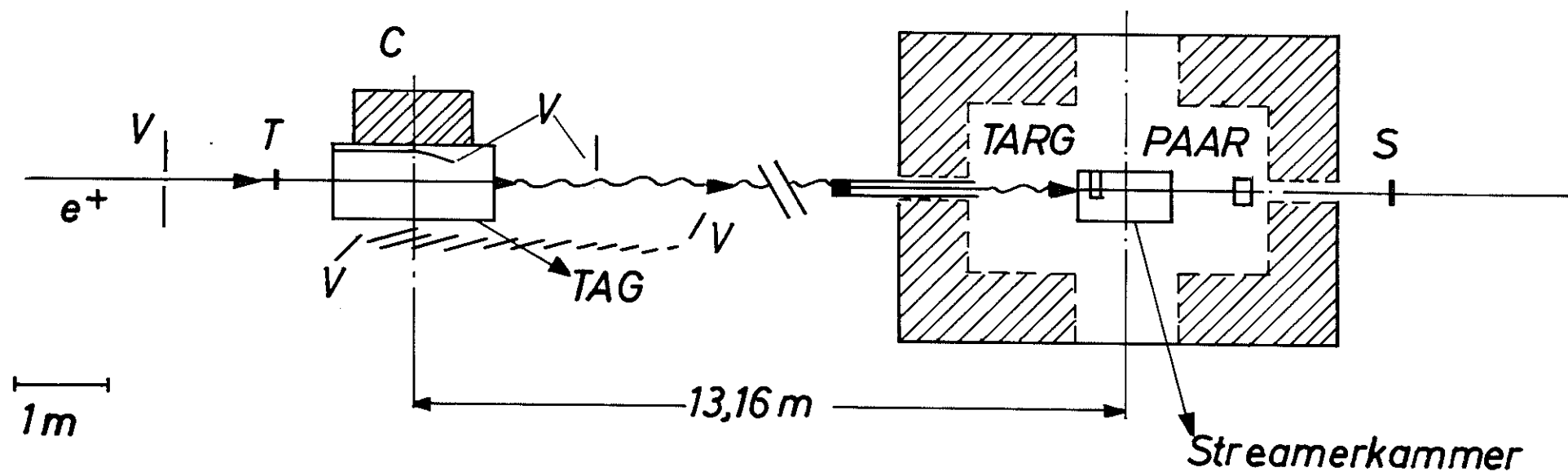
Herr Wolf hat mir dankenswerterweise ein Band mit Ereignissen der SLAC-Blasen-kammer zur Verfügung gestellt.

Abbildungsverzeichnis

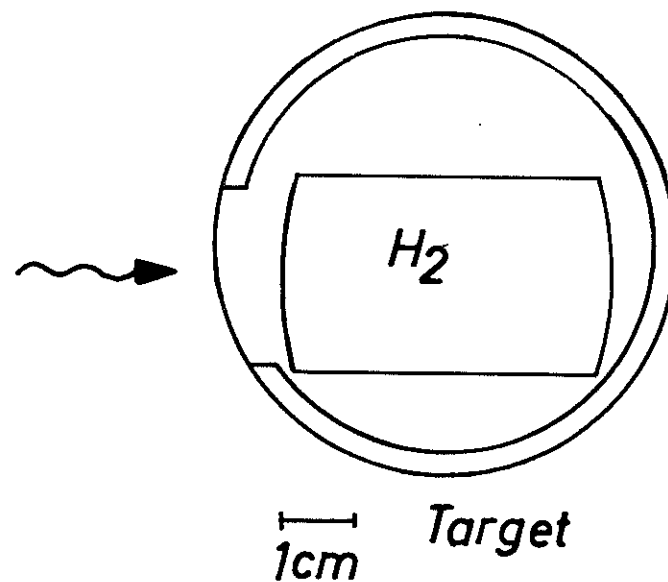
- Abb. 1 Aufbau des Experiments, Schnitt durch die Strahlachse
- Abb. 2 Streamerkammer mit Zubehör
- Abb. 3 a-c Fehlende Masse für 2- und 3-Spurereignisse für alle im GRIND akzeptierten Hypothesen $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ (a), $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ (b) und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$ (c). Schraffiert sind die sich nach der Ionisationsentscheidung ergebenden Verteilungen in b und c eingezeichnet.
- Abb. 4 Verteilung der effektiven $p\pi^+$ - und $p\pi^-$ -Masse für 2 Energieintervalle, unbewichtete Ereignisse
- Abb. 5 Verteilung der effektiven $\pi^+\pi^-$ -Masse für 2 Energieintervalle, unbewichtete Ereignisse
- Abb. 6 Wirkungsquerschnitte $\sigma(\gamma p \rightarrow p\rho^0)$ in Abhängigkeit von der Energie
- Abb. 7 $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung, die eingezeichnete Kurve entspricht der Anpassung nach dem Interferenzmodell von Söding
- Abb. 8 Aufgetragen ist die $\pi^+\pi^-$ -Masse gegen den Viererimpulsübertrag $|t|$ vom einlaufenden auf das auslaufende Proton
- Abb. 9 $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilungen für verschiedene $|t|$ -Intervalle. Die Kurven wurden durch Anpassung mit $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-} \sim BW(m_\rho/m)^n$ erhalten
- Abb. 10 Exponent im Ross-Stodolsky-Faktor n als Funktion von $|t|$
- Abb. 11 $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung in 10 MeV-Binweite. Bei der Anpassung der eingezeichneten Kurve wurde die ρ - ω -Interferenz berücksichtigt.
- Zusätzlich ist die Funktion $F = \left| \frac{\delta}{m_\rho - m_\omega - i\Gamma_\omega/2} e^{i\beta} \right|^2$ eingezeichnet
- Abb. 12 $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der Blaskammer- und Streamerkammerereignisse im Energiebereich $2. < E_\gamma < 6.3$ GeV. Die durchgezogene Kurve entspricht der Anpassung mit ρ - ω -Interferenz
- Abb. 13 $|t|$ -Verteilung der Ereignisse $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ mit Anpassungskurve $dN/d|t| \sim \frac{dN}{d|t|} \Big|_{t=0} e^{-B|t|}$. Die gestrichelte Linie entspricht der Korrektur auf Verluste durch Veto-Zähler, die punktierte gibt zusätzlich den Beitrag der Korrektur auf den Targetzähler an.

- Abb. 14 $\frac{d\sigma}{d|t|}$ für das Interferenzmodell nach Söding und für Anpassung nach Ross und Stodölsky
- Abb. 15 $\frac{d\sigma}{d|t|}$ für $t = 0$
- Abb. 16 Steigung B_ρ in Abhängigkeit von $M_{\pi^+\pi^-}$. Eingezeichnet ist die Kurve $B_\rho = b \ln M_\rho / M_{\pi^+\pi^-} + B_\rho$ (s. Abschn. IX.2)
- Abb. 17 $\frac{d\sigma}{d|t|}$ für verschiedene $\pi^+\pi^-$ -Massenbereiche
- Abb. 18 Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0 im Helizitäts- und im Jacksonsystem für $|t| < .4$ [GeV^2/c^2]
Die schraffierten Flächen in der $\cos\theta_{H^-}$ und $\cos\theta_J$ Verteilung sind die Reflektionen der $\Delta^{++}(1236)$ Ereignisse auf die Zerfallswinkelverteilungen
- Abb. 19 Verteilung der invarianten Masse der auslaufenden Pionen von Nofitereignissen für $|t| < .5$ [GeV^2/c^2]. Schraffiert ist dieselbe Verteilung für $.34 < M_{\pi^+\pi^-} < .58$ GeV eingezeichnet.
- Abb. 20 Verteilung der invarianten Masse der auslaufenden Pionen von Nofitereignissen für $|t| < .5$ [GeV^2/c^2] und $M_{p\pi^+} > 1.32$ GeV.

Abb.1: Experimentaufbau



- T Konversionstarget
- C C-Magnet
- TAG Tagging-Zähler
- $TARG$ Targetzähler
- $PAAR$ Paarvetozähler
- S Schauerzähler
- V Vetozähler



0 50 100 cm

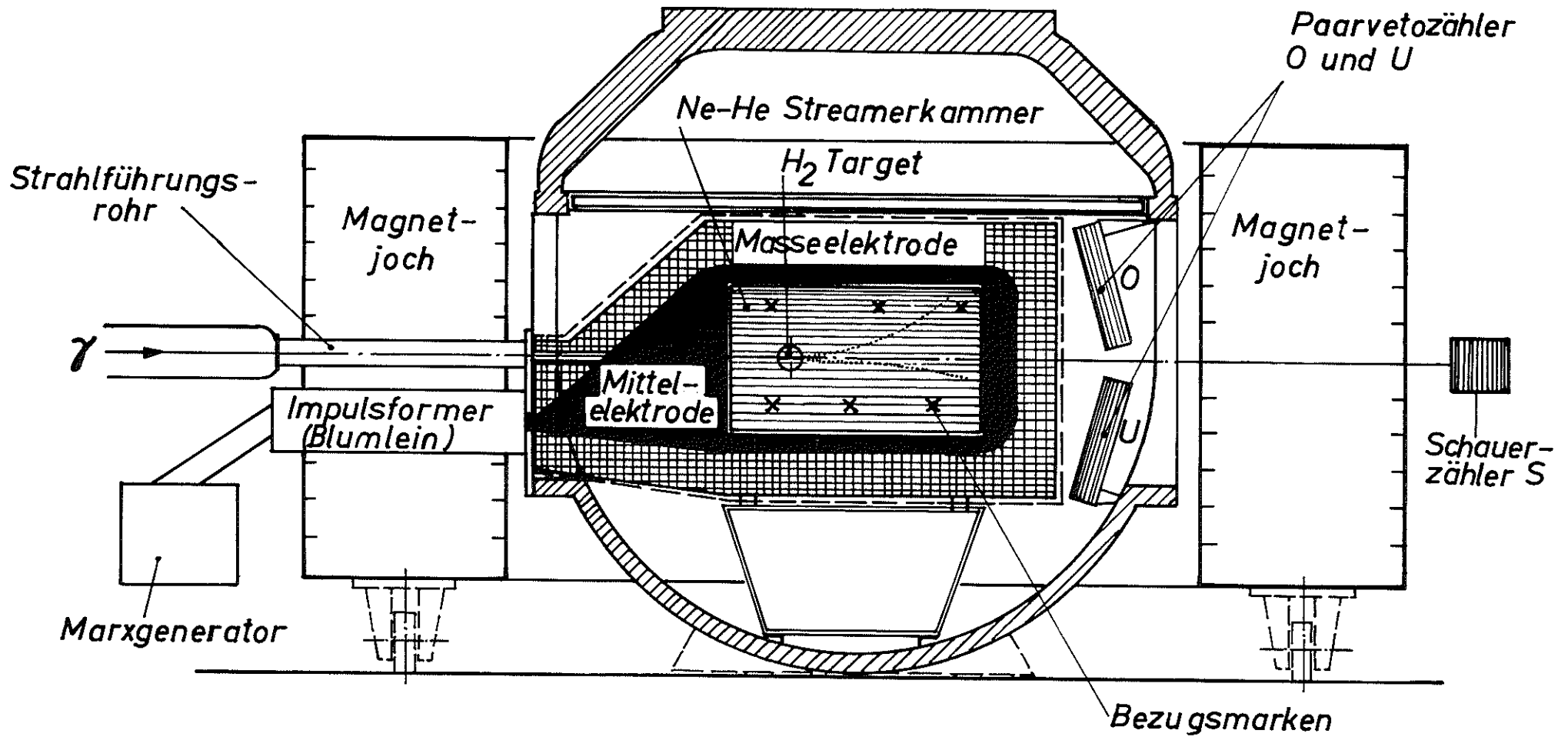
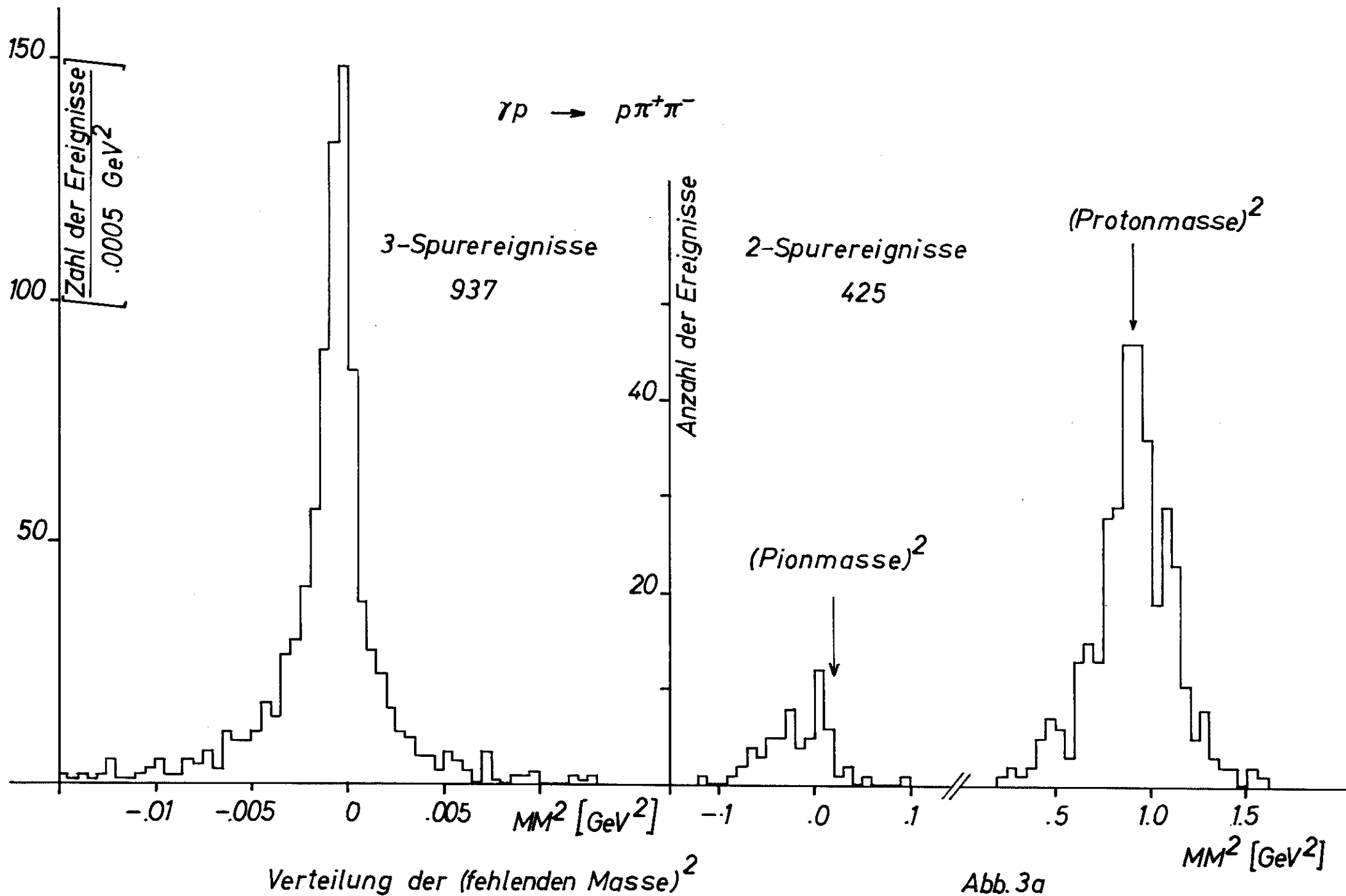


Abb.2: Seitenansicht der Streamerkammer



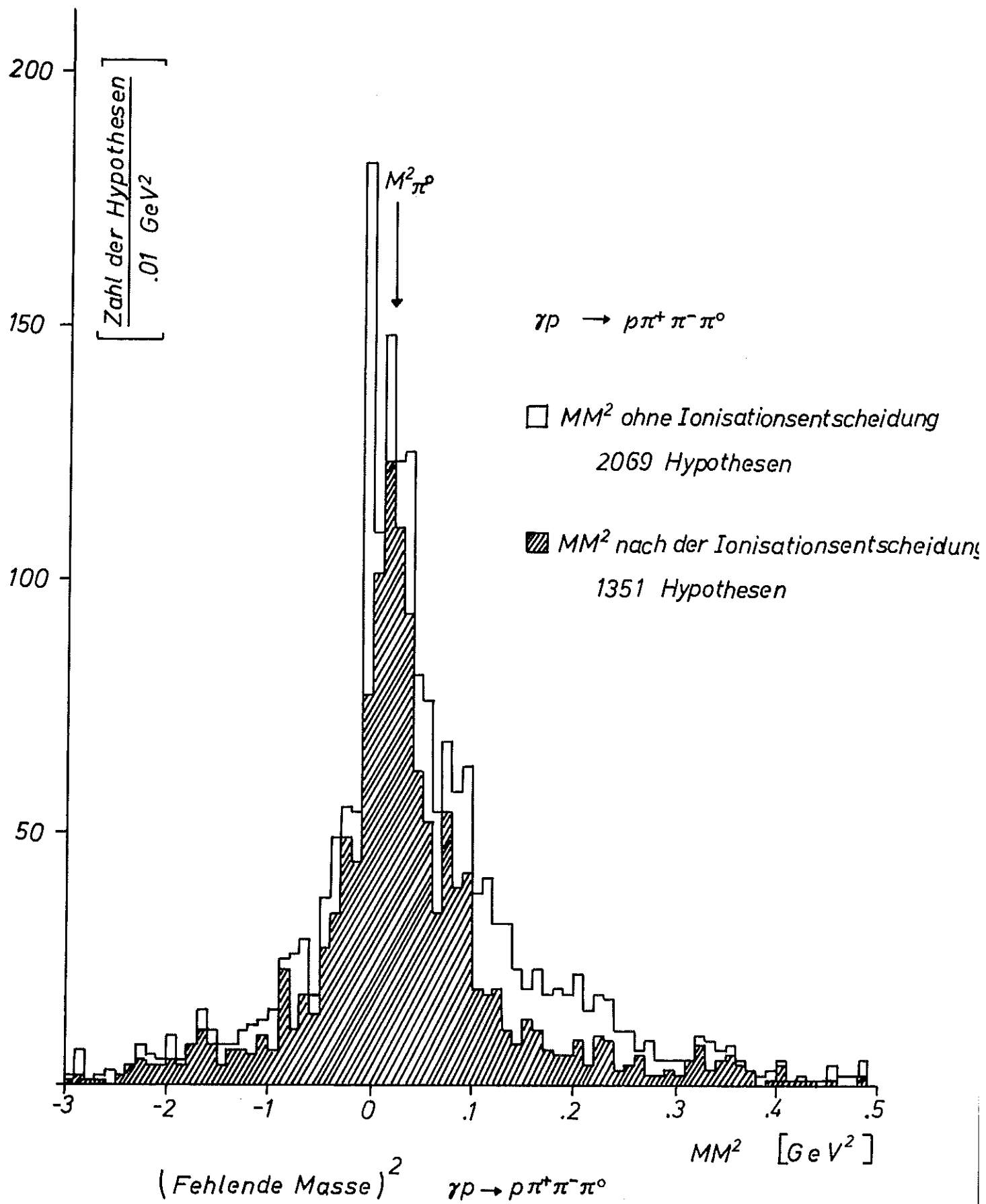
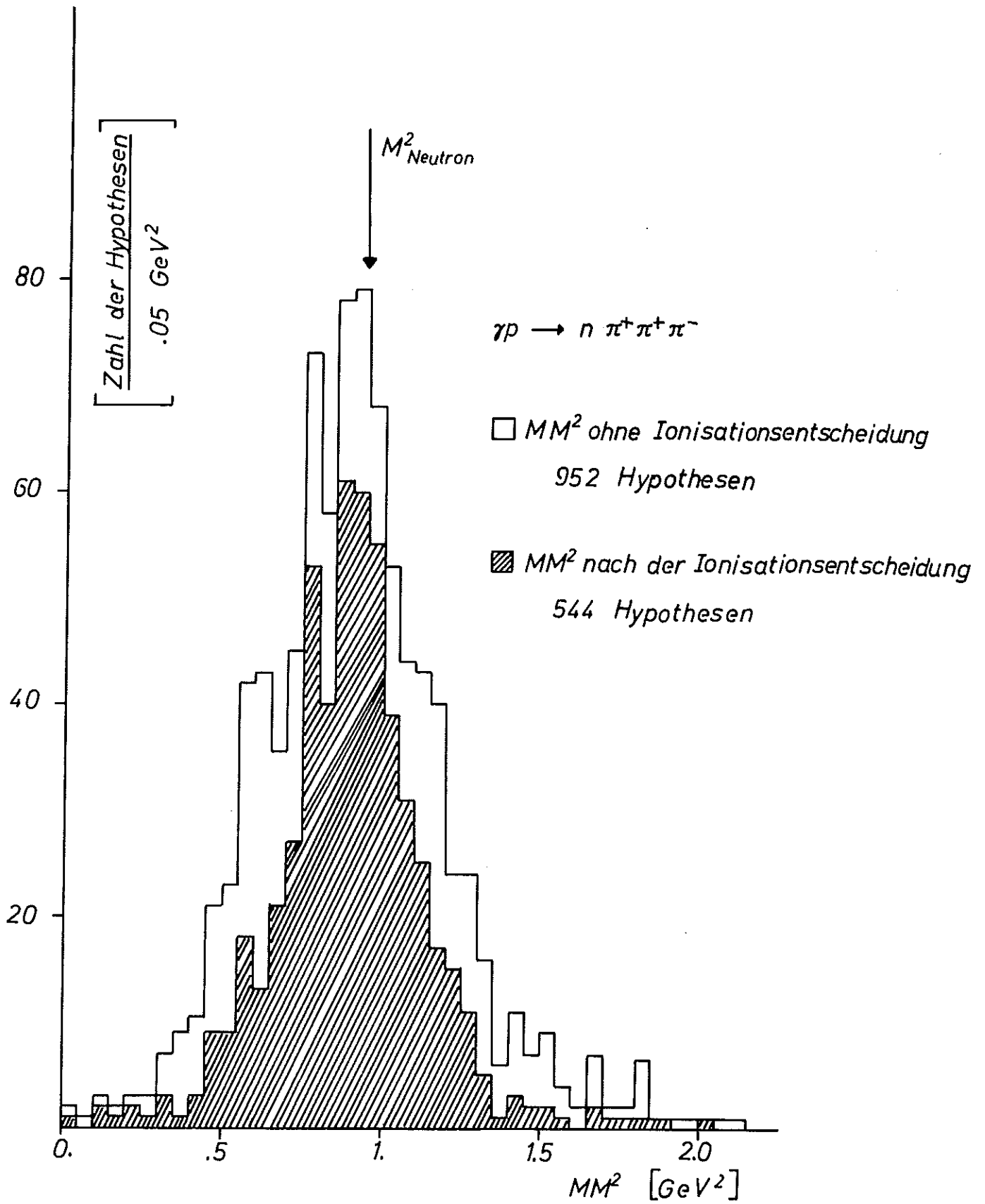
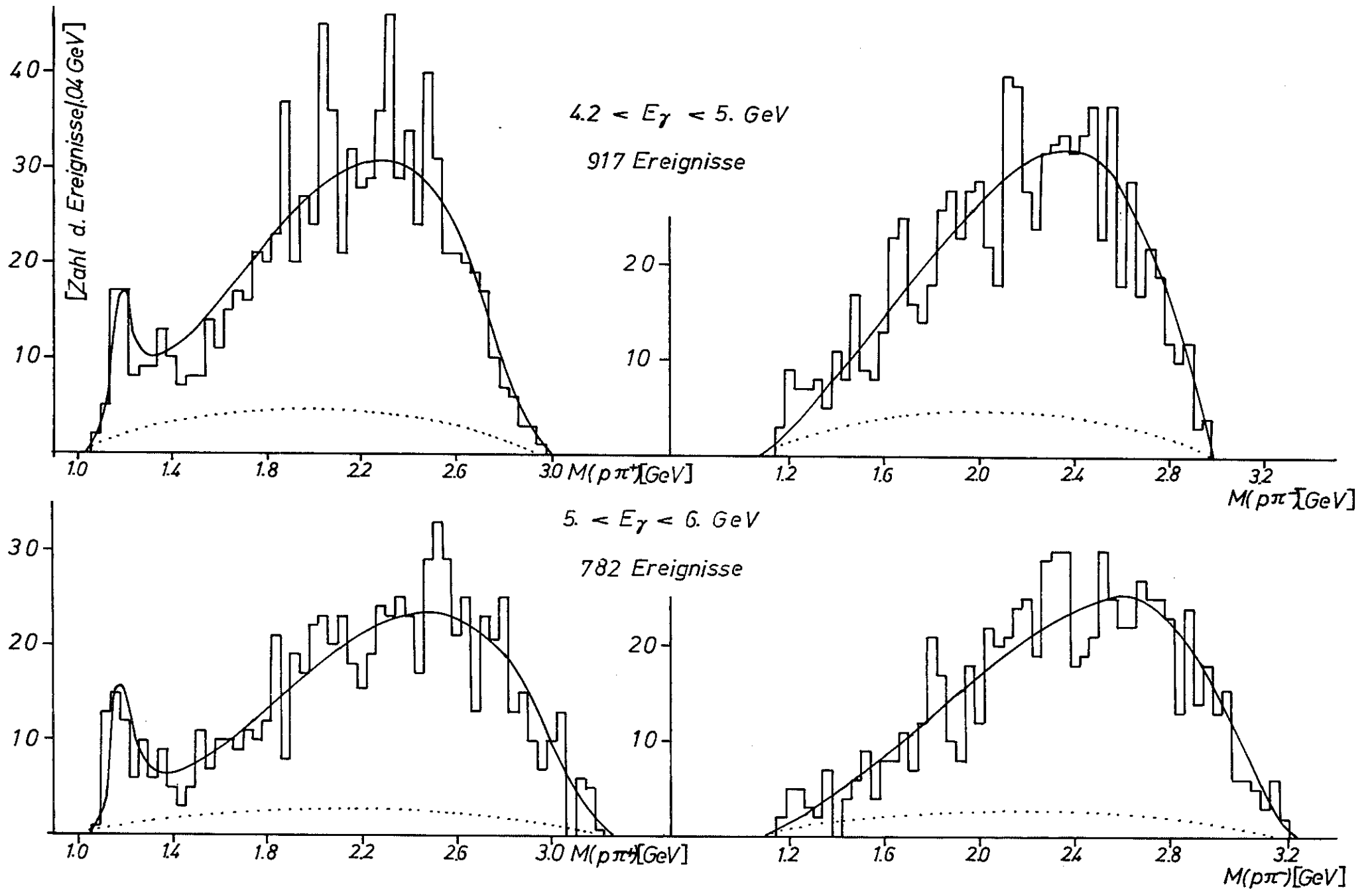


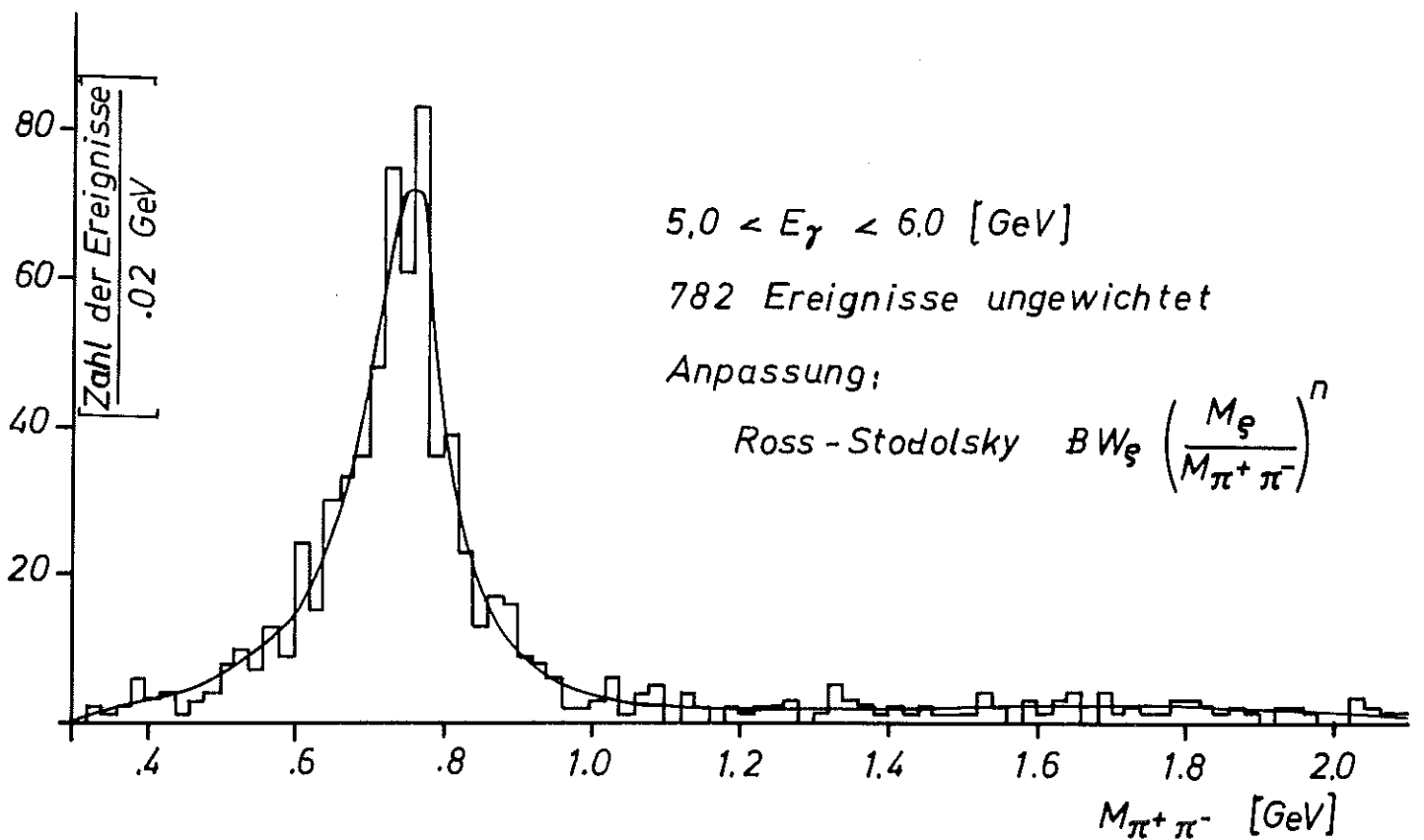
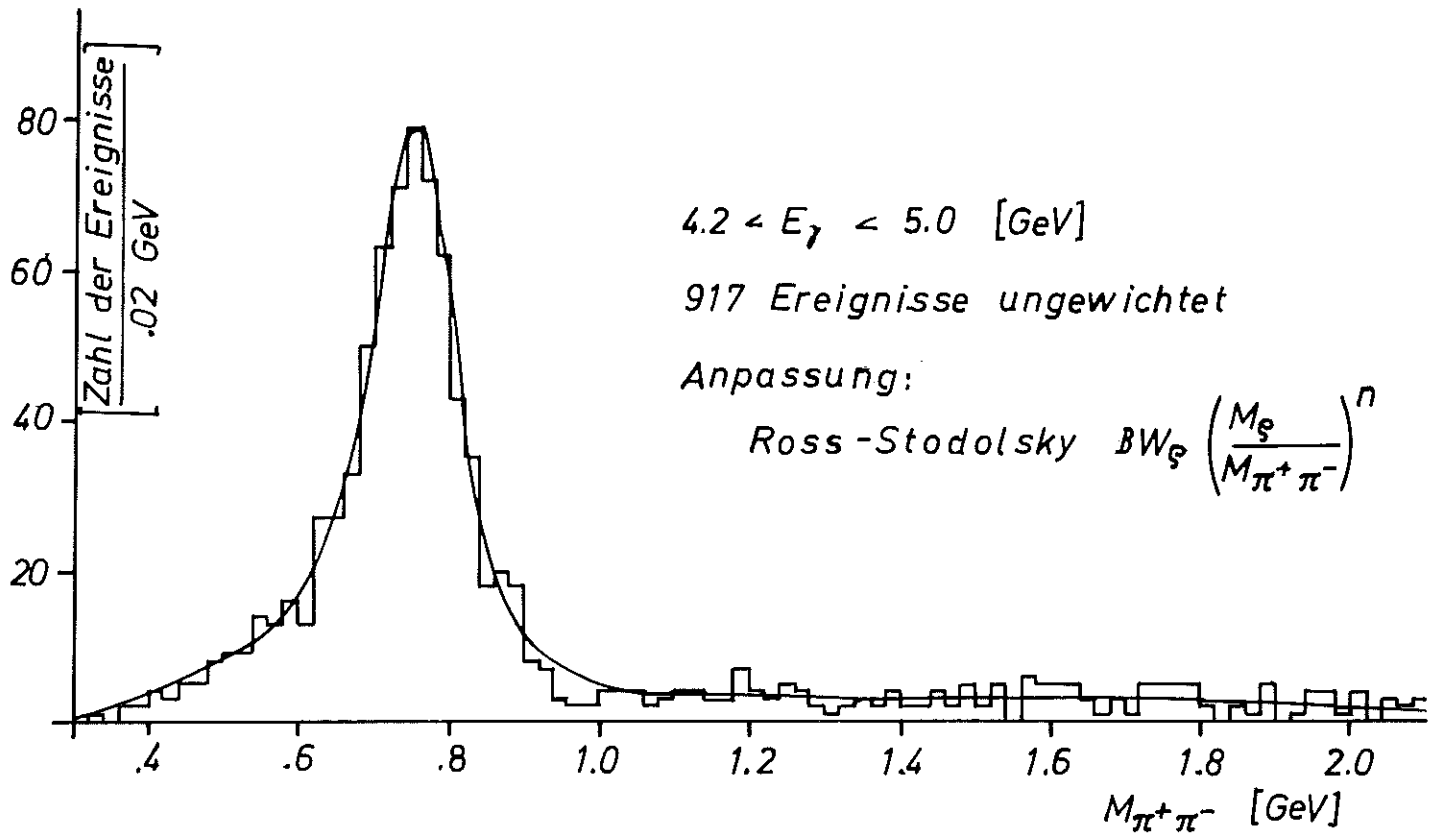
ABB 3b



(Fehlende Masse)² $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$

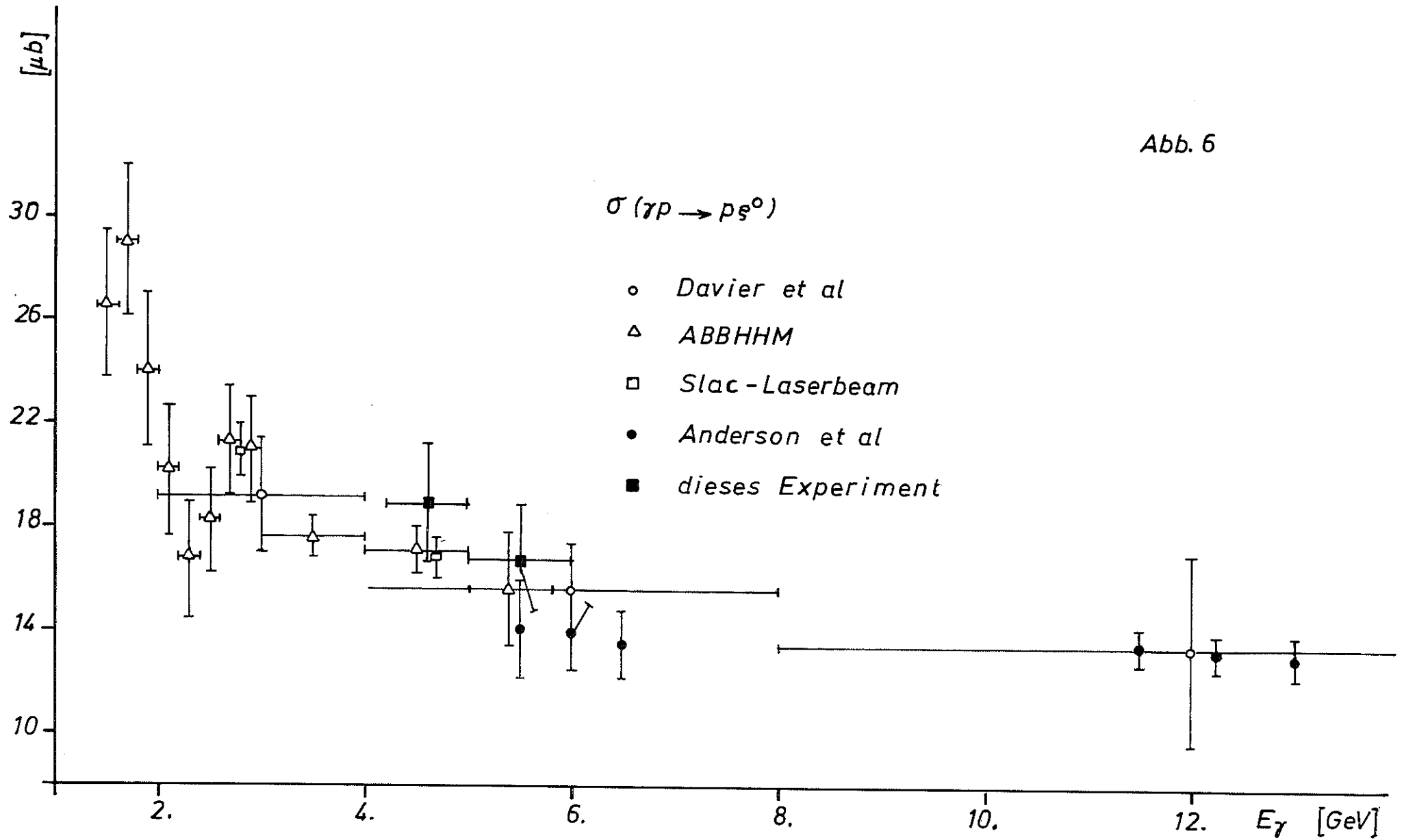


Verteilungen der effektiven Massen $M(\rho\pi^+)$ und $M(\rho\pi^-)$ für 2 Energieintervalle



Verteilungen der effektiven $\pi^+ \pi^-$ -Masse für 2 Energieintervalle

Abb. 6



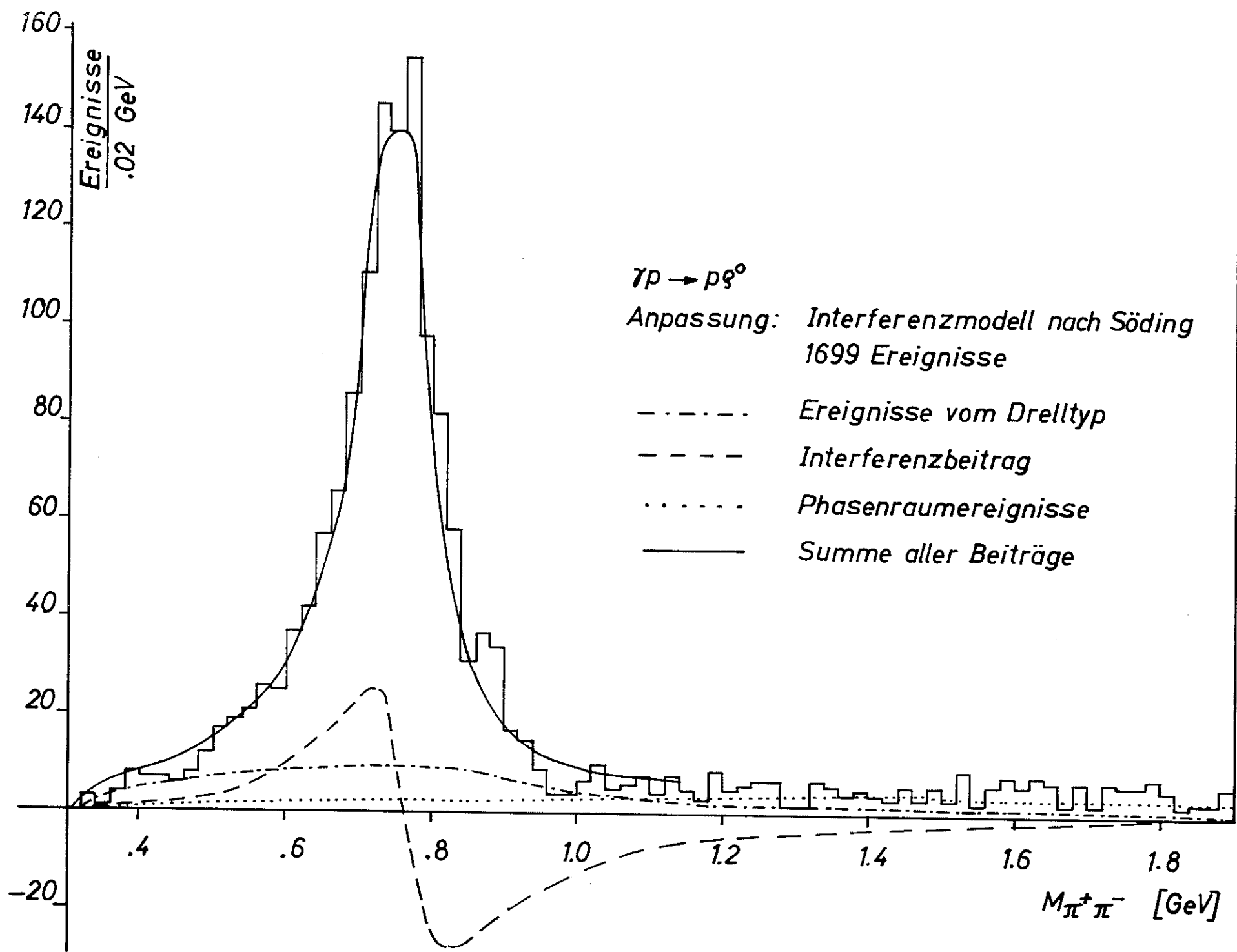


Abb. 7

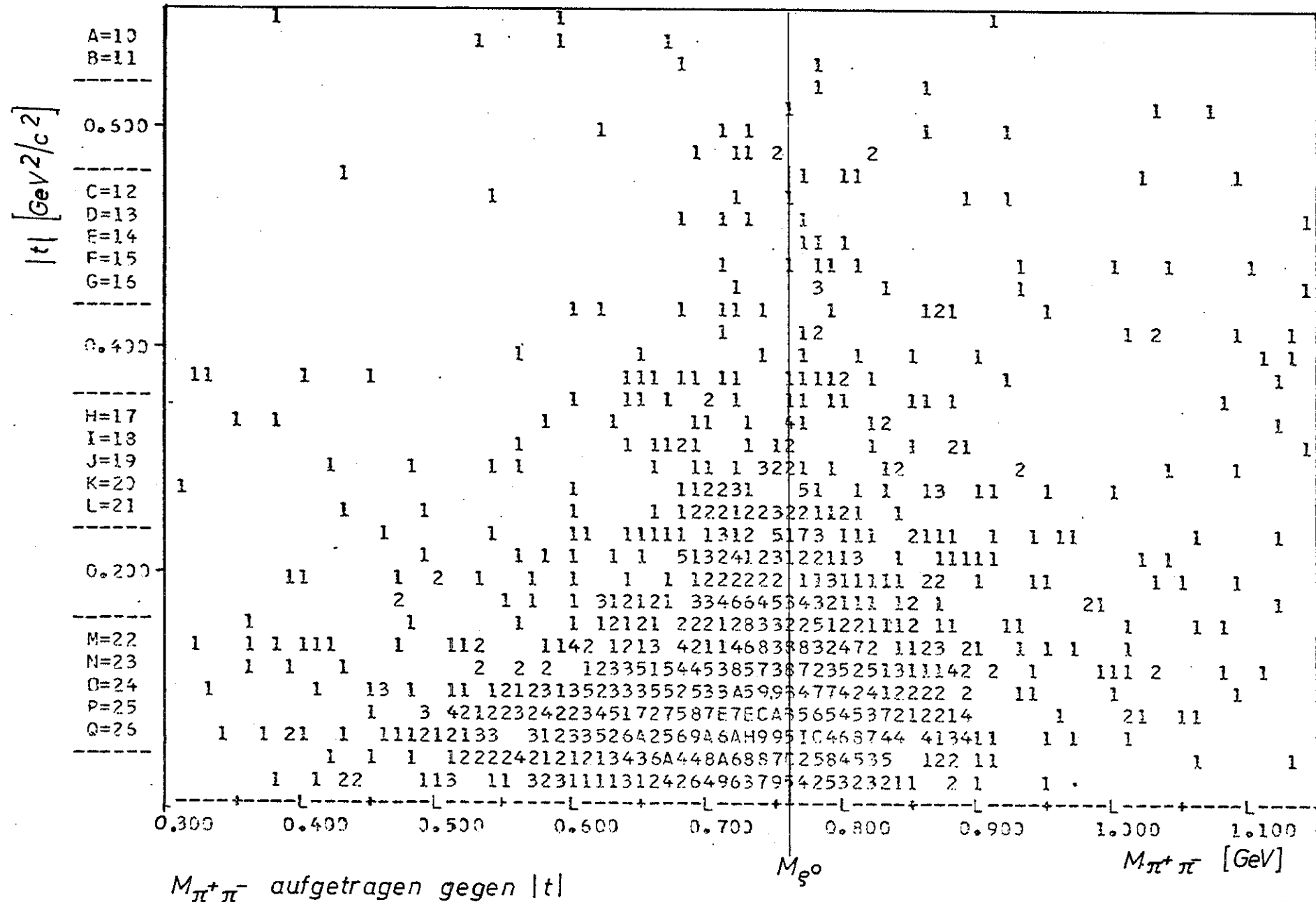
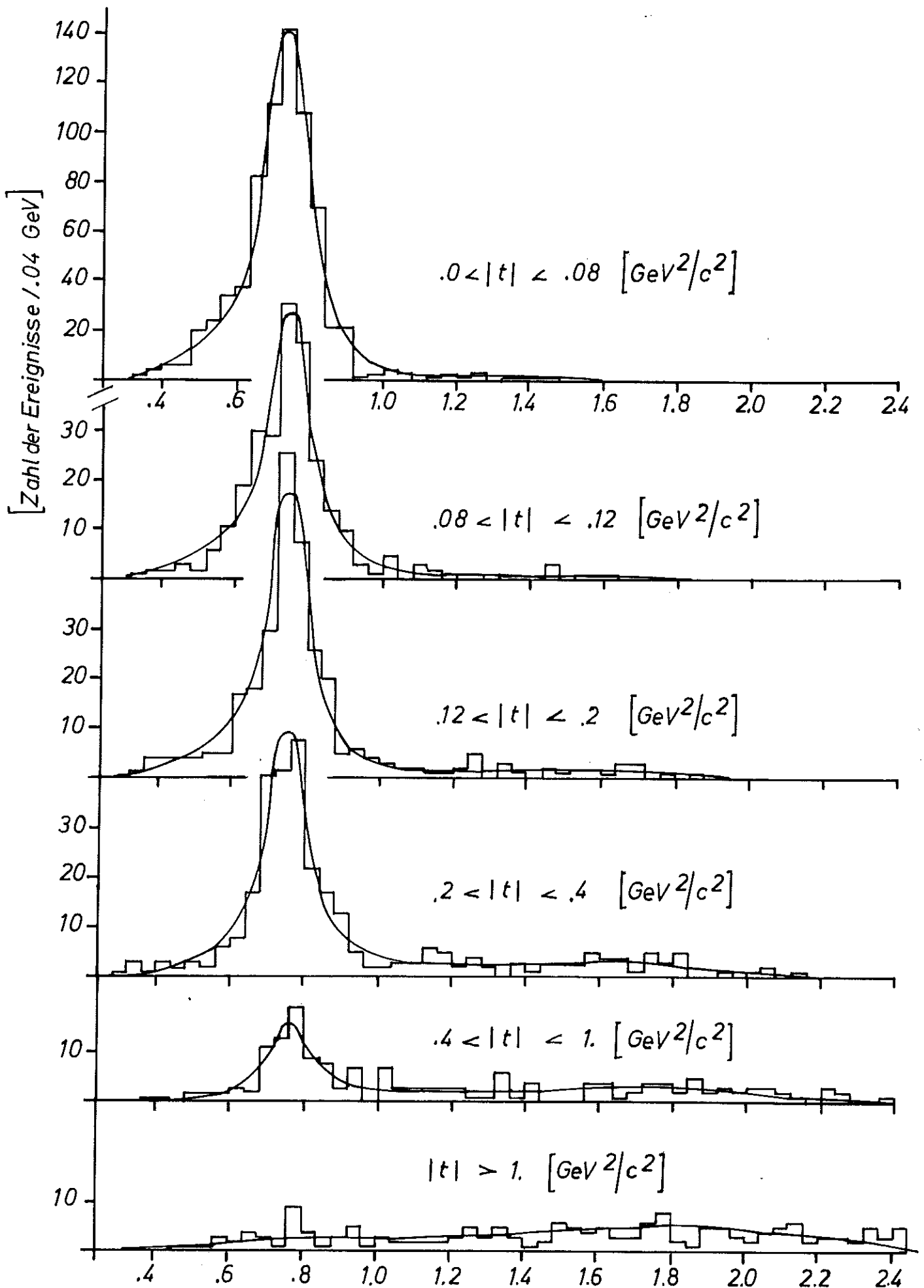
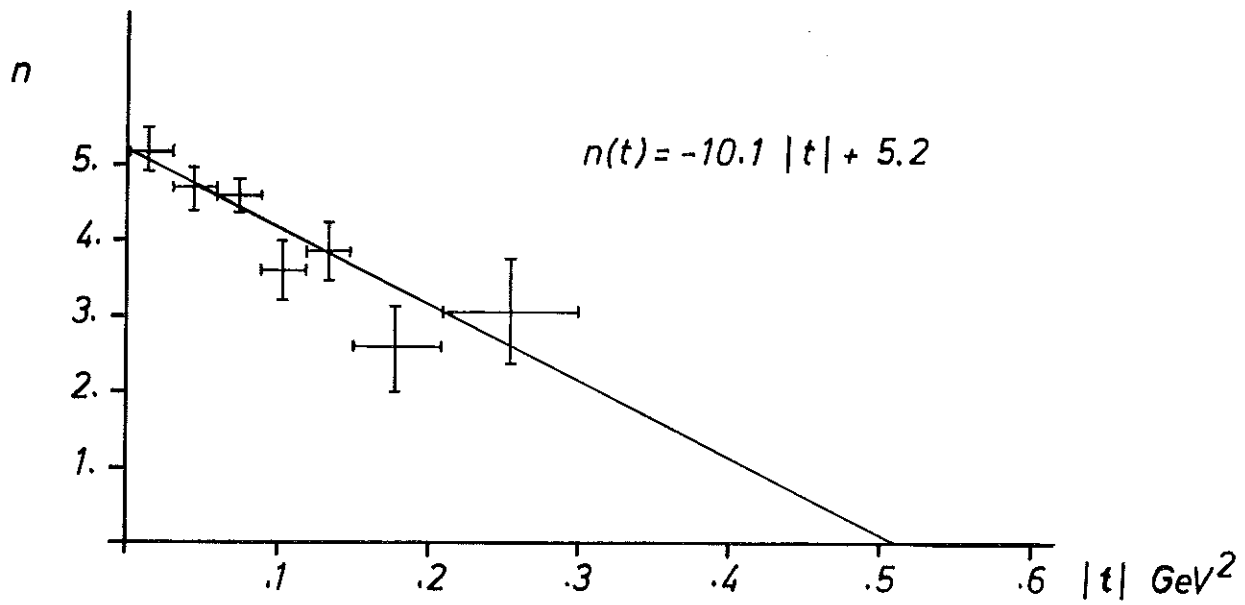


Abb. 8



Verteilungen der effektiven $\pi^+\pi^-$ -Masse für verschiedene $|t|$ -Bereiche



Exponent n im Ross-Stodolsky - Faktor in Abhängigkeit von $|t|$

Abb.10

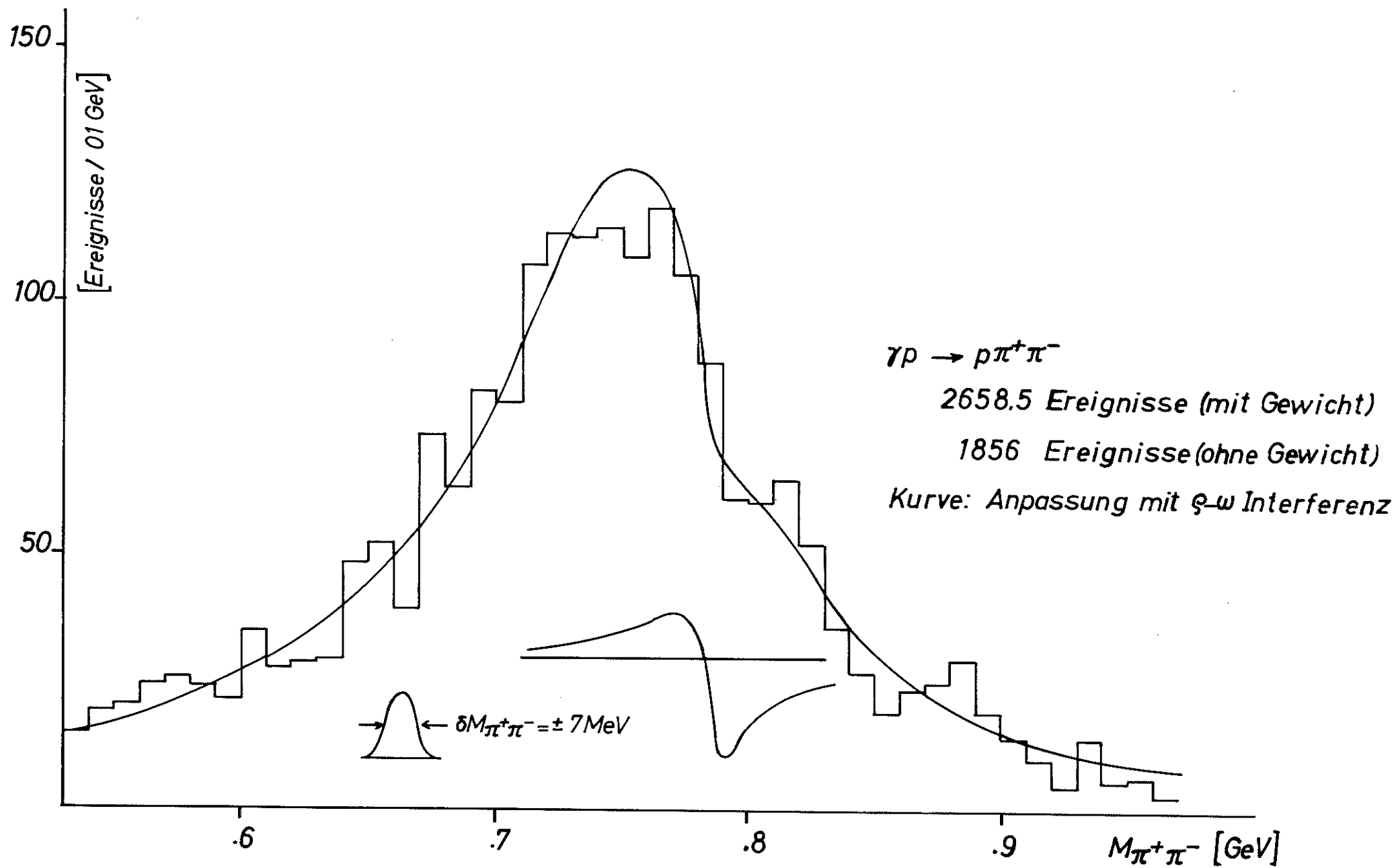
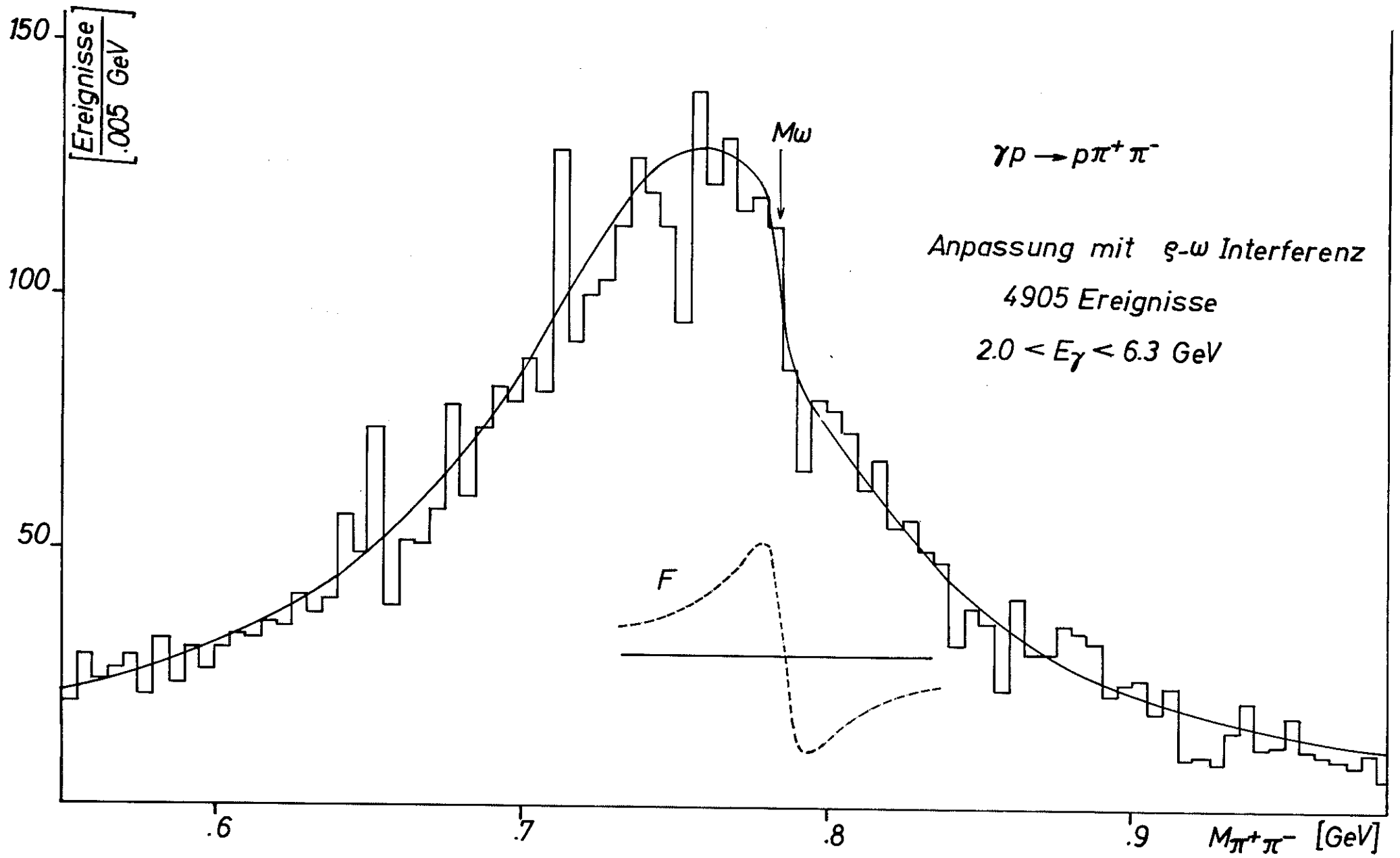


Abb.11



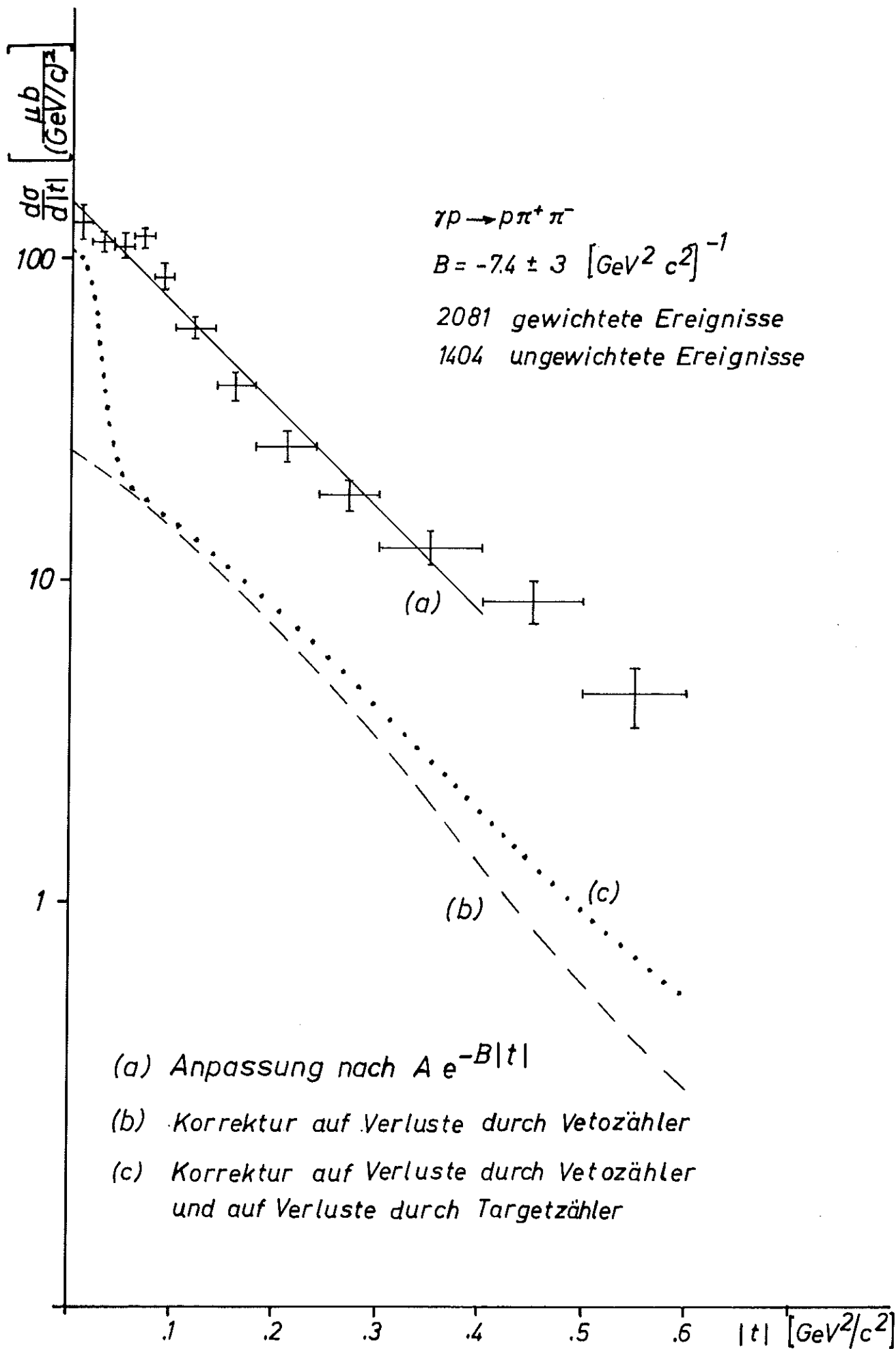


Abb. 13

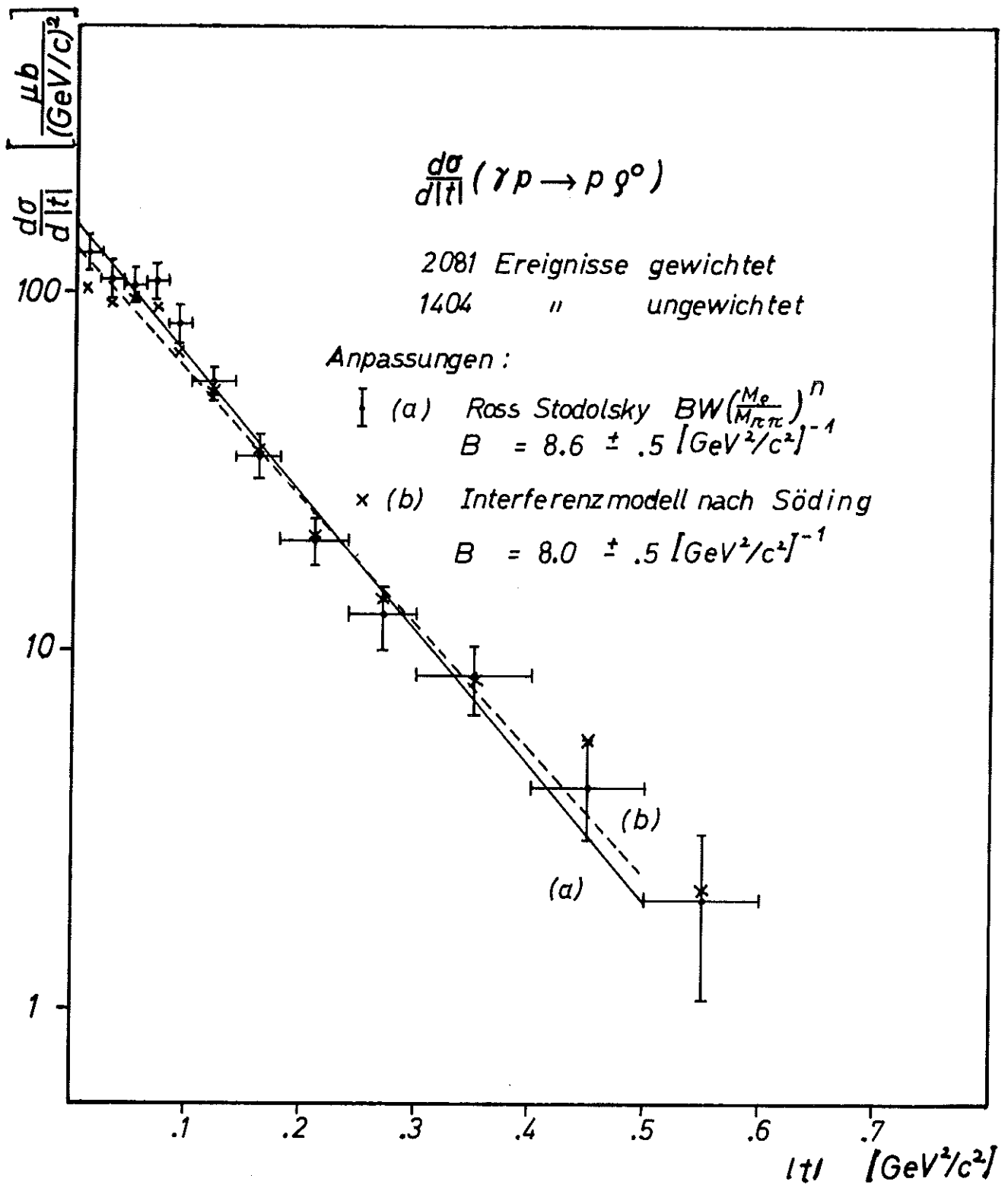


Abb. 14

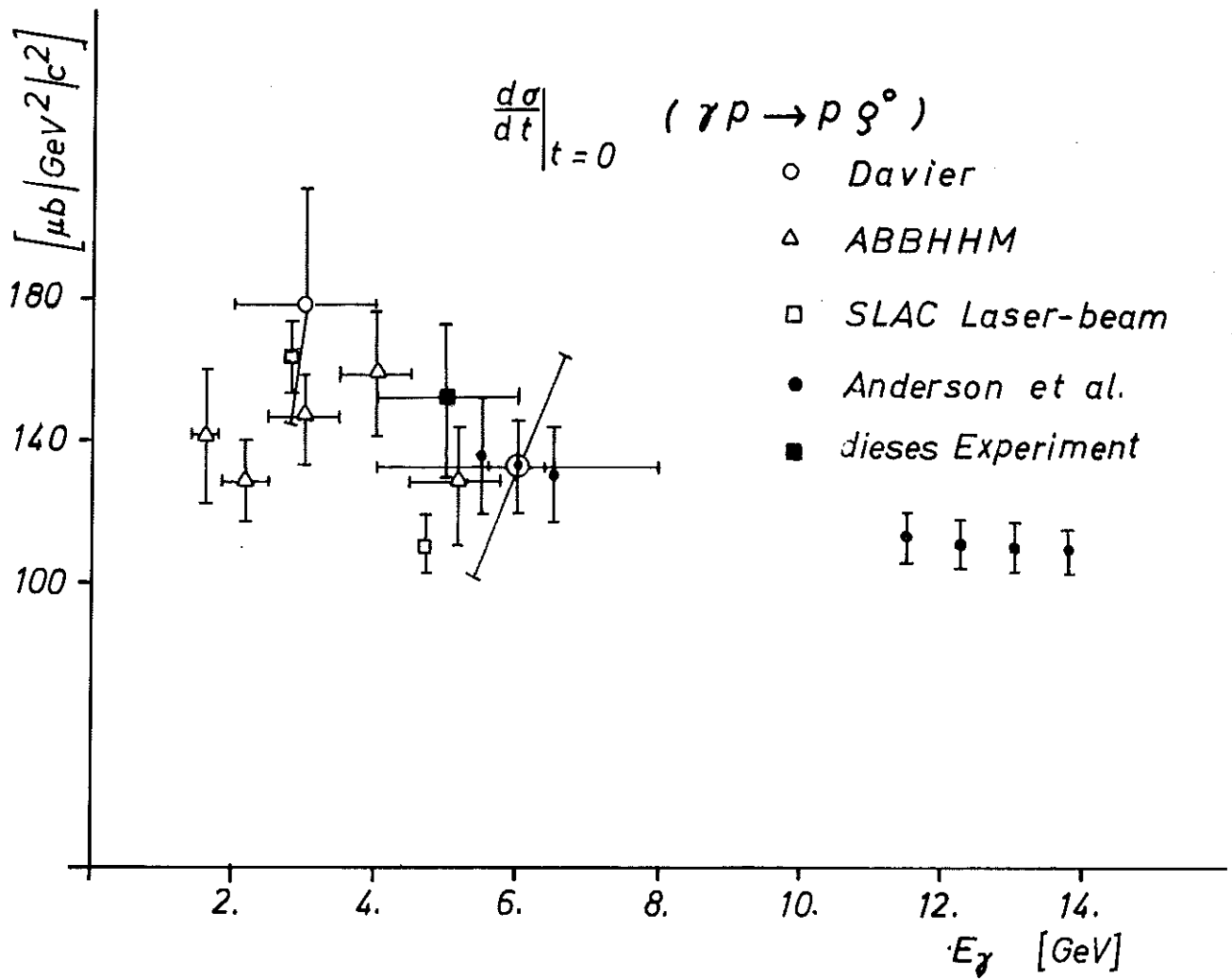


Abb.15

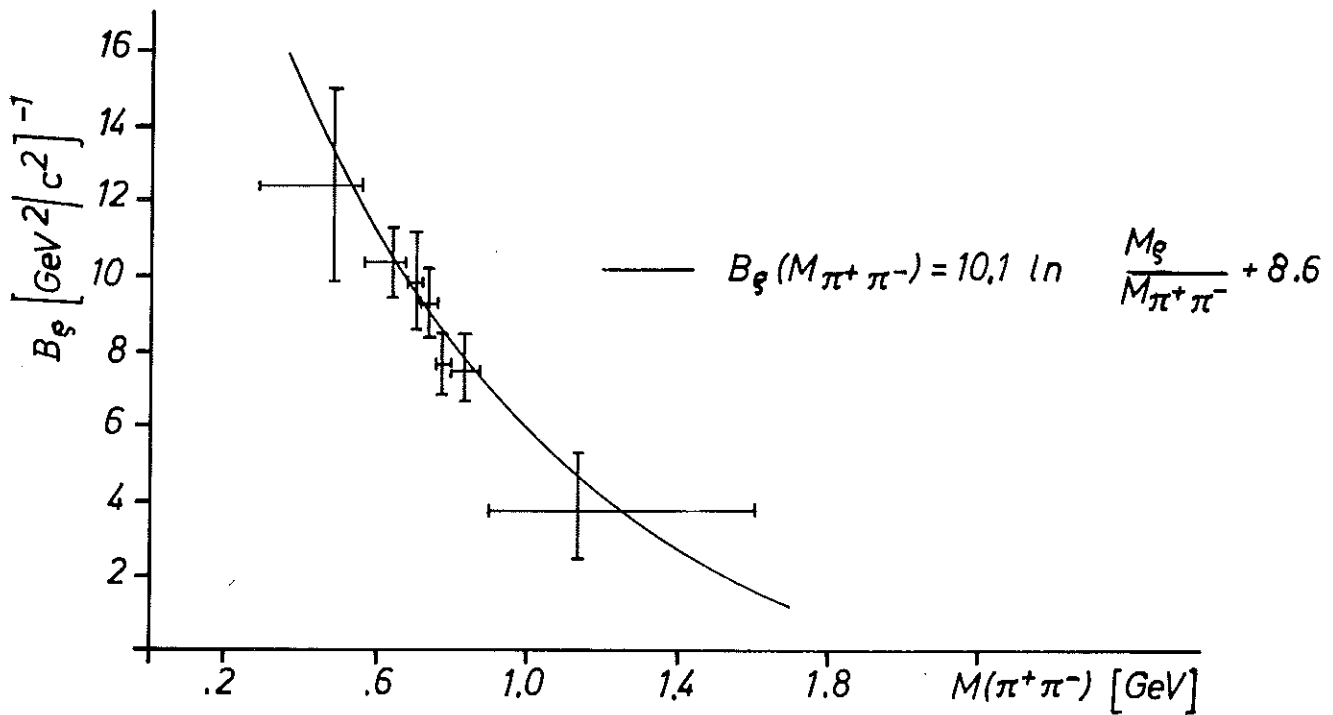


Abb.16

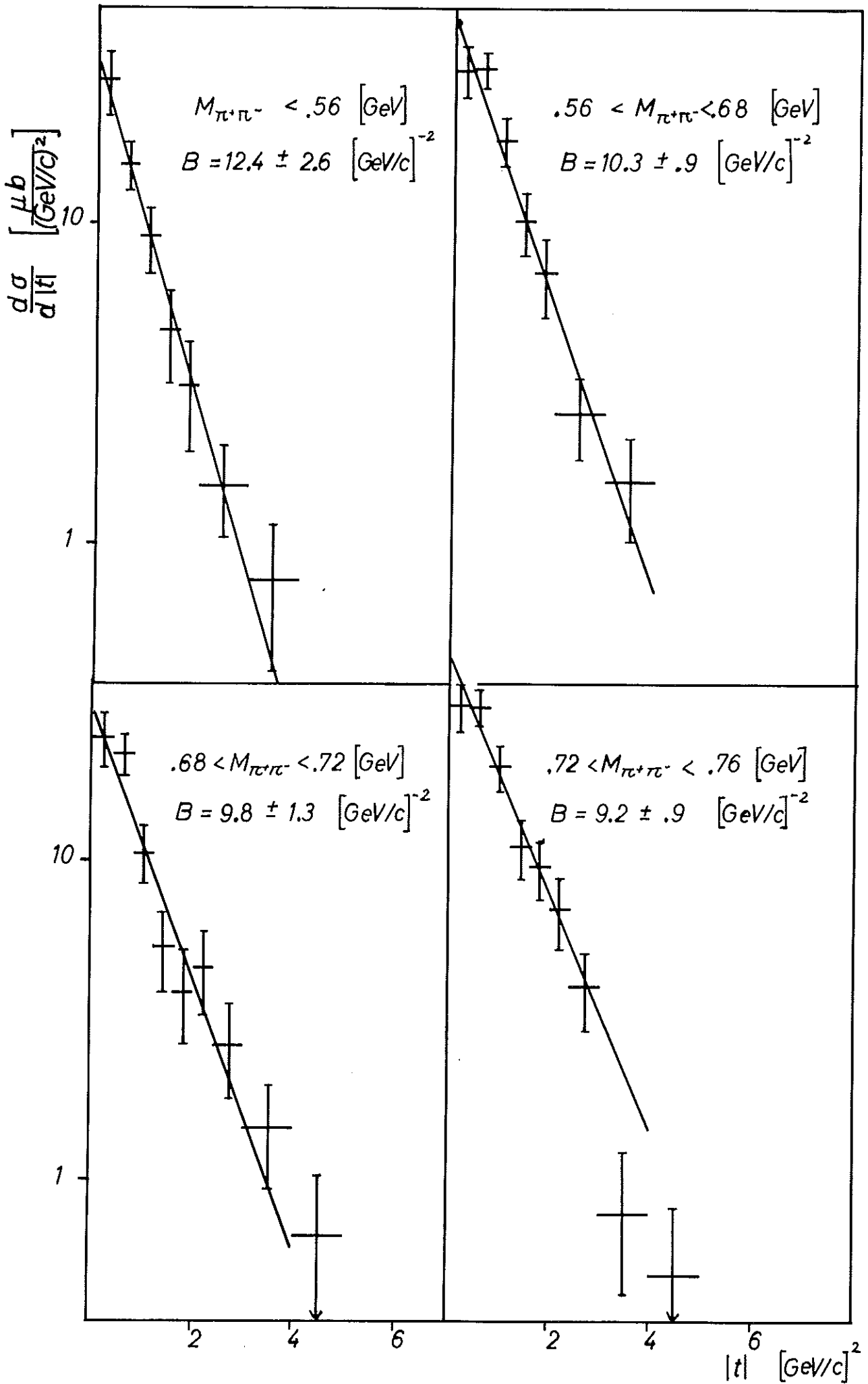


ABB. 17 a

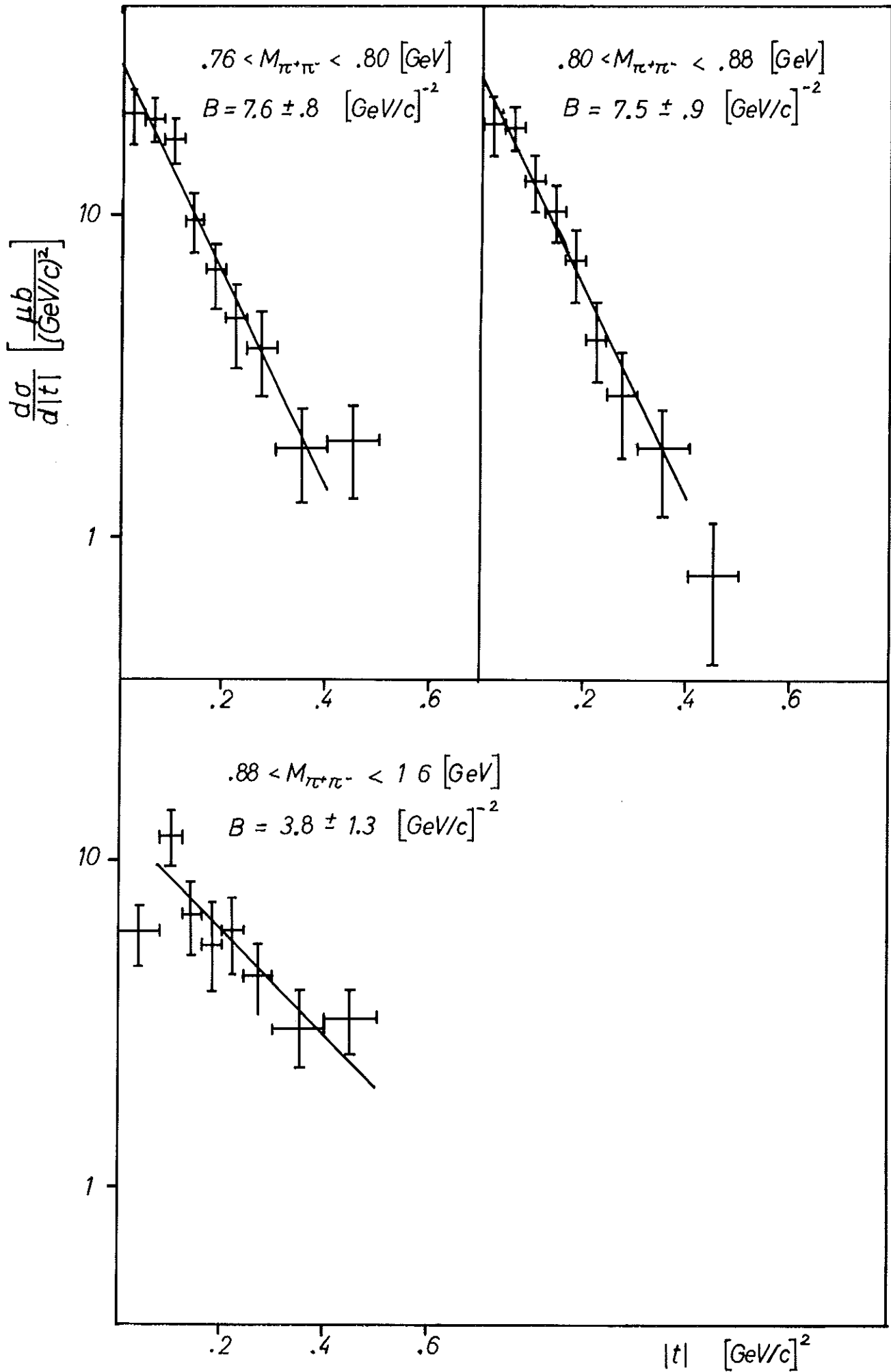
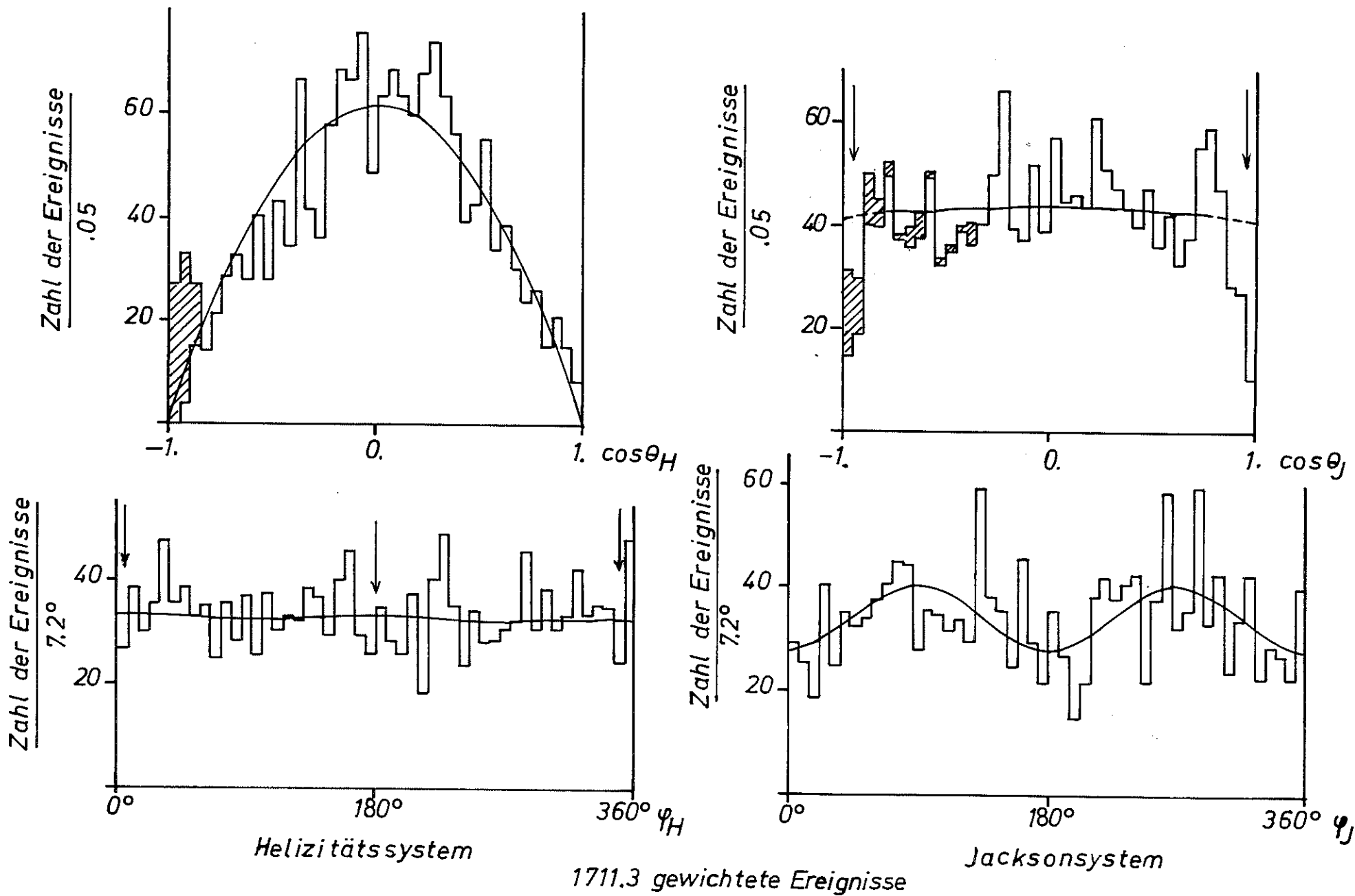
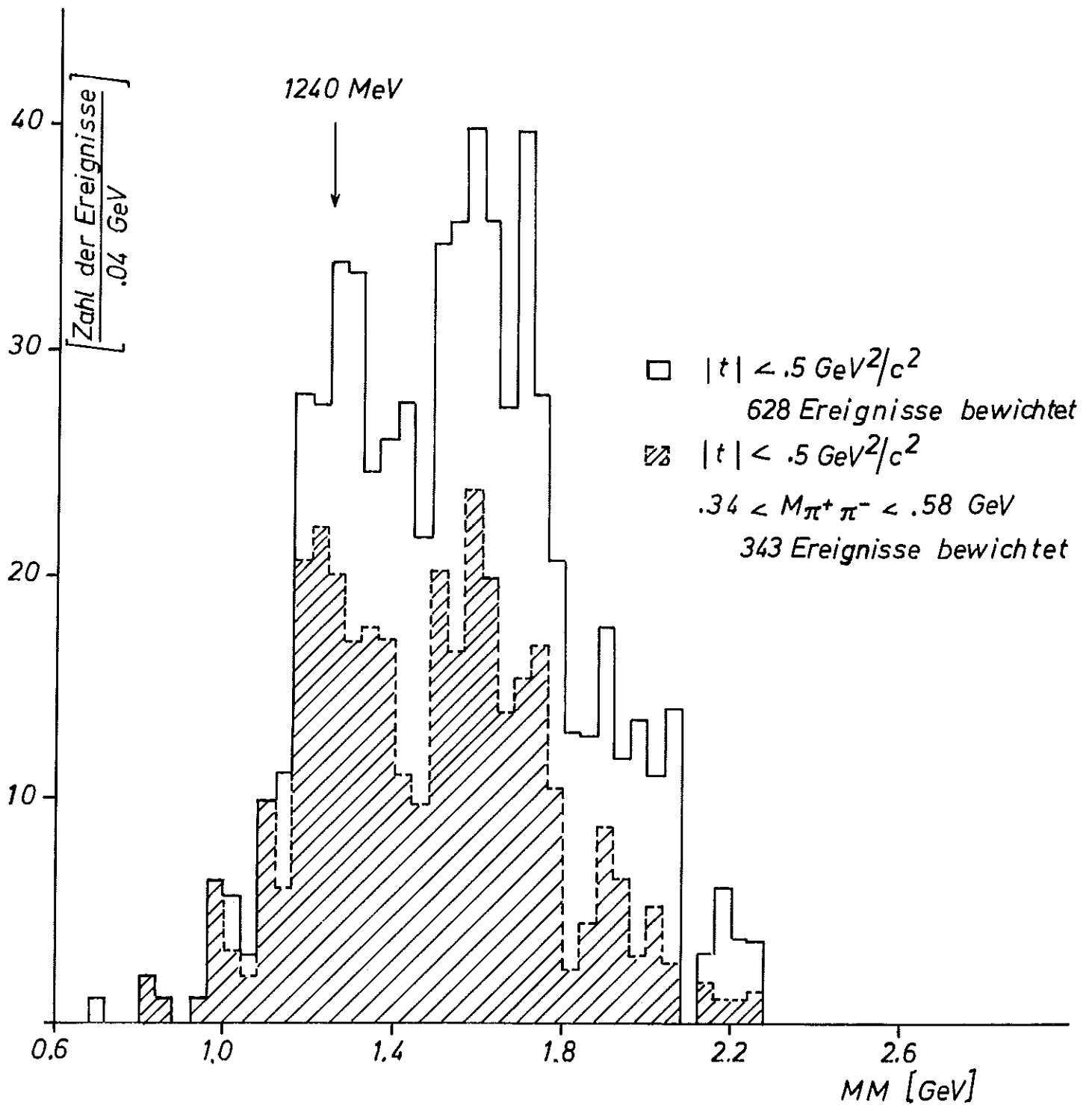


ABB. 17 b

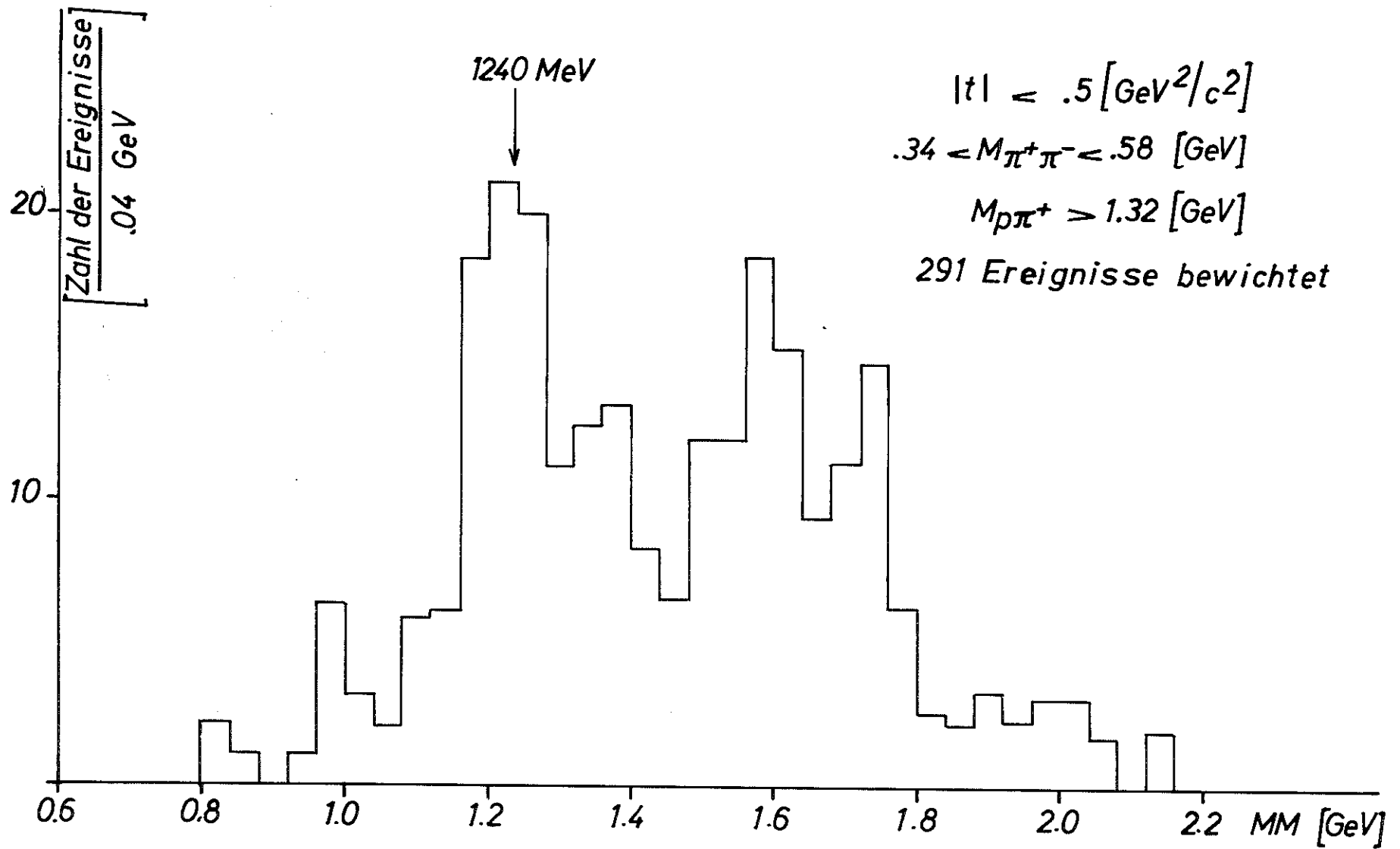


Zerfallswinkelverteilungen des ϱ^0 für $|t| < .4 \text{ GeV}^2/c^2$

Abb.18



Verteilung der invarianten Masse der auslaufenden Pionen
 $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- m \pi^0, m \geq 2$



Verteilung der Invarianten Masse der auslaufenden Pionen

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^- m\pi^0, m \geq 2$

Abb. 20

