

Interner Bericht
DESY F1-73/3
März 1973

DESY-Bibliothek
10. MAI 1973

Eine Untersuchung der Photoerzeugung von zwei und drei
Pionen in einer Streamerkammer mit energiemarkierten
Photonen zwischen 4 und 6 GeV

von

Peter Dittmann

Eine Untersuchung der Photoerzeugung von zwei und drei
Pionen in einer Streamerkammer mit energiemarkierten
Photonen zwischen 4 und 6 GeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs für Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Peter Dittmann
aus Berlin

Hamburg
1972

Genehmigt vom Fachbereich für Physik der Universität Hamburg auf Antrag von
Prof. Dr. M. W. Teucher

Hamburg, den 11.7.1972

Prof. R. Haensel
(Sprecher des Fachbereichs)

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments
der Gruppe F1 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY.

Abstract

The reactions $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ (1), $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ (2), and $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (3) are analyzed in a streamer chamber with tagged photons between 4.1 and 6.2 GeV. In the streamer chamber a measurement accuracy of 250 μm is achieved. This accuracy, together with a photon energy resolution of $\pm 1\%$, leads to a mass resolution of ± 7 MeV at $M_{\pi^+ \pi^-} \approx 770$ MeV and ± 17 MeV at $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0} \approx 770$ MeV. Reaction (1) is dominated by ρ^0 production. The decay angular distributions of the ρ^0 are consistent with s-channel helicity conservation, but inconsistent with the conservation of t-channel helicity. In the $\pi^+ \pi^-$ mass distribution, ρ - ω -interference is observed with 2.5 standard deviations. The reactions (2) and (3) show large ρ production which is partly associated with the $\Lambda(1236)$ resonance. The data show that the inelastic produced ρ^0 , in contrast to ρ^+ and ρ^- , exhibits a mass skewing similar to that of the elastic ρ^0 . The ratios of the cross sections for different charge states of ρ and Λ are calculated assuming $I = 1$ exchange. The experimental data are consistent with these ratios, if for the ρ^0 production additional $I = 0$ exchange is assumed. This result is in qualitative agreement with calculations by G. Wolf for inelastic diffractive ρ^0 production.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	i
Experimenteller Aufbau	
1.1 Photonenstrahl und Energiemarkierung	1
1.2 Streamerkammer	2
1.3 Trigger und Datennahme	7
1.4 Rekonstruktion der Ereignisse	8
1.5 Korrektur der begrenzten Akzeptanzen und Ansprechwahrscheinlichkeiten	18
Topologische Wirkungsquerschnitte	
2.1 Totaler Wirkungsquerschnitt	21
2.2 Partielle Wirkungsquerschnitte	22
Reaktionswirkungsquerschnitte	
3.1 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$	24
3.2 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$	38
3.3 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$	44
Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	
4.1 Vektordominanzmodell, Quarkmodell und Comptonstreuung	49
4.2 Isospinrelationen	52
4.3 Inelastische, diffraktive ρ^0 -Erzeugung	54
Zusammenfassung	57
Anhang	
A. Schätzung für die Fehler der Spurparameter aus dem Rekonstruktionsprozess THRESH	59
B. Berücksichtigung der totalen Akzeptanzverluste durch die Paarvetozähler	65
Danksagung	69
Literaturverzeichnis	70
Tabellen	
Abbildungen	

Einleitung

Experimente zur Untersuchung der starken Wechselwirkung von Photonen, die den gesamten Raumwinkel überdecken (4π -Geometrie), sind bisher am Cambridge Electron Accelerator (CEA 66), am Deutschen Elektronen-Synchrotron (ABB 68) und am Stanford Linear Accelerator (Dav 70, SWT 72, SBT 72) durchgeführt worden. Eine Schwierigkeit dieser Experimente lag darin, daß Photonen im GeV-Bereich an Wasserstoff zwei Größenordnungen mehr Elektronen als Hadronen erzeugen. Das erste große Experiment mit der 81 cm-Blasen-kammer bei DESY zeigte etwa 10 Elektron-Positron-Paare pro Bild, aber nur auf jedem 30. Bild ein hadronisches Ereignis. Ein Blasen-kammerexperiment, das noch für Prozesse mit $1/1000$ des totalen Wirkungsquerschnitts empfindlich sein will, führt so zu einer großen Zahl von Bildern, die nicht für eine automatische Auswertung geeignet sind.

Eine andere Schwierigkeit bei Experimenten mit Photonen kommt daher, daß gewöhnliche Strahltransportsysteme nur Bremsstrahlung erzeugen können. Bei einer maximalen Energie von 6 GeV in dem Blasen-kammerexperiment hatten 80 % aller Photonen eine Energie unterhalb 1 GeV; die Energie eines einzelnen Photons war unbekannt.

Das vorliegende Experiment zeigt einen Weg, diese Probleme zu lösen. Die Blasen-kammer wird durch eine Streamerkammer ersetzt. Der Vorteil liegt darin, daß die Gedächtniszeit für geladene Teilchen im Bereich von μsec liegt, bei Blasen-kammern im Bereich von msec. Damit können bei Ereignisraten von $10^6/\text{sec}$ einzelne Ereignisse ausgewählt werden. Aus der Energiemessung des Brems-elektrons kann zu jedem Ereignis die Energie des zugehörigen Photons bestimmt werden.

Streamerkammern wurden zuerst 1963 von A.I. Alikhanian (Ali 63) und G.E. Chikovani in der UdSSR zum Nachweis von geladenen Teilchen eingesetzt. 1966 verwendeten R.Mozley und seine Gruppe (Vil 69) in den USA eine Streamerkammer als Vertexdetektor in einem Photopro-

duktionsexperiment. Bei DESY wurde 1967 von A. Ladage und V. Eckardt mit dem Bau von Streamerkammern begonnen (Lad 69). 1969 begann dann bei DESY eine Reihe von Photoproduktionsexperimenten bei Energien zwischen 1.6 und 6.2 GeV.

In der vorliegenden Arbeit werden die Daten im Energiebereich 4.1 - 6.2 GeV untersucht. Der experimentelle Aufbau, sowie die Auswertung der Daten wird im ersten Teil beschrieben. Die Auswertung erfolgte in Zusammenarbeit mit den Instituten für Hochenergiephysik in Aachen, Heidelberg und München. Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Reaktionen. Im dritten Teil werden die Wirkungsquerschnitte mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Die Akzeptanz des experimentellen Aufbaus umfaßt nicht den vollen Raumwinkel. Eine Korrektur der Akzeptanz läßt sich zum Teil aus der azimutalen Symmetrie der Ereignisse gewinnen. Der Rest aber muß modellabhängig korrigiert werden. Dies führt im Mittel zu einer Unsicherheit von 10 % bei den Wirkungsquerschnitten.

Es wird die folgende Metrik verwendet:

$$\begin{array}{ll} \text{Viererimpuls} & p = (\vec{p}, E) \\ \text{effektive Masse} & M_{12} = (p_1 + p_2)^2 > 0 \\ \text{Quadrat des Viererimpulsübertrags} & t_{1/2} = (p_2 - p_1)^2 < 0 \end{array}$$

Die Eigenschaften der verschiedenen Teilchen wurden der Zusammenstellung in Bar 72 entnommen.

1.1 Photonenstrahl und Taggingssystem

Um bei Hochenergieexperimenten mit Photonen im Anfangszustand die Energie der Photonen zu bestimmen, gibt es zunächst vier Wege: Messung an der oberen Kante des Bremsstrahlungsspektrums von Elektronen, Messung im Elektron-Positron Annihilationsstrahl, Compton-Streuung eines Laserlichtstrahls an Elektronen, Energiemarkierung (tagging) der Bremsstrahlung durch Impulsanalyse des gestreuten Elektrons.

Die letzte Methode wurde gewählt (Not 69, Nar 70, Kno 71). Sie erschließt den gesamten Energiebereich von DESY bei genügend hohen Intensitäten (maximale Intensität (Photonen pro Puls) = Dauer eines Pulses (~2 msec)/Auflösungszeit der Elektronik (~10 nsec)). Das Energieauflösungsvermögen ist gegeben durch die Genauigkeit der Impulsanalyse des primären und gestreuten Elektrons.

Impulsbetrag und -richtung des primären Positrons werden durch das Transportsystem festgelegt (oberer Teil von Abb.1). Photonen von einem internen Target im Synchrotronstrahl erzeugen Elektronen und Positronen (1. Konversion). Durch zweimalige Ablenkung werden aus diesen mit Hilfe von Kollimatoren (Bleischlitzen) Positronen in einem Impulsband der Breite $\Delta p/p = \pm 0.5\%$ herausgeschnitten. Es wurden Positronen gewählt, um den Untergrund von Sekundärelektronen aus Atomhüllen eliminieren zu können. Mit einer Emittanz (halbe Breite auf halber Höhe) von $0.6 \pi \text{ cm} \cdot \text{mrad}$ trifft der Positronenstrahl das Aluminiumtarget des Taggingystems (Radiator, 2. Konversion).

Der untere Teil von Abb. 1 zeigt das Taggingssystem, das den Impuls des gestreuten Positrons mißt. Durch das homogene Feld eines C-förmigen Magneten wird das Positron auf ein Hodoskop aus 12 Szintillationszählern gelenkt. Diese überlappen sich zu je einem Drittel, so daß 23 verschiedene Ortmessungen möglich sind. Über die Richtung des Primärstrahls und die Größe des C-Magnetfeldes lassen sie sich 23 Impuls-

bändern zuordnen. Damit ist das Photonenspektrum bei fester Energie des primären Positrons über die Bremsstrahlung

$$E_{\gamma} = E_e - E_e,$$

in 23 Energiekanäle unterteilt. Die Breite der Kanäle war in diesem Experiment durch die Ungenauigkeit der Ortsmessung gegeben. Die volle Breite der Überlappungsbereiche der Zähler lag zwischen 5 und 10 cm, was einer Breite der Photonenenergiekanäle von 70 bis 150 MeV entsprach (siehe auch Tab. 2). Die Information, welcher der 12 Zähler angesprochen hat, wurde auf die Databox übertragen und zusammen mit einem Ereignis fotografiert (Abb. 3). Auf die Eichung des Energiemarkierungssystems wird in Kap. 1.4 eingegangen.

Der Photonenstrahl trifft auf ein Flüssig-Wasserstofftarget, das eingebaut ist in die DESY im Streamerkammer. Hier werden geladene Teilchen erzeugt, in 99.5 % aller Fälle Elektron-Positron-Paare.

1.2 Streamerkammer

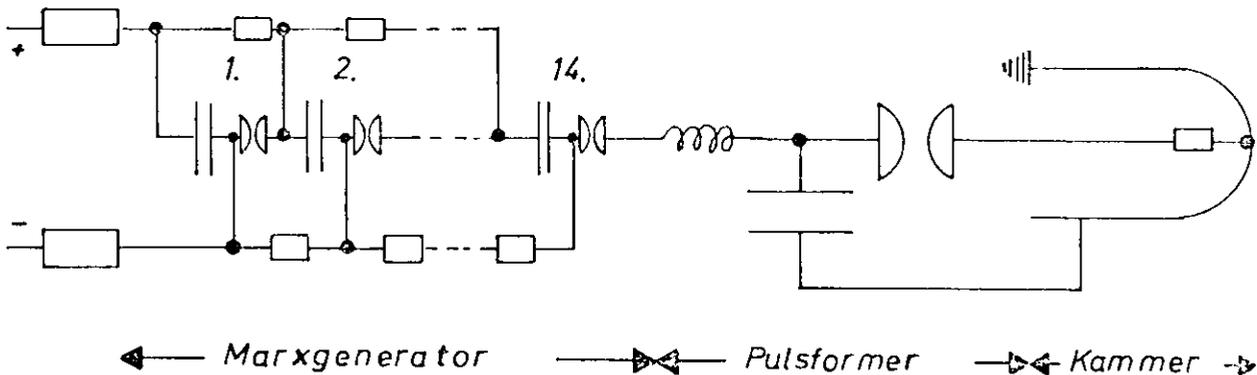
Geladene Teilchen erzeugen auf ihrem Weg durch Materie Elektron-Ion Paare. Die Zahl der Ionisierungen pro Längeneinheit ist in erster Näherung umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des Teilchen im Quadrat. Lichtschnelle Teilchen ($\beta \sim 1$) haben 'Minimumionisation', die im verwendeten Kammergas (70 % Ne, 30 % He bei Atmosphärendruck und Zimmertemperatur) etwa 10 Ionisierungen pro cm entspricht (All 69, Mai 70). Die Gedächtniszeit (memory time), die Zeit nach der die Ionisierungen durch Rekombination verschwunden sind, ist 200 μ s. Durch Hinzufügen von elektronegativem SF6 kann sie bis auf 0.5 μ s verkürzt werden. Eine Verkürzung der Gedächtniszeit erlaubt eine Erhöhung des Photonenflusses

$$N_{\gamma} \text{ pro Puls} = \frac{\text{Targetkonst.}}{\text{Wirkungsqu.}} \times \frac{\text{Dauer des Pulses}}{\text{Gedächtniszeit}}$$

für im Mittel ein Ereignis pro Gedächtniszeit (die Wahrschein-

lichkeit für mehr als ein Ereignis pro Gedächtniszeit ist dann $1/e$). Die Targetkonstante ist hier als $\text{Atomgewicht}/(\text{Dichte} \cdot \text{Loschmidtsche Zahl} \cdot \text{Länge})$ des Targets definiert.

Innerhalb der Gedächtniszeit, etwa $0.8 \mu\text{s}$ nach der Erzeugung eines Ereignisses (s. Kap. 1.3: Trigger), kann ein elektrischer Hochspannungspuls an die Kammer gelegt werden (Lad 69). Die Quelle der Hochspannung ist ein 14-stufiger Marxgenerator. Die Kondensatoren werden parallel aufgeladen

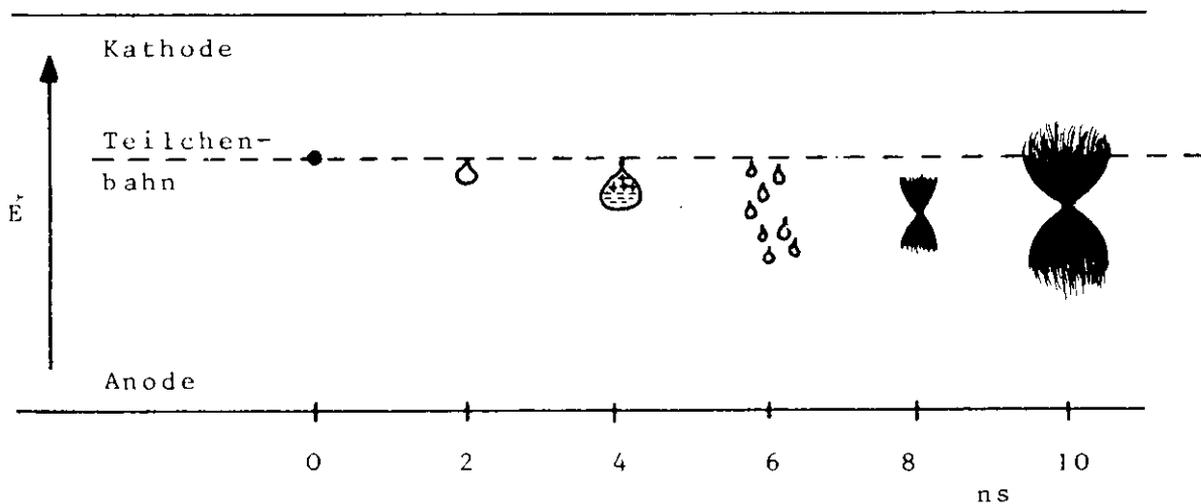


und in Serie durch Zündung der ersten Funkenstrecke entladen. Die am Ausgang des Generators entstandene Spannung von 500 kV lädt einen Kondensator in Form einer koaxialen Blumlein-Leitung. Er dient der Pulsformung. Nach Zündung der Wolframfunkenstrecke läuft ein 10 ns Puls (volle Breite auf halber Höhe) mit Anstiegszeiten von 2-3 ns auf die Mittelelektrode (Kathode) der Kammer. Die Spannung beträgt hier noch 350 kV. Um Reflexionen des Pulses zu vermeiden ist das elektrische System am Kammerende mit 33 Ohm abgeschlossen.

Die Kammer selbst ist aus Plexiglas, glasfaser-verstärktem Kunststoff (GFK) und antimagnetischem Edelstahl konstruiert und hat ein Gasvolumen von $100 \times 60 \times (2 \times 16) \text{ cm}^3$ (Abb. 2). Um in die Kammer hineinfotografieren zu können ist nur die rückwärtige Masselektrode kompakt (2 mm Edelstahl). Sie trägt die Bezugsmarken (Kap. 1.4) und die Targetkonstruktion. Die

Mittelelektrode, ein Netz aus 0.3 mm starken Kupferdrähten in Abständen von 2 mm, halbiert die Kammer. Der Lichtverlust beträgt etwa 25 %. Die vordere Masseelektrode besteht aus horizontal gespannten Drähten (0.5 mm \emptyset , 5 mm Abstand) und ist vom Kammergas durch eine 100 μ starke durchsichtige Folie aus Mylar getrennt. Der Lichtverlust ist hier etwa 10 %. Die Mittelelektrode als Kathode ist von den durch Kupferbleche und Drahtnetze miteinander verbundenen Masseelektroden völlig umschlossen, damit die Abstrahlung elektromagnetischer Pulse in den umgebenden Raum verhindert wird. Die Kammer ist eingebaut in das Eisenjoch eines 22 kG Magneten, dessen Feld parallel zum elektrischen steht, und dessen Feldinhomogenität innerhalb des empfindlichen Volumens ≤ 10 % ist.

Wird nun der elektrische Hochspannungspuls innerhalb der Gedächtniszeit an die Kammer gelegt (~ 22 kV/cm), so bilden die freien Elektronen entlang der Spur des geladenen Teilchens die Ausgangspunkte einer Gasentladung.



(aus All 69)

Zunächst wird eine Elektronenlawine (Townsend-Lawine) geformt. Aufgrund der verschiedenen Beweglichkeiten der Elektronen und Ionen wird eine Raumladung in der Lawine aufgebaut. Wenn sie das äußere Feld übersteigt, zerbricht die

Lawine und freie Elektronen erzeugen neue Lawinen. So weit der Townsend-Mechanismus. Nach etwa 8 ns wachsen die Lawinen zusammen und bilden einen neutralen Plasmakanal in Richtung des äußeren Feldes. Durch Rekombination werden jetzt Photonen erzeugt, die in alle Richtungen neue Lawinen starten. Da diese sekundären Lawinen am Kopf des Kanals infolge Feldüberhöhung 10 mal schneller wachsen als sonst, kommt es zur charakteristischen Kanalentladung (Streamer). Um nun den nachfolgenden Funkendurchbruch zu verhindern, ist das elektrische Feld auf 10 ns begrenzt. Jeder Streamer hat jetzt etwa 10^8 Photonen mit der charakteristischen Wellenlänge des Gases erzeugt. Die Streamer werden sichtbar und können fotografiert werden. Ihre Durchmesser senkrecht zum Feld betragen 1 mm, ihre Längen in Richtung des Feldes 1 cm.

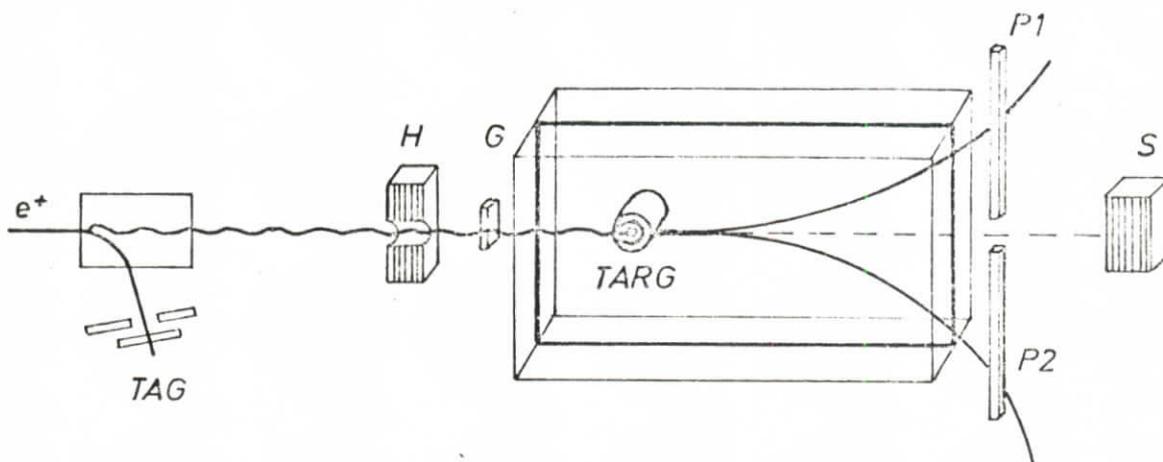
Der Mittelpunkt eines Streamers liegt inzwischen nicht mehr auf der Spur des Teilchens. In den $0.8 \mu\text{s}$ zwischen Durchgang des Teilchens und Trigger des elektrischen Feldes (Kap. 1.3) diffundiert das primäre Elektron mit einer mittleren freien Weglänge von $18 \mu\text{m}$. Die mittlere Entfernung nach $0.8 \mu\text{s}$ vom Ursprungsort ist dann 0.5 mm im He-Ne Gasgemisch. V. Eckardt (Eck 72) hat gezeigt, daß der Einfluß des permanenten Magnetfeldes bei 19 kG dies auf etwa 0.1 mm in den Richtungen senkrecht zum Magnetfeld reduziert. Eine weitere Versetzung in Richtung des elektrischen Feldes findet während der Ausbreitung der Elektronenlawinen statt. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $1.5 \cdot 10^8 \text{ mm/s}$ bei 22 kV/cm würde man 0.6 mm nach 4 ns mit vollem Feld erwarten. Bei einem mittleren Stereowinkel von 10° wird damit die Projektion der Versetzung in eine Ebene senkrecht zum elektrischen Feld 0.1 mm. Da die Versetzung von der Mittelelektrode wegführt, zeigen die Positionen von Streamern vor und hinter der Mittelelektrode einen Abstand von 1.2 mm, oder 0.2 mm in der Projektion. Dies wird durch Messungen bestätigt (Kap. 1.4).

Um die Streamer mit ihrer niedrigen Luminosität zu fotografieren, werden lichtstarke Objektive und hochempfindlicher Film benötigt. Es wurden Zeiss Distagon Objektive mit einer Brennweite von 35 mm und einem Öffnungsverhältnis von 1:2 verwendet. Bei einem Abstand Mittelelektrode - Objektivhauptebene von 140 cm bedeutet das eine Verkleinerung von 40:1. Die Verzeichnung der Objektive wurde von Zeiss als tonnenförmig 40 μ m bei 10 mm Bildhöhe auf dem Film angegeben. Als Film wurde ein von Kodak für Luftaufnahmen entwickelter Filmtyp verwendet mit einer Empfindlichkeit von 40 DIN, zurechtgeschnitten auf 35 mm Breite. Die drei Kameras für die stereoskopische Aufnahme (Stereowinkel Mittelelektrode - Kameraschwerpunkt : 10°) sowie die Databox wurden von der DESY-Blasenkommer übernommen.

Als Reaktionstarget wurde in die Streamerkammer ein zylinderförmiger Behälter für flüssigen Wasserstoff eingebaut (Abb.2). Er war gefertigt aus einer 100 μ m starken Kaptonfolie, 4 cm lang in Strahlrichtung und 2.6 cm im Durchmesser. Ein aufsteigendes Röhrchen verband den Behälter mit dem Kühlaggregat direkt hinter der Edelstahlplatte. Die Wasserstoffdichte im Behälter war 0.0694 g/cm³ bei einem Dampfdruck von 1.4 kp/cm² (Kno 71). Ein auf $2 \cdot 10^{-6}$ Torr evakuierter Zylinder (Nuplex) trennte den Wasserstoffbehälter vom Kammergas. Dieser Zylinder mit einem äußeren Durchmesser von 6 cm verband die Mittelelektrode mit der Edelstahlplatte, um Feldüberhöhungen nach Möglichkeit zu vermeiden. Er diente gleichzeitig als Szintillationszähler für geladene Teilchen. Das Licht wurde über einen 2.50 m langen Lichtleiter aus dem Magnetfeld auf einen Photomultiplier geführt. An der Strahleintrittsseite hatte der Zylinder ein Fenster von 2.6 cm Durchmesser, an der Austrittsseite jedoch bildete er ein zusätzliches Target für den Photonenstrahl. Zum Lichtschutz umgab den Szintillator eine 0.2 mm starke schwarze Folie.

1.3 Trigger und Datennahme

Wird ein geladenes Teilchen im Target erzeugt, so gibt der Multiplier des Szintillationszylinders ein Signal, in den weitaus meisten Fällen allerdings für Elektron-Positron-Paare. Die Erzeugungswinkel θ der Elektronen sind in der Größenordnung von 1 mrad und der integrierte Wirkungsquerschnitt fällt mit θ^{-4} . Daher bewegen sich Elektronen und Positronen aus der Paarerzeugung in der sogenannten "elektromagnetischen" Ebene senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. Um die Paare nachzuweisen wurden in dieser Ebene hinter der Kammer 8 cm breite Szintillationszähler aufgestellt (P1,P2). Ein Schauerzähler (S) zählt die nicht



wechselwirkenden Photonen im Strahl und dient als Flußmonitor. Der Schauerzähler H dient der Strahldefinition, der Szintillationszähler G soll geladene Teilchen im Strahl erkennen. Der Hochspannungspuls für die Kammer wird gezündet, wenn die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\text{MASTER} = \text{TAG} \cdot \text{TARG} \cdot \overline{\text{P1}} \cdot \overline{\text{P2}} \cdot \overline{\text{S}} \cdot \overline{\text{H}} \cdot \overline{\text{G}}$$

Nimmt man P1 und P2 mit in die positive Koinzidenz, erhält man einen Trigger für e^+e^- -Paare. Eine ausführliche Beschreibung der Zähleranordnung und der elektronischen Schaltung findet sich in Kno 71. Die "schnelle" Elektronik, sowie

die Zähler hatten ein Zeitauflösungsvermögen von etwa 20 ns, ausgenommen der Schauerzähler S mit 100 ns. Da S zudem die höchste Einzelzählrate hatte (das gesamte Bremsspektrum oberhalb von 40 MeV), bestimmte er, bei welcher Intensität noch einzelne Photonen mit gewisser Sicherheit gezählt werden konnten.

Zwischen Juni 1969 und Februar 1970 wurden fast 1 Million Bilder genommen im Energiebereich 1.7 bis 6.2 GeV. Bei einem "Spill" von 1 msec (Dauer des Synchrotronpulses) lag der energiemarkierte Fluß zwischen $5 \cdot 10^3$ und 10^4 Photonen pro Sekunde, d.h. 100 bis 200 Photonen pro Spill. Der gesamte Photonenfluß oberhalb von 40 MeV lag bei 10^5 Photonen/s. Die einzelnen Bereiche der Datennahme mit ihren Parametern sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Im Mittel enthielt jedes 4,5-te Bild ein hadronisches Ereignis. Die anderen Trigger wurden durch elektromagnetische Ereignisse verursacht, die durch die Zähleranordnung nicht erfaßt wurden (Tab. 1), (Kno 71).

1.4 Rekonstruktion der Ereignisse

Im folgenden beschränken wir uns auf Run I mit Photonenenergien zwischen 4.1 und 6.2 GeV. 15 % der Bilder wurden zweimal unabhängig nach hadronischen Ereignissen durchmustert. Dies bildete die Grundlage der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts (Kap. 2.1). Die übrigen Bilder wurden in einem Arbeitsgang auf Meßmaschinen der Firma Vanguard gemustert und gemessen. Dabei bestand die Anweisung nur Ereignisse zu suchen, deren Ladungssumme 0 oder 1 ist. Stichprobenartige Nachmusterungen ergaben, daß 95 % aller Ereignisse gefunden wurden, und daß die Verluste keine Topologieabhängigkeit zeigen (Kno 71). Es wurden die Koordinaten von 5 Bezugsmarken und im Mittel 10 Streamern pro Spur gemessen. Dabei sollten kleine Streamer ($\sim 20 \mu\text{m}$) ausgesucht und in ihrem Helligkeitsmaximum gemessen werden. Mit Hilfe einer Schablone

wurde die Energiemarke in eine Zahl zwischen 1 und 23 konvertiert. Abb. 3 zeigt Bild und Databox eines Ereignisses mit dem geladenen Endzustand $p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ in den drei Ansichten.

Für die geometrische Rekonstruktion der Spuren im Raum ist eine genaue Kenntnis der Lage der Bezugsmarken, der Kamerapositionen und der Abbildungsfehler notwendig. Die Bezugsmarken und Kamerapositionen wurden im Raum vermessen. Zusammen mit auf dem Film gemessenen Bezugsmarken wurden die Kamerapositionen optimiert (Programm BLASYS, Wol 69). Die Ergebnisse lagen innerhalb der Meßfehler, ausgenommen die Verzeichnung der Objektive, die sich als wesentlich kleiner herausstellte, als von Zeiss angegeben wurde (20 statt 40 μm bei 1 cm Bildhöhe).

Die geometrische Rekonstruktion wurde mit dem Programm THRESH (CERN Blasenkammerauswertung, CER 69) durchgeführt. An alle Meßpunkte einer Spur wird iterativ eine Schraubenlinie (Helix) mit 5 Parametern (siehe Anhang A) angepaßt. Ein Maß für die Fehler der Parameter und die Güte der Messung ist die Varianz der Spuranpassung (residual) in der Filmebene

$$\sigma^2 = (\sum_n d_i^2) / (n - 5)$$

wobei n die Summe der Meßpunkte in allen Kameras ist. d_i sind die senkrechten Abstände der gemessenen Spurpunkte von der im Raum angepaßten und auf die Filmebene rückprojizierten Kurve. Das gestrichelte Histogramm in Abb. 4a zeigt σ für Spuren aus Elektronenpaaren. Stark asymmetrische Paare wurden nicht berücksichtigt. Die Spuren sind minimum-ionisierend mit einem Winkel gegen die Strahlrichtung nahe 0. Die gemessene Länge lag zwischen 50 und 70 cm im Raum. Das durchgezogene Histogramm zeigt die Varianzen für Spuren aus hadronischen Ereignissen. Einzige Bedingung war: die projizierte Länge im Raum sollte größer als 5 cm sein (97 % aller Spuren).

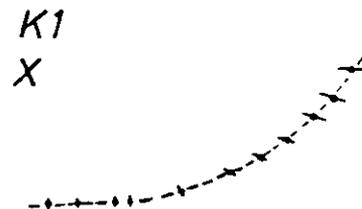
Das strichpunktierte Histogramm zeigt Elektronenpaare, die mit 'zero guidance' auf einem HPD gemessen wurden (HHN 71, Sel 72, Not 71). Die größere Genauigkeit wird erreicht durch die Messung von etwa 50 Punkten pro Spur, die zu 10 'master points' zusammengefaßt werden.

Die Fehler der Spurparameter sind gaussisch, wenn σ^2 die Stichprobenvarianz einer Normalverteilung ist, oder die Größe $\sigma^2 \cdot n_F / \sigma_o^2$ einer χ^2 -Verteilung mit $n_F = n-5$ Freiheitsgraden folgt. σ_o^2 ist die Varianz der Normalverteilung (Grundgesamtheit), die jedoch im allgemeinen nicht konstant ist, sondern vom jeweiligen Meßtisch und Operateur abhängt. Setzt man trotzdem σ_o konstant, führt dies zu einer scheinbaren Reduzierung der Freiheitsgrade. Die Kurven in Abb. 4a zeigen χ^2 -Verteilungen mit

	e^+e^- HPD	e^+e^- Vgd	hadr. Vgd
σ_o (μm)	3.6	6.6	6.6
n_F	0.5(n-5)	0.6(n-5)	0.7(n-5)

Der Unterschied von 3.6 und 6.6 μm bei HPD- und Vanguardmessungen zeigt, daß die Varianz und damit die Fehler der Parameter im wesentlichen durch Einstellfehler an den Meßmaschinen (setting error) bestimmt sind. Der Unterschied zwischen der Zahl der Meßpunkte und der Zahl der Freiheitsgrade dagegen ist bei den HPD-Messungen am größten. Das führt zur Vermutung, daß σ_o nicht an allen Stellen der Spuren gleich ist.

Wie Abb. 3 zeigt, wird mit zunehmendem Stereowinkel (der Winkel, unter dem ein Streamer gesehen wird) ein Teil der z-Ausdehnung des Streamers projiziert. Durch die Anweisung die Streamer im Helligkeitsmaximum zu messen sollte die Änderung von σ_o mit dem Stereowinkel klein sein. Abb. 4b zeigt eine Änderung von etwa 10 %, bei HPD-Messungen jedoch von 30 %. Dabei wurden Positronen



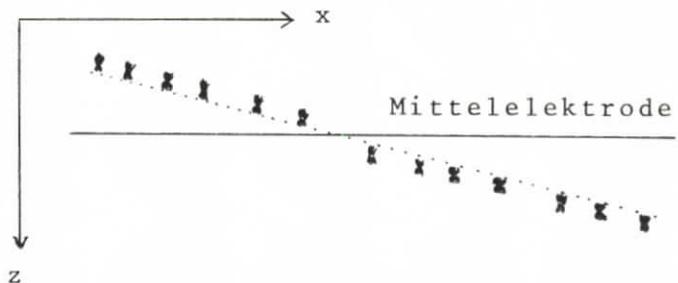
in Kamera 1 verwendet, um die Projektion des Streamers möglichst senkrecht zur Spurrichtung zu haben.

Da die Fehlerrechnung in den Programmen davon ausgeht, daß σ_0 an jeder Stelle der Kammer gleich ist, sind die Spurfehler etwas unterschätzt. Dieser Effekt wird vernachlässigt, gleichfalls die beiden folgenden.

a) Die Diffusion der Primärelektronen ist ein statistischer Prozess, dessen Varianz infolge des Magnetfeldes in der Projektion etwa 1/3 der Varianz des Einstellfehlers beträgt (Kap. 1.2, Eck 72).

b) Die verschieden gerichtete Versetzung der Streamer erscheint in σ^2 nur bei Spuren, die die Mittelelektrode unter großem Stereowinkel ($> 15^\circ$) kreuzen.

Abb. 4c zeigt für solche Spuren den projizierten Abstand zwischen dem letzten Meßpunkt



hinter und dem ersten Meßpunkt vor der Mittelelektrode, dividiert durch den Tangens des zugehörigen Stereowinkels. Der Wert am Maximum der Verteilung von 1.2 mm in z-Richtung stimmt mit dem in Kap. 1.2 berechneten überein. Das Auflösungsvermögen beträgt dagegen normalerweise ± 2 mm in z-Richtung.

Die gemessene Varianz σ^2 einer jeden Spur genügt an sich um die Güte der Spurmessung zu beurteilen. Eine Spur wird dann zurückgewiesen und nachgemessen, wenn z.B. die χ^2 -Wahrscheinlichkeit ihrer Varianz kleiner 1 % ist. Man kann hierbei aber nicht mehr kontrollieren, ob die Spur auch mit gleichmäßiger Verteilung der Meßpunkte in allen drei Projektionen bis an ihr sichtbares Ende gemessen wurde. Zu diesem Zweck wurde eine Abschätzung der Fehler der Parameter $1/p, \lambda, \phi_0$ durchgeführt,

die nur noch die Länge der Spur und die Anzahl der Meßpunkte enthält (Anhang A). Eine Spur wurde zurückgewiesen, wenn

$$\Delta^2(1/p, \lambda, \phi_0) / \Delta_{\text{schätz}}^2(1/p, \lambda, \phi_0) > 2.5$$

war. Nach zwei Nachmessungen wurden noch bei 3.6 % der Ereignisse Spuren zurückgewiesen.

Spuren mit sehr großer Neigung entarten zu einem Funkendurchbruch. Im Mittel sind Spuren mit $\lambda > 75^\circ$ unmeßbar (4 % aller Ereignisse), mit $75^\circ > \lambda > 60^\circ$ nur die Winkel meßbar (6 % aller Ereignisse).

Nach der räumlichen Rekonstruktion der Spurem wird in THRESH der Vertex des Ereignisses rekonstruiert. Dabei werden iterativ die Abstandsquadrate Vertex - Spur minimalisiert (Mai 70). Die Genauigkeit der Vertexrekonstruktion ist ± 0.5 mm in x (\parallel Strahl), 0.5 mm in y (\perp Strahl) und ± 2 mm in z (\perp Strahl und \parallel optische Achsen). Der Vertex wird nicht angenommen, wenn der Abstand zu einer Spur in x > 2 mm, in y > 5 mm und in z > 10 mm ist. 4.0 % aller Ereignisse fallen dadurch weg. Dies kann erklärt werden durch Zerfälle von seltsamen Teilchen innerhalb des Targetbereichs (~ 3 %) und sekundärer Streuung der Spuren im Szintillatormaterial (~ 1 %). Abb. 5 zeigt die Vertexverteilung in der x-y-Ebene für Ereignisse aller Topologien. Die Zuordnung der Ereignisse zu den verschiedenen Medien ist in 98 % aller Fälle möglich.

Die Spur- und Vertexprüfung wird im Programm GEODEC durchgeführt. Die folgenden Prüfungen und Korrekturen sind in der Programmbeschreibung von GEODEC (GEO 70) enthalten und werden im folgenden nur kurz erläutert.

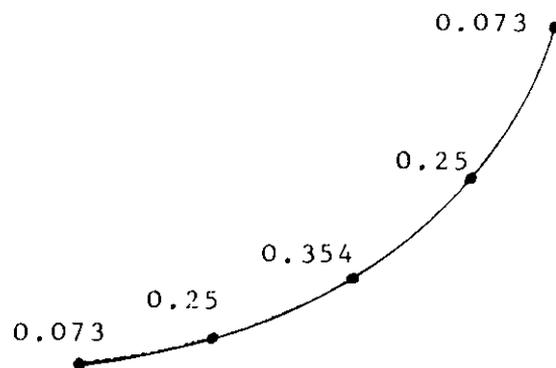
Vor der Vertexprüfung wird noch festgestellt, ob Elektronen oder Positronen aus elektromagnetischen Prozessen mitgemessen worden sind. Die Produktionswinkel solcher Spuren sind gut definiert, wie aus Abb. 6b hervorgeht. Alle gemessenen Spuren, deren Neigung λ im Bereich $(-5 \pm 3 \times 4)$ mrad und deren

Azimut ϕ_0 im Bereich $(-7 \pm 3 \times 20)$ mrad lagen, wurden entfernt. $\Delta\phi_e$ wurde auf 20 mrad gesetzt, da der Vertex des hadronischen und des elektromagnetischen Ereignisses im allgemeinen nicht zusammenfallen. Die Korrektur dieses Akzeptanzverlustes ist in der Korrektur des Akzeptanzverlustes durch die Paarvetozähler (Kap. 1.5) enthalten. Weiterhin wird geprüft, ob gemessene 'strange particle' Zerfälle einen Öffnungswinkel $\theta > 50$ mrad oder eine effektive Masse $M(e^+e^-) > 15$ MeV haben, und ob ihr Vertex im Gasvolumen der Kammer liegt.

In GEODEC wird anschließend für jede Spur und für die Massenhypothesen π, K und p auf den Impulsverlust in den Targetmedien korrigiert. Dazu werden die Weglängen in den Medien berechnet (Kro 70). An die Impuls-Reichweite Tabellen (Tro 66) von H_2 und Nuplex ($C_1 H_{1,3} O_{0,15}$) wurden Polynome in $\ln \frac{P}{m}$ und $\ln \frac{R}{m}$ angepaßt (Roy 66, Mai 70). Die Korrektur wird dann von außen nach innen für jedes Medium berechnet. Es zeigt sich, daß die untere Impulsgrenze für Teilchen, die das Kammergas erreichen, je nach Weglänge für Protonen 180 - 250 MeV, für Pionen 45 - 65 MeV ist. Über die Weglängen wird zudem der mittlere Vielfachstreuwinkel in den Medien (Strahlungslänge $L_{H_2} = 842$ cm, $L_{Nuplex} = 38$ cm) berechnet und quadratisch je zur Hälfte zu den Meßfehlern von Azimut und Neigung addiert. Er beträgt in 3 mm Nuplex für Protonen von 0.3 GeV 65 mrad, für Pionen von 1.8 GeV 3 mrad (3 mm Nuplex entsprechen etwa 60 mm flüssigem H_2).

Nachzutragen ist noch, daß die Meßgenauigkeit des Impulses der Spuren von der Kenntnis des Magnetfeldes (Kap. 1.2) im empfindlichen Volumen der Kammer abhängt. Die z-Komponente des Feldes wurde mit einer Hallsonde an 395 Stellen mit einer relativen Genauigkeit von ≤ 0.1 % vermessen. Die Konstanz des Magnetfeldes über längere Zeiten während des Experiments war $\approx 0,5$ %. Dieser Fehler wurde quadratisch dem Impulsfehler hinzuaddiert. Um die Ungenauigkeit der Ortskenntnis bei der Feldmessung auszugleichen wurde ein Polynom mit 15 Koeffizienten in x, y und z den Tabellenwerten angepaßt (CER 67).

Das mittlere Magnetfeld für die Umrechnung von Krümmungsradius in Impuls wird mit den in der Skizze angegebenen Gewichten an fünf äquidistanten Stellen auf der Spur berechnet.



Das einlaufende Photon gilt in diesem Experiment als vollständig gemessene Spur. Um die Kanalnummern des Tagging-systems bestimmten Energien zuzuordnen wurden etwa 3000 e^+e^- -Paare pro Run gemessen. Die energetischen Breiten und Zentralwerte der Kanäle ergeben sich aus einer Anpassung der Zählerakzeptanzen ($TAG \cdot S$ = geometrische Breiten, korrigiert auf das Bremsspektrum) an die gemessenen Paarenergien (Abb. 6a, Mai 70, Hen 72). Als mittlere halbe Breite der Energiekanäle, und damit als Fehler der Photonenenergie ergibt sich 50 MeV oder 1 %. Dabei ist die Energieunschärfe des primären Elektronenstrahls von 0.5 % quadratisch hinzuaddiert worden (Kap. 1.1). Das Energiespektrum eines einzelnen Kanals ist nicht normal-verteilt, sondern rechteckig und wird nur durch Hinzufügen des primären Impulsfehlers etwas verbreitert. Eine Auswirkung dieses nichtgaussischen Fehlers auf die kinematische Anpassung wurde nicht beobachtet. Die Ergebnisse der Eichung für die einzelnen Kanäle, sowie die prozentualen Akzeptanzen sind in Tab. 2 angegeben.

Die Winkel des Strahls und deren Fehler ergeben sich ebenfalls aus den Paarmessungen. Abb. 6b zeigt den Azimut- und Neigungswinkel der Paare. Während die Neigung (Dip) von jeder Paarspur aufgetragen wurde, ist der Azimut für ein Paar an der Stelle berechnet worden, an der die beiden Spuren in der Projektion parallel zueinander laufen. Die Breite der Azimutverteilung von ± 2 mrad ist in Übereinstimmung mit der geometrischen Breite des Strahls, die Dipverteilung dagegen ist durch Meßfehler auf ± 4 mrad aufgeweitet. Die Zentralwerte der Winkel wurden durch das arithmetische Mittel bestimmt und sind in Tab. 2 angegeben.

Die Parameter aller Spuren mit ihren Fehlern sind jetzt am Vertex bestimmt. Mit dem Programm GRIND (CERN Blasen-
kammerauswertung, CER 69) wird für bestimmte Massenzuord-
nungen zu den Spuren iterativ eine kinematische Anpassung
durchgeführt, so daß Energie- und Impulserhaltung gelten.
Sind alle Teilchen des Ereignisses vollständig gemessen,
so ist das Gleichungssystem 4-fach überbestimmt (kurz:
4C-Fit). Fehlt ein Teilchen, so können seine drei Parame-
ter bestimmt werden und die Anpassung hat nur noch einen
Freiheitsgrad (1C-Fit). Fehlen mehrere (≥ 2) Teilchen, so
ist keine Anpassung mehr möglich (NOFIT).

Häufig sind mehrere Massenzuordnungen zu einem Ereignis
kinematisch möglich. Zum Beispiel ist die Reaktion
 $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ (4C!) immer dann zweideutig, wenn die Impulsbe-
träge von p und π^+ innerhalb der Fehler gleich sind. Die
Teilchen unterscheiden sich dann nur in der Masse. Da die
Streamerdicke auf dem Film eine Funktion der Masse des
ionisierenden Teilchens ist, läßt sich in vielen Fällen
eine Entscheidung treffen. Nach der Formel ($\beta = v/c$)

$$I_{\text{theor}} = (1,7 \cdot 0,7^n \cdot \beta^2 \cdot \cos^3 \lambda)^{-1}$$

$n = 0$ für $\lambda < 0,1$ rad
 $n = 1$ für $\lambda > 0,1$ rad

läßt sich eine theoretische Ionisationsstärke berechnen
(Mai 70, Kro 70). Die Formel, die durch Anpassung an die
Ionisationsstärken von Teilchen mit bekannter Masse ge-
wonnen wurde, berücksichtigt den Lichtverlust durch die
Mittелеlektrode und die Verbindung mehrerer Streamer zu
einem Plasmakanal für Spuren mit großer Neigung λ . Für den
Vergleich mit den Bildern auf dem Scan- und Meßtisch wurden
fünf Ionisationsklassen pro Spur eingeführt:

- 0 minimum ionisierend
- 1 deutlich stärker als 0, aber Lücken
- 2 dünne Spur ohne Lücken
- 3 dicke Spur ohne Lücken
- 9 unbestimmbar

Eine kinematische Hypothese gilt als übereinstimmend mit der Ionisation, wenn alle positiven Spuren mit der Neigung $|\lambda| < 0.75$ rad und dem Impuls $p < 1.3$ GeV für $\lambda > 0.1$ rad bzw. $p < 1.0$ GeV für $\lambda < 0.1$ rad folgende Kriterien erfüllen:

$I_{\text{schätz}}$	I_{theor}
0	0 - 2.0
1	1.2 - 10.0
2	3.5 - 12.0
3	8.0 - ∞
9	0 - ∞

Tab. 3 zeigt die Verseuchungsmatrix, die Mehrdeutigkeit von akzeptierten Massenhypothesen, vor und nach der Ionisationsentscheidung. Die Entscheidung vermindert die mehrdeutigen Ereignisse um 23 %. Insgesamt bleiben 37 % aller Ereignisse mehrdeutig.

Mitberücksichtigt in Tab. 3 sind folgende Kriterien für die Annahme einer Massenhypothese:

$$4C \text{ Fit : } |MM^2| < 3 \cdot \Delta MM^2$$

$$1C \text{ Fit : } |MM^2 - M_u^2| < 2 \cdot \Delta MM^2$$

$$\text{Nofit : } MM^2 + 2 \cdot \Delta MM^2 > M_{\text{min}}^2$$

mit $MM^2 = (\Sigma E)^2 - (\Sigma p_x)^2 - (\Sigma p_y)^2 - (\Sigma p_z)^2$
(missing mass), wobei die Summierung über alle gemessenen Spuren geht, und

$$M_u = \text{Masse des ungemessenen Teilchens}$$

$$M_{\text{min}} = M_u + m_{\pi^0}$$

ist. Ist das nicht gemessene Teilchen geladen, so muß es seine kinetische Energie im nicht sichtbaren Targetbereich verloren haben. Es gelten dann die zusätzlichen Bedingungen für die ungemessene Spur

$$|\lambda_u| > 0.72 \text{ rad oder } p_u < p_{\text{grenz}}$$

mit $p_{\text{grenz}} = 200$ MeV für Pionen und 300 MeV für Protonen.

Diese Kriterien sind in allen weiteren Untersuchungen beibehalten. Die Abbildung 7a zeigt die Verteilungen der fehlenden Massen MM^2 für 4C- und 1C-Fits nach der Ionisationsentscheidung. Sie sind vergleichbar mit denen von konventionell ausgewerteten Blaskammerexperimenten (Dre 71, Nag 71). Abb. 7b zeigt die ω -Resonanz in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$. Wegen ihrer schmalen natürlichen Breite ($\Gamma_\omega \sim 9$ MeV) kann aus der gemessenen Breite auf die Massenauflösung des Experiments geschlossen werden. Zu jedem der 128 Ereignisse im ω -Bereich wird aus der Fehlermatrix der kinematischen Anpassung der Fehler ΔM_ω berechnet. Die sich aus diesen Fehlern ergebende Summe von Normalverteilungen hat eine volle Breite auf halber Höhe von 40 MeV. Die Kurve in Abb. 7b ist die Anpassung einer Normalverteilung und ergibt eine volle Breite auf halber Höhe von $\Gamma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} = (56 \pm 4)$ MeV. Um die natürliche Breite des ω -Mesons Γ_ω zu erhalten, muß eine Breit-Wigner-Kurve mit der Auflösungsfunktion gefaltet werden. Um daraus ein verlässliches Ergebnis zu erhalten sind aber mehr Ereignisse notwendig. Die berechnete Massenauflösung ist, unter Berücksichtigung der natürlichen Breite, nahezu in Übereinstimmung mit der wahren Auflösung (Coy 71).

Auch die experimentelle ω -Breite ist vergleichbar mit der, die Blaskammerexperimente erreichen. Daß eine Streamerkammer trotz schlechterer Spurqualität (Meßgenauigkeit im Raum 250 μm gegenüber 120 μm in Blaskammern) das gleiche kinematische Auflösungsvermögen wie eine Blaskammer hat, ist zurückzuführen auf vernachlässigbare Vielfachstreuung und Energieverluste der Spuren im Gas (Abb. 3), auf die meßbare Spurlänge, die infolge des festen Targets für Spuren in Vorwärtsrichtung immer 75 % der Länge der Kammer beträgt, und auf das Fehlen von brechenden Medien zwischen Spur und Objektiv.

1.5 Korrektur der begrenzten Akzeptanzen und Ansprechwahrscheinlichkeiten

Die Möglichkeit, das Feld der Streamerkammer durch eine Zähleranordnung selektiv zu triggern um bestimmte Topologien unter den Ereignissen anzureichern, führt unvermeidbar auch zu Verlusten von gewünschten Ereignissen. Sie sind zurückzuführen auf die begrenzten Ansprechwahrscheinlichkeiten und die eingeschränkten räumlichen Akzeptanzen der Zähler. Der in Kap. 1.3 beschriebene Trigger führt zu den folgenden Korrekturen a - d an der Strahlintensität und e - h an den Ereignisraten.

- a) Doppelbremsstrahlung im Radiator wird im Fluß TAG·S mitgezählt, kann jedoch wegen Veto S im Trigger nicht zu Ereignissen führen. Die Triggerschwelle des Schauerzählers lag bei 200 MeV-Photonen. Das ergibt eine Korrektur von $(6 \pm 1)\%$ (Nar 70).
- b) Ein Teil des Photonenflusses durchquert nicht das Wasserstofftarget (Abb. 5). Aus der Vertexverteilung von Ereignissen im Szintillatorzylinder und im Wasserstoff läßt sich der Anteil bestimmen zu $(6 \pm 0.5)\%$ (Kno 71).
- c) In der Totzeit der Paarzähler P1 und P2 (60 ns) können keine Ereignisse registriert werden. Photonen während dieser Zeit müssen vom Fluß abgezogen werden (Kno 71).
- d) Während der Totzeit des Targetzählers darf gleichfalls kein Fluß gezählt werden (Kno 71).
- e) Die hohe Einzelrate von S (5 MHz) führt zu zufälligen Koinzidenzen mit TAG. Beide Pulsbreiten waren 10 ns. Daraus folgt, daß $5 \text{ MHz} \cdot (10 \text{ ns} + 10 \text{ ns}) = 10 \%$ aller Ereignisse zufällig verworfen wurden.

Die Korrekturen c, d und e sind proportional der Intensität selbst und können durch Extrapolation nach Intensität 0 gewonnen werden. Sie sind unabhängig von der Topologie der Ereignisse und betragen zusammen $(35 \pm 10)\%$ (Kno 71).

Die folgenden Verluste in den Ereignisraten sind topologieabhängig. Für jedes Ereignis wird ein Gewichtungsfaktor berechnet und bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

- f) Hadronische Ereignisse, bei denen ein Teilchen die Paarzähler P1 oder P2 trifft, werden nicht registriert. Unter Ausnutzung der azimuthalen Symmetrie des Wirkungsquerschnitts kann durch Drehung der Ereignisse um die Strahlrichtung dieser partielle Akzeptanzverlust pro Ereignis berechnet werden. Im Mittel über alle Ereignisse ergibt sich ein Verlust von $(19 \pm 2)\%$.
- g) Spuren mit einem Erzeugungswinkel $0 < 2^\circ$ (0.035 rad) treffen immer die Paarzähler. Aus der mit f) bewichteten $\cos\theta$ -Verteilung der Spuren läßt sich dieser totale Akzeptanzverlust bestimmen. Handgezeichnete Extrapolation nach $\cos\theta = 1$ ergibt im Mittel über alle Ereignisse $(6 \pm 1)\%$. Für spezielle Erzeugungsprozesse läßt sich die Korrektur exakt berechnen (Anhang B).
- h) Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers TARG für zwei minimum-ionisierende Spuren war nur 46% , wie sich aus einem Vergleich des gemessenen (9.2 ± 1.0 mb) und des theoretischen e^+e^- -Paarbildungswirkungsquerschnitts (20.0 mb) ergibt. Tests mit Höhenstrahlung ergaben, daß nur 2 Photoelektronen pro minimum-ionisierende Spur poissonverteilt in der Kathode des Multipliers erzeugt wurden. Unter der Annahme, daß die Zahl der erzeugten Photoelektronen direkt proportional dem Energieverlust der Teilchen im Szintillator ist, läßt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit für jedes Ereignis berechnen (Joo 69). Die Eichung der Diskriminatorschwelle ergibt sich aus der Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronenpaare. Im Mittel über alle Ereignisse ergibt sich ein Verlust von $(10 \pm 2)\%$.

Abb. 8 zeigt den Einfluß der Gewichte auf verschiedene Verteilungen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Die verminderte Ansprechfähigkeit von TARG unterdrückt vorzugsweise kleine Impuls-

überträge auf das Proton (Abb. 8a), die Zähler P1 und P2 unterdrücken kleine Massen des $\pi\pi$ -Systems (Abb. 8b) und mit dem Strahl koplanare Ereignisse (Abb. 8d). Die Energieabhängigkeit zeigt die Abb. 9.

2.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von Hadronen an Wasserstoff ist in mehreren Experimenten energieabhängig gemessen worden (Mey 70, Cal 70, Arm 71, SBT 69). Die Daten lassen sich beschreiben durch einen konstanten und einen mit der Wurzel der Energie abfallenden Term (Wol 71)

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = 98.7 + 64.9 E_{\gamma}^{-1/2} \text{ [\mu b]}, \quad E_{\gamma} \text{ in GeV} \quad (2.1)$$

In diesem Experiment läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt bis auf den Anteil der Ereignisse mit einer geladenen, auslaufenden Spur (1-prongs) messen. Bei solchen Ereignissen ist eine Vertexbestimmung nicht möglich. Der Wirkungsquerschnitt für 1-prongs ist in Blasenkammerexperimenten bestimmt worden (SBT 69, Mey 69) und läßt sich beschreiben durch

$$\sigma_{\text{1prg}}(\gamma p) = 80 E_{\gamma}^{-1} \text{ [\mu b]}, \quad E_{\gamma} \text{ in GeV} \quad (2.2)$$

mit einer Unsicherheit von $\pm 5\%$.

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes dieses Experiments beruht auf 15 % der Gesamtzahl der Ereignisse, bei denen die Filme zweimal unabhängig durchmustert wurden. Es wurden 839 Ereignisse nach Einschränkung der Vertices auf den Wasserstoffbereich gefunden. Nach Korrektur der topologieabhängigen Verluste sind das 1150 ± 90 Ereignisse. Der zu dieser Ereigniszahl gehörende Photonenfluß war nach Korrektur der topologie-unabhängigen Verluste $(6.3 \pm 0.6) \cdot 10^7$. Die Länge des Wasserstoffbereichs war 3.8 cm und die Dichte 0.0694 g/cm^3 . Daraus ergibt sich, gemittelt über den Energiebereich $4.1 < E_{\gamma} < 6.2 \text{ GeV}$ (Kno 71)

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{1prg}}(\gamma p) = 114 \pm 16 \text{ \mu b.}$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem aus Gleichung (2.1) und (2.2) bei $E_{\gamma} = 5.1 \text{ GeV}$ berechneten von 111.5 \mu b.

Der totale Wirkungsquerschnitt (ohne 1-prongs) für den Filmbereich 7 bis 39 (konstante TAG·S-Akzeptanz) ist in Abb. 9, normiert auf $114 \mu\text{b}$, für die 23 Energiekanäle (Tab.2) aufgetragen. Die Fehler setzen sich zusammen aus einem statistischen und einem systematischen Anteil ($g \cdot \sqrt{N} + N \cdot \Delta g$, s.u.). Eingezeichnet sind als Kurve a die Energieabhängigkeit von Gleichung (2.1), als Kurve b die der Differenz von (2.1)-(2.2). Die Kurven 1 und 2 zeigen das Energieverhalten der topologieabhängigen Korrekturen. Die Daten zeigen mit 3 Standardabweichungen eine andere Energieabhängigkeit als Kurve b ($\sim +10\%$ unterhalb und -10% oberhalb von 5 GeV). Diese Diskrepanz kann in den intensitätsabhängigen Korrekturen (c, d und e in Kap.1.5) mit zusammen $(35 \pm 10)\%$ begründet sein.

Um die systematischen Fehler der intensitätsabhängigen Korrekturen zu vermeiden, werden in den folgenden Betrachtungen die (Ereignis/Wirkungsquerschnitt)-Verhältnisse X auf $\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{1prg}}$ aus Gleichung (2.1)-(2.2) normiert. Die Werte X lassen sich für die verschiedenen Energieintervalle der Tab. 4 entnehmen. Es gilt dann

$$\sigma [\mu\text{b}] = g \cdot N/X$$
$$\Delta\sigma [\mu\text{b}] = (g\sqrt{N} + N \cdot \Delta g)/X$$

wobei g das gemittelte Produkt der topologieabhängigen Gewichte der Ereignisse N ist ($g = \sum g_i/N$, $\Delta g = 0.15 \cdot (g - 1)$).

Ein Teil der Photonen durchquert die untere Längswand des Flüssig-Wasserstoffbehälters. Hier zeigt sich eine erhöhte Ereigniszahl (Abb. 5). Daher werden im folgenden nur Ereignisse verwendet, deren Vertex mit Sicherheit im Wasserstoff liegt ($y_V > -0.5 \text{ cm}$). Dadurch werden 10 % der Daten eliminiert.

2.2 Partielle Wirkungsquerschnitte

Die topologischen Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit drei, fünf und sieben geladenen, auslaufenden Teilchen sind in

Tab. 4 angegeben. Sie beziehen sich auf den ersten Teil des Experiments (Filmnummernbereich 7-39, 75 % der Statistik). Die Wirkungsquerschnitte sind in guter Übereinstimmung mit den Werten von Blasenkammerexperimenten (Mey 69, SBT 69, SWT 71), obwohl Unterschiede durch Ereignisse mit seltsamen Teilchen auftreten können. Die Zerfallswahrscheinlichkeit der seltsamen Teilchen variiert mit den verschiedenen langen Flugzeiten in den optischen Bereichen der Kammern. In diesem Experiment gehen zudem alle seltsamen Teilchen mit sichtbaren Zerfällen (V's) verloren, die im Targetbereich zerfallen. Solche Ereignisse zeigen eine schlechte Vertexrekonstruktion (3.5 %, Kap. 1.4), die aber noch eine Trennung in Wasserstoff- und Szintillatorereignisse zuläßt. Der in Tab. 4 angegebene Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit V's setzt sich daher zusammen aus Ereignissen mit beobachteten Zerfällen und mit schlecht rekonstruierbarem Vertex.

Tab. 5 gibt eine Übersicht über alle gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitte. Auf ihre Bestimmung wird in den folgenden Kapiteln eingegangen.

3.1 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

1701 Ereignisse ergaben eine Anpassung ($P(\chi^2) > .01$) an die Reaktion



Bei 1249 Ereignissen waren alle Spuren gemessen (4C-Fit), bei 435 mußte ein Proton und bei 17 ein π^+ angepaßt werden (1C-Fit). Die Mehrdeutigkeiten waren kleiner als 2 % (Tab. 3). Nach Berechnung der topologieabhängigen Verluste (Kap. 1.5) (f: 21 ± 2 %, g: 8 ± 1 %, h: 12 ± 3 %) ergibt sich

$$\sigma(p \pi^+ \pi^-) = 20.9 \pm 1.7 \text{ } \mu\text{b.}$$

Die Verteilungen der drei Massenkombinationen $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$, $d\sigma/dM_{p\pi^+}$ und $d\sigma/dM_{p\pi^-}$ von Reaktion (3.1) sind in Abb.10a,b und c gezeigt, die Verteilungen der Viererimpulsüberträge $d\sigma/dt_{pp}$, $d\sigma/dt_{\gamma\pi^-}$ und $d\sigma/dt_{\gamma\pi^+}$ in Abb.11a,b und c (volle Punkte). Die t-Verteilungen zeigen die periphere Erzeugung der Teilchen (kleine Transversalimpulse, große Longitudinalimpulse) im Gegensatz zum statistischen Phasenraum ($|t|_{\text{max}} = 8 \text{ GeV}^2$). Diese Eigenschaft wird ausgenutzt bei einer Trennung der Ereignisse nach den Longitudinalimpulsen p_L der Teilchen im Schwerpunktsystem (CMS). Die Abb.10a und 11a zeigen zusätzlich die Ereignisse, bei denen mindestens ein Pion im Schwerpunktsystem rückwärts geht ($p_L^{\text{CMS}}(\pi^+) < 0$ und/oder $p_L^{\text{CMS}}(\pi^-) < 0$), Abb.10b und 11b Ereignisse, bei denen Proton und π^+ rückwärts gehen ($p_L^{\text{CMS}}(p) < 0$ und $p_L^{\text{CMS}}(\pi^+) < 0$), und Abb.10c und 11c entsprechend mit Proton und π^- rückwärts ($p_L^{\text{CMS}}(p) < 0$ und $p_L^{\text{CMS}}(\pi^-) < 0$) (offene Punkte). Man sieht, daß Reaktion (3.1) von peripherer ρ^0 -Meson-Erzeugung dominiert wird, und daß zu kleinen Anteilen Baryonresonanzen enthalten sind, entsprechend den folgenden drei Diagrammen

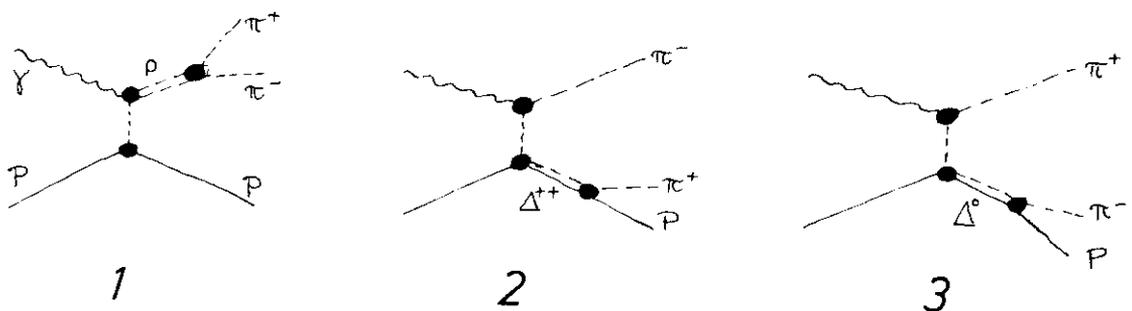


Diagramm 1 kann über Pomeron- und Pion austausch gehen. Messungen mit einem polarisierten γ -Strahl haben jedoch gezeigt, daß der Anteil des unnatürlichen Paritätsaustauschs an der ρ -Erzeugung in diesem Energiebereich $(-1.1 \pm 2.8)\%$ (SBT 72), d.h. mit 0 verträglich ist. Dies ist auch in Übereinstimmung mit dem Ein-Pion-Austauschmodell.

Zunächst wird der Pomeron-Austausch nach Diagramm 1 untersucht. Da eine vollständige Beschreibung der zugehörigen Übergangsmatrix bisher noch nicht gefunden wurde, können nur phänomenologische Ansätze für das Verhalten der einzelnen Variablen der ρ -Erzeugung und des anschließenden Zerfalls gemacht werden. Dabei zeigen die experimentellen Daten, daß eine einfache Faktorisierung des Übergangsmatrixelements in einen Teil, der nur von der effektiven Zwei-Pion-Masse $M_{\pi\pi} = M$, und einen, der nur vom Viererimpulsübertrag auf das Proton $t_{p/p} = t$ abhängt, nicht möglich ist. In Tabelle 6 ist der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt für Reaktion (3.1) $d^2\sigma/dMdt$ aufgetragen, der die Massenverschiebung des ρ -Signals in Abhängigkeit vom Impulsübertrag zeigt (graphisch in Abb. 16 und 17 in Rab 71). In der Vergangenheit sind mehrere Ansätze gemacht worden, die die Massenverschiebung als Funktion von t beschreiben. Dabei wird für das ρ -Signal selbst eine energieabhängige p-Wellen Breit-Wigner-Kurve angenommen. Die Verteilung des Impulsübertrags dagegen bleibt offen (oder wird in Analogie zur πN -Streuung einer einfachen Exponentialfunktion gleichgesetzt). Die Ansätze kommen im wesentlichen aus zwei Richtungen. Die einen gründen sich auf die Dynamik des ρ -Erzeugungsprozesses (Ros 66, Kra 71, Der 72), die anderen auf Interferenzen mit einem p-Wellen-Untergrund (Söd 65, ausgearbeitet in SBT 72, Anhang B). Entsprechend verschieden ergibt sich der totale ρ -Wirkungsquerschnitt. Im ersten Fall ist er das Integral über die verzeichnete Massen- und t -Verteilung, im zweiten das Integral über die unverzeichnete Breit-Wigner-Funktion und die massenunabhängige t -Verteilung. Gleichfalls verschieden sind die nach $t = 0$ extrapolierten Vorwärtswirkungsquerschnitte.

Die Qualität und Quantität der experimentellen Daten führt zu keiner Entscheidung für oder gegen den einen oder anderen Ansatz. Im folgenden wird der von Ross und Stodolsky (Ros 66) gewählt, der die Breit-Wigner-Kurve mit einem Faktor $(M_\rho/M)^4$ moduliert. Der Exponent '4' wird jedoch ersetzt durch einen t-abhängigen Parameter $n(t)$ (SBT 72). Danach läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt faktorisieren in einen massenabhängigen, einen massen- und t-abhängigen und einen t-abhängigen Teil:

$$d^2\sigma \sim \text{BW}(M) \cdot F(M, t) \cdot G(t) \cdot d\text{Lips}$$

$$= \frac{M}{q} \frac{M_\rho \Gamma}{(M_\rho^2 - M^2) + M^2 \Gamma^2} \cdot \left(\frac{M_\rho}{M}\right)^{n(t)} \cdot G(t) \cdot d\text{Lips}$$

mit $\Gamma = \Gamma_\rho \cdot \left(\frac{q}{q_\rho}\right)^3 \cdot \frac{M_\rho}{M}$ (3.2)

$$d\text{Lips} = d^2R_3 = \frac{\pi^2 \cdot q}{s - M_p^2} dt dM = \text{PS}(M) dt dM$$

(Lorentzinvarianter Phasenraum)

$$q_x = \sqrt{M_x^2/4 - M_\pi^2} \quad (\text{Impulsbetrag im Ruhesystem von } x, \\ q = q_{\pi\pi})$$

s = Schwerpunktsenergie

M_x = Masse des Teilchens x ($M = M_{\pi\pi}$).

Unbekannt sind die Masse M_ρ des ρ , die Breite Γ_ρ und die t-abhängigen Funktionen $n(t)$ und $G(t)$. Unter der Annahme, daß der 'nicht ρ '-Anteil in M und t phasenraumverteilt ist (Abb. 10, 11a), wurde in t-Intervallen eine Maximum-Likelihood-Anpassung von Gleichung (3.2) an die Ereignisse der Reaktion (3.1) durchgeführt. Die Likelihoodfunktion ist

$$\mathcal{L} = \sum_i g_i \ln \frac{\alpha \text{ BW}(M_i) \cdot (M_\rho / M_i)^n}{\int_{2M_\pi}^{M_{\max}} \text{BW}(M) (M_\rho / M)^n \text{ PS}(M) \cdot (t_2(M) - t_1(M)) dM} + \frac{1 - \alpha}{\int_{2M_\pi}^{M_{\max}} \text{PS}(M) \cdot (t_2(M) - t_1(M)) dM}$$

Die Summe geht über alle Ereignisse mit den Gewichten g_i , der effektiven Masse M_i und mit $t_1 < t_i < t_2$. $t_{1,2}(M)$ soll andeuten, daß die Grenzen des Intervalls geändert werden, falls $t_{\min}(M)$ oder $t_{\max}(M)$ in das Intervall fallen. Die Energieabhängigkeit wird berücksichtigt, indem die Normierung an jeder Stelle s_i berechnet wird.

Die Kurven in Abb. 10a zeigen das Ergebnis der Anpassung für den ρ - und den 'nicht- ρ '-Anteil, integriert über alle t -Intervalle, Abb. 12 zeigt den ρ -Anteil in den einzelnen t -Intervallen, integriert über alle Massen. Die Werte, sowie n und G ($d\sigma/dt$ korrigiert auf Phasenraumverluste und Massenabhängigkeit) sind in Tab. 7 angegeben. Das Verhalten von $n(t)$ stimmt mit dem in SBT 72 gefundenen überein. Die über alle Ereignisse gemittelten Werte

$$n = 4.3 \pm 0.3, \quad M_\rho = 762 \pm 3 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\rho = 133 \pm 5 \text{ MeV}$$

sind ebenfalls innerhalb der Fehler verträglich mit anderen Experimenten (ABB 68, SBT 72, SWT 72).

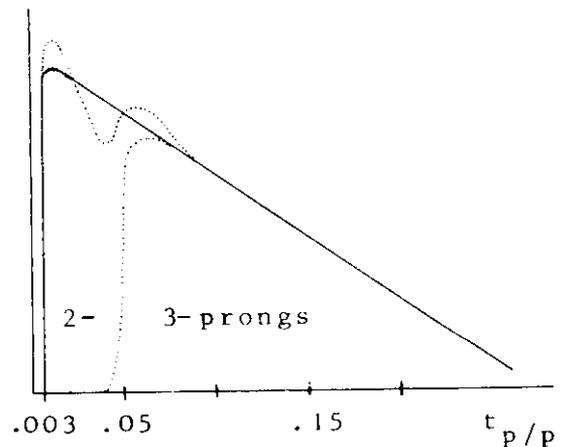
Nicht vereinbar mit anderen Experimenten - obwohl das gleiche Modell zur Bestimmung verwendet wurde - ist die t -Abhängigkeit des ρ -Wirkungsquerschnitts (Abb. 12). Dies wird deutlich bei einem Vergleich der Steigung B und des Vorwärtswirkungsquerschnitts $d\sigma/dt|_{t=0}$ aus einer Anpassung der Parametrisierung

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} e^{-B|t|} :$$

	E_Y (GeV)	$ t $ (GeV^2)	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0}$ ($\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$)	B (GeV^{-2})
ABBHHM	4.5 - 5.8	.05 - .5	130 ± 16	7.9 ± 0.7
SBT	4.7	.02 - .4	114 ± 6	7.2 ± 0.3
Dieses Exp.	4.1 - 6.2	$t_{\min} - .54$	158 ± 13	8.9 ± 0.4

Die Daten der Experimente unterscheiden sich einmal darin, daß diesem Experiment für die kinematische Analyse 4 Zwangsbedingungen im Gegensatz zu 3 zur Verfügung stehen. Dies führt zu einer Verminderung der Ereignisse mit dem Endzustand $p\pi^+\pi^-$ um 5 %, die jedoch keine t -Abhängigkeit zeigt. Zum anderen gibt es in diesem Experiment Daten bis zu t_{\min} , die unterhalb von $|t| = 0.05 \text{ GeV}^2$ nur eine Zwangsbedingung haben, da das Proton nicht gemessen werden konnte (2 prongs). Aus der Verteilung der fehlenden Masse der 2 prongs (Abb.7) ergibt sich, daß eine Verseuchung durch Ereignisse mit langsamen $p\pi^0$ - oder $n\pi^+$ -Kombinationen $< 5 \%$ ist. Weiterhin ist der Fehler des Impulsübertrags bei 2 prongs $\Delta t_{p/p}/t_{p/p} = 20 \%$ gegenüber 3 % bei 3 prongs (dieser wird nur durch den Fehler im Protonimpuls bestimmt).

Dies führt zu der skizzierten Verformung der t -Verteilung, was auch experimentell beobachtet wird (Abb.11a, 12). Eine Änderung der Steigung oder des Vorwärtswirkungsquerschnitts wird dadurch jedoch nicht hervorgerufen. Als vierter Effekt könnte eine Verseuchung bei kleinen Impulsüberträgen



durch elektromagnetisch erzeugte e^+e^- -Paare auftreten. Der integrierte Paarwirkungsquerschnitt für Erzeugungswinkel von

e^+ und e^- größer als 2^0 (Vetozählerbreite) ist aber bei 5 GeV nur 0.1 μb . Vielfachstreuung im Target könnte diesen Anteil beträchtlich erhöhen. Eine künstliche Vergrößerung der Zähler durch Schnitt in den Daten zeigte jedoch, daß die Verseuchung im ersten $|t|$ -Intervall ($|t|_{\text{min}} = 0.03 \text{ GeV}^2$) $\approx 5\%$ ist. Schließlich legt eine erschwerte Vertexrekonstruktion bei 2 prongs eine Verseuchung durch Ereignisse am Kohlenstoff des Szintillatormaterials nahe, gerade bei kleinen Impulsüberträgen. Eine Untersuchung der Vertexverteilung in Photonrichtung in Zusammenhang mit der t -Verteilung zeigt aber, daß dieser Einfluß vernachlässigbar ist (die Verseuchung durch Ereignisse aus der unteren Kaptonwand des Targets (Abb.5) wird durch einen Schnitt beseitigt, s. Kap. 2.1).

Da die Unsicherheiten der Korrekturen (Kap. 1.5) in den Fehlern berücksichtigt sind, bleibt die Diskrepanz bestehen. Eine physikalische Erklärung könnte ein starkes Ansteigen des Wirkungsquerschnitts unterhalb von $|t| = 0.03 \text{ GeV}^2$ sein. Wegen der Meßfehler würde sich dies zu größeren $|t|$ verschieben.

Die physikalische Interpretation der t -Verteilung der e^+e^- Erzeugung ist infolge der Massenabhängigkeit gleichfalls unsicher (siehe weiter oben). Die Anpassung einer einfachen Exponentialfunktion ist im Falle der hier verwendeten Parametrisierung nicht richtig. Daher wurde die Funktion $G(t)$ in (3.2) in willkürlichen Einheiten bestimmt (Tab. 7)

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim G(t) \cdot \int_M BW(M) \cdot (M_\rho/M)^{n(t)} \cdot PS(M) dM$$

$G(t)$ beschreibt das Verhalten der t -Verteilung an der Stelle $M = M_\rho$. Eine Anpassung von $e^{-B \cdot t}$ an $G(t)$ ergibt $B = 8.7 \pm 0.4 \text{ GeV}^{-2}$. Der Unterschied zu der Steigung der über alle Massen integrierten t -Verteilung ist demnach gering. Ein 'massenunabhängiger' Vorwärtswirkungsquerschnitt läßt sich hieraus nicht gewinnen. Die Extrapolation nach $t = 0$, die die mit fallender Masse zunehmende Steigung der t -Verteilung be-

rücksichtigt, ergibt $d\sigma/dt|_{t=0} = 176 \pm 16 \text{ } \mu\text{b}/\text{GeV}^2$.

Der über alle Impulsüberträge integrierte Wirkungsquerschnitt ist

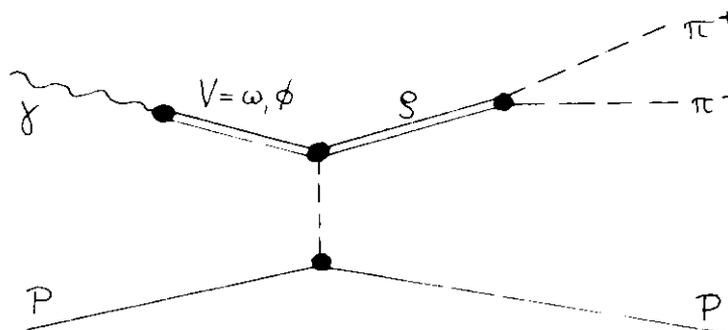
$$\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0) = 18.1 \pm 1.4 \text{ } \mu\text{b},$$

was wiederum 2 Standardabweichungen über anderen Experimenten liegt (die steilere Neigung gleicht nicht den größeren Vorwärtswirkungsquerschnitt aus).

Ein kleiner Teil der ρ -Erzeugung findet bei großen Winkeln im Schwerpunktsystem statt. Der Wirkungsquerschnitt ist für $\cos \theta_{\gamma\rho}^* < 0$ (θ^* \simeq zwischen Photon und ρ im CMS)

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho_{\text{rück}}^0) = 0.1 \pm 0.04 \text{ } \mu\text{b}.$$

Die Untersuchung der ρ -Erzeugung wird erschwert durch elektromagnetische (Isospinbrechende) Wechselwirkung zwischen den Vektormesonen (Gla 61). Die physikalischen (beobachteten) Zustände der Vektormesonen sind diejenigen, die eine definierte



Lebensdauer haben. Im Rahmen von $SU(3)$ sind sie Linearkombinationen der Eigenzustände der Massenmatrix. Eine den Isospin nicht erhaltende Wechselwirkung führt dazu, daß die Nicht-Diagonalelemente δ verschieden von 0 werden, so daß die beobachteten Zustände eine Mischung aller Eigenzustände sein können (Gou 67). Das Verzweungsverhältnis für den $(V \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ -

Zerfall ($V = \omega, \phi$) läßt sich angeben (Gol 69)

$$R = \frac{\Gamma(V \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma_V(V \rightarrow \text{alle})} = \left| \frac{M_\rho \Gamma_\rho}{M_V \Gamma_V} \frac{2 M_V \delta_{\rho V}}{M_\rho^2 - M_V^2 - i(M_\rho \Gamma_\rho - M_V \Gamma_V)} \right|^2$$

$$= \frac{M_\rho \Gamma_\rho}{M_V \Gamma_V} \frac{4 M_V^2 \delta_{\rho V}^2}{(M_\rho^2 - M_V^2)^2 + (M_\rho \Gamma_\rho - M_V \Gamma_V)^2}; \delta \text{ reell}$$

Aus den Werten $M_\rho = 769$, $M_\omega = 783$, $M_\phi = 1019$, $\Gamma_\rho = 135$,
 $\Gamma_\omega = 10$, $\Gamma_\phi = 4$, alles in MeV, folgt

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma_\omega} = 3.3 \cdot 10^{-3} \delta_{\rho\omega}^2$$

$$\frac{\Gamma(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma_\phi} = 0.5 \cdot 10^{-3} \delta_{\rho\phi}^2$$

Mit steigender Meßgenauigkeit und größeren Ereigniszahlen ist es in letzter Zeit möglich geworden diesen Effekt in der ρ^0 -Erzeugung zu untersuchen. Dabei eignet sich gerade die Photoerzeugung des ρ wegen des geringen Untergrundes (SBT 71, Alv 71). Abb. 13 zeigt die $\pi^+ \pi^-$ -Massenverteilung in 10 MeV Intervallen. An der Stelle $M = M_\omega$ fällt der Wirkungsquerschnitt steil ab. Eine Struktur an der Stelle $M = M_\phi$ kann nicht ausgeschlossen werden. (Auf der anderen Seite sagt G. Kramer aus der Diffraktions-Dissoziation einen verschwindenden ρ -Wirkungsquerschnitt bei $M \sim 1$ GeV voraus (Kra 71)).

Eine rein phänomenologische Beschreibung der Daten in Bezug auf die ρ - ω -Mischung wird durch eine kohärente Addition der Streuamplituden erreicht:

$$\frac{d\sigma}{dM} = \left| A_\rho B_\rho(M) + \alpha \cdot e^{i\phi} \cdot A_\omega B_\omega(M) \right|^2$$

mit $\alpha^2 = R$ (reell).

$$A_\rho = A(\gamma\rho) = \sqrt{\pi/137} A(\rho\rho)/\gamma_\rho \quad (\text{VDM, s. Kap.4.1})$$

$$A_\omega = A(\gamma\omega) = \sqrt{\pi/137} A(\omega\omega)/\gamma_\omega, \quad A(\rho\rho) = A(\omega\omega)$$

$$B_V = \frac{\sqrt{M_V \Gamma_V / \pi}}{M_V^2 - M^2 - i M_V \Gamma_V} \quad (\text{Breit-Wigner-Amplitude})$$

Die totale relative Phase ϕ der ($\rho \rightarrow 2\pi$, $\omega \rightarrow 2\pi$)-Amplitude läßt sich in erster Näherung als Summe der relativen Erzeugungsphase β und der relativen Zerfallsphase β' auffassen

$$\phi = \beta + \beta' \quad \text{mit} \quad \beta' = \arg(B_\rho(M_\omega)) = 103^\circ$$

(die Zerfallsphase β' ist gegeben durch die ρ -Amplitude an der Stelle des ω).

Nach Ausklammern der Streuamplitude der ρ -Erzeugung bleibt (Gol 69)

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

d.h. die Breit-Wigner-Verteilung des ρ wird mit einer Modulation versehen. Um die Funktion den Daten anpassen zu können, wurde folgende Zerlegung gewählt

$$\frac{d\sigma}{dM} = e^{-9|t|} \cdot \left(\frac{M_\rho}{M}\right)^n \cdot BW_\rho(M) \times$$

$$\times \left(1 + \frac{c}{e^2+1} \underbrace{(c(x^2 + y^2))}_{\text{direkter Zerfall}} + \underbrace{2ex}_{\text{Real-Teil}} - \underbrace{2y}_{\text{Imaginär-Teil}} \right) + \text{Phasenraum}$$

Real- Imaginär-Teil
der ω -Breit-Wigner-Amplitude

$$\text{mit} \quad z = \left| \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \delta \cdot e^{i\beta} \right| = \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \delta$$

$$x = \text{Re} \left\{ \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \delta e^{i\beta} \right\} = z \cos\beta$$

$$y = \text{Im} \left\{ \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \delta e^{i\beta} \right\} = z \sin\beta$$

$$e = (M_\omega^2 - M^2) / M_\omega \Gamma_\omega$$

$$c = 2 / \Gamma_\omega .$$

Die Maximum-Likelihood-Anpassung im Bereich $M_{\min} < M < 1.1 \text{ GeV}$ und $|t|_{\min} < |t| < 0.8 \text{ GeV}^2$ ergab für die freigelassenen Parameter*

$$M_\rho = 769 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\rho = 135 \text{ MeV}, \quad n = 4.6$$

$$M_\omega = 782.5 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\omega = 14.2 \text{ MeV}$$

$$\text{Re} \left\{ \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \delta e^{i\beta} \right\} = (9.1 \pm 4.0) \cdot 10^{-4}, \quad \text{Im} \left\{ \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} \delta e^{i\beta} \right\} = (2.4 \pm 4.0) \cdot 10^{-4} .$$

Daraus lassen sich die folgenden Größen ableiten ($\gamma_\rho : \gamma_\omega = 1:3$):

Elektromagnetische Massenaufspaltung $\delta = 2.8 \pm 1.2 \text{ MeV}$

Erzeugungsphase $\beta = 15^\circ \pm 23^\circ$

Totale Phase $\phi = 103^\circ + \beta = 118^\circ \pm 23^\circ$

Verzweigungsverhältnis $R = (2.6 \pm 2.3)\%$

Die Werte sind in guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten (SBT 71, Alv 71) und mit einer Zusammenfassung der Daten der ABBHMM-Kollaboration mit diesem Experiment zwischen 2 und 6 GeV (Rab 71). Aus SU(3)-Brechung und Vektordominanz lassen sich die theoretischen Abschätzungen $\delta \sim 2.5 \text{ MeV}$ und $\beta \sim 0$ ableiten (Gol 69). Sie werden durch das Experiment bestätigt.

Vergleicht man die Resonanzparameter des ρ mit denen, die ohne Berücksichtigung der Interferenz gewonnen wurden (Seite 27), dann liegt jetzt die Masse des ρ um 7 MeV, die Breite des ρ um 2 MeV, der Exponent n um 0.3 höher. Das entspricht jeweils etwa einer Standardabweichung. Die Bestimmung

* Wegen der langen Rechenzeit konnten nicht die Fehler aller Parameter ermittelt werden.

des ρ -Wirkungsquerschnitts wird von diesen zusätzlichen Unsicherheiten nicht beeinflusst, solange von einer Integration über das gemessene Massenspektrum ausgegangen wird. Wird jedoch der ρ -Wirkungsquerschnitt aus der nicht-massenverschobenen Breit-Wigner-Amplitude abgeleitet (z.B.

$\sigma_\rho = d\sigma/dM|_{M=M_\rho} \cdot \pi \cdot \Gamma_\rho/2$, Yen 72), gehen die Unsicherheiten in M_ρ und Γ_ρ direkt in den Wirkungsquerschnitt ein (dazu SBT 72, Fig. 22). Die ω -Masse stimmt mit der in Kap. 1.4 gefundenen überein. Die Breite ist jetzt wesentlich kleiner, da die $\pi\pi$ -Massenauflösung besser ist ($\delta_{\pi^+\pi^-} = 14$ MeV (FWHM)). Da die Interferenz mit dem Realteil der Breit-Wigner-Amplitude geht, erstreckt sie sich über mehrere ω -Breiten. Dadurch läßt sich für Γ_ω ein kleinerer Wert erhalten als die Summe aus Massenauflösung und natürlicher Breite.

Andere Experimente haben gezeigt, daß die Zerfallswinkelverteilungen des ρ mit der Erhaltung der Helizität im s-Kanal (γ und ρ haben die gleiche Spineinstellung bezogen auf ihre Flugbahn), zumindest bei kleinen Impulsüberträgen, konsistent sind. Die Elemente der Helizitätsdichtematrix sollten dann 0 sein, mit Ausnahme von $\rho_{11} = 1/2$, $2\rho_{11} + \rho_{00} = 1$ (die Transformationsrichtung vom Schwerpunktssystem aus in das Ruhesystem des ρ (= Flugrichtung) ist z-(Quantisierungs)-Achse, die Normale der Produktionsebene des ρ wird bei der Transformation erhalten und ist y-Achse). Das wird ersichtlich aus der Verknüpfung der ρ_{ik} mit den Helizitätsamplituden $T_{\lambda_\gamma \lambda_\rho}$ bei unpolarisiertem Strahl und Target (SBT 72, Anhang C)

$$\rho_{00} = C (T_{0+} T_{0+}^* + T_{0-} T_{0-}^*) \quad \text{helicity flip}$$

$$\rho_{11} = C \left(\underbrace{T_{++} T_{++}^*}_{\text{helicity non}} + \underbrace{T_{+-} T_{+-}^*}_{\text{double flip}} \right)$$

$$\rho_{1-1} = C (T_{++} T_{--}^* + T_{+-} T_{--}^*)$$

$$\text{Re } \rho_{10} = C \cdot \text{Re} (T_{++} T_{0+}^* + T_{+-} T_{0-}^*)$$

Die Zerfallswinkelverteilung des ρ in seinem Ruhesystem ist (Got 64)

$$W(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{1}{2} \sin^2\theta + \frac{1}{2} \rho_{00} (3\cos^2\theta - 1) - \rho_{1-1} \sin^2\theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos\phi \right) \quad (3.3)$$

mit $\cos\theta = \vec{\pi}^+ \cdot \vec{z}$, $\cos\phi = \vec{y} \cdot (\vec{\pi}^+ \times \vec{z})$ und \vec{z} Einheitsvektor in Flugrichtung des π^+ im Ruhesystem des ρ . Bevor die ρ_{ik} aus einer Anpassung von W an die experimentelle Zerfallswinkelverteilung bestimmt werden können, müssen der Untergrund unter dem ρ und der Einfluß der Paarvetozähler beachtet werden.

Der 'nicht- ρ '-Anteil für $M_{\pi\pi} < 1$ GeV beträgt nur 3 %. Da er aber zum größten Teil aus der Δ -Erzeugung stammt ($M_{p\pi} < 1.4$ GeV), häuft er sich bei $\cos\theta \sim -1$ für Δ^{++} und $+1$ für Δ^0 . Gerade hier aber sollten bei Helizitätserhaltung keine Ereignisse liegen. In der Likelihoodfunktion

$$\mathcal{L}(\rho_{ik}) = (1-\alpha) \cdot W(\cos\theta, \phi) + \alpha \cdot F(M_{p\pi})$$

beschreibt $F(M_{p\pi})$ die Δ^{++} und Δ^0 -Erzeugung (aus (3.4) weiter unten) mit α als Anteil im jeweiligen t -Intervall.

Die Paarzähler geben ein Vetosignal auf alle Ereignisse, bei denen ein Teilchen im Laborsystem einen Erzeugungswinkel $> 2^\circ$ hat. Dieses 'Akzeptanz-Loch' bildet sich auf die θ - ϕ -Kugel im Helizitätssystem ab. In Anhang B ist ein analytischer Ausdruck für die Abbildung als Funktion von $M_{\pi\pi}$, $E_{\pi\pi}$ und $\cos\theta(\gamma/\pi\pi)$ angegeben. Die Anpassung wird nur über den 'sichtbaren' Bereich erstreckt

$$\mathcal{L}(\rho_{ik}) = (1-\alpha) \frac{4\pi/3 \cdot W(\cos\theta, \phi)}{4\pi/3 - 4 \int_{-1}^{+1} \int_{\phi_0(\cos\theta)}^{\pi} W(\cos\theta, \phi) d\phi d\cos\theta} + \alpha F(M_{p\pi})$$

Bei der Integration über die 'Löcher' wurde die Symmetrie von $W(\cos\theta, \phi)$ in den 4 Quadranten ausgenutzt.

Die Ergebnisse sind für 7 verschiedene t -Intervalle und $M_{\pi\pi} < 1$ GeV in Tab. 7 und Abb. 14 zu sehen. Die Dichtematrixelemente sind nur um ersten t -Intervall ($|t| < 0.03$ GeV²) innerhalb einer Standardabweichung mit 0 verträglich, in den anderen Bereichen innerhalb zweier Standardabweichungen. Eine mögliche Abweichung von der Helizitätserhaltung zeigt sich in erstaunlich guter Übereinstimmung auch in den Daten von SBT 72 (gestrichelte Kreuze in Abb. 14).

Für eine Untersuchung der Zerfallswinkelverteilung in Abhängigkeit von der Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems werden die Momente der Kugelfunktionen Y_ℓ^m im Helizitätssystem bestimmt. Dabei sind die folgenden Momente mit den ρ_{ik} verknüpft:

$$\langle Y_\ell^m \rangle = N \cdot \langle Y_\ell^m \rangle = \sqrt{4\pi} \sum Y_0^o \cdot \langle Y_\ell^m \rangle$$

$$\sqrt{4\pi/5} \langle Y_2^0 \rangle = 1/2 \langle 3\cos^2\theta - 1 \rangle = 1/5 (3\rho_{00} - 1)$$

$$\sqrt{8\pi/15} \langle \text{Re } Y_2^1 \rangle = -1/2 \langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle = 2\sqrt{2}/5 \text{Re } \rho_{10}$$

$$\sqrt{2\pi/15} \langle \text{Re } Y_2^2 \rangle = 1/4 \langle \sin^2\theta \cos 2\phi \rangle = -1/5 \rho_{1-1}$$

Berechnet wurden zusätzlich

$$Y_1^0 = \sqrt{3/4\pi} \cos\theta$$

$$Y_3^0 = 1/2 \sqrt{7/4\pi} (5\cos^3\theta - 3\cos\theta)$$

$$Y_4^0 = 1/8 \sqrt{9/4\pi} (35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$

Abb. 15 zeigt die Momente der Kugelfunktionen $\langle Y_\ell^m \rangle$ und $\langle Y_\ell^m \rangle$ in Abhängigkeit von $M_{\pi\pi}$ für $|t| < 0.54$ GeV². Eine Korrektur auf die Totalverluste durch die Paarzähler ist nicht vorgenommen worden. $\sum Y_2^o$ zeigt die verschobene Breit-Wigner-Struktur des ρ , das normierte Moment $\langle Y_2^o \rangle$ die Massenunabhängigkeit der

Helizitätserhaltung. Die anderen Momente sind im Bereich der ρ -Masse (0.6 - 0.8 GeV) innerhalb der Fehler mit 0 verträglich. Die Abweichungen von 0 bei kleinen Massen können zum Teil durch Interferenz mit einem Drell-Untergrund erklärt werden (SBT 72). Oberhalb von $M = 1$ GeV führt die Δ -Erzeugung zu einer Asymmetrie in den Zerfallswinkelverteilungen.

Neunzig Prozent des 'nicht- ρ '-Anteils in Reaktion (3.1) lassen sich durch eine einfache Parametrisierung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts entsprechend Diagramm 2 und 3 beschreiben. Dabei wird der elastische πp -Streuquerschnitt mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt verknüpft

$$d^2\sigma \sim \sigma(M_{p\pi_1}) \cdot \frac{1}{|t_{\gamma\pi_2}|} \cdot dLips \quad (3.4)$$

mit $\pi_1 = \pi^\pm$ und $\pi_2 = \pi^\mp$. $\sigma(M_{p\pi}) = \sigma(\pi p \rightarrow \pi p) \Big|_{s=M_{p\pi}^2}$ wurde

der Referenz Gia 69 entnommen. Der Ausdruck (3.4) wird normiert auf die experimentellen Daten, und zwar für $\pi_1 = \pi^+$ auf alle Ereignisse mit $p_L^{CMS}(p) < 0$ und $p_L^{CMS}(\pi^+) < 0$, für $\pi_1 = \pi^-$ mit $p_L^{CMS}(p) < 0$ und $p_L^{CMS}(\pi^-) < 0$ (offene Punkte in Abb.10, 11, b,c; 90 % des 'nicht- ρ '-Anteils). Dabei wird im Phasenraum der Schnitt in den Longitudinalimpulsen im Schwerpunktsystem berücksichtigt, das Integral über t wird nur über den Akzeptanzbereich ($0_{\gamma\pi} > 2^\circ$) erstreckt (Anhang B).

Das Ergebnis sind die Kurven durch die offenen Punkte in Abb.10,11,b,c. Die Wirkungsquerschnitte für die Photoerzeugung von $\Delta^{++}(1236)$ und $\Delta^0(1236)$ in Reaktion (3.1) ergeben sich durch Ersetzen von $\sigma(\pi p \rightarrow \pi p)$ in Gleichung (3.4) durch

$$\sigma_{33}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = \frac{12\pi}{q^2} \sin^2 \delta_{33}(M_{p\pi}) \quad \text{und} \quad \sigma_{33}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) =$$

$\frac{1}{9} \sigma_{33}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)$ und Integration von t_{min} bis 1 GeV^2 und M_{min} bis 1.4 GeV :

$$\sigma(\Delta^{++} \pi^-) = 1.06 \pm 0.16 \text{ } \mu\text{b}$$

$$\sigma(\Delta^0 \pi^+) = 0.37 \pm 0.09 \text{ } \mu\text{b}$$

Die Werte sind innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit anderen Experimenten (ABB 68, SWT 72, SBT 72).

Das vom Ein-Pion-Austausch-Modell vorhergesagte Verhältnis $\sigma_{++} : \sigma_0 = 9 : 1$ wird nur mit 3 Standardabweichungen erreicht. In SBT 72 wurde gezeigt, daß die Δ -Erzeugung über eine Mischung von natürlichem und unnatürlichem Paritätsaustausch im t-Kanal geht, und daß der Anteil des natürlichen Paritätsaustauschs nicht vollständig durch ein eichinvariant formuliertes Ein-Pion-Austauschmodell erklärt werden kann.

3.2 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$

1619 Ereignisse ergaben eine Anpassung (Kap. 1.4) an die Reaktion (1C-Fit)



23 % der Ereignisse waren auch nach der Ionisationsentscheidung noch mehrdeutig mit der Reaktion



Die mehrdeutigen Ereignisse wurden der Reaktion zugeordnet, bei der die Differenz

$$|MM^2 - M_u^2| / \overline{\Delta MM^2}$$

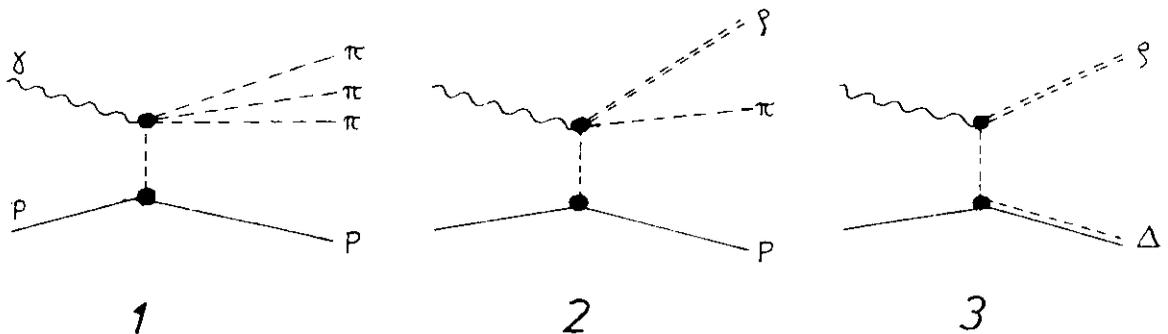
minimal war (MM = fehlende Masse, M_u = Masse des ungemessenen Teilchens π^0 oder n , $\overline{\Delta MM^2}$ = mittlerer Fehler des Quadrats von MM , alles bei der jeweiligen Reaktion). Dadurch wurden 51 % der mehrdeutigen Ereignisse der Reaktion (3.2) und 49 % der Reaktion (3.3) zugeordnet. Der Fehler dieses Verfahrens wurde, bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse zu 3 % bei Reaktion (3.2) und 5 % bei Reaktion (3.3) abgeschätzt und im Fehler der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Ereignisse, bei denen eine Spur im Targetbereich steckenblieb, ergaben

einen '2-prong Nofit', und konnten nicht ausgewertet werden. Aus der Extrapolation der Kurve in Abb. 17 nach t_{\min} ergibt sich ein Verlust von 8 ± 2 %. Die Verseuchung von Reaktion (3.1) durch Ereignisse mit mehr als einem π^0 wurde aus der $P(\chi^2)$ -Verteilung und den Verteilungen der fehlenden Masse zu 8 ± 2 % abgeschätzt. Der Verlust an Ereignissen, verursacht durch einen Schnitt in der fehlenden Masse (s.Kap. 1.5) ist 4.5 %. Nach Berechnung der topologieabhängigen Verluste (Kap. 1.5) (f: 14 ± 2 %, g: 4 ± 1 %, h: 11 ± 3 %) ergibt sich

$$\sigma(p\pi^+\pi^-\pi^0) = 16.2 \pm 1.4 \text{ } \mu\text{b.}$$

Die Verteilungen $d\sigma/dM$ und $d\sigma/dt$ sind für die Teilchenkombinationen $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$, $\pi^-\pi^0$, $p\pi^+$, $p\pi^-$ und $p\pi^0$ in Abb.16 und 17 gezeigt. Die Verteilungen sind nicht auf die Verluste bei kleinen Protonimpulsen und nicht auf die totalen Akzeptanzverluste korrigiert. Alle Ereignisse mit einer 3π -Masse kleiner als 0.88 GeV wurden dabei weggelassen (ausgenommen in der 3π -Masse selbst). Die $p\pi\pi$ -Teilchenkombinationen (nicht gezeigt) enthalten keine Hinweise auf eine Erzeugung 'höherer Isobare' ($<0.3 \text{ } \mu\text{b}$). Die t-Verteilungen (t ist der Viererimpulsübertrag vom Photon auf die Teilchenkombination) zeigen nicht mehr, wie bei Reaktion (3.1), die stark periphere Erzeugung der Teilchen. Eine Trennung der Erzeugungsprozesse nach den Longitudinalimpulsen im Schwerpunktsystem ist nicht mehr möglich.

Die Massenverteilungen zeigen die Erzeugung von η , ω , ρ^+ , ρ^- , ρ^0 , Δ^{++} , Δ^+ und Δ^0 . Entsprechend werden die folgenden drei Diagramme untersucht:



Zunächst zu Diagramm 1. Fünf Ereignisse erzeugen in der 3π -Massenverteilung (Abb. 16) bei 550 MeV ein kleines, untergrundfreies Signal. An dieser Stelle liegt das η -Meson, das zu 23 % in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zerfällt (Bar 72). Der Wirkungsquerschnitt ist, korrigiert auf die anderen, in diesem Experiment nicht beobachtbaren Zerfälle,

$$\sigma(p\eta) = 0.2 \pm 0.1 \mu\text{b}.$$

Das herausragende Signal in der 3π -Massenverteilung ist das ω -Meson bei 780 MeV (Abb. 16, auch 7b). Der Untergrund im Bereich $0.65 < M_{3\pi} < 0.88$ GeV ist kleiner als 10 % und wird vernachlässigt, ebenso wie der Anteil der ω 's außerhalb des Bereiches (<2 %, Abb. 7b). Abb. 18 zeigt die $d\sigma/dt$ -Verteilung für Ereignisse aus diesem Bereich. Die totalen Akzeptanzverluste (9 ± 2 %) und das Verzweigungsverhältnis $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) / \Gamma(\omega \rightarrow \text{alle}) = 0.9$ sind berücksichtigt. Eine Anpassung der Parametrisierung

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} e^{-B|t|}$$

ergibt

	E_γ (GeV)	$ t $ (GeV ²)	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right _{t=0}$ ($\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$)	B (GeV ⁻²)
ABBHHM	2.5 - 5.8	0.02 - 0.5	28.4 ± 5.2	7.6 ± 1.2
SBT	4.7	0.02 - 0.4	23.4 ± 4.0	8.2 ± 1.0
Dieses Exp.	4.1 - 6.2	0.05 - 0.4	17 ± 7	8.3 ± 2.2

Die Werte (ABB 68, Pod 71) stimmen innerhalb der Fehler überein, wenn man berücksichtigt, daß der Wirkungsquerschnitt mit steigender Energie leicht fällt. Daraus ergibt sich der Verlust bei kleinen Impulsüberträgen zu 30 ± 10 %. Der korrigierte Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von ω -Mesonen ist damit

$$\sigma(p\omega) = 2.3 \pm 0.4 \mu\text{b}.$$

Ein Bruchteil der ω -Mesonen wird bei großen Winkeln gegen die

Photonrichtung erzeugt (Abb.18). Der Rückwärtsquerschnitt ist ($\cos\theta^* < 0$)

$$\sigma(p\omega)_{\text{rück}} = 0.13 \pm 0.04 \text{ } \mu\text{b.}$$

Die Resonanzparameter des ω -Mesons lassen sich in diesem Experiment nicht mit genügender Genauigkeit bestimmen (Kap.1.4, Massenauflösung).

Da das ω zu $(58 \pm 10)\%$ über natürlichen und zu $(42 \pm 10)\%$ über unnatürlichen Paritätsaustausch erzeugt wird (bei 4.7 GeV, SBT 70), zeigen die Zerfallswinkelverteilungen kein einfaches Verhalten. Eine genaue Untersuchung mit linear polarisierten Photonen wurde von W. Podolsky durchgeführt (Pod 71). Es zeigt sich, daß die ω -Erzeugung über natürlichen Paritätsaustausch, wie beim ρ^0 , mit Helizitätserhaltung im s-Kanal verträglich ist, bei unnatürlichem mit Ein-Pion-Austausch.

Auf mögliche ($A^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$)-Erzeugung nach Diagramm 1 wird im nächsten Kapitel (3.3) eingegangen.

Eine qualitative Untersuchung der Massen- und Impulsübertragsverteilungen (Abb.16, 17) ergibt, daß der nicht-resonante Untergrund in Reaktion (3.2) mit einer Erzeugung nach Diagramm 1 verträglich ist. Damit ist gemeint, daß der Impulsübertrag vom einlaufenden auf das auslaufende Proton, t_{pp} , von allen anderen, möglichen Impulsüberträgen, den stärksten Abfall nach großen $|t|$ hin zeigt. Er läßt sich bis zu t_{max} mit einem t-Verhalten $\sim 1/t_{pp}$ beschreiben. Weiterhin ergibt sich qualitativ, daß etwa 30 % der ρ -Mesonen mit einer $\Delta(1236)$ -Resonanz gekoppelt sein können. Die Erzeugung der restlichen zwei Drittel läßt sich nach Diagramm 2 beschreiben, gleichfalls mit einer t-Abhängigkeit $\sim 1/t_{pp}$. Das ist verträglich mit Ein-Pion-Austausch in der Bornschen Näherung (Kra 66). (Der Pionpropagator ist $\sim 1/t^2$, eine Pionmasse zum Quadrat vernachlässigt. Da aber bei πpp -Kopplung π und p einen Bahndrehimpuls $\neq 0$ haben, tritt ein zusätzlicher Faktor $|t|$ auf. Das ist nicht der Fall bei $\pi p \Delta$ -Kopplung.) Mit einem diffraktiven

(e^{Bt} und B zwischen 4 und 8 GeV^{-2}) t_{pp}^- oder $t_{\gamma\rho}^-$ -Verhalten ließe sich nur ein kleiner Teil der ρ -Erzeugung beschreiben. Zur Untersuchung der assoziierten $\Delta(1236)$ - ρ -Erzeugung nach Diagramm 3 wurden in Abb.19 für $|t|_{\gamma/2\pi} < 0.6 \text{ GeV}^2$ die $p\pi_1$ -Massen gegen die $\pi_2\pi_3$ -Massen aufgetragen. Die Verteilungen zeigen im Überlappungsbereich von Δ^{++} und ρ^- , sowie von Δ^+ und ρ^0 eine Anhäufung von Ereignissen. Die $t_{\gamma/\rho}$ -Verteilung für die Ereignisse im Überlappungsbereich ist verträglich mit einer Abhängigkeit $\sim 1/t_{\gamma\rho}^2$, d.h. mit Ein-Pion-Austausch.

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse wurde nun eine Maximum-Likelihood-Anpassung an alle Ereignisse der Reaktion (3.2) durchgeführt. Die Likelihoodfunktion ist

$$\mathcal{L} = \sum_i g_i \ln \left(\sum_j \frac{a_j F_j}{\int F_j dLips} \right) \quad (3.5)$$

wobei die Σ_i über alle Ereignisse, die Σ_j über alle Prozesse läuft. Es bedeuten

- g_i Korrekturgewichte der Ereignisse
- a_j Prozessanteile mit der Bedingung $\sum_j a_j = 1$
- $dLips$ differentieller lorentzinvarianter Phasenraum
- $F = 1/t_{pp}$ nicht-resonanter Untergrund
- $F = 1/t_{pp} \cdot BW_{\rho}(M_{\pi\pi})$ ρ - Einzelerzeugung
- $F = BW_{\Delta}(M_{p\pi})$ Δ - Einzelerzeugung
- $F = 1/t_{\gamma\rho}^2 \cdot BW_{\rho}(M_{\pi\pi}) \cdot BW_{\Delta}(M_{p\pi})$ Δ - ρ -Erzeugung

$$BW_x(M) = \frac{M}{q(M)} \frac{M_o \Gamma(M)}{(M_o^2 - M^2) - M_o^2 \Gamma^2(M)} \quad \text{Breit-Wigner-Form}$$

$$\Gamma(M) = \Gamma_o \cdot \left(\frac{q(M)}{q(M_o)} \right)^3 \cdot \frac{\rho(M)}{\rho(M_o)} \quad \text{energieabhängige Breite}$$

$$\rho(M) \quad \begin{matrix} x=\rho \\ = 1/M ; \\ \end{matrix} \quad \begin{matrix} x=\Delta \\ = 1 / (2.2 m_{\pi}^2 + q^2(M)) \end{matrix}$$

$q(M)$ = Impulsbetrag eines Teilchens im Ruhesystem von M

Als Resonanzparameter wurden gewählt

$$\rho : M_0 = 765 \text{ MeV}, \quad \Gamma_0 = 140 \text{ MeV};$$

$$\Delta : M_0 = 1236 \text{ MeV}, \quad \Gamma_0 = 140 \text{ MeV}.$$

Die Likelihoodfunktion (3.5) wurde maximiert durch Variation der Prozessanteile a_j .

Aus Abb.19 geht hervor, daß das ρ^0 im Gegensatz zu ρ^- eine ähnliche Massenverschiebung zeigt wie in Reaktion (3.1). Die Einführung der Parametrisierung

$$BW_{\rho^0} (M_{\pi^+\pi^-}) \cdot (M_\rho / M_{\pi^+\pi^-})^4$$

verbesserte die Anpassung erheblich. Dabei blieb der $\Lambda^+\rho^0$ -Anteil innerhalb der Fehler unverändert, der ρ^0 -Anteil stieg jedoch von $3.6 \pm 1.1 \%$ auf $5.8 \pm 1.6 \%$. Im folgenden wurde der Wert mit Parametrisierung verwendet.

Die in der Anpassung verwendeten Prozesse wurden mit künstlichen Ereignissen simuliert. Die daraus gewonnenen Verteilungen wurden entsprechend den Anteilen in Abb.16, 17 und 19 eingezeichnet. Die gestrichelten Kurven trennen die Resonanz-erzeugung von den übrigen Prozessen. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist befriedigend. Die Abweichungen in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse und den $t_{\gamma\rho}$ -Verteilungen sind vermutlich darauf zurückzuführen, daß die Zerfallswinkelverteilungen der Resonanzen isotrop angenommen wurden. Die korrigierten Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse sind in Tab 5 angegeben. Die Fehler sind abgeleitet aus den Unsicherheiten der Anpassung und der Korrekturen.

Im Vergleich mit anderen Experimenten (SWT 72, Pod 71) ergeben sich Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten für Endzustände, die eine Baryonresonanz mit einem neutralen, d.h. ungemessenen Teilchen enthalten. Das kann daran liegen, daß die Massenauf-
lösung 50 MeV bei $p\pi^0$ - und 20 MeV bei $n\pi^+$ -, dagegen 12 MeV bei $p\pi^+$ -Kombinationen ist (volle Breite auf halber Höhe, im Bereich 1100-1400 MeV). Möglicherweise haben Experimente ohne Energie-

markierung des Photons noch schlechtere Massenauflösungen, die insbesondere die Δ^+ -Signale 'verschmieren' könnten.

Das $M_{p\pi^0}/M_{\pi^+\pi^-}$ -Diagramm in Abb.19 läßt eine Erzeugung von Isospin $I = 1/2$ Isobaren zwischen 1500 und 1700 MeV nicht ausschließen. Auszählen der Ereignisse in diesem Bereich und $0.64 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.88$ GeV, zusammen mit einer Korrektur für Untergrund und t-Schnitt-Verlust, ergibt

$$\sigma(N^*(1500-1700)\rho^0) = 0.3 \pm 0.1 \mu\text{b}$$

Dieser Anteil ist im Wirkungsquerschnitt $\sigma(p\pi^0\rho^0)$ enthalten.

Das gleiche Diagramm zeigt eine Häufung von Ereignissen bei $M_{\pi^+\pi^-} = 1.25$ GeV, der Masse des f-Mesons. Die Korrelation mit kleinen $p\pi^0$ -Massen kann kinematisch bedingt sein. Die Zahl der Ereignisse im Bereich $1.16 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.32$ GeV entspricht nach einer Korrektur (wie oben)

$$\sigma(pf\pi^0) = 0.25 \pm 0.1 \mu\text{b}.$$

In Kap. 4.2 werden die verschiedenen Wirkungsquerschnittsverhältnisse mit den von den Isospingewichten her zu erwartenden verglichen.

Die Zerfallswinkelverteilungen der ρ 's wurden untersucht, waren aber alle mit Isotropie verträglich (bei ~70 % Untergrund).

3.3 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$

837 Ereignisse ergaben eine Anpassung an die Reaktion (1C-Fit)

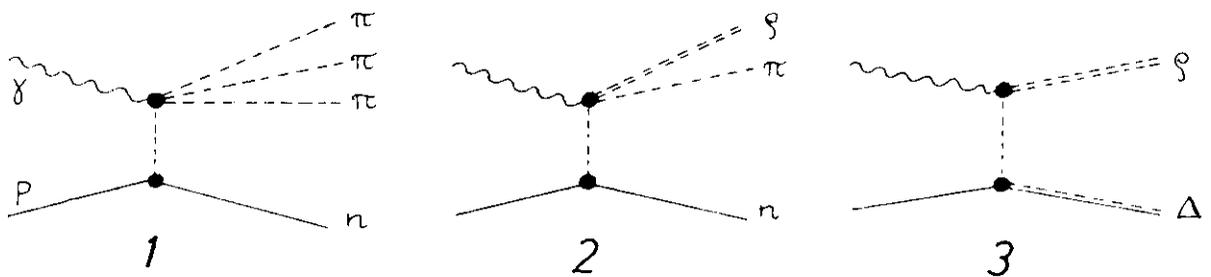
$$\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^- \quad (3.3)$$

Die Abtrennung von Reaktion (3.2), die Korrektur auf Verluste sowie die Trennung in Einzelwirkungsquerschnitte folgt dem im vorigen Kapitel beschriebenen Verfahren.

Der Verlust an langsamen Pionen, die im Targetbereich steckenbleiben, ist vernachlässigbar (<3 %), der Untergrund durch Ereignisse mit einem zusätzlichen π^0 ist 9 ± 2 %. Aufgrund des Schnitts in der fehlenden Masse gehen 4.5 % der Ereignisse verloren. Mit den topologieabhängigen Verlusten (Kap. 1.5) (f: 14 ± 2 %, g: 5 ± 1 %, h: 24 ± 4 %) ergibt sich

$$\sigma(n\pi^+\pi^+\pi^-) = 7.8 \pm 1.2 \text{ } \mu\text{b.}$$

Abb.20 und 21 zeigen $d\sigma/dM$ und $d\sigma/dt$ für die Teilchenkombinationen $\pi^+\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^+$, $\pi^+\pi^-$, $n\pi^+$ und $n\pi^-$. Die Verteilungen $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{n\pi^+}$ und $t_{\gamma/\pi^+\pi^-}$ enthalten wegen der Ununterscheidbarkeit der beiden π^+ pro Ereignis zwei Kombinationen. Eine Korrektur der totalen Akzeptanzverluste wurde nicht vorgenommen. Die Verteilungen zeigen ρ^0 -, Δ^+ - und Δ^- -Erzeugung und sind im Verlauf denen der Reaktion (3.2) sehr ähnlich. In gleicher Weise werden daher die Diagramme untersucht.



Verschiedene Experimente haben die Erzeugung des $A_2(1310)$ nach Diagramm 1 beobachtet. Für $t_{\gamma/3\pi} < 0.6 \text{ GeV}^2$ ist in Abb.22 die 3π -Masse aufgetragen. Da das A_2 zu 77 % in ρ und π zerfällt wurde in einem zweiten Schritt die zusätzliche Bedingung eingeführt, daß mindestens eine $\pi^+\pi^-$ -Kombination im Bereich des ρ liegt ($0.64 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.80 \text{ GeV}$). Man sieht eine Anhäufung der Ereignisse bei $M_{3\pi} \sim 1.3 \text{ GeV}$. Um eine

Vorstellung über den Untergrund zu bekommen, wurden die gleichen Schnitte bei Reaktion (3.2) durchgeführt und zum Vergleich daneben aufgetragen. Da in (3.2) alle Ladungszustände des ρ vorkommen, das A_2 aber wegen C-Paritätserhaltung nicht in $\rho^0\pi^0$ zerfallen kann, wurden $\rho^0\pi^0$ und $\rho^\pm\pi^\mp$ getrennt herausprojiziert. Durch das $\rho^0\pi^0$ -Massenspektrum wurde eine handgezeichnete glatte Kurve gelegt und in die anderen beiden $\rho\pi$ -Verteilungen übertragen. Eine A_2^0 -Erzeugung kann man daraufhin ausschließen ($<0.1 \mu\text{b}$). Bemerkenswert ist aber, daß die $\rho^\pm\pi^\mp$ -Verteilung eine ähnliche Überhöhung des Wirkungsquerschnitts bei kleinen Massen zeigt, wie in vergleichbaren Verteilungen in Experimenten mit hadronischen Strahlen. Dort wird der Effekt durch eine breite Erhebung der $J^P = 1^+$ $\rho\pi$ -Partialwelle erklärt (Asc 72). Das A_2^+ bleibt bestehen, doch hängt die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts sehr stark von der Form des Untergrunds ab. Das wird in den Fehlern berücksichtigt. Der Wert selbst wurde durch Hinzufügen eines weiteren Prozesses $\alpha_A F_A / \int F_A dLips$ in der Likelihoodfunktion (3.5) gewonnen, mit $F_A = 1/t_{pn} \cdot BW_\rho(\pi^+\pi^-) \cdot BW_A(\pi^+\pi^+\pi^-)$ und BW_A eine d-Wellen Breit-Wigner-Kurve mit $M_0 = 1310 \text{ MeV}$, $\Gamma_0 = 100 \text{ MeV}$. Das ergibt, korrigiert auf das Verzweigungsverhältnis

$$\sigma(nA_2^+) = 0.3^{+0.3}_{-0.2} \mu\text{b}.$$

Dieser Wert ist kleiner, als der bisher bekannte (SWT 72 : $0.6 \pm 0.3 \mu\text{b}$; Pod 71 : $1.0^{+0.6}_{-0.4} \mu\text{b}$).

Das gleiche Verfahren wurde für die $f\pi$ -Massen durchgeführt ($1.16 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.32 \text{ GeV}$). Es zeigt sich eine Anhäufung von Ereignissen bei 1.6 GeV , 0.3 GeV oberhalb der $f\pi$ -Schwelle, die mit dem $A_3(1640)$ in Verbindung gebracht werden kann (Abb22). Das f hat Isospin 0, daher bringt die Einschränkung in der $\pi^+\pi^0$ - und $\pi^-\pi^0$ -Masse einen 'f-freien' Untergrund, der nicht das typische Schwellenverhalten zeigt. Dieser Untergrund ist in die $f\pi^0$ - und $f\pi^+$ -Masse eingezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Ereignisse oberhalb des Untergrundes ist

$$\sigma(nA_3^+) = 0.2 \pm 0.1 \text{ } \mu\text{b.}$$

Ein Wirkungsquerschnitt für den Endzustand pA_3^0 läßt sich wegen der geringen Statistik nicht angeben ($\leq 0.1 \text{ } \mu\text{b}$).

Die weitere Untersuchung der Diagramme 1-3 folgt dem im vorigen Kapitel beschriebenen Verfahren. Durch Maximierung der Likelihoodfunktion (3.5) werden die Anteile für die Endzustände $n\rho^0\pi^+$, $\Lambda^-\pi^+\pi^+$, $\Lambda^+(\rightarrow n\pi^+)\rho^0$, nA_2^+ bestimmt. Die sich daraus ergebenden Wirkungsquerschnitte sind in Tab.5. angegeben, die zugehörigen Kurven in Abb.20 und 21 eingezeichnet. Die Korrelation zwischen der $n\pi_1^+$ - und der $\pi_2^+\pi^-$ -Masse ist für $t_{\gamma/\pi_2^+\pi^-} < 0.6 \text{ GeV}^2$ in Abb.19 aufgetragen. Neben der Λ - ρ -Erzeugung zeigt sich eine Anhäufung von ρ -Mesonen im Bereich $1500 < M_{n\pi^+} < 1700 \text{ MeV}$, ähnlich dem Diagramm $M_{p\pi^0}/M_{\pi^+\pi^-}$. Ein Wirkungsquerschnitt läßt sich hier nicht abschätzen.

Die Anpassung ergibt den Anteil für den Endzustand $\Delta^-(1236)\pi^+\pi^+$

$$\sigma(\Delta^-\pi^+\pi^+) = 0.5 \pm 0.2 \text{ } \mu\text{b.}$$

Dies ist auch in anderen Experimenten beobachtet worden (ABB 69, SWT 72, Pod 71). Da Λ^- einzeln an einem Vertex nicht über ($I = 0$ oder 1)-Austausch erzeugt werden kann, wird angenommen, daß es aus dem Zerfall 'höherer' Isobare stammt: $N^0 \rightarrow \pi^+\Delta^- \rightarrow \pi^+n\pi^-$. Abb. 23 zeugt für $|t|_{\gamma/\pi_1^+} < 0.6 \text{ GeV}^2$ die $n\pi_2^+\pi^-$ -Massenverteilung. Schraffiert eingezeichnet sind die Ereignisse, deren $n\pi^-$ -Masse im Bereich des Δ^- liegen ($1.12 < M_{n\pi^-} < 1.36 \text{ GeV}$). Der Wirkungsquerschnitt für Δ^- -Erzeugung ist damit verträglich, daß alle Δ^- aus dem $n\pi^+\pi^-$ -Massenbereich $< 2.0 \text{ GeV}$ kommen. Eine Auflösung dieses Bereiches in einzelne Isobare ist nicht möglich.

Damit ist die Bestimmung der Reaktionswirkungsquerschnitte abgeschlossen. Tab.5 enthält zusätzlich den Wirkungsquerschnitt für die Nofitkanäle (Ereignisse mit mehr als einem

neutralen Teilchen im Endzustand). Auch die Nofits zeigen Resonanzerzeugung (z.B. B(1235) in Rab 71), auf die jedoch hier nicht mehr eingegangen wird.

4.1 Vektordominanzmodell, Quarkmodell und Compton-Streuung

Das Vektordominanzmodell (VDM) verknüpft die elektromagnetische Erzeugung von Hadronen mit ihrer Erzeugung durch starke Wechselwirkung (Joo 67, Wol 71). Es wird angenommen, daß das Photon virtuellan Vektormesonen (Hadronen mit Spin-Parität $J^P = 1^-$) koppelt, die im starken Feld des Targetteilchens wechselwirken. In einem solchen Modell läßt sich die Streuamplitude A für einen gegebenen Endzustand Y schreiben als die Summe über alle Amplituden mit $(J^P = 1^-)$ -Zuständen V im Anfangszustand, soweit sie den gegebenen Endzustand erzeugen können

$$A(\gamma + X \rightarrow Y) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{\gamma_V} A(V + X \rightarrow Y) \quad (4.1)$$

γ_V ist die Kopplungskonstante des Photons an den Vektorzustand, α die Feinstrukturkonstante. V soll im gleichen Helizitätszustand sein wie das Photon.

Aus (4.1) folgt unmittelbar

$$A(\gamma p \rightarrow V' p) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{\gamma_V} A(V p \rightarrow V' p) \quad (4.2)$$

Ebenso folgt

$$A(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{\gamma_V} A(V p \rightarrow \gamma p)$$

und mit Zeitumkehr

$$A(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{\gamma_V} \sum_{V'} \frac{\sqrt{\alpha\pi}}{\gamma_{V'}} A(V' p \rightarrow V p) \quad (4.3)$$

Mit der Annahme

- a) Beiträge der Art $A(V + X \rightarrow V' + X)$ seien vernachlässigbar

folgt aus (4.3)

$$A(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \frac{\alpha}{4} \sum_V \frac{4\pi}{\gamma_V} A(V p \rightarrow V p) \quad (4.4)$$

Unter den folgenden drei Voraussetzungen

- b) A sei rein imaginär (diffraktiv)
- c) A sei unabhängig von den Helizitätszuständen des Photons
- d) Korrekturen bezogen auf die Virtualität von V im Anfangszustand seien vernachlässigbar

lassen sich die Streuamplituden über das optische Theorem

$$\text{Im } A(X + Y \rightarrow X + Y) = \frac{q_X}{4\pi} \cdot \sigma_{\text{tot}}(XY) \quad (4.5)$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (X + Y \rightarrow X + Y) = \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2(XY) \quad (4.6)$$

mit den totalen Wirkungsquerschnitten verknüpfen. Man erhält aus (4.2) zusammen mit a)

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \nu p) = \frac{\alpha}{4} \frac{4\pi}{2} \frac{d\sigma}{dt}(\nu p \rightarrow \nu p) \quad (4.7)$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \nu p) = \frac{\alpha}{64\pi} \cdot \frac{4\pi}{2} \sigma_{\text{tot}}^2(\nu p) \quad (4.8)$$

und aus (4.2) und (4.4) die vier Gleichungen

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(\gamma p) &= \frac{\alpha}{4} \sum_V \frac{4\pi}{2} \sigma_{\text{tot}}(\nu p) \\ \parallel & \parallel \\ \left(16\pi \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \gamma p) \right)^{\frac{1}{2}} &= \sum_V \left(4\pi\alpha \frac{4\pi}{2} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \nu p) \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Schließlich läßt sich mit Hilfe eines additiven Quarkmodells der experimentell nicht meßbare totale νp -Wirkungsquerschnitt für bestimmte V (ρ, ω, ϕ) aus den bekannten berechnen (Joo 67)

$$\sigma_{\text{tot}}(\rho p) = \sigma_{\text{tot}}(\omega p) = \frac{1}{2} (\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) + \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)) \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\phi p) = \sigma_{\text{tot}}(K^+ p) + \sigma_{\text{tot}}(K^- p) - \sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p)$$

Eine Verallgemeinerung auf die dynamischen Eigenschaften der Reaktionen wird erreicht durch Einsetzen von (4.6) in (4.10) unter der Annahme b

$$\frac{d\sigma}{dt}(\rho p \rightarrow \rho p) = \frac{1}{4} \left(\left(\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) \right)^{\frac{1}{2}} \right)^2 \quad (4.11)$$

In diesem Experiment kann Gleichung (4.7) getestet werden ($V = \rho$). In Abb.24 ist die linke und rechte Seite der Gleichung aufgetragen. Die linke Seite wurde Tab.7 entnommen, die rechte Seite mit Hilfe von Gleichung (4.11) bestimmt. Die differentiellen, elastischen πp -Wirkungsquerschnitte zwischen 4 und 6 GeV π -Laborimpuls wurden Cof 67, Ade 64, Fol 63 entnommen. Die Kopplungskonstante $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.64 \pm 0.1$ ist in Speicherringexperimenten in der Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ gemessen worden (LeF 72, Ben 72). Die Balken an den optischen Punkten der πp -Streuung zeigen den Fehler von $\gamma_\rho^2/4\pi$. Innerhalb der Genauigkeit der Experimente läßt sich daraus schließen, daß Gleichung (4.7) für $|t| > 0.1 \text{ GeV}^2$ besser als 20 % erfüllt ist.

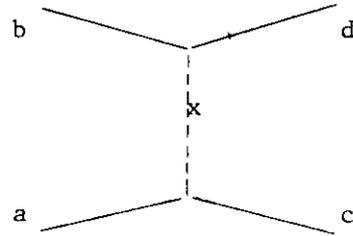
Anders ist es bei Gleichung (4.9). Unter der Annahme von ρ -Dominanz wurden die differentiellen Comptonwirkungsquerschnitte von zwei Experimenten (Kot 72, And 72) mit der gleichen Kopplungskonstanten in Abb.24 aufgetragen. Die Diskrepanz ist so groß, daß auch eine Hinzunahme der anderen bekannten ($J^P = 1^-$)-Zustände ω und ϕ in Gleichung (4.9) nicht zur Erklärung ausreicht (Wol 71). Für $|t| > 0.4 \text{ GeV}^2$ weichen die beiden Comptonstreuxperimente ab.

Gleichung (4.9) könnte erfüllt werden, wenn das Photon an weitere ($J^P = 1^-$)-Zustände koppelt. In den in dieser Arbeit untersuchten drei Reaktionen konnten keine Hinweise auf die Existenz solcher Zustände gefunden werden.

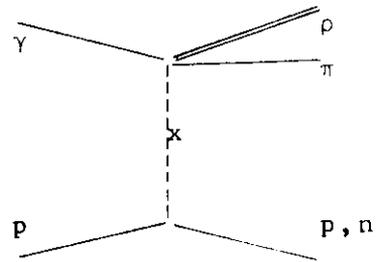
4.2 Isospinrelationen

Im Rahmen der Bornschen Näherung läßt sich der Wirkungsquerschnitt für Prozesse nach dem nebenstehenden Austauschdiagramm faktorisieren

$$d\sigma \sim V_{axc} \cdot \frac{1}{(t-m_x^2)^2} \cdot V_{bxd} \quad (4.12)$$



Dabei ist t der Impulsübertrag zum Quadrat zwischen a und c und m_x die Masse des virtuellen Teilchens x . Die Vertexfunktionen V sind proportional den entsprechenden Kopplungskonstanten, z.B. $g_{axc}^2/4\pi$, oder den Wirkungsquerschnitten, z.B. $\sigma(a + x \rightarrow c)$. Die Schwierigkeit in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach (4.12) liegt darin, daß x virtuell ist (nicht auf der Massenschale, 'off-mass-shell'). Bildet man aber nach (4.12) Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten mit gleichem t -Verhalten, so sollten sich 'off-mass-shell'-Effekte herausdividieren. Die ρ -Einzel-erzeugung in Reaktion (3.2) und (3.3) war vom t -Verhalten her gesehen mit dem skizzierten Diagramm verträglich. Aus den Isospin-gewichten ergibt sich ($I_x = 1$)



$$V_{ppx} : V_{pnx} = g_{ppx}^2 : g_{pnx}^2 = 1 : 2$$

Es lassen sich dann die Wirkungsquerschnittsverhältnisse bilden

$$\frac{\sigma(p\rho^0\pi^0)}{\sigma(n\rho^0\pi^+)} = \frac{1}{2} \frac{\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^0\pi^0)}{\sigma(\gamma x^+ \rightarrow \rho^0\pi^+)} \stackrel{\text{exp.}}{=} \frac{0.9 \pm 0.3}{2.1 \pm 0.3}$$

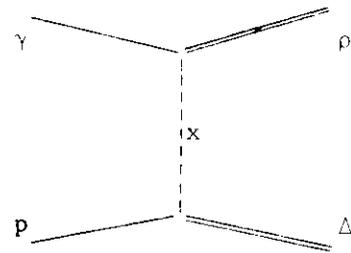
$$\frac{\sigma(p\rho^+\pi^-)}{\sigma(p\rho^-\pi^+)} = \frac{\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^+\pi^-)}{\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^-\pi^+)} \stackrel{\text{exp.}}{=} \frac{2.1 \pm 0.3}{1.5 \pm 0.3}$$

$$\frac{\sigma(p\rho^0\pi^0)}{\sigma(p\rho^+\pi^-)} = \frac{\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^0\pi^0)}{\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^+\pi^-)} \stackrel{\text{exp.}}{=} \frac{0.9 \pm 0.3}{2.1 \pm 0.3}$$

Daraus folgt, daß innerhalb der experimentellen Fehler $\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-) = \sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^- \pi^+)$ und $\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0) = \sigma(\gamma x^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+)$, daß aber $\sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-) \neq \sigma(\gamma x^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0)$ ist.

Die $\Delta\rho$ -Erzeugung in Reaktion (3.2) und (3.3) war verträglich mit dem nebenstehenden Diagramm.

Aus der Annahme lokaler Kopplung und den Isospingewichten folgt, daß die $\gamma x \rho$ -Kopplungen für die verschiedenen Ladungszustände gleich sind (Pod 71), $I_x = 1$,



$$g_{\gamma x^0 \rho^0} = g_{\gamma x^+ \rho^+} = g_{\gamma x^- \rho^-} .$$

Mit Hilfe der **Isospingewichte** ($I_\Delta = 3/2$, $I_{N^*} = 1/2$)

$$\begin{aligned} \sigma(a + b \rightarrow \Delta^+ (\rightarrow p \pi^0) + c) &= 2 \sigma(a + b \rightarrow \Delta^+ (\rightarrow n \pi^+) + c) \\ 2 \sigma(a + b \rightarrow N^{*+} (\rightarrow p \pi^0) + c) &= \sigma(a + b \rightarrow N^{*+} (\rightarrow n \pi^+) + c) \end{aligned}$$

lassen sich für ($I = 1$)-Austausch folgende Verhältnisse bilden

$\Delta^{++} (\rightarrow p \pi^+) \rho^-$	9		1.0 \pm 0.2
:	:		:
$\Delta^+ (\rightarrow p \pi^0) \rho^0$	4		1.0 \pm 0.2
:	:		:
$\sigma(\gamma p \rightarrow \Delta^+ (\rightarrow n \pi^+) \rho^0) =$	2	<u>exp</u>	1.0 \pm 0.2 μ b
:	:		:
$\Delta^0 (\rightarrow n \pi^0) \rho^+$	2		-
:	:		:
$\Delta^0 (\rightarrow p \pi^-) \rho^+$	1		0.2 \pm 0.1

Die Relationen sind nicht sehr gut erfüllt. Der Vollständigkeit halber werden auch die Verhältnisse für die ($I = 1/2$)-Isobare angegeben

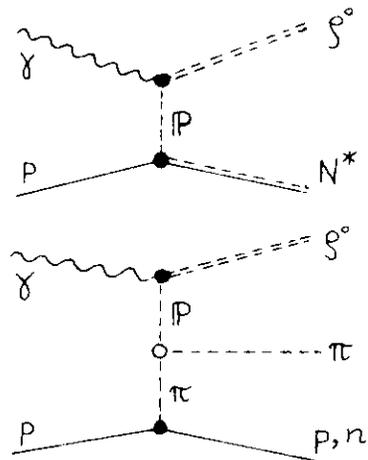
$N^{*0} (\rightarrow p \pi^-) \rho^+$	4	0 ± 0.2
:	:	:
$N^{*0} (\rightarrow n \pi^0) \rho^+$	2	-
$\sigma(\gamma p \rightarrow \dots)$	$=$	$\frac{\text{exp}}{\dots}$
$N^{*+} (\rightarrow n \pi^+) \rho^0$	2	?
:	:	:
$N^{*+} (\rightarrow p \pi^0) \rho^0$	1	0.3 ± 0.1

Die experimentellen Werte sind recht unsicher, doch scheint auch hier der ρ^0 -Anteil zu groß zu sein. Eine mögliche Erklärung kann das folgende Kapitel geben.

4.3 Inelastische, diffraktive ρ^0 -Erzeugung

G. Wolf hat gezeigt, daß eine inelastische, aber diffraktive Photoerzeugung von ρ^0 -Mesonen auf zwei Wegen vor sich gehen kann (Wol 70):

- a) ($I = 1/2, J^P = 1/2^+, 3/2^-, 5/2^+$)-
Isobarerzeugung über Pomeron-
austausch (geschätzter Wirkungs-
querschnitt bei 5 GeV: $\sim 0.4 \mu\text{b}$)
- b) Zweifach-peripherer Pomeron-
austausch ($\sim 1 \mu\text{b}$).



Der Wirkungsquerschnitt teilt sich jeweils wie 2:1 auf die Reaktionen mit n und p im Endzustand auf. In beiden Fällen entspricht der $\gamma P \rho^0$ -Vertex dem in der Reaktion (3.1)

$(\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-)$. Daher wird erwartet, daß das ρ^0 die charakteristischen Eigenschaften der Reaktion (3.1) zeigt, insbesondere die t -abhängige Massenverschiebung und die Helizitätserhaltung im s -Kanal (Kap. 3.1).

Die Massenverschiebung wird experimentell beobachtet (Abb.19) und mußte schon bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden (Kap. 3.2). Bei Helizitätserhaltung im s-Kanal sollte der Polarwinkel Θ_H mit $\sin^2 \Theta_H$ gehen. Ereignisse aus Reaktion (3.2) und (3.3) im Massenbereich $0.64 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.84$ GeV und im t-Bereich $|t|_{\gamma/\rho^0} < 0.6$ GeV² zeigen jedoch im ρ^0 -Helizitätssystem isotrope Zerfallswinkelverteilungen. Allerdings ist der Untergrund recht groß: die Zahl der Ereignisse nach dem Schnitt entspricht $\sim 3 \mu\text{b}$, doppelt soviel wie die Vorhersage von Wolf.

In den t-Verteilungen lassen sich mit der hier gegebenen Zahl von Ereignissen keine Unterschiede zwischen den diffraktiven und der mit einer Δ -Resonanz assoziierten ρ^0 -Erzeugung feststellen. G. Wolf hat in seinem Bericht explizit die $N\pi$ -Massenverteilung für die inelastische, diffraktive ρ -Erzeugung angegeben. Für einen Vergleich ist in Abb.25 die $(p\pi^0, n\pi^+)$ -Massenverteilung für Ereignisse in den obengenannten Bereichen ($\sim 3 \mu\text{b}$) aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven bedeuten

- | | | |
|----------|--|-------------------------|
| -x-x-x- | a) Isobarerzeugung (0.4 μb) | } Vorhersage
v. Wolf |
| -.-.-.-. | b) zweifach periphere ρ -
Erzeugung (1.2 μb) | |
| | $\Delta\rho$ -Erzeugung (0.7 μb) | |
| ----- | Untergrund von anderen Prozessen (0.8 μb) | |

Der Untergrund ist nach dem in Kap. 3.2 beschriebenen Verfahren erzeugt worden. Der $\Delta\rho$ -Anteil wurde so gewählt, daß die im vorigen Kapitel aufgestellten Wirkungsquerschnittsrelationen erfüllt sind:

$$\Delta^{++}\rho^- (1.0 \mu\text{b}) : \Delta^+(\rightarrow p\pi^0)\rho^0 : \Delta^+(\rightarrow n\pi^+)\rho^0 = 9 : 4 : 2$$

Die Daten sind verträglich mit diesen Annahmen. Gleichzeitig erklärt sich die im vorigen Kapitel bemerkte Diskrepanz in den Wirkungsquerschnittsrelationen. Die bei kleinen $N\pi$ -Massen am häufigsten auftretende zweifach-periphere ρ^0 -Erzeugung wird zu einem großen Teil im Endzustand $\Delta^+\rho^0$ mitgezählt worden sein.

Der gesamte ρ^0 -Wirkungsquerschnitt in Reaktion (3.2) und (3.3) ist $5.0 \pm 0.5 \mu\text{b}$. Eine quantitative Trennung in die einzelnen Erzeugungsprozesse ist erst möglich, wenn die Winkelverteilungen aller an Reaktion (3.2) und (3.3) beteiligten Prozesse bekannt sind. Erst dann läßt sich der Untergrund in den verschiedenen Verteilungen mit hinreichender Genauigkeit bestimmen.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Photoerzeugung von zwei und drei Pionen an Wasserstoff untersucht. Die Ereignisse entstammen einem Experiment, das 1969 am Deutschen Elektronen-Synchrotron, Hamburg, durchgeführt wurde. Ein zwischen 4.1 und 6.2 GeV energiemarkierter Photonenstrahl wurde auf ein Flüssig-Wasserstofftarget gelenkt. Das Target war umgeben von einer Streamerkammer, in der mit einem 500 kV-10 nsec-Hochspannungspuls Spuren von geladenen Teilchen sichtbar gemacht und fotografiert wurden. Die Kammer wiederum befand sich in einem 21 kG-Magnetfeld, wodurch eine Ladungs- und Impulsmessung der Teilchen ermöglicht wurde. Ein Aufbau von Szintillations- und Schauerzählern ermöglichte eine weitgehende Diskriminierung zwischen Ereignissen mit Leptonen und mit Hadronen im Endzustand. 121900 Ereignisse wurden auf handgesteuerten Meßtischen vermessen und geometrisch im Raum rekonstruiert.

6869 Ereignisse haben drei geladene Spuren im Endzustand und sind mit einem Ursprung im Wasserstoff verträglich. Die Meßgenauigkeit in der Filmebene beträgt 6.6 μm , das entspricht 250 μm im Raum. Sie ist bestimmt durch den Einstellfehler an den Meßmaschinen. Systematische Fehler in der Größenordnung 2-3 μm werden zurückgeführt auf eine Versetzung der Spuren im elektrischen Feld der Kammer und auf die mit dem Blickwinkel zunehmende seitliche Projektion der Streamer. Die resultierende Auflösung in der effektiven Masse von zwei geladenen Pionen ist ± 7 MeV, in der von zwei geladenen und einem neutralen Pion ± 17 MeV, jeweils an der Stelle $M = 770$ MeV.

Die auf Akzeptanzverluste korrigierten totalen Wirkungsquerschnitte für die drei untersuchten Reaktionen

$$\begin{aligned} (1) \quad \gamma p &\rightarrow p \pi^+ \pi^+ & \sigma &= 20.9 \pm 1.7 \mu\text{b} \\ (2) \quad \gamma p &\rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0 & \sigma &= 16.2 \pm 1.4 \mu\text{b} \\ (3) \quad \gamma p &\rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- & \sigma &= 7.8 \pm 1.2 \mu\text{b} \end{aligned}$$

sind innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit den in anderen Experimenten gefundenen Werten. Die Reaktion (1) wird dominiert durch die Bildung des ρ^0 -Mesons mit anschließendem Zerfall in π^+ und π^- . Die Zerfallswinkelverteilungen, untersucht im Helizitätssystem des ρ^0 , sind verträglich mit einer Erhaltung der Helizität im s-Kanal, dagegen unverträglich mit Helizitätserhaltung im t-Kanal. Der im Impulsübertrag vom Photon auf das ρ^0 differentielle Wirkungsquerschnitt für ρ -Erzeugung läßt sich im Rahmen des Vektordominanz- und Quarkmodells gut beschreiben. In der Massenverteilung des $\pi^+\pi^-$ -Systems wird mit 2.5 Standardabweichungen eine Interferenz des ρ^0 mit dem G-Parität verletzen den Zerfall des ω -Mesons in π^+ und π^- beobachtet.

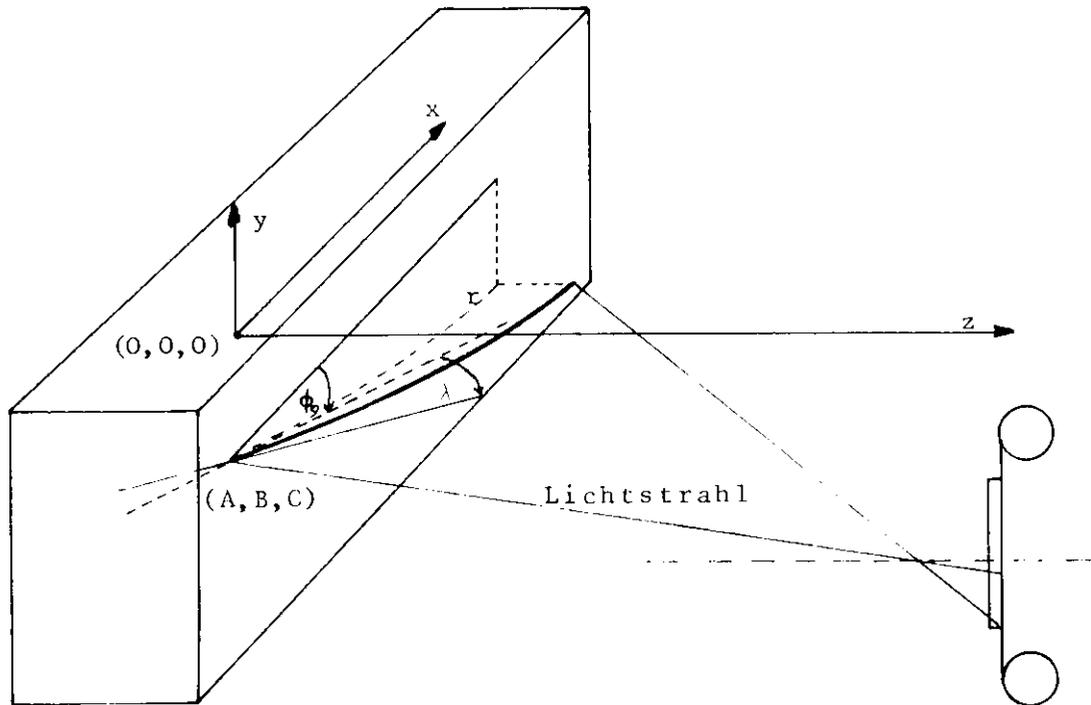
Die Hälfte aller Ereignisse in den Reaktionen (2) und (3) enthält ein ρ -Meson, zum Teil assoziiert mit der $\Lambda(1236)$ -Resonanz. Eine Untersuchung der Häufigkeitsverteilungen der verschiedenen Impulsüberträge ergibt, daß sowohl für die ρ -Einzelerzeugung als auch für den nicht-resonanten Untergrund der negative Impulsübertrag vom einlaufenden Proton auf das auslaufende Nukleon, $-t_p/N$, am stärksten zu kleinen Werten hin verschoben ist ($\sim 1/t_{pN}$). Die experimentellen Daten zeigen, daß das inelastisch erzeugte ρ^0 -Meson, im Gegensatz zu ρ^- und ρ^+ , eine Massenverschiebung zeigt, vergleichbar mit der des elastisch erzeugten ρ^0 . Dies wird bei der Bestimmung der Resonanzwirkungsquerschnitte nach der Maximum-Likelihood-Methode berücksichtigt. Unter der Voraussetzung von Isospin I=1 Austausch lassen sich die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Ladungszustände mit Isospinrelationen vergleichen. Die Verhältnisse sind nur dann innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit den Relationen, wenn für die ρ^0 -Erzeugung zusätzlich I=0 Austausch angenommen wird. G. Wolf hat für eine solche diffraktive, aber inelastische ρ^0 -Erzeugung Rechnungen durchgeführt. Die experimentellen Daten dieses Experiments sind in qualitativer Übereinstimmung damit.

Anhang A

Schätzung für die Fehler der Spurparameter aus dem Rekonstruktionsprozeß von THRESH

Das Geometrierekonstruktionsprogramm THRESH (massenunabhängiger Teil) paßt an die Lichtstrahlen der einzelnen Meßpunkte iterativ eine Helix (Schraubenlinie im Raum) an (CER 69). Die Helix wird durch die fünf Parameter

$\alpha_1 = \lambda$, $\alpha_2 = \phi_0$, $\alpha_3 = C$, $\alpha_4 = A$ (oder B), $\alpha_5 = 1/p$
in den Dimensionen cm, rad, GeV beschrieben.



Die Anpassung erfolgt durch Minimalisierung der senkrechten, projizierten Abstände $d_{i,j}$ der Lichtstrahlen von der Helix:

$$\sum_{i,j} d_{ij}^2 = \sum_{i,j} (d_{ij}^{(0)} + \sum_k \frac{\partial d_{ij}^{(0)}}{\partial \alpha_k} \Delta \alpha_k)^2 = \text{Min}$$

$i = 1, 2, 3$ (Anzahl der Kameras)

$j = 1, \dots, n_i$ (Anzahl der Meßpunkte in Kamera i)

$k = 1, \dots, 5$ (Anzahl der freien Parameter)

Dabei wird das Gleichungssystem

$$\vec{\Delta \alpha} = G^{-1} \cdot F^T \cdot \vec{d} \quad (A.1)$$

gelöst mit $G = F^T F$ und

$$F = \begin{pmatrix} \frac{\partial d_1}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial d_1}{\partial \alpha_2} & \dots & \dots & \frac{\partial d_1}{\partial \alpha_5} \\ \frac{\partial d_2}{\partial \alpha_1} & & & & \\ \vdots & & & & \\ \frac{\partial d_N}{\partial \alpha_1} & \dots & \dots & \dots & \frac{\partial d_N}{\partial \alpha_5} \end{pmatrix}, \quad N = n_1 + n_2 + n_3$$

Die Fehler der Parameter sind nun gegeben durch

$$\sigma^2(\alpha_k) = \sigma^2(d) \cdot g_{kk}^{(-1)}, \quad (g_{kk}^{(-1)}) = G^{-1}. \quad (A.2)$$

Das Element einer inversen Matrix läßt sich darstellen

$$g_{kk}^{(-1)} = \frac{|G^{(k)}|}{|G|}, \quad (A.3)$$

wobei $|G^{(k)}|$ der Kofaktor des k -ten Diagonalelements von G ist. Aus $G = F^T F$ folgt

$$G = g_{1m} = \begin{vmatrix} \sum_i \left(\frac{\partial d_i}{\partial \lambda}\right)^2 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \sum_i \frac{\partial d_i}{\partial \lambda} \frac{\partial d_i}{\partial \phi_0} & \sum_i \left(\frac{\partial d_i}{\partial \phi_0}\right)^2 & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \sum_i \left(\frac{\partial d_i}{\partial C}\right)^2 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \sum_i \left(\frac{\partial d_i}{\partial B}\right)^2 & \cdot \\ \sum_i \frac{\partial d_i}{\partial \lambda} \frac{\partial d_i}{\partial l/p} & \cdot & \cdot & \cdot & \sum_i \left(\frac{\partial d_i}{\partial l/p}\right)^2 \end{vmatrix} \quad (A.4)$$

mit $g_{1m} = g_{m1}$, $l = 1 \dots 5$, $m = 1 \dots 5$, \sum_i über alle Meßpunkte N.
 Die partiellen Ableitungen $\partial d_i / \partial \alpha_k$ sind bei W.G. Moorhead angegeben (Moo 67).

Um eine Abschätzung der Fehler für eine gegebenen Länge L der Spur und eine gegebene Anzahl N von Meßpunkten zu erhalten, werden in den $\partial d_i / \partial \alpha_k$ folgende Vereinfachungen vorgenommen:

a) $\sin \phi_0 \sim 0$, $\cos \phi_0 \sim 1$ (in der Notation von Moorhead: $\sin \beta \sim -1$, $\cos \beta \sim 0$)

b) Terme mit $L/r \sim 0$

c) $s_i \sim (i-1) \cdot L / (N-1)$, Abstand des i-ten Meßpunktes vom ersten. Bedeutet äquidistante Verteilung der Punkte auf der Spur.

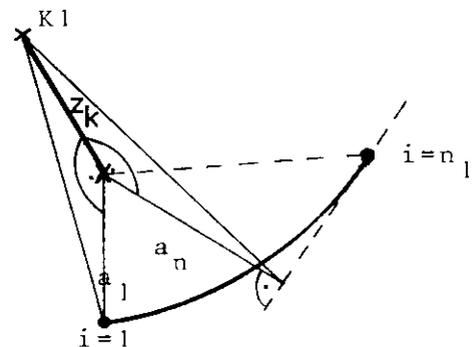
d) $\sum_{i=1}^N F_i \cdot f(s_i) \sim 0$ mit F_i gleich Steigung des i-ten Licht-

strahls senkrecht zur Spurrichtung ($F_i = a_i / Z_K$).

e) $\sum_{i=1}^N F_i^2 \cdot f(s_i) \sim \frac{1}{Q^2} \sum_{i=1}^{2N/3} f(s_i)$,

da im Mittel in einer von drei Kameras $F_i = 0$ ist.

Q ist der mittlere Stereofaktor ($Z_K / |\bar{a}|$).



f) Die Korrelationen zwischen p und λ werden vernachlässigt. Das ist zulässig bei Spuren mit $\lambda \sim 0$. Mit diesen Abschätzungen ergeben sich aus (A.4) die g_{lm}

$$|G| \sim \begin{vmatrix} \frac{1}{\cos^4 \lambda} \frac{1}{Q^2 + \operatorname{tg}^2 \lambda} S^2(2N/3) & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & S^2(N) & \cdot & \cdot & \cdot \\ \frac{1}{\cos^2 \lambda} \frac{1}{Q^2 + \operatorname{tg}^2 \lambda} S^2(2N/3) & 0 & \frac{1}{Q^2 + \operatorname{tg}^2 \lambda} 2N/3 & \cdot & \cdot \\ 0 & S(N) & 0 & \cdot & \cdot \\ 0 & \frac{\cdot 3H}{2 \cos \lambda} S^3(N) & 0 & \frac{\cdot 3H}{2 \cos \lambda} S^2(N), \left(\frac{\cdot 3H}{2 \cos \lambda}\right)^2 S^4(N) & \cdot \end{vmatrix}$$

$\cdot 3H$ soll bedeuten $0,0002998 \cdot H(\text{KG})$, und

$$S(n) = \sum_{i=1}^n s_i = L \cdot \frac{n}{2}$$

$$S^2(n) = \sum s_i^2 = L^2 \cdot \frac{n(2n-1)}{6(n-1)}$$

$$S^3(n) = \sum s_i^3 = L^3 \cdot \frac{n^2}{4(n-1)}$$

$$S^4(n) = \sum s_i^4 = L^4 \cdot \frac{n(2n-1)(3n^2-3n-1)}{30(n-1)^3}$$

Durch Berechnung der Determinanten $|G|$ und $|G^{(k)}|$ in (A.3) lassen sich mit (A.2) die Fehler $\sigma^2(\alpha_k)$ hinschreiben:

$$(\Delta \lambda)^2 = \sigma^2(d) \cdot \cos^4 \lambda (Q^2 + \operatorname{tg}^2 \lambda) \cdot \frac{18 (2n-3)}{L^2 n (2n+3)} \quad (\text{A.6.1})$$

$$(\Delta \phi_0)^2 = \sigma^2(d) \cdot \frac{12 (n-1)}{L^2 n (n+1)} \left(1 + \frac{15 (n-1)^2}{n^2 - 4}\right) \quad (\text{A.6.2})$$

$$(\Delta C)^2 = \sigma^2(d) \cdot (Q^2 + \operatorname{tg}^2 \lambda) \cdot \frac{3 (4n-3)}{n(2n+3)} \quad (\text{A.6.3})$$

$$(\Delta B)^2 = \sigma^2(d) \cdot \frac{3}{n} \left(1 + \frac{2n(n-3)}{(n+1)(n+2)} \right) \quad (\text{A.6.4})$$

$$(\Delta l/p)^2 = \sigma^2(d) \cdot \left(\frac{\cos \lambda}{.3H} \right)^2 \frac{720(n-1)^3}{L^4 n(n+1)(n^2-4)} \quad (\text{A.6.5})$$

$\sigma^2(d)$ ist die Varianz der Verteilung der senkrechten Abstände der Meßpunkte von der angepaßten Spur im Raum. Zur Überprüfung der Abschätzungen wurden mit dem Programm GEOFAKE auf künstlichen Spuren Meßpunkte mit der Varianz σ_o^2 erzeugt und mit THRESH zu Spuren rekonstruiert (σ_T^2). Die Größen

$$\sigma_T^2(n-5)/\sigma_o^2 \quad (\text{A.7.1})$$

$$(\Delta l/p)_T^2(n-5)/(\Delta l/p)_o^2 \quad (\text{A.7.2})$$

$$(\Delta \phi)_T^2(n-5)/(\Delta \phi)_o^2 \quad (\text{A.7.3})$$

$$(\Delta \lambda)_T^2(n-5)/(\Delta \lambda)_o^2 \quad (\text{A.7.4})$$

waren χ^2 -verteilt mit $n-5$ Freiheitsgraden. Dabei sind $(\Delta \alpha_k)_T^2$ die 'internen' THRESH-Fehler (A.2), $(\Delta \alpha_k)_o^2$ die 'externen' Fehler (A.6) mit σ_o^2 , n und der von THRESH berechneten Spurlänge L zwischen dem ersten und letzten Meßpunkt. Die Größen (A.7.2-4), insbesondere aber (A.7.4) waren nicht mehr χ^2 -verteilt, wenn in GEOFAKE die Meßpunkte in den drei Ansichten nicht über die gleiche Länge L verteilt wurden.

Im Hinblick auf Spurmessungen in der Streamerkammer bedeutet das, daß der Teil von Spuren, der wegen der Vignettierung der Objektivse und der Abschattung der Mittelelektrode nur in Kamera 2 in voller Länge sichtbar und damit meßbar ist, nicht mehr zur Rekonstruktion der Spur, besonders der Neigung, beiträgt.

Die Abschätzungen (A.6.2) und (A.6.5) stimmen mit den von R.G. Glasser und R.L. Gluckstern angegebenen überein (Gla 64), obwohl die Autoren vom geometrischen Rekonstruktionsprozess nach der Methode der fast korrespondierenden Punkte ausgingen (Methode z.B. von WELAGA, Wol 63). Hier werden aus den Meßpunkten zunächst Punkte im Raum rekonstruiert, an deren x,y-Koordinaten ein Kreis und an deren z-Koordinaten eine Gerade angepaßt wird. Der Vorteil der iterativen Rekonstruktionsmethode von THRESH liegt nur darin, daß sämtliche Meßpunkte beitragen, während nach der alten Methode nur die Information von 2/3 der Punkte verwendet wird (Gla 64, Dre 71). Die Abschätzung (A.6.1) aber, siehe auch (A.5), ist identisch mit der von Glasser, wenn bei ihm $2/3 n$ anstelle von n gesetzt wird. Bei der Rekonstruktion der Neigung λ bietet THRESH also keinen Vorteil gegenüber der alten Methode.

Anhang B: Berücksichtigung der totalen Akzeptanzverluste durch die Paarvetozähler

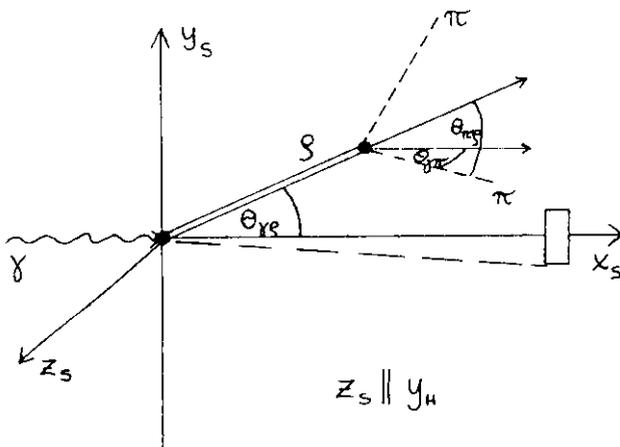
Teilchen (x), deren Impuls größer als 1 GeV und deren Erzeugungswinkel $\Theta_{\gamma x}$ kleiner als 2° ist, treffen immer die Paarvetozähler. Die Größe des Verlustes läßt sich abschätzen durch eine Extrapolation in $\cos \Theta_{\gamma x}$ nach 1 (Kap. 1.5). In Verteilungen, die nicht von $\Theta_{\gamma x}$ abhängen, können die Ereignisse mit einem entsprechenden Gewicht versehen werden. Untersuchungen in Variablen, die stark von den Erzeugungswinkeln abhängen, müssen die Akzeptanzbegrenzung berücksichtigen.

a) Helizitätswinkelverteilung in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

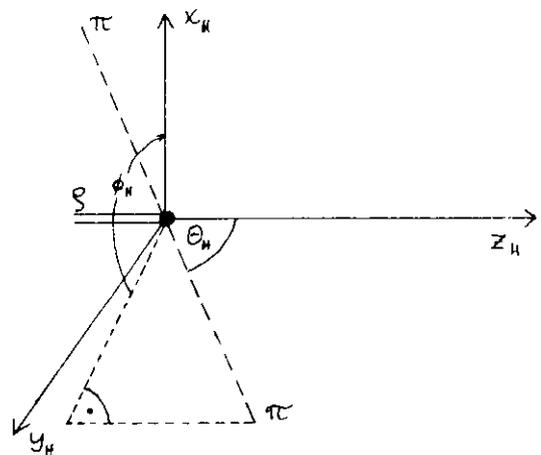
Im Ruhesystem der $\pi^+ \pi^-$ -Teilchenkombination finden sich die Zähler 'lorentztransformiert' wieder. Die Helizitätswinkel im $\pi^+ \pi^-$ -Ruhesystem sind

$$\cos \Theta_H = \frac{\pi_H \cdot \rho_S}{|\pi_H| |\rho_S|}, \quad \cos \phi_H = \frac{(\gamma_H \times \rho_S) \cdot (\pi_H \times \rho_S)}{|\gamma_H \times \rho_S| |\pi_H \times \rho_S|}$$

mit γ_H, π_H, ρ_S = Dreierimpulse der Teilchen ($\rho = \pi^+ \pi^-$) im Helizitäts-, Schwerpunktsystem.



Produktionsebene



Helizitätssystem

Da ϕ_H invariant gegenüber der Lorentztransformation in das $\pi\pi$ -Ruhesystem ist, gilt

$$\cos \phi_H = \frac{(\gamma_s \times \rho_s) \cdot (\pi_s \times \rho_s)}{|\gamma_s \times \rho_s| |\pi_s \times \rho_s|}$$

ϕ_H ist damit der Winkel zwischen der $\gamma\rho$ -Produktionsebene und der $\pi\rho$ -Zerfallsebene im Schwerpunktsystem (Koplanaritätswinkel). Es gilt

$$\cos \Theta_{\gamma\pi} = \cos \Theta_{\pi\rho} \cos \Theta_{\gamma\rho} - \sin \Theta_{\pi\rho} \sin \Theta_{\gamma\rho} \cos \phi_H \quad (\text{B.1})$$

Der Winkel zwischen π und ρ $\Theta_{\pi\rho}$ ist über die Transformation mit Θ_H verknüpft

$$\text{tg } \Theta_{\pi\rho} = \frac{\bar{\eta}_H \sin \Theta_H}{\bar{\gamma}_{\pi H} \cos \Theta_H + \bar{\eta} M/2} \quad (\text{B.2})$$

mit $\bar{\gamma} = \frac{E}{M}$, $\bar{\eta} = \frac{P}{M} = \frac{v}{s}$ und $E, P, M =$ Energie, Impuls, Masse des $\pi\pi$ -Vektors im Schwerpunktsystem. Aus (B.1) und (B.2) ergibt sich

$$\cos \phi_H = \frac{\cos \Theta_{\gamma\rho} - \cos \Theta_{\gamma\pi} \sqrt{1 + \text{tg}^2 \Theta_{\pi\rho}}}{\text{tg} \Theta_{\pi\rho} \sin \Theta_{\gamma\rho}} \quad (\text{B.3})$$

Nun muß noch $\Theta_{\gamma\rho}$ mit dem Vertwinkel $\Theta_{\gamma\pi}^L$ im Laborsystem über eine weitere Lorentztransformation verknüpft werden:

$$\cos \Theta_{\gamma\rho} = \frac{\text{tg} \Theta_{\pi\rho}}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \Theta_{\pi\rho}}} \frac{[(1 + \text{tg}^2 \Theta_{\gamma\pi}^L) E_{\pi}^2 - (1 + \gamma^{*2} \text{tg}^2 \Theta_{\gamma\pi}^L) m_{\pi}^2]^{\frac{1}{2}} - (1 + \gamma^{*2} \text{tg}^2 \Theta_{\gamma\pi}^L) \bar{\eta}_H \sin \Theta_H}{- \gamma^{*2} \text{tg}^2 \Theta_{\gamma\pi}^L E_{\pi}} \quad (\text{B.4})$$

mit $E_{\pi} = \bar{\eta} \pi_H \cos \Theta_H + \bar{\gamma} M/2$; $\eta^* = E_{\gamma}^L / \sqrt{s}$; $\gamma^{*2} = 1 + \eta^{*2}$

und $E_{\gamma}^L =$ Energie des Photons in Laborsystem

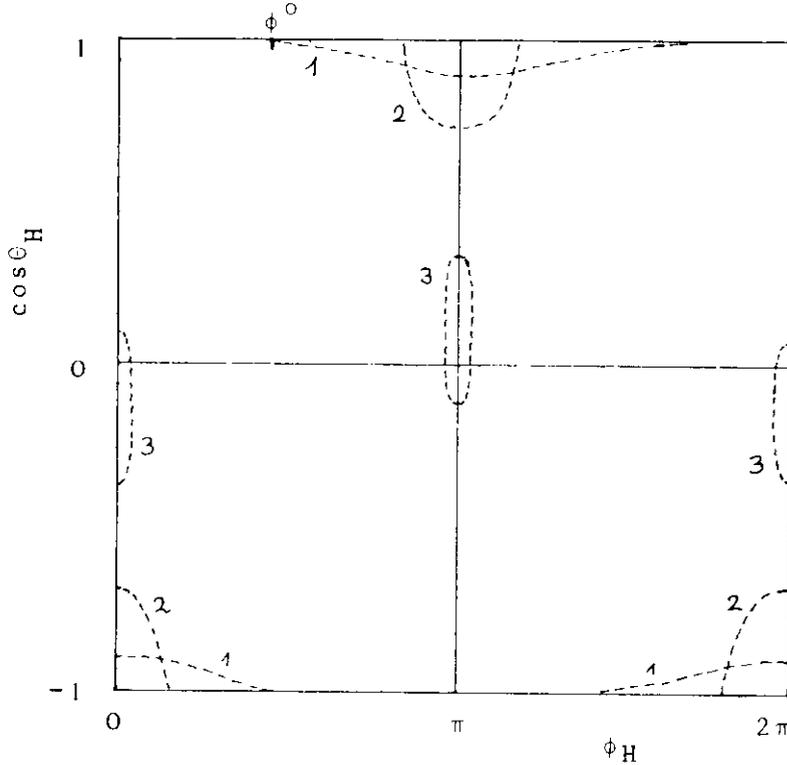
$\sqrt{s} =$ Schwerpunktsenergie.

Setzt man jetzt $\Theta_{\gamma\pi}^L = 2^\circ = 0.035$ rad, dann ergibt sich aus

(B.2), (B.3) und (B.4) die 'Zählerkante' Θ_0 im Helizitätssystem als Funktion von $\cos \Theta_H$ und den Parametern der $\pi\pi$ -Teilchenkombination:

$$\begin{aligned}
 -1 < \cos\theta_H < 1 : \phi_0 &= \arccos(\cos\phi_H) \\
 \cos\phi_H \leq -1 : \phi_0 &= \pi \quad (\text{kein Veto}) \\
 \cos\phi_H \geq 1 : \phi_0 &= 0 \quad (\text{vollständiges Veto})
 \end{aligned}$$

Die Skizze veranschaulicht, wie die 2^0 -Löcher im $\cos\theta_H - \phi_H$ -Raum aussehen, und zwar von 1 nach 3 mit steigendem $\cos\theta_{\gamma\rho}$ (oder Impulsübertrag von γ auf π). Dabei ist berücksichtigt, daß die Löcher sich 'spiegeln', da π^+ und π^- genau entgegengesetzte Richtungen haben.



Bei der Bestimmung der Dichtematrixverteilung $W(\cos\theta_H, \phi_H)$ werden dann die Akzeptanzverluste ausgespart, indem die Normierung nur über den akzeptierten Bereich erstreckt wird:

$$\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta_H d\phi_H} = \frac{W(\cos\theta_H, \phi_H)}{\int_{-1}^1 \int_{\phi_0(\cos\theta_H)}^{\phi_0(\cos\theta_H)} W(\cos\theta_H, \phi_H) d\phi_H d\cos\theta_H} \quad (\text{B.5})$$

Das Verhältnis des Normintegrals in (B.5) zum vollständigen Integral ($3/4\pi$) gibt einen Gewichtungsfaktor für jedes Ereignis, der aber modellabhängig ist. Mit den in Kap. 3.1 gefundenen Werten für $W(\cos\theta, \phi)$ (Helizitätserhaltung im s-Kanal) ergibt sich für die π^- -Erzeugung eine mit der Extrapolationsmethode übereinstimmende Korrektur des Wirkungsquerschnitts.

b) Viererimpulsübertrag $t_{\gamma x}$

Der Impulsübertrag vom Photon auf ein Teilchen $x = \pi^+, \pi^-$,
gerechnet im Laborsystem, ist

$$-t_{\gamma x} = -M_x^2 + 2 E_\gamma (E_x - P_x \cos\theta_{\gamma x})$$

Setzt man den Grenzwert $\cos\theta_{\gamma x} = \cos(2^\circ)$ ein, so ergibt sich
der Grenzwert t_0 des Impulsübertrags ($|t_0| > |t|_{\min}$). Bei
einer Bestimmung der t -Verteilung kann der Verlust wieder in
den Normierungsintegralen berücksichtigt werden

$$\frac{d\sigma}{dt_{\gamma x}} = \frac{W(t_{\gamma x})}{t_{\max} \int_{t_0}^{t_{\max}} W(t_{\gamma x}) dt_{\gamma x}}$$

Danksagung

Herrn Professor E. Lohrmann und Herrn Professor M.W. Teucher gilt mein Dank für den interessanten Aufgabenbereich, den sie mir in der von ihnen großzügig geführten Forschungsgruppe stellten.

In besonderer Weise danke ich Herrn H. Meyer für hilfreiche Ermunterungen während der Arbeit. Ihm und Herrn V. Eckardt bin ich durch viele aufschlußreiche Diskussionen verpflichtet. Meinen Mitarbeitern G. Hentschel, J. Knobloch, E. Maier-Reimer, D. Notz und E. Rabe danke ich für die stets offene Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt den vielen Arbeitsgruppen am Deutschen Elektronen-Synchrotron, die bei der Durchführung des Experiments geholfen haben. Herrn Hildebrandt und Frau Hentschel danke ich für die sorgfältige Organisation der Ereignisauswertung, den Operateuren der IBM 360/75 für ihr jederzeit freundliches Entgegenkommen.

Nicht zuletzt bin ich Herrn P. Söding und Herrn G. Wolf für das kritische Lesen des Manuskripts dankbar. Frä. E. Hell danke ich für das schnelle und sorgfältige Schreiben der Arbeit.

Literaturverzeichnis

- PR Physical Review
PRL Physical Review Letters
NP Nuclear Physics
NC Nuovo Cimento
PL Physics Letters
ZP Zeitschrift für Physik
-
- ABB 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-
 Kollaboration (ABBHHM), PR 175, 1669 (1968)
- ABB 69 ABBHHM-Kollaboration, PR 188, 2060 (1969)
- Ade 64 M. Aderholz et al., PL 10, 248 (1964)
- Ali 63 A.I. Alikhanian et al., International Symposium on
 Nuclear Electronics, Versailles, 1968 und Referenzen
 darin
- All 69 O.C. Allkofer, Spark Chambers, Thieming, München, 1969
- Alv 71 H. Alvensleben et al., PRL 27, 888 (1971)
- And 70 R.L. Anderson et al., PRL 25, 1218 (1970)
- Arm 71 T.A. Armstrong et al., PL 34B, 535 (1971)
- Asc 72 G. Ascoli, Univ. of Illinois und R. Klanner,
 CERN-München, Vorträge auf der 3. Internationalen
 Konferenz über Massenspektroskopie, Philadelphia, 1972
- Bar 72 Particle Data Group, PL 39B (1972)
- Ben 72 D. Benaksas et al., PL 39B, 293 (1972)
- Cal 70 D.O. Caldwell et al., PRL 25, 609, 902 (E)(1970)
- CEA 66 Cambridge Bubble Chamber Group, PR 146, 994 (1966)
- CER 67 CERN Computer Program Library, Track Chamber, Vol.1,
 Genf 1969
- CER 69 CER 67, Vol.2
- Cof 67 C.T. Coffin et al., PR 159, 1169 (1967)

- Coy 71 D.G. Coyne et al., NP 32B, 333 (1971)
- Dav 70 M. Davier et al., PR D1, 790 (1970)
- Der 72 I. Derado et al., NP 38B, 541 (1972)
- Dre 71 G. Drews, Dissertation, Hamburg, 1971
- Eck 72 V. Eckardt, Dissertation, Hamburg, 1972
- Fol 63 K.J. Foley et al., PRL 11, 425 (1963)
- GEO 70 GEODEC-Beschreibung, Interner Bericht DESY R2-70/1
- Gia 69 G. Giacomelli et al., CERN.HERA 69-1 (1969)
- Gla 61 S.L. Glashow, PRL 7, 469 (1961)
- Gla 64 R.G. Glasser, NRL Report 6150 (1964)
R.L. Gluckstern, Nucl. Instr. & Meth. 24, 381 (1963)
- Gol 69 A.S. Goldhaber et al., PL 30B, 249 (1969)
G. Goldhaber, in Experimental Meson Spectroscopy,
Columbia University Press, New York, 1970, S.59ff
G. Goldhaber, LBL-534, Preprint (1971)
- Got 64 K. Gottfried and D. Jackson, NC 33, 309 (1964)
- Gou 67 M. Gourdin, Unitary Symmetries,
North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1967, S.96 ff
- Hen 72 G. Hentschel, Diplomarbeit, Hamburg 1972
- HHN 71 H.H. Nagel, BMBW-FB K71-11, Leopoldshafen 1971
- Joo 67 H. Joos, Proceedings of the Heidelberg International
Conference on Elementary Particles, North-Holland
Publishing Co., Amsterdam 1968
- Joo 69 Die Rechnungen zur Abhängigkeit der Multiplieraus-
beute vom Ionisationsverlust der Teilchen im Target-
zylinder wurden von P. Joos durchgeführt
- Kno 71 J. Knobloch, Diplomarbeit, Hamburg 1971
- Kot 72 R. Kotthaus, Dissertation, Hamburg 1972
- Kra 66 G. Kramer und K. Schilling, ZP 191, 51 (1966)

- Kra 71 G. Kramer, ZP 250, 413 (1972)
- Kro 70 Die Formeln für die Weglängen der Teilchen in den Targetmedien, sowie für die Neigungsabhängigkeit der Ionisation, wurden von G. Kronseder, MPI München, aufgestellt.
- Lad 69 A. Ladage und V. Eckardt, Versailles 1968, s.Ali 63; und Proceedings of the International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Dubna (1970)
- LeF 72 J. Le Francois, Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University, Ithaca, N.Y., 1971
- Mai 70 E. Maier-Reimer, Diplomarbeit, Hamburg 1970
- Mey 69 H. Meyer, Dissertation, Hamburg 1968
H. Baisch, Diplomarbeit, Hamburg 1968
- Mey 70 H. Meyer et al., PL 33B, 189 (1970)
- Moo 67 W.G. Moorhead, CERN DD/DP/67/6, 1967
- Nag 71 H. Nagel, Dissertation, Hamburg 1971
- Nar 70 B. Naroska, Dissertation, Hamburg 1970
- Not 69 D. Notz, Diplomarbeit, Hamburg 1969
- Not 71 Die notwendigen Arbeiten, um das CERN 'minimum-guidance'-Programm auf Streamerkammerbilder anzuwenden, wurden von D. Notz durchgeführt
- Pod 71 W.J. Podolsky, Dissertation, UCRL-20128 (1971)
- Rab 71 E. Rabe, Diplomarbeit, Hamburg 1971
- Ros 66 M. Ross und L. Stodolsky, PR 149, 1172 (1966)
- Roy 66 R.J. Royston, CERN/TC/PROG 66-9
- SBT 69 SLAC-Berkeley-Tufts-Collaboration, SBT, PRL 23, 498 (1969)
- SBT 70 SBT-Collaboration, PRL 24, 1364 (1970);
26, 155(E) (1971)

- SBT 71 SBT-Collaboration, NP 29B, 349 (1971)
- SBT 72 SBT-Collaboration, PR D5, 545 (1972)
- Sel 72 F. Selonke, Dissertation, Bonn 1972
- Söd 65 P. Söding, PL 19, 702 (1965)
- SWT 72 Y. Eisenberg et al., PR D5, 15 (1972)
- Tro 66 W.P. Trower, UCRL-2426
- Vil 69 F. Villa, Versailles-Konferenz, s. Ali 63
- Wol 63 G. Wolf, WELAGA, ein Programm zur räumlichen
Rekonstruktion von Blasenkamerereignissen,
Hamburg 1963
- Wol 69 Das Programm BLASYS wurde von G. Wolf zur Verfügung
gestellt
- Wol 70 G. Wolf, NP B26, 317 (1971)
- Wol 71 G. Wolf, Cornell-Konferenz, s. LeF 72
- Yen 72 D. Yennie, unveröffentlicht, zitiert in SBT 72

Tabelle 1: Experimentstatistik

Run	I	II	III	IV	Σ
Datum	6,9/69	12/69	1/70	2/70	
Filmbereich	7 - 75	91 - 155	165 - 231	235 - 305	
E_{e^+} (GeV)	6.5 \pm .03	4.3 \pm .03	3.5 \pm .02	2.9 \pm .02	
E_{γ} (GeV)	4.1 - 6.2	3.1 - 4.0	2.3 - 3.2	1.7 - 2.6	1.7 - 6.2
ΔE_{γ} (GeV)	.025 - .080	0.025	0.022	0.025	
N_{γ} /sec	10 000	8000	10 000	6000	
Bilder	190K	210K	230K	240K	870K
davon leer %	35	42	27	44	
Trigger von vorn %	10	9	15	12	
Trigger durch niederenerg. Paar %	20	22	24	15	
Trigger durch hochenerg. Paar %	11	7	12	14	
hadronische Ereignisse %	24	20	22	25	
gemessene e^+e^- -Paare	7000	4200	3000	3000	17 200
gemessene Ereignisse (Q=0,1)	25100	27400	35500	33900	121 900
davon in Hamburg gemessen	21700	8800	17200	27000	74 700
Ereignisse am Wasserstoff	10330	8600	10580	8960	38 460

Tabelle 2: Eichung des Energiemarkierungssystems

Film	7 - 45			52 - 58			60 - 75		
$E_{e^+} \pm \Delta E_{e^+} (\text{GeV})$	6.50 .03			6.53 .04			6.50 .04		
$\lambda_Y \pm \Delta \lambda_Y (\text{rad})$	-.0045 .0035			-.0058 .0035			-.0060 .0035		
$\phi_Y \pm \Delta \phi_Y (\text{rad})$	-.0071 .0020			-.0068 .0020			-.0070 .0020		
Kanal	E_Y (GeV)	$\pm \Delta E_Y$ (GeV)	Akzept. %	E_Y (GeV)	$\pm \Delta E_Y$ (GeV)	Akzept. %	E_Y (GeV)	$\pm \Delta E_Y$ (GeV)	Akzept. %
1	6.192	.057	3.97	6.132	.062	3.58	6.183	.057	3.71
2	6.098	.055	3.83	6.023	.065	3.84	6.101	.058	3.86
3	6.024	.041	2.40	5.941	.058	3.18	6.023	.054	3.40
4	5.943	.060	4.47	5.848	.065	3.95	5.944	.059	4.00
5	5.860	.042	2.60	5.743	.067	4.22	5.855	.061	4.43
6	5.784	.055	3.97	5.650	.056	3.09	5.774	.052	3.31
7	5.719	.036	1.66	5.565	.060	3.62	5.700	.057	3.87
8	5.650	.059	4.47	5.473	.062	3.81	5.620	.057	3.95
9	5.559	.049	3.52	5.367	.071	4.83	5.530	.063	4.90
10	5.469	.059	4.63	5.270	.055	3.13	5.448	.052	3.30
11	5.393	.038	2.21	5.177	.069	4.70	5.368	.061	4.69
12	5.344	.039	2.26	5.069	.066	4.48	5.279	.059	4.45
13	5.256	.070	5.88	4.975	.059	3.68	5.199	.054	3.79
14	5.140	.061	5.06	4.876	.070	5.06	5.115	.062	5.02
15	5.063	.038	2.22	4.791	.055	3.43	5.025	.051	3.37
16	5.005	.046	3.36	4.703	.057	3.69	4.971	.052	3.54
17	4.911	.067	5.89	4.610	.066	4.93	4.894	.059	4.83
18	4.799	.060	5.27	4.499	.071	5.63	4.799	.064	5.61
19	4.666	.035	3.26	4.306	.060	4.40	4.710	.055	4.35
20	4.552	.046	3.65	4.312	.056	3.94	4.639	.051	3.72
21	4.470	.056	5.07	4.210	.075	6.47	4.552	.068	6.45
22	4.355	.073	7.43	4.089	.070	6.10	4.451	.061	5.44
23	4.219	.075	7.90	3.975	.070	6.22	4.356	.063	6.03

Tabelle 3: Verseuchungsmatrix bei 3-prong-Reaktionen

a) vor der Ionisationsentscheidung in %

Endzustand	Anzahl der Hypothesen		
	1	2	3
$p \pi^+ \pi^-$	97.2	2.8	-
$p \pi^+ \pi^- \pi^0$	46.5	8.1	5.2
$n \pi^+ \pi^+ \pi^-$	22.2	18.0	
$p \pi^+ \pi^- X^0$	1.9	0.4	54.3
$n \pi^+ \pi^+ \pi^- Y^0$	6.8	26.3	
$\pi^+ \pi^- Z^+ *$			10.3

b) nach der Ionisationsentscheidung in %

$p \pi^+ \pi^-$	98.4	1.6	-
$p \pi^+ \pi^- \pi^0$	53.5	6.0	3.9
$n \pi^+ \pi^+ \pi^-$	23.8	12.8	
$p \pi^+ \pi^- X^0$	20.1	0.4	25.7
$n \pi^+ \pi^+ \pi^- Y^0$	8.8	35.0	
$\pi^+ \pi^- Z^+ *$			10.0

* 2-prong-Nofits wurden nicht aufgeschlüsselt

Tabelle 4: Topologische Wirkungsquerschnitte

E_γ (GeV)	Prongs	3	5	7	sichtb. V	Summe
4.1	Anzahl der Ereignisse	2195	664	44	229	3142
	Korrektur f+g	1.22	1.17	1.11	1.20	1.20
	Korrektur h	1.13	1.01	-	1.10	1.10
	- korr. Zahl der Ereign.	3030	785	50	315	4180
5.0	Dalitzpaarkorr. (μb)	+0.4	-0.5	-0.2	-	-0.3
	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (μb)	81.5 ± 5.0	20.6 ± 1.3	1.1 ± 0.2	8.4 ± 0.8	111.6
5.0	Anzahl der Ereignisse	2170	885	87	260	3402
	Korrektur f+g	1.30	1.24	1.15	1.28	1.28
	Korrektur h	1.13	1.01	-	1.10	1.10
	- korr. Zahl der Ereign.	3200	1110	100	370	4780
6.2	Dalitzpaarkorr. (μb)	+0.4	-0.5	-0.2	-	-0.3
	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (μb)	75.5 ± 5.3	25.5 ± 1.6	2.1 ± 0.3	8.7 ± 0.9	111.8
4.1	Anzahl der Ereignisse	4365	1549	131	499	6544
	Korrektur f+g	1.26	1.21	1.14	1.25	1.25
	Korrektur h	1.13	1.01	-	1.10	1.10
	- korr. Zahl der Ereign.	6240	1890	150	690	8970
6.2	Dalitzpaar korr. (μb)	+0.4	-0.5	-0.2	-	-0.3
	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (μb)	78.3 ± 4.6	23.1 ± 1.3	1.7 ± 0.2	8.6 ± 0.7	111.7

Tabelle 5: Reaktionswirkungsquerschnitte in μb

Endzustand	E_γ (GeV)		
	4.1 - 6.2	4.1 - 5.0	5.0 - 6.2
$p\pi^+\pi^-$	20.9 ± 1.7	22.5 ± 2.0	19.5 ± 1.8
$p\rho^0$	18.1 ± 1.5	18.9 ± 2.0	17.4 ± 2.0
$p\rho^0_{\text{rück}}$	0.10 ± 0.04	-	-
$\Delta^{++}\pi^-$	1.06 ± 0.16	1.24 ± 0.22	0.91 ± 0.18
$\Lambda^0 (\rightarrow p\pi^-)\pi^+$	0.37 ± 0.09	0.44 ± 0.13	0.31 ± 0.10
$p\pi^+\pi^-\pi^0$	16.2 ± 1.4	18.0 ± 1.6	14.4 ± 1.5
$p\eta$ *	0.2 ± 0.1	-	-
$p\omega$ *	2.3 ± 0.4	2.7 ± 0.5	2.0 ± 0.5
$p\omega_{\text{rück}}$ *	0.13 ± 0.04	-	-
$p\rho^0\pi^0$	0.9 ± 0.3	1.6 ± 0.5	0.6 ± 0.3
$p\rho^+\pi^-$	2.1 ± 0.3	2.3 ± 0.5	2.0 ± 0.4
$p\rho^-\pi^+$	1.5 ± 0.3	1.1 ± 0.4	1.9 ± 0.4
$\Delta^+ (\rightarrow p\pi^0)\pi^+\pi^-$	0 ± 0.2	-	-
$\Lambda^0\pi^+\pi^0$	0.7 ± 0.2	-	-
$\Lambda^{++}\pi^-\pi^0$	0.3 ± 0.1	-	-
$\Delta^+ (\rightarrow p\pi^0)\rho^0^{**}$	1.0 ± 0.2	1.2 ± 0.2	0.8 ± 0.2
$\Lambda^0\rho^+$	0.2 ± 0.1	-	-
$\Lambda^{++}\rho^-$	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	0.9 ± 0.2
$p\pi^0f$	0.3 ± 0.1	-	-

Tabelle 5, Fortsetzung

Endzustand	E_{γ} (GeV)		
	4.1 - 6.2	4.1 - 5.0	5.0 - 6.2
$n\pi^+\pi^+\pi^-$	7.8 ± 1.2	7.9 ± 1.3	7.7 ± 1.3
$n\rho^0\pi^+$	2.1 ± 0.4	1.9 ± 0.5	2.3 ± 0.5
$\Delta^+(\rightarrow n\pi^+)\pi^+\pi^-$	0 ± 0.2	-	-
$\Delta^-\pi^+\pi^+$	0.5 ± 0.2	0.6 ± 0.3	0.3 ± 0.2
$\Delta^+(\rightarrow n\pi^+)\rho^0$ **	1.0 ± 0.2	0.6 ± 0.2	1.2 ± 0.3
$n\pi^+f$	0.3 ± 0.2	-	-
$n A_2^+$ *	$0.3 \begin{matrix} + 0.3 \\ - 0.2 \end{matrix}$	-	-
$n A_3^+$	0.2 ± 0.1	-	-
$p\pi^+\pi^-(\geq 2\pi^0)$	30.6 ± 2.1	29.8 ± 2.3	31.8 ± 2.4
$n\pi^+\pi^+\pi^-(\geq 1\pi^0)$			

Der Wirkungsquerschnitt für Quasi-Zwei-Teilchen-Reaktionen ist nicht in den Drei-Teilchen-Reaktionen enthalten.

* korrigiert auf nicht beobachtete Zerfälle

** Die Werte sind obere Grenzen (s.Kap. 4.3)

$ t \text{ GeV}^2$	$ t _{\text{min}}$												$d\sigma/dM$
$M \text{ GeV}$	-0.03	.03-.06	.06-.09	.09-.12	.12-.15	.15-.18	.18-.24	.24-.30	.30-.39	.39-.54	.54-.80		
0.32-0.35	0+- 0	65+-65	0+- 0	0+- 0	22+-22	0+- 0	0+- 0	0+- 0	7+- 4	0+- 0	0+- 0		3+- 2
0.36-0.40	77+- 77	40+-32	0+- 0	13+-13	18+-14	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	1+- 1		5+- 2
0.40-0.44	150+- 94	39+-31	16+-16	12+-12	35+-22	0+- 0	9+- 7	3+- 3	4+- 4	0+- 0	1+- 1		9+- 3
0.44-0.48	177+-111	0+- 0	91+-49	25+-19	6+- 6	25+-20	10+- 8	0+- 0	3+- 3	0+- 0	0+- 0		11+- 4
0.48-0.52	138+- 77	79+-35	117+-48	10+-10	22+-22	10+-10	10+- 8	4+- 4	0+- 0	0+- 0	1+- 1		13+- 3
0.52-0.56	200+- 99	106+-42	111+-39	34+-22	32+-20	11+-11	8+- 6	4+- 4	5+- 5	0+- 0	0+- 0		15+- 4
0.56-0.60	177+- 73	91+-35	171+-53	80+-35	26+-16	22+-22	13+- 8	5+- 5	5+- 4	0+- 0	1+- 1		20+- 4
0.60-0.64	177+- 69	144+-42	204+-57	120+-41	59+-25	51+-23	25+-12	9+- 6	5+- 3	1+- 1	1+- 1		26+- 4
0.64-0.68	237+- 82	300+-67	200+-51	201+-50	68+-29	92+-39	31+-15	8+- 6	21+- 9	3+- 3	2+- 1		39+- 6
0.68-0.72	413+-123	405+-73	363+-73	188+-51	125+-33	151+-49	96+-25	59+-18	28+-10	4+- 2	2+- 1		64+- 8
0.72-0.76	585+-146	499+-81	477+-87	348+-70	245+-56	230+-54	104+-24	76+-23	20+- 8	13+- 6	4+- 2		88+- 9
0.76-0.80	490+-145	415+-72	326+-62	263+-58	202+-48	186+-50	91+-23	64+-20	33+-12	23+- 8	5+- 3		76+- 9
0.80-0.84	250+- 91	242+-48	109+-44	150+-43	133+-38	27+-14	51+-19	23+-11	27+-10	5+- 3	3+- 2		49+- 5
0.84-0.88	30+- 19	104+-34	63+-24	83+-29	51+-23	62+-26	48+-16	30+-12	14+- 8	7+- 4	4+- 2		20+- 3
0.88-0.92	72+- 43	81+-28	32+-17	79+-30	30+-16	9+- 9	12+- 7	12+- 7	12+- 6	0+- 0	1+- 0		12+- 2
0.92-0.96	7+- 7	14+-10	8+- 8	15+-11	32+-17	0+- 0	14+- 8	15+- 9	0+- 0	7+- 4	1+- 1		6+- 1
0.96-1.00	0+- 0	7+- 7	8+- 8	6+- 6	0+- 0	16+-12	8+- 6	4+- 4	0+- 0	0+- 0	0+- 0		2+- 1
1.00-1.04	0+- 0	9+- 6	33+-21	31+-16	8+- 8	13+- 9	9+- 6	4+- 4	2+- 2	9+- 5	4+- 2		7+- 2
1.04-1.08	0+- 0	9+- 9	33+-26	9+- 9	8+- 8	0+- 0	13+- 8	0+- 0	0+- 0	2+- 2	1+- 1		4+- 1
1.08-1.12	0+- 0	0+- 0	9+- 9	17+-12	0+- 0	4+- 4	5+- 5	4+- 4	3+- 3	3+- 2	0+- 0		2+- 1
1.12-1.16	0+- 0	16+-11	0+- 0	9+- 9	0+- 0	30+-24	10+- 7	0+- 0	16+- 8	7+- 4	0+- 0		5+- 2
1.16-1.20	0+- 0	7+- 7	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	4+- 4	0+- 0	10+- 6	3+- 2	0+- 0		2+- 1
1.20-1.24	0+- 0	5+- 5	7+- 5	4+- 4	5+- 5	8+- 6	8+- 4	6+- 3	1+- 1	1+- 1	1+- 1		3+- 1
1.24-1.28	0+- 0	4+- 4	4+- 4	0+- 0	9+- 9	0+- 0	2+- 2	2+- 2	2+- 2	1+- 1	2+- 1		2+- 1
1.28-1.32	0+- 0	0+- 0	8+- 6	9+- 9	0+- 0	0+- 0	6+- 4	6+- 4	0+- 0	4+- 2	0+- 0		3+- 1
1.32-1.36	0+- 0	4+- 4	5+- 5	12+-10	0+- 0	0+- 0	0+- 0	6+- 4	3+- 3	1+- 1	0+- 0		2+- 1
1.36-1.40	0+- 0	0+- 0	0+- 0	9+- 6	10+- 7	2+- 2	9+- 5	4+- 3	3+- 2	2+- 1	0+- 0		3+- 1
1.40-1.44	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	6+- 6	4+- 3	5+- 3	3+- 2	1+- 1		2+- 1
1.44-1.48	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	4+- 4	4+- 3	0+- 0	1+- 1	2+- 1	1+- 1		2+- 1
1.48-1.52	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	3+- 2	4+- 4	1+- 1	1+- 1	2+- 1		2+- 1
1.52-1.56	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	3+- 2	3+- 1		1+- 1
1.56-1.60	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	0+- 0	2+- 1	0+- 0		1+- 0

$d\sigma/dt$

Tabelle 6: Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$, $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$,

$$\frac{d^2\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-} dt_{pp}} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^3} \right)$$

Tabelle 7: Reaktion $\gamma p \rightarrow pp^0$, $4.1 < E_\gamma < 6.2$ GeV. Wirkungsquerschnitt und Dichtematrix-
 elemente als Funktion von t_{pp} .

$ t $ GeV ²	$d\sigma/dt$ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$	G(t) willk.E.	n(t)	$\rho_{00}(t)$	$\rho_{1-1}(t)$	$\text{Re}\rho_{10}(t)$
$ t _{\text{min}} - .03$	127 ± 23	81 ± 15	6.2 ± 0.3	$-.00 \pm .04$	$.01 \pm .04$	$.02 \pm .03$
$.03 - .06$	107 ± 11	64 ± 7	4.9 ± 0.3	$-.05 \pm .04$	$-.08 \pm .04$	$.02 \pm .03$
$.06 - .09$	98 ± 12	60 ± 7	4.4 ± 0.4	} $-.01 \pm .02$	$-.05 \pm .03$	$-.02 \pm .02$
$.09 - .12$	67 ± 7	42 ± 6	3.3 ± 0.3			
$.12 - .15$	44 ± 7	28 ± 5	5.2 ± 0.5	} $-.02 \pm .02$	$-.04 \pm .03$	$.07 \pm .03$
$.15 - .18$	37 ± 5	24 ± 3	2.9 ± 0.7			
$.18 - .24$	22 ± 3	15 ± 2	2.7 ± 0.4	} $.04 \pm .04$	$-.04 \pm .05$	$.04 \pm .03$
$.24 - .30$	13 ± 2	8.7 ± 1.3	1.0 ± 0.5			
$.30 - .39$	7.5 ± 1.3	4.9 ± 0.8	1.0	} $.06 \pm .04$	$-.12 \pm .07$	$.06 \pm .04$
$.39 - .54$	3.2 ± 0.6	1.9 ± 0.4	0.			
$.54 - .80$	1.0 ± 0.2	-	0.	$.13 \pm .14$	$-.02 \pm .12$	$.01 \pm .10$
$.80 - t _{\text{max}}$	$.026 \pm .005$	-	0.	-	-	-
Σ	18.1 ± 1.5					

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb 1 Strahltransport und Taggingssystem
- Abb 2 Streamerkammer und Wasserstofftarget
- Abb 3 Filmausschnitt mit 5-prong, 3 Kameras
- Abb.4 a) Varianz der Streuung der Meßpunkte um die angepaßte Helix für e^+ und e^- gemessen auf dem HPD und den Vanguards und Hadronen auf den Vanguards. Die Kurven entsprechen gaussischer Streuung.
- b) Varianz als Funktion des Stereowinkels für e^+ in Kamera 1
- c) Versetzung: Abstand zwischen Streamern vor und hinter der Mittelelektrode
- Abb 5 Vertexverteilung
- Abb 6 a) Energiegleichung mit Paarmessungen
- b) Azimutverteilung der Paare
- c) Neigungsverteilung der e^+ und e^-
- Abb 7 a) Fehlende Masse bei 3-prongs
- b) $\omega(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Masse
- Abb 8 Einfluß der Korrekturen auf verschiedene Verteilungen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$.
1: begrenzte Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers. 2: Akzeptanzverlust durch die Paarvetozähler.
- Abb 9 Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma_{\text{lprg}}(\gamma p)$
Kurven 1 und 2 wie in Abb 8, a: $\sigma_{\text{tot}} = 98.7 + 64.9 E_{\gamma}^{-1/2}$;
b: $\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{lprong}}$; $\sigma_{\text{lprong}} = 80 E_{\gamma}^{-1}$, E_{γ} in GeV.
- Abb 10 a) $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$, b) $d\sigma/dM_{p\pi^+}$, c) $d\sigma/dM_{p\pi^-}$
- Abb 11 a) $d\sigma/dt_{pp}$, b) $d\sigma/dt_{\gamma\pi^-}$, c) $d\sigma/dt_{\gamma\pi^+}$
- alle Ereignisse; o in a): $p_L^{\text{CMS}}(\pi^+) < 0$ oder $p_L^{\text{CMS}}(\pi^-) < 0$; in b): $p_L^{\text{CMS}}(\pi^+) < 0$ und $p_L^{\text{CMS}}(p) < 0$;

in c): $p_L^{\text{CMS}}(\pi^-) < 0$ und $p_L^{\text{CMS}}(p) < 0$; Kurven siehe Text.

Abb 12 $d\sigma(\rho^0)/dt$

Abb 13 ρ - ω -Interferenz

Abb 14 Dichtematrixelemente des ρ^0 im Helizitätssystem in Abhängigkeit von t

Abb 15 Momente von Y_ℓ^m im Helizitätssystem in Abhängigkeit von M

Abb 16 $d\sigma/dM$ }
 Abb 17 $d\sigma/dt$ } Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, Kurven siehe Text

Abb 18 $d\sigma(\omega)/dt$

Abb 19 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, $n\pi^+\pi^+\pi^-$

$M_{N\pi_1}$ gegen $M_{\pi_2\pi_3}$ mit Projektionen für $t_{\gamma/\pi_2\pi_3} < 0.6 \text{ GeV}^2$. Kurven siehe Text.

Abb 20 $d\sigma/dM$ }
 Abb 21 $d\sigma/dt$ } Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$. Kurven siehe Text

Abb 22 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, $n\pi^+\pi^+\pi^-$.
 $M_{3\pi}$, $M_{\rho\pi}$, $M_{f\pi}$. $t_{p/N} < 0.6 \text{ GeV}^2$

---- handgezogener Untergrund

Abb 23 Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$.
 $M_{n\pi_1\pi^-}$. $t_{\gamma/\pi_2^+} < 0.6 \text{ GeV}^2$

▣ $\Delta^- (1.12 < M_{n\pi^-} < 1.36 \text{ GeV})$

Abb 24 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\rho^0$.

$\frac{d\sigma}{dt}$, Vergleich mit elastischer π^+p^- , π^-p^- und γp^- Streuung, $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.64$

Abb 25 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$, $n \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

$$M_{N\pi} \cdot t_{\gamma/\pi^+\pi^-} < 0.6 \text{ GeV}^2, 0.64 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.84 \text{ GeV}$$

■ $M_{p\pi^0}$

----- } Vorhersagen von Wolf
-x-x-x }

..... Δ^+ -Erzeugung

----- Untergrund (s. Text)

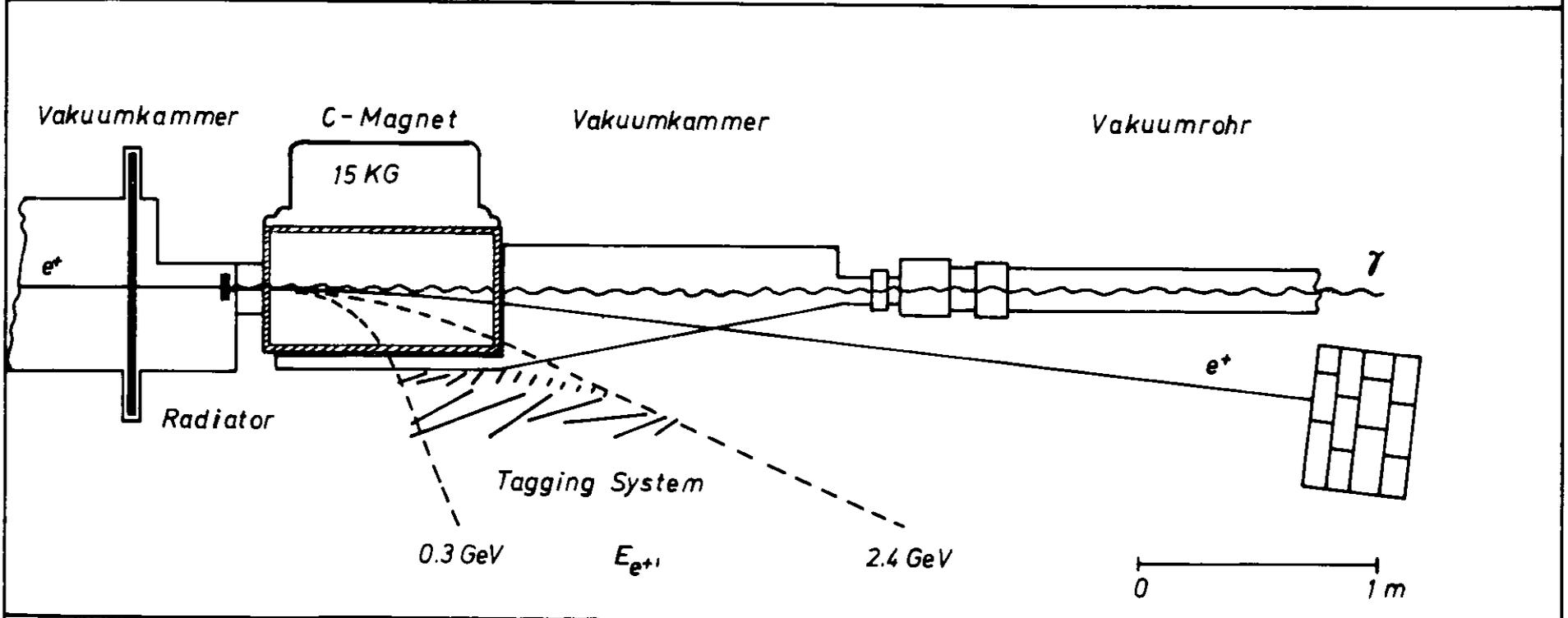
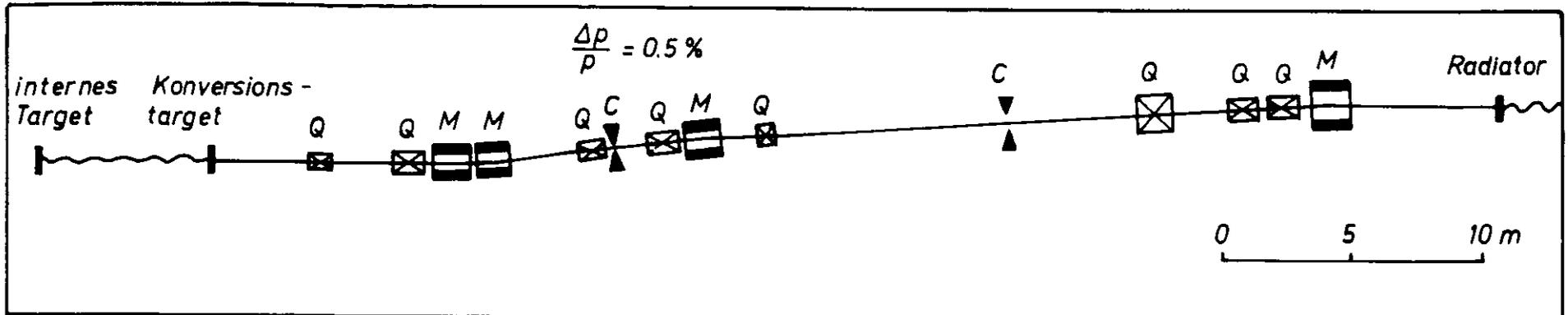


Abb.1 Strahltransport und Tagging System

Abstand Radiator - H₂ - Target: 13.2 m

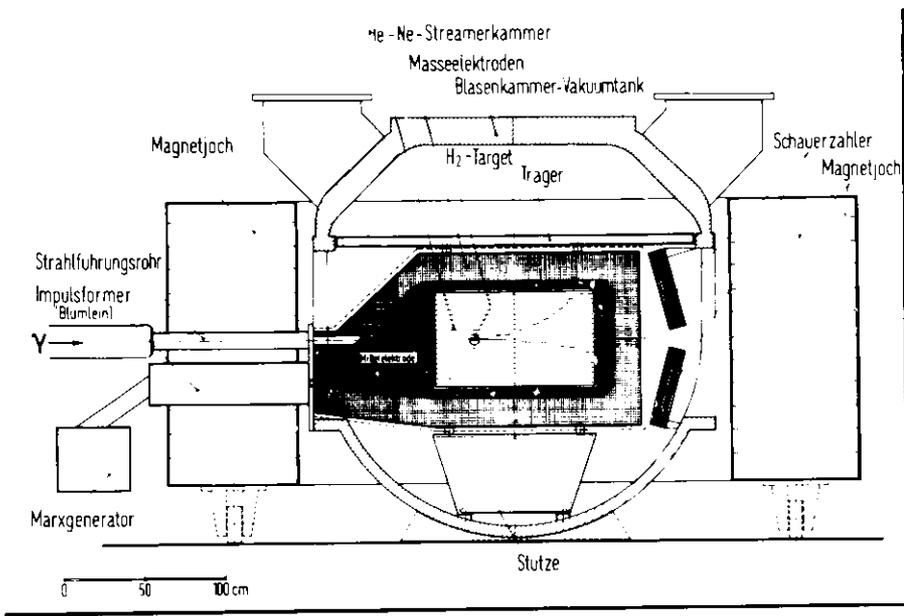
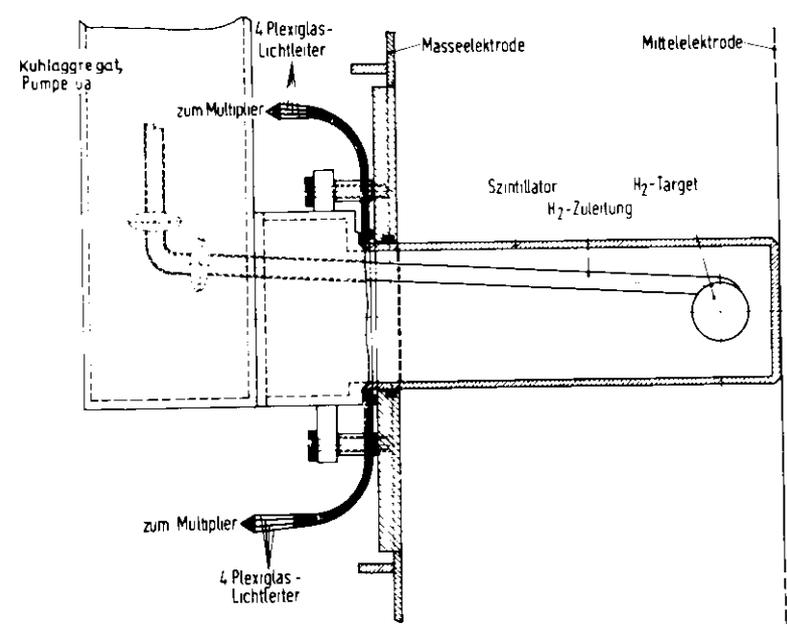
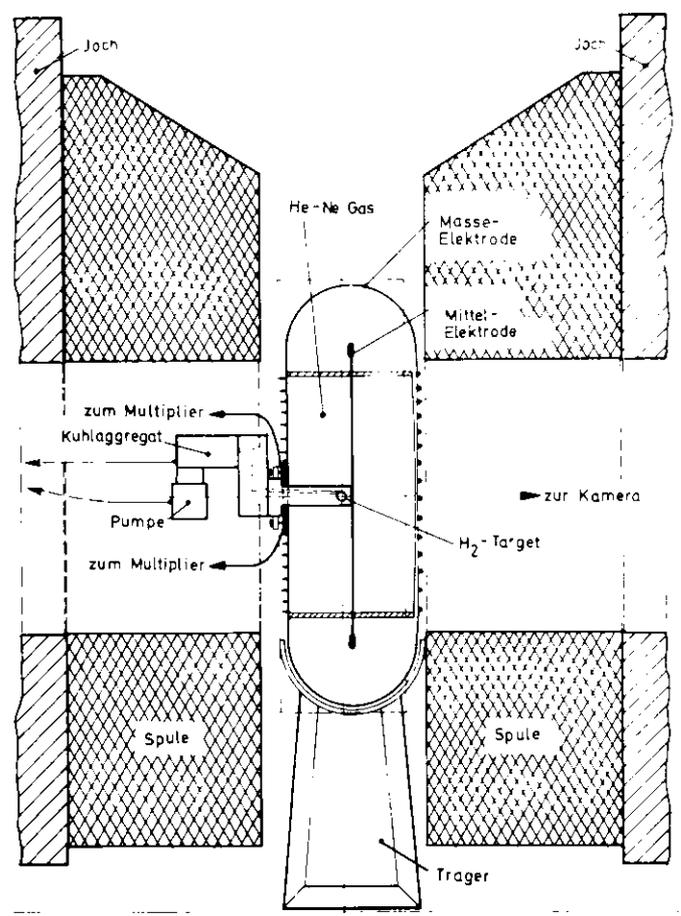
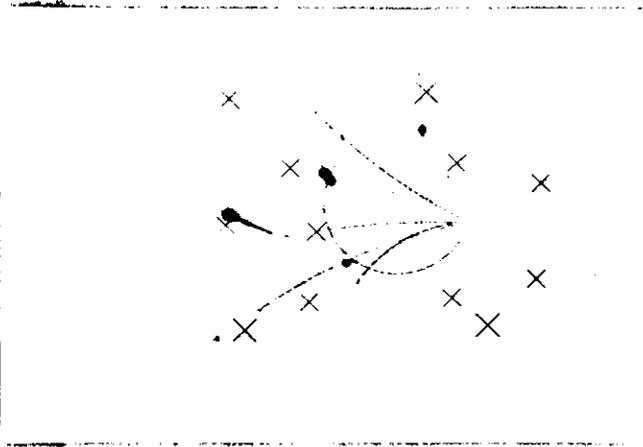


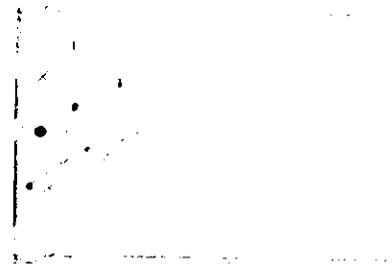
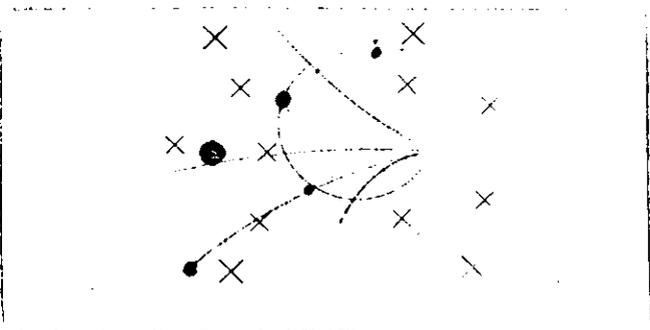
Abb. 2 Streamerkammer



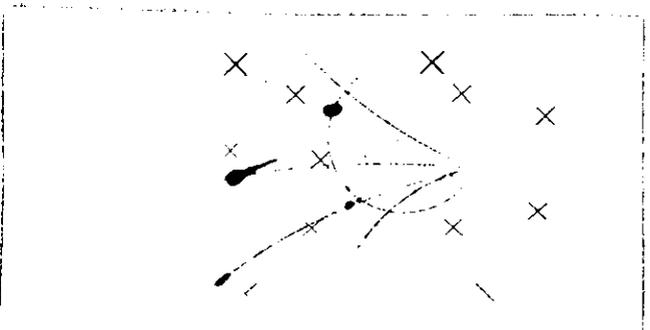


Kamera
Film
Bild
Energimarkierung

0080
2598



0080
2598



0080
2598



2-fach vergrößert

natürliche Größe

ABB 3 Filmausschnitt

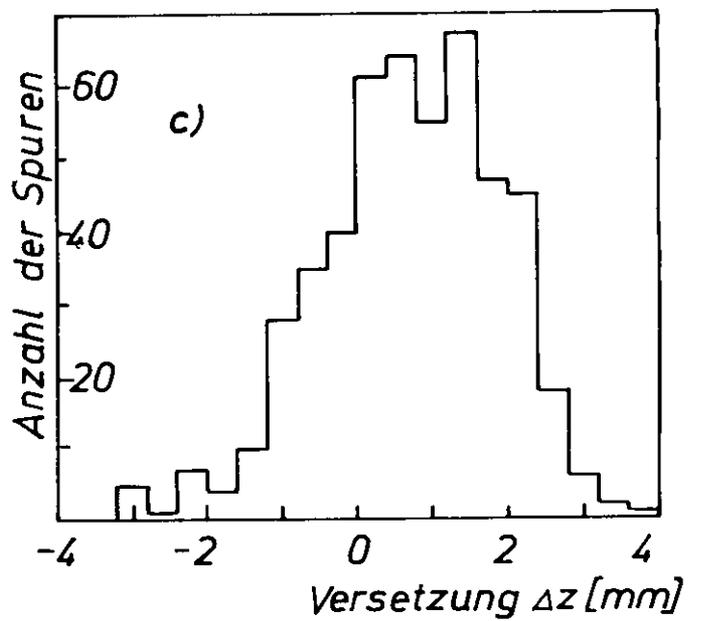
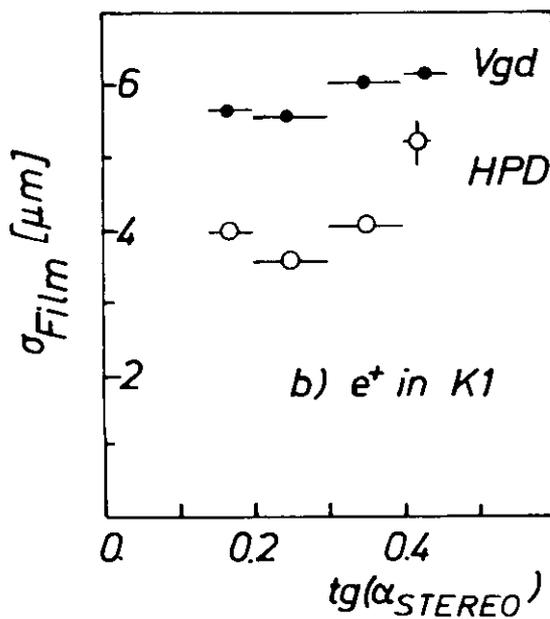
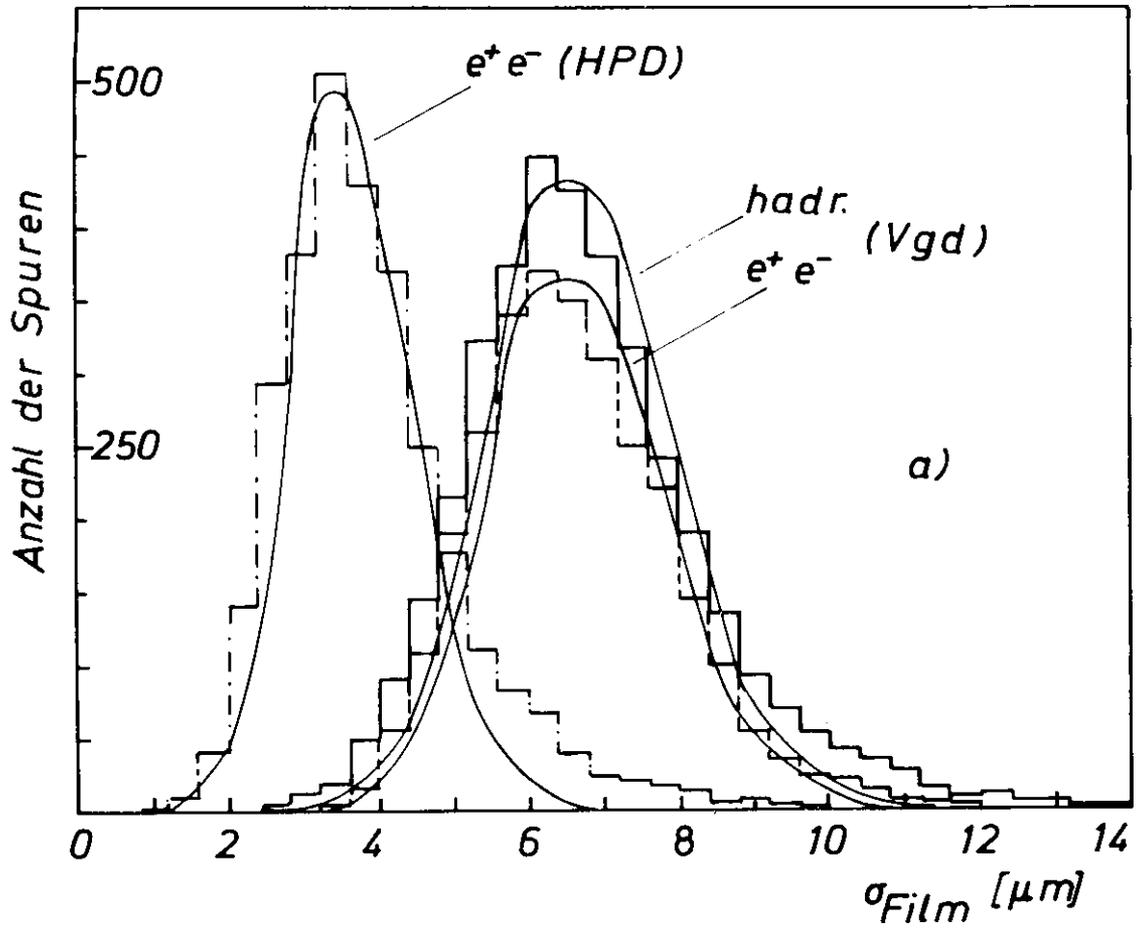


Abb. 4 Meßgenauigkeit

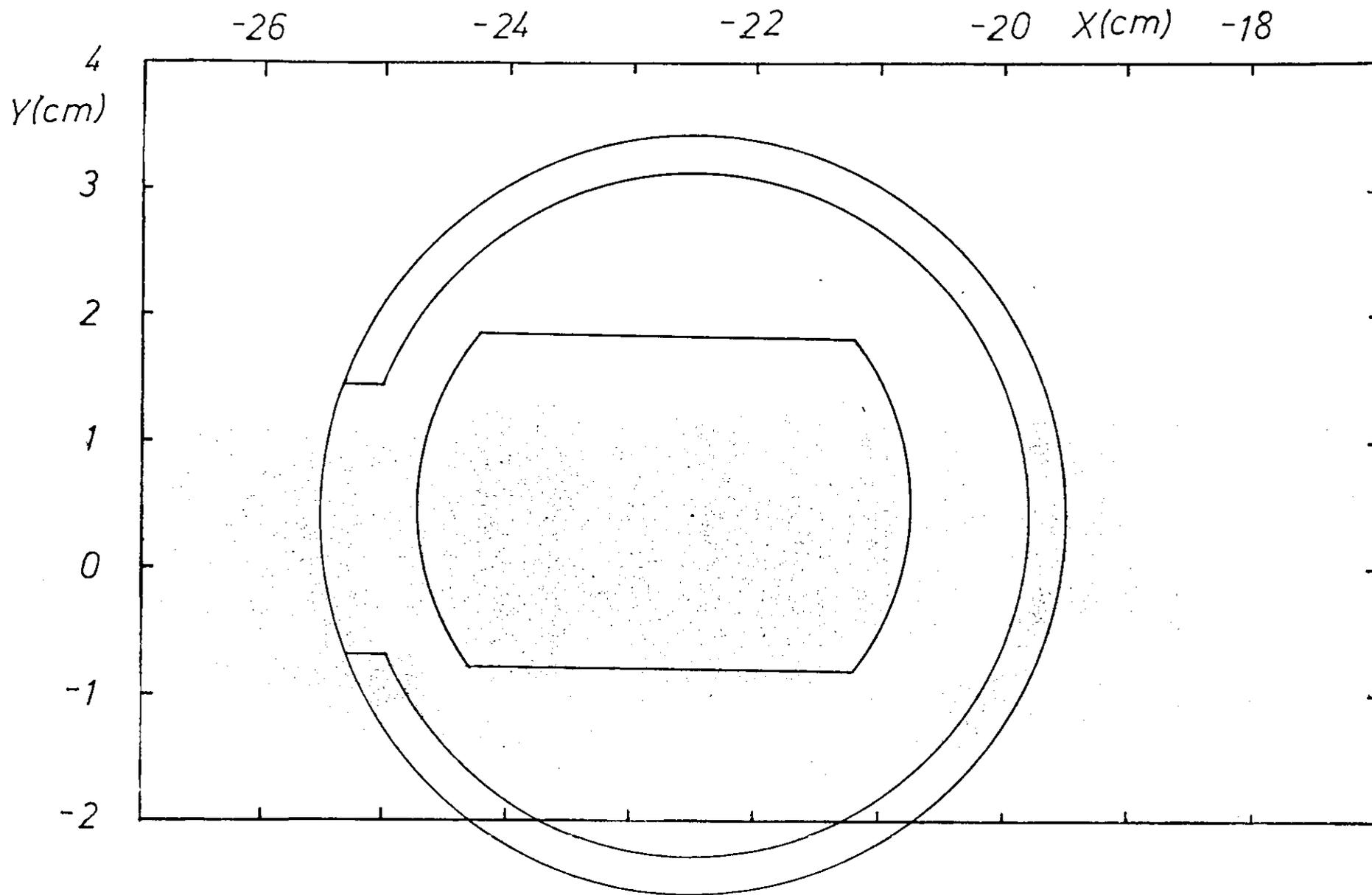


ABB 5 Vertexverteilung

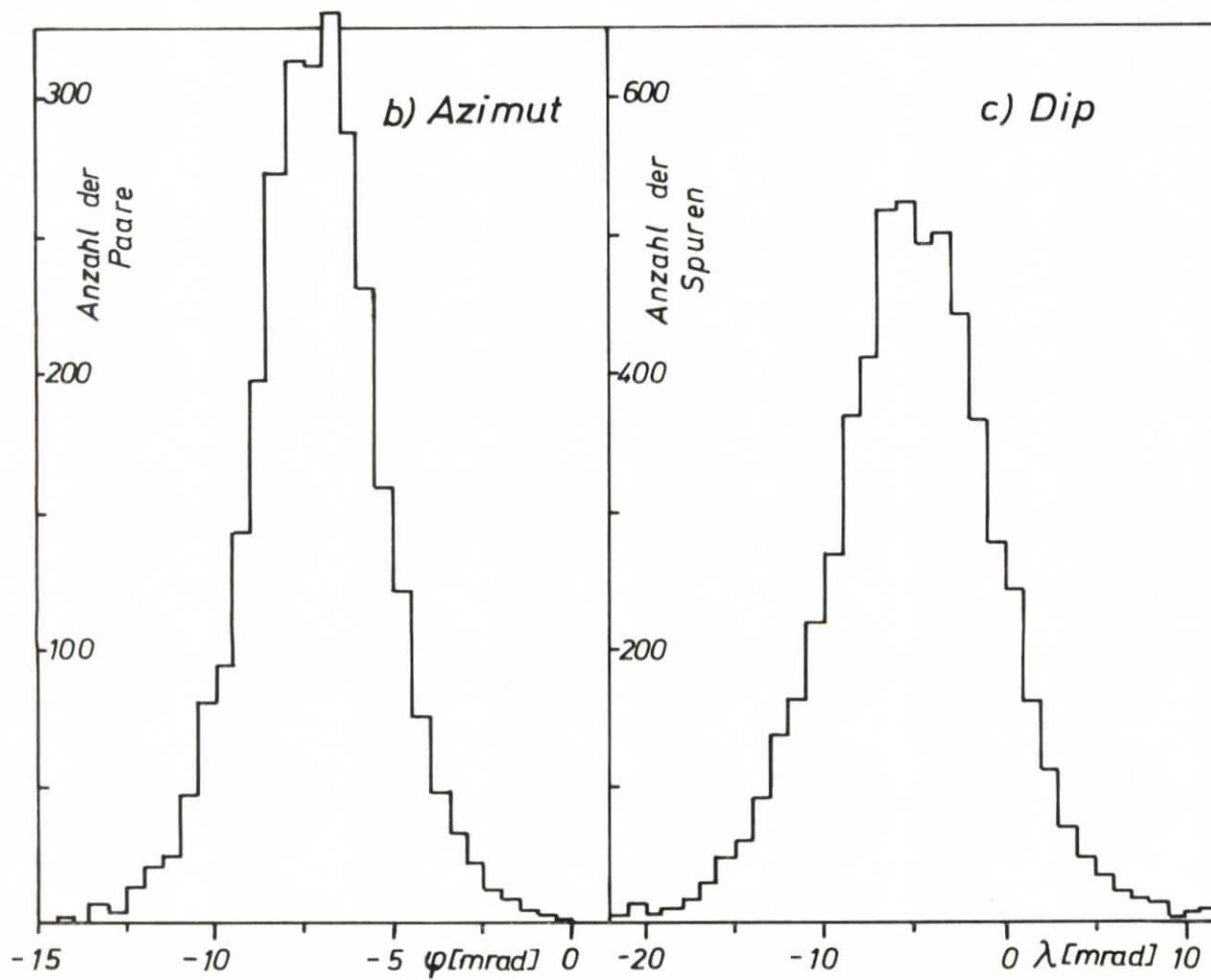
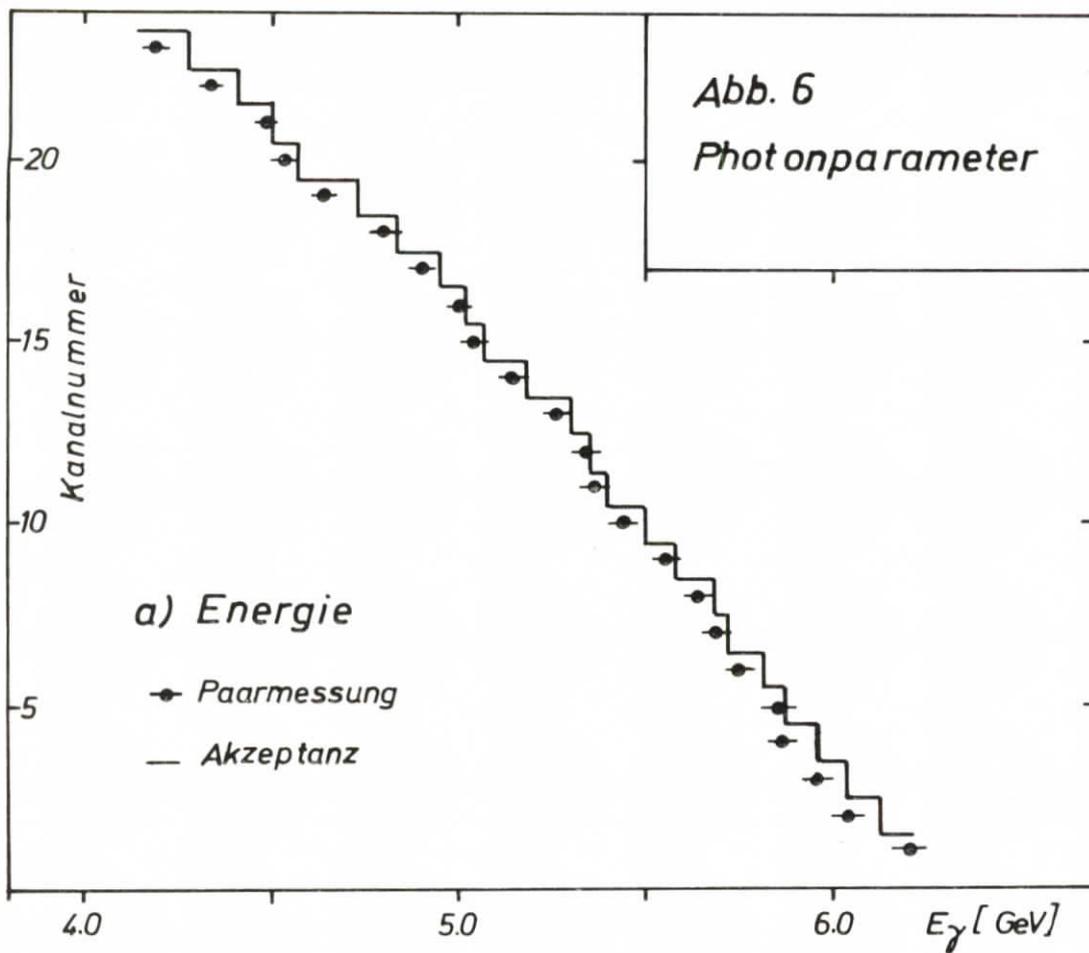
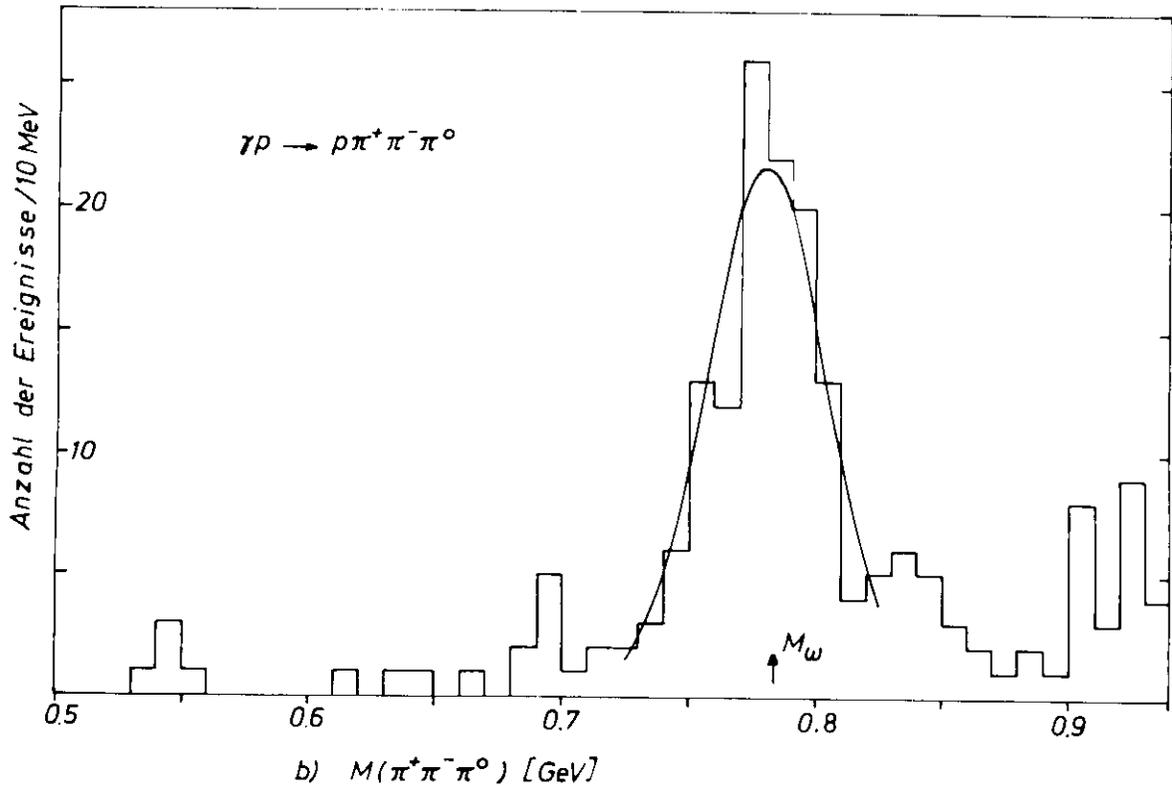
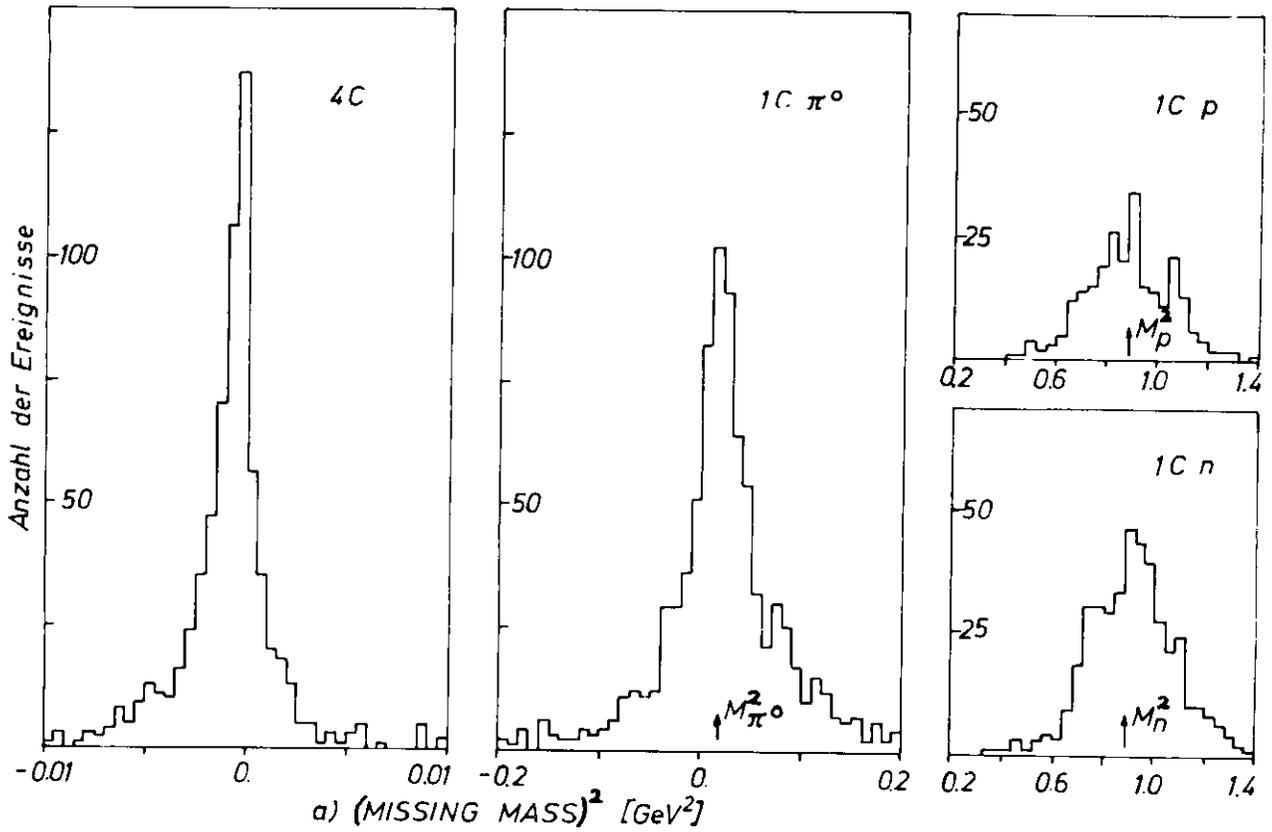


Abb. 7 Massenauflösung $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$



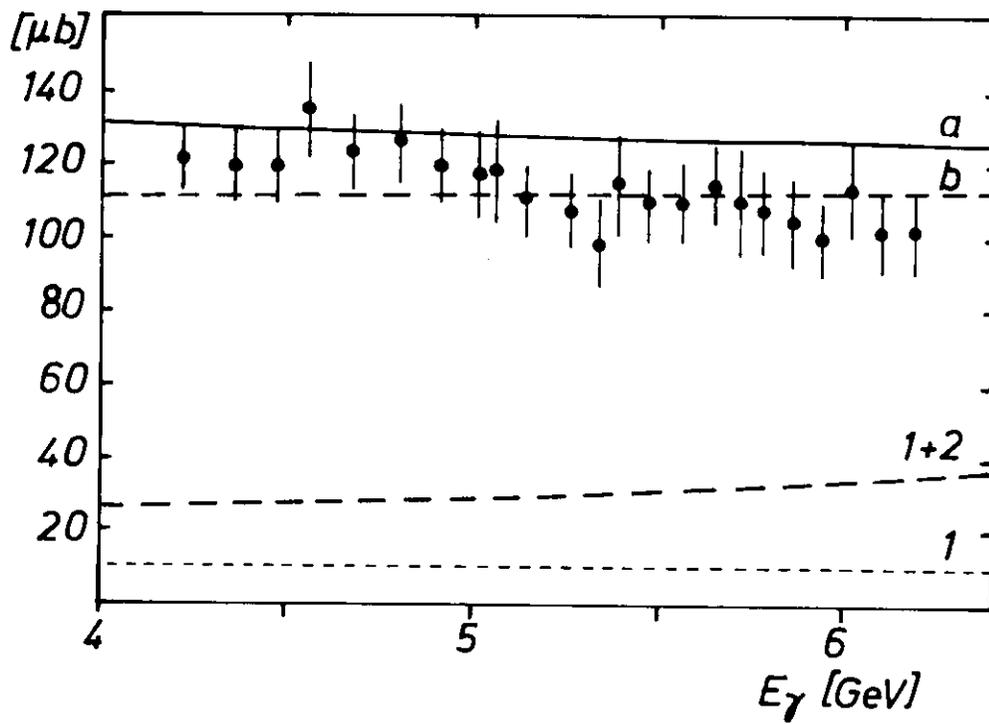


Abb. 9 $\sigma_{tot}(\gamma p) - \sigma_{1prong}(\gamma p)$

$\gamma\rho \rightarrow \rho\pi^+\pi^-$ $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$

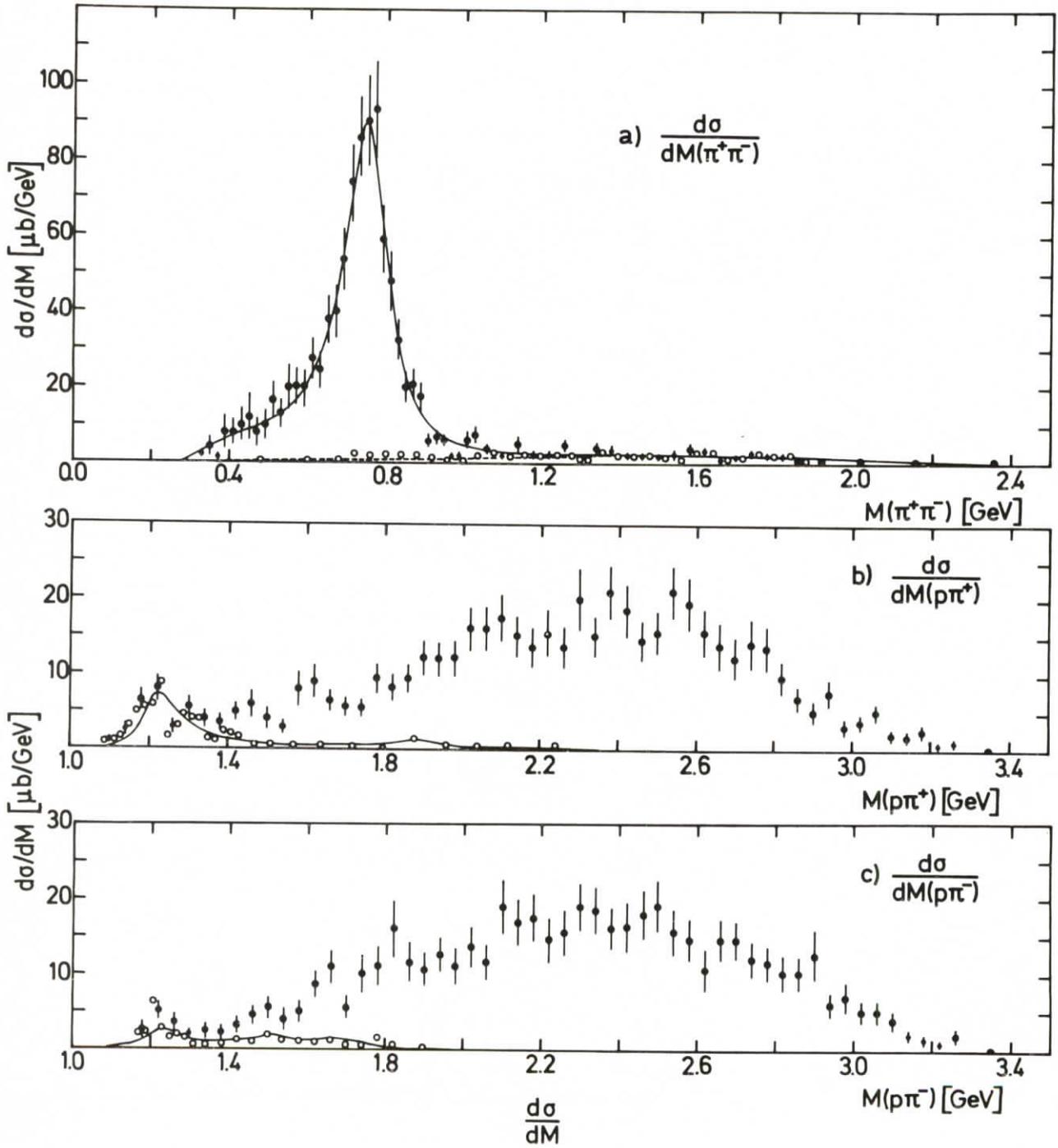


Abb.10

$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \quad 4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$

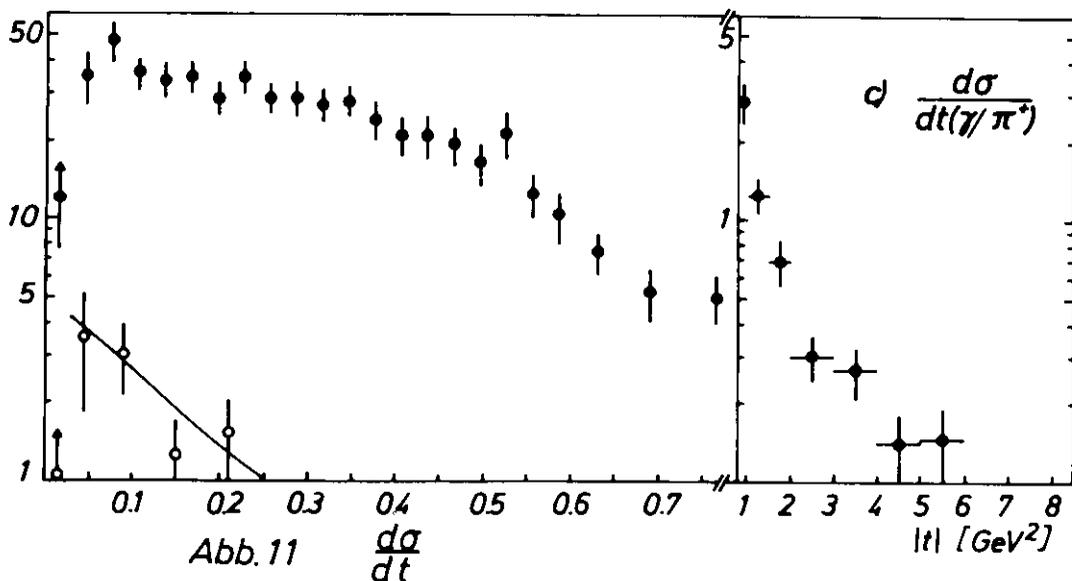
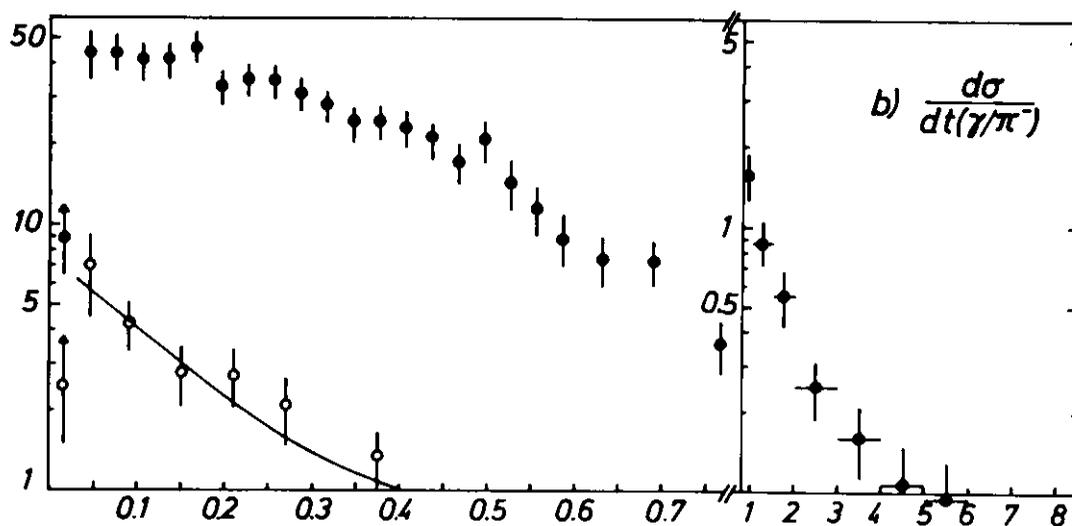
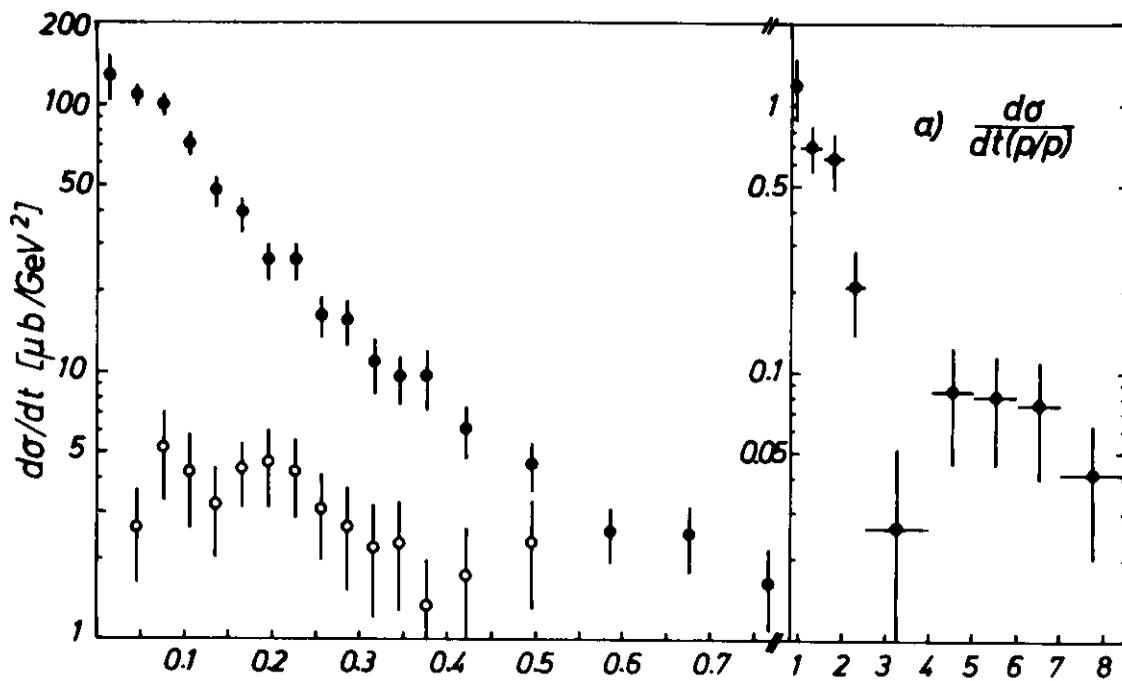


Abb. 11

$\frac{d\sigma}{dt}$

$|t| [\text{GeV}^2]$

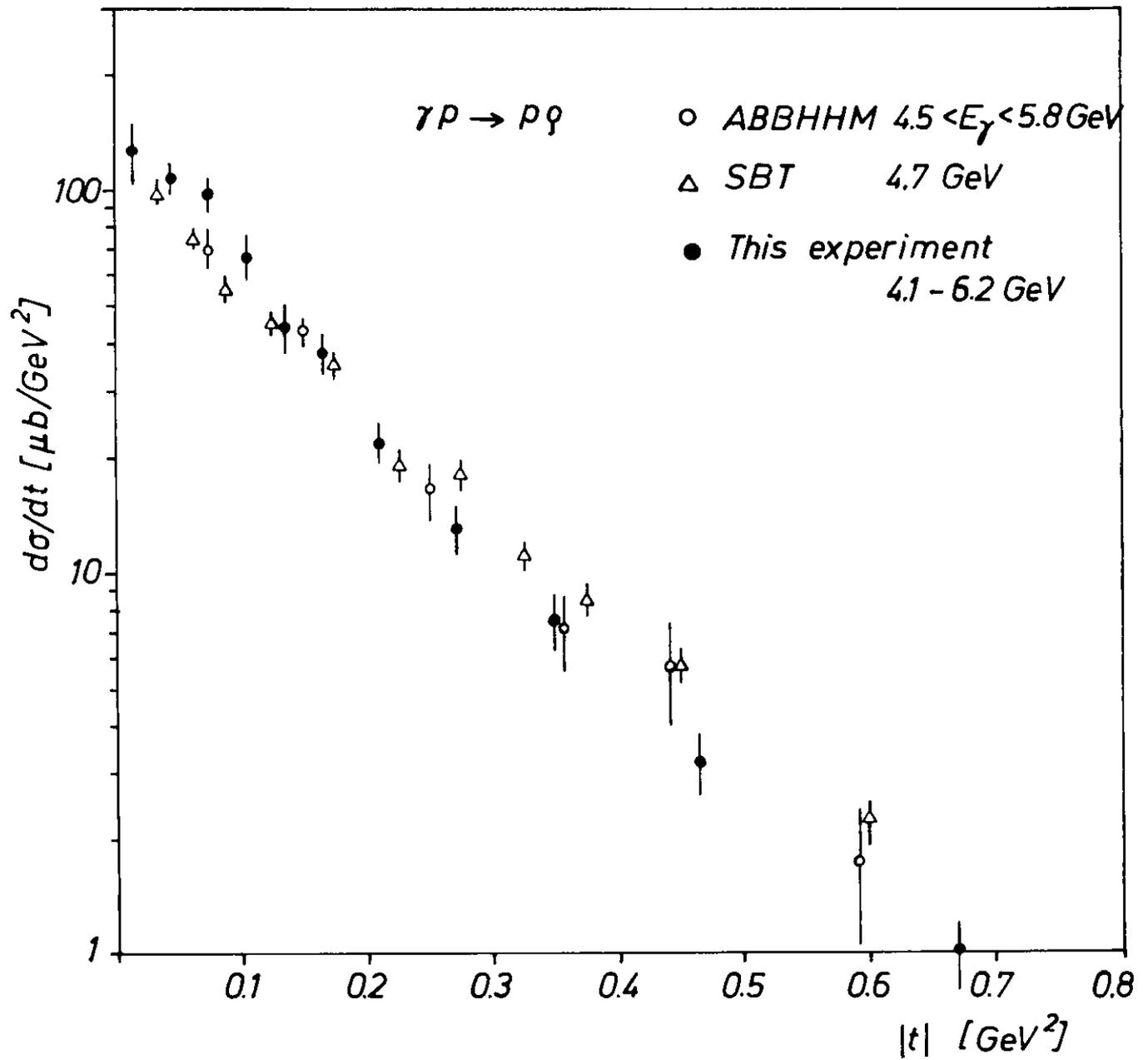
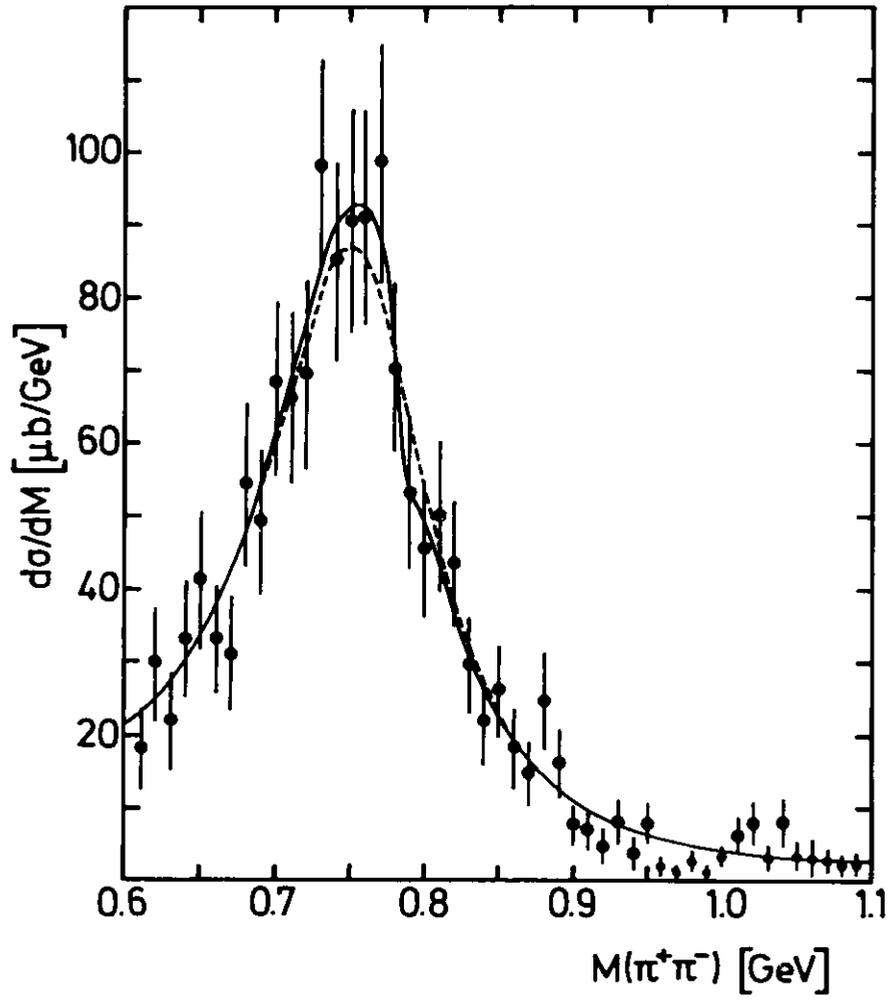


Abb. 12 $\frac{d\sigma}{dt}$

$\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$ $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$



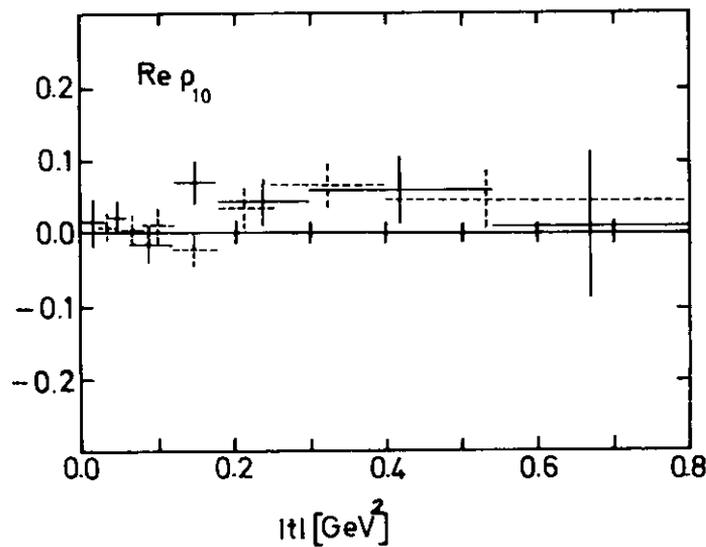
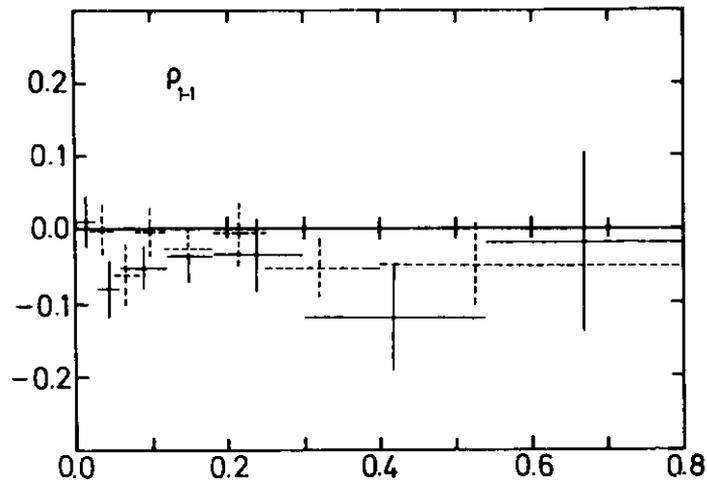
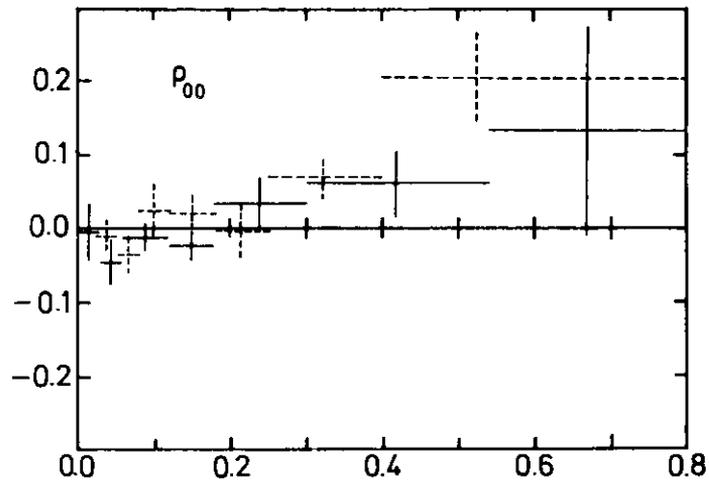
ρ - ω -Interferenz

Abb.13

$\gamma p \rightarrow p p^{\circ}$

+ Dieses Exp. $4.1 < E_{\gamma} < 6.2 \text{ GeV}$

+--- SBT 4.7 GeV



$\rho_{ik}(\theta_H, \varphi_H, t_{pp})$

Abb.14

$\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^- \quad 4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV} \quad |t| < 0.54 \text{ GeV}^2$

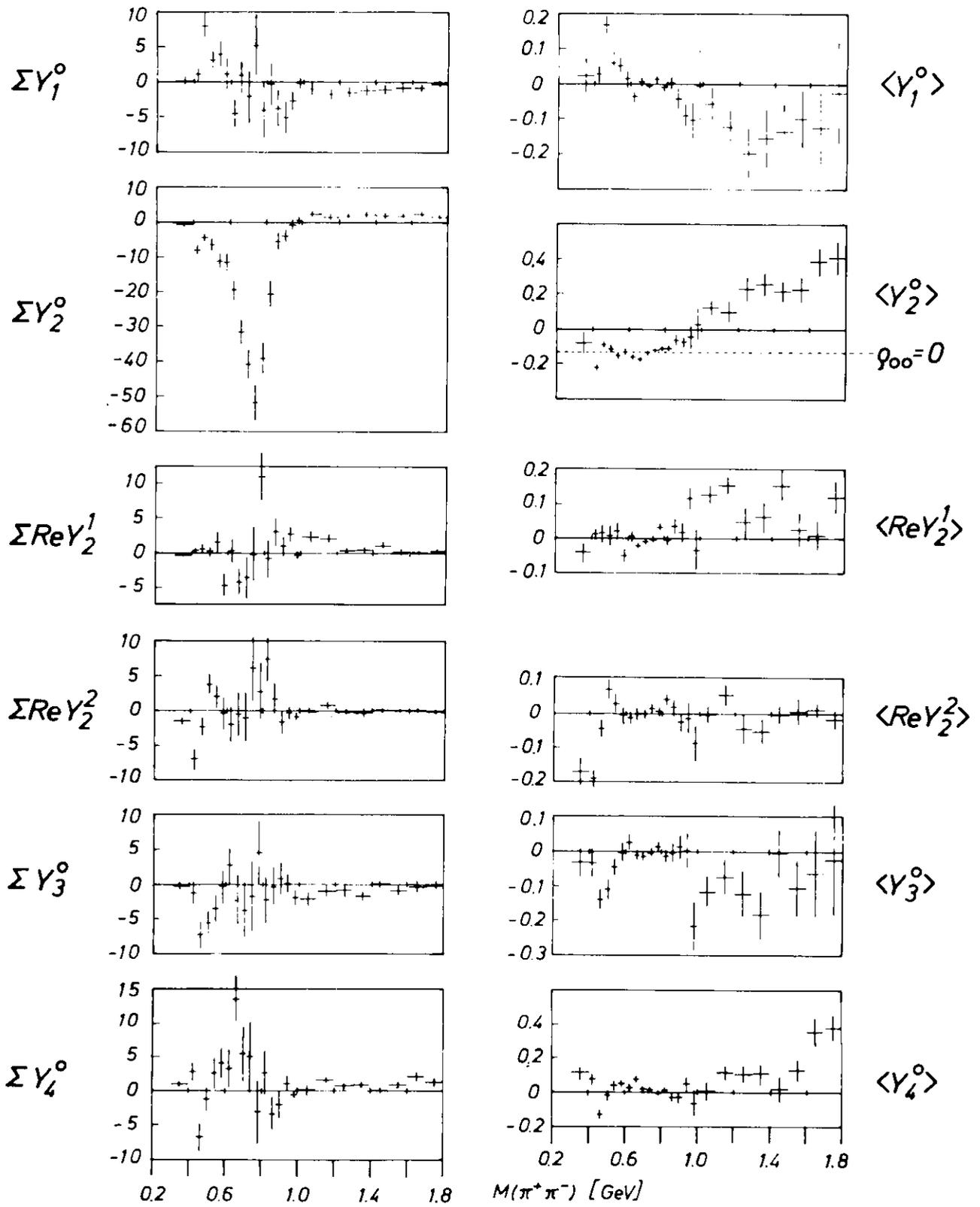


Abb. 15 $Y_\ell^m(\Theta_H, \Psi_H; M(\pi^+ \pi^-))$

$\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^- \pi^0$ $4.1 < E_\gamma < 6.2$ GeV
 $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0} > 0.88$ GeV

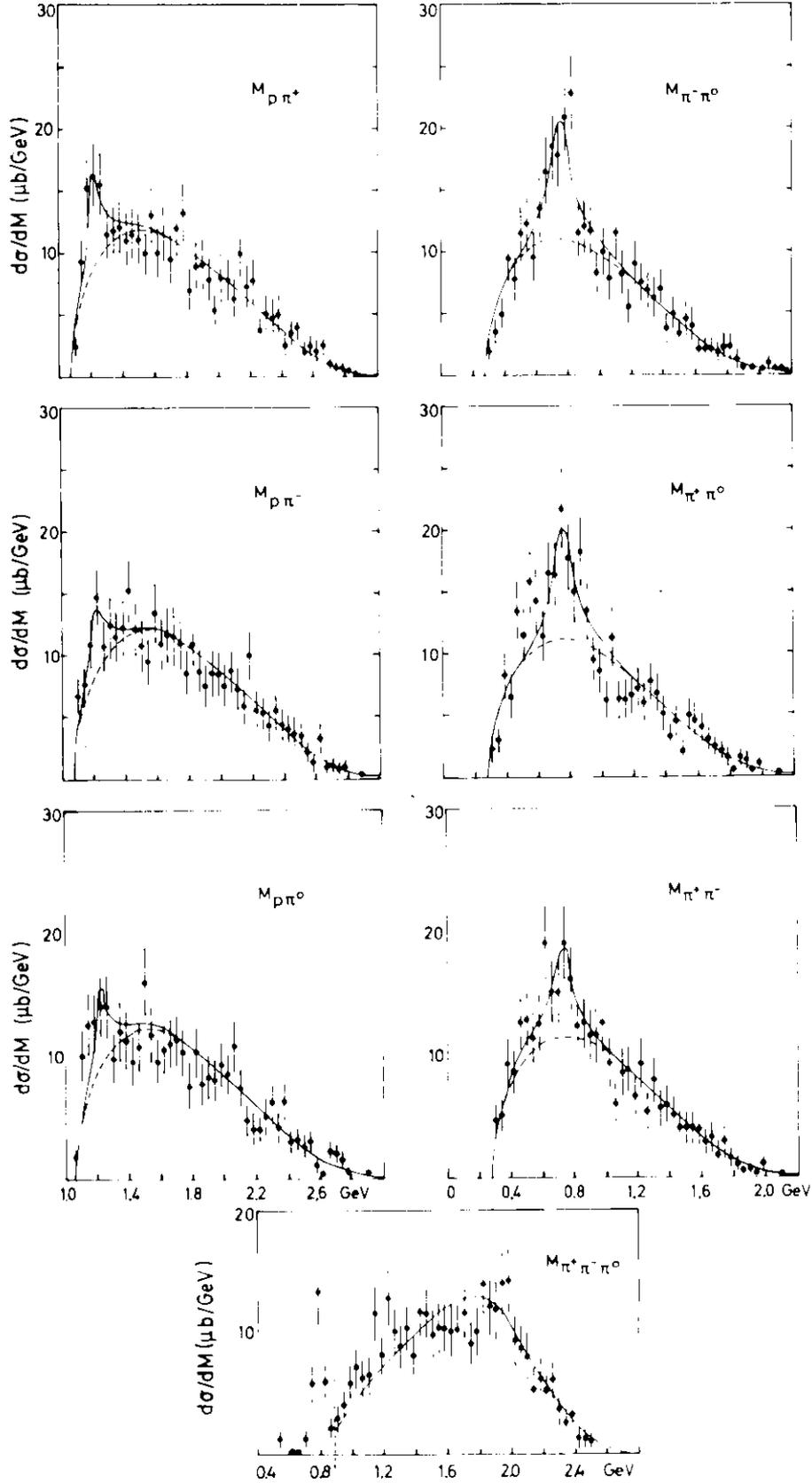


Abb.16

$\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^- \pi^0$ $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$
 $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0.88 \text{ GeV}$

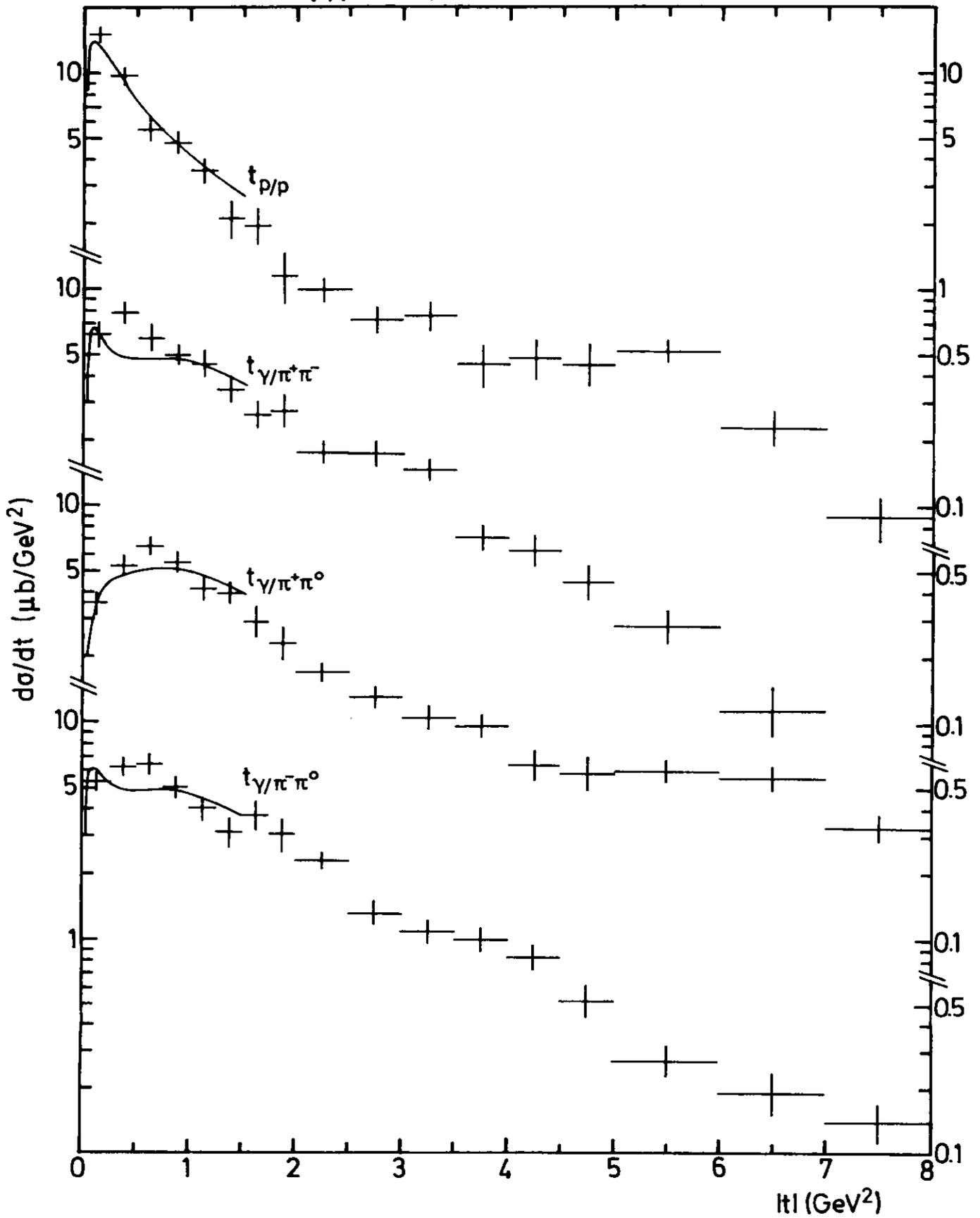


Abb.17

$\gamma p \rightarrow p \omega$ $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$

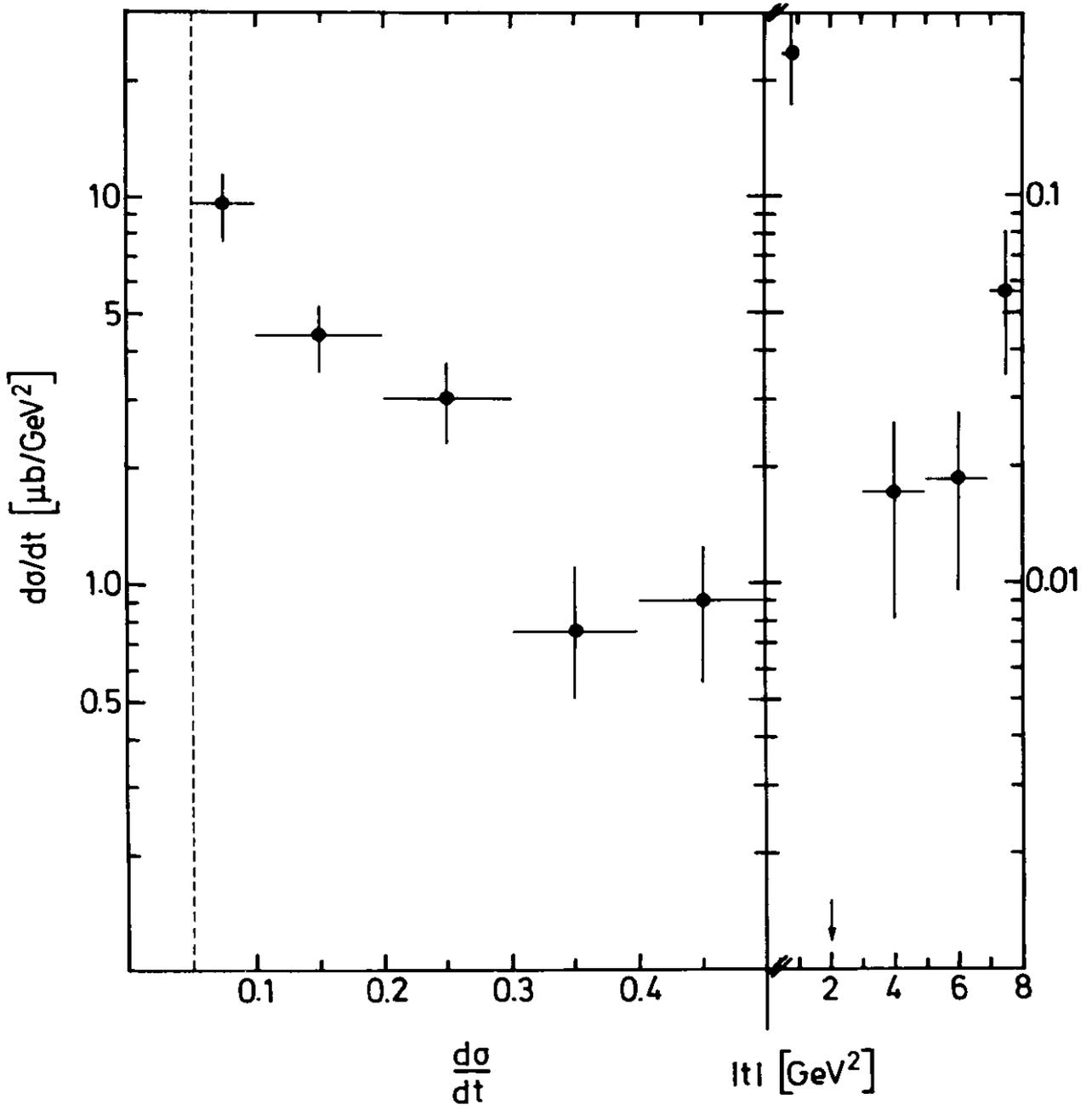


Abb.18

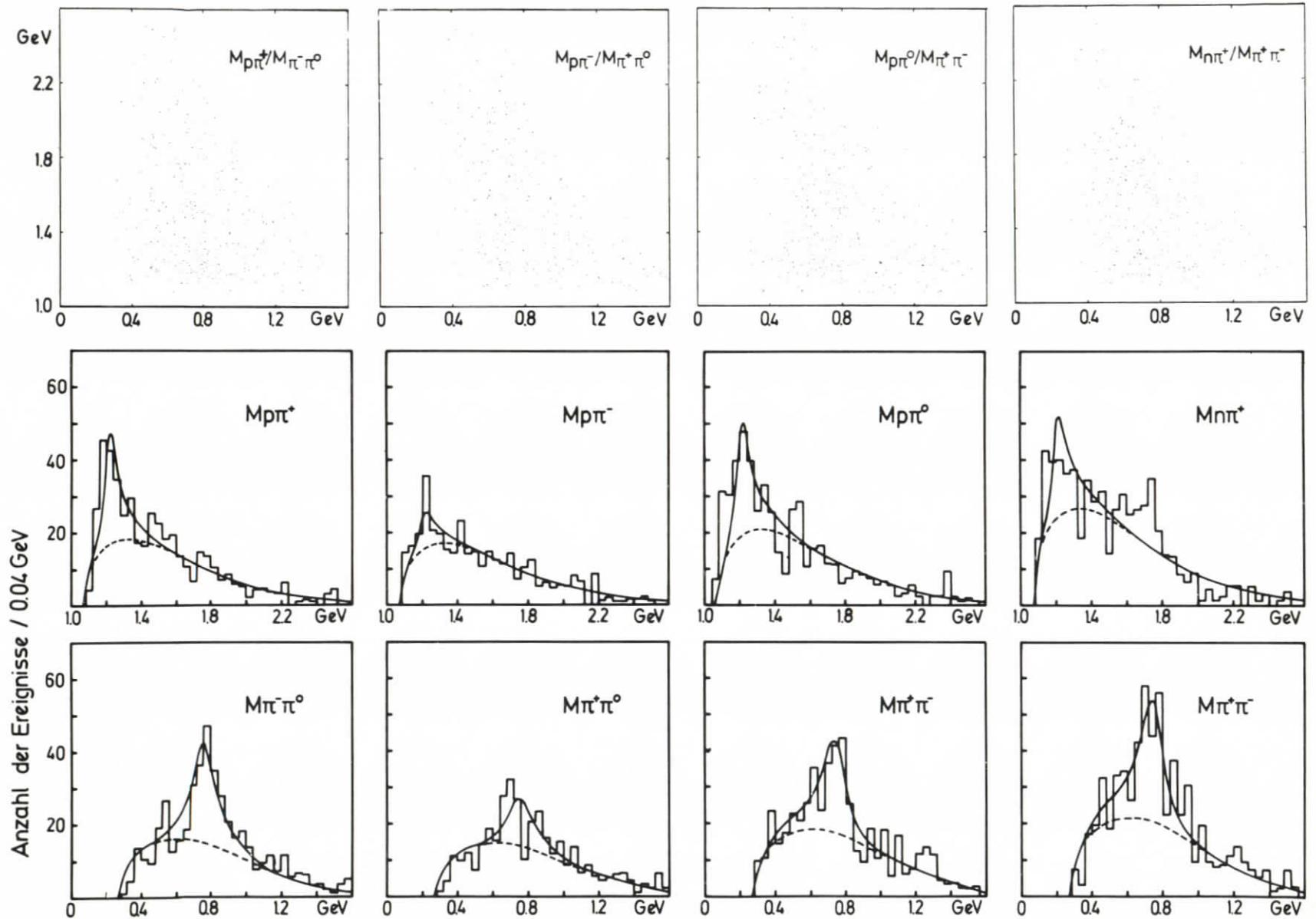


Abb. 19

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

$4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$

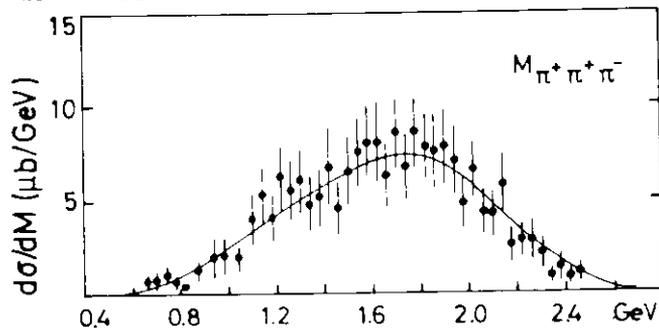
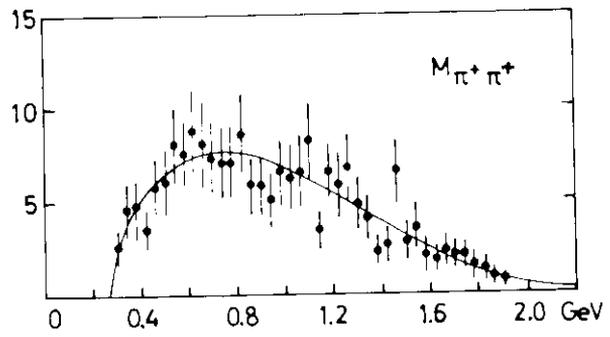
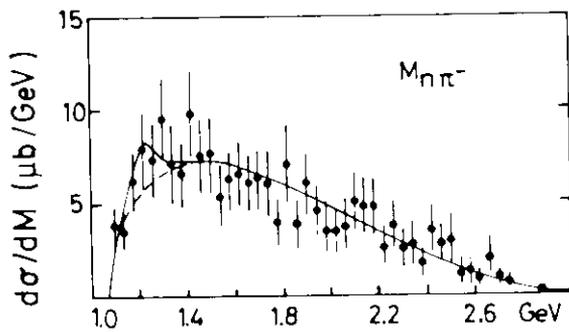
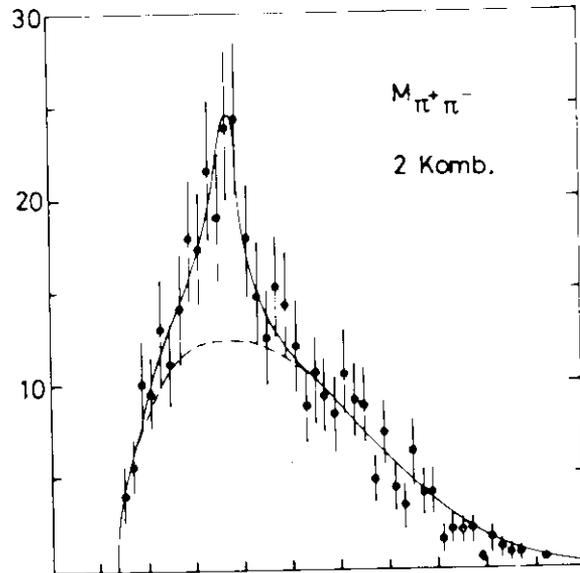
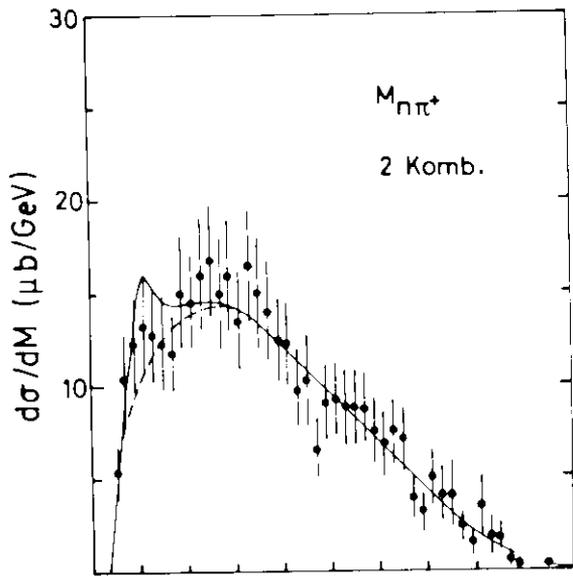


Abb. 20

$\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $4.1 < E_\gamma < 6.2 \text{ GeV}$

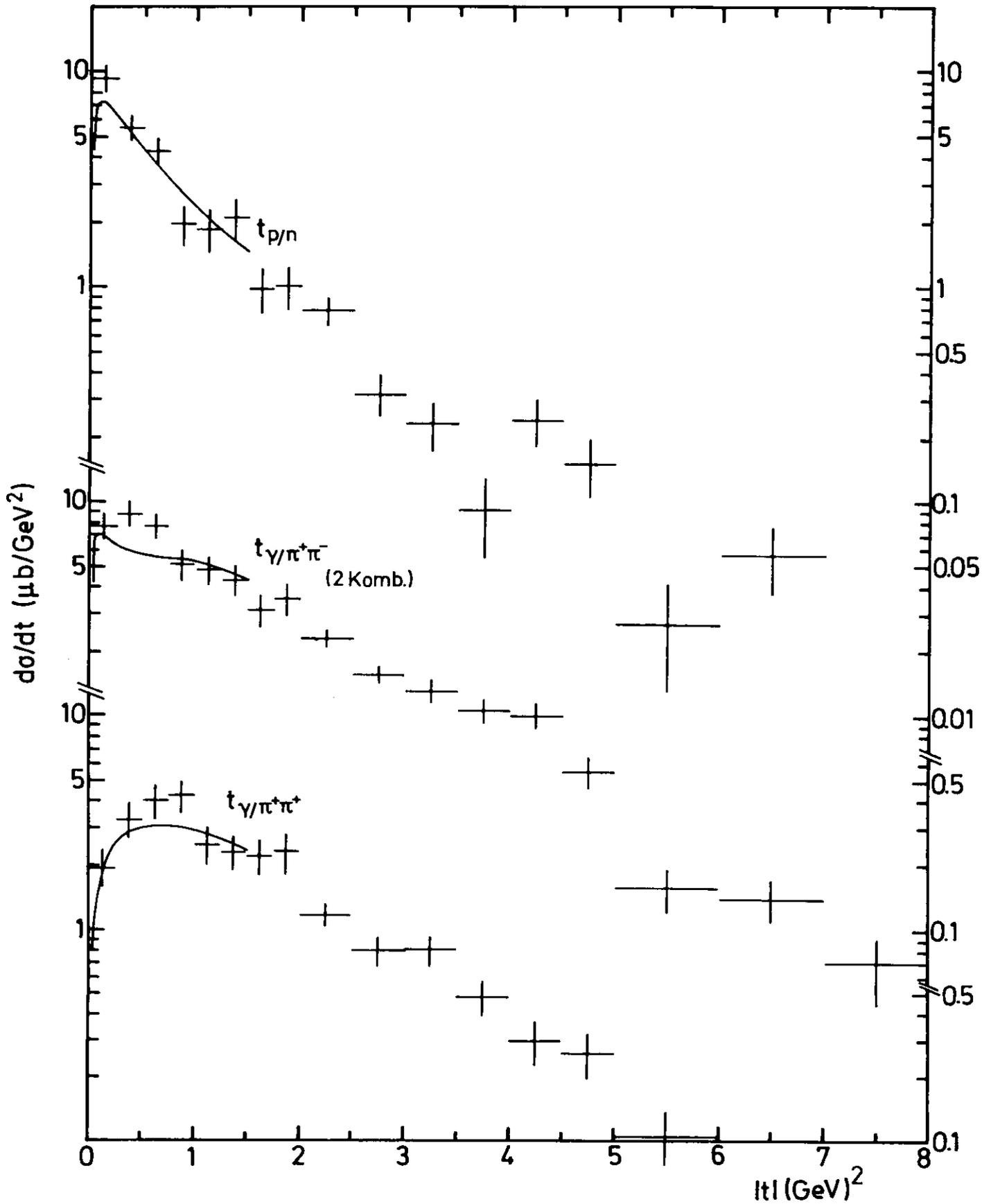


Abb.21

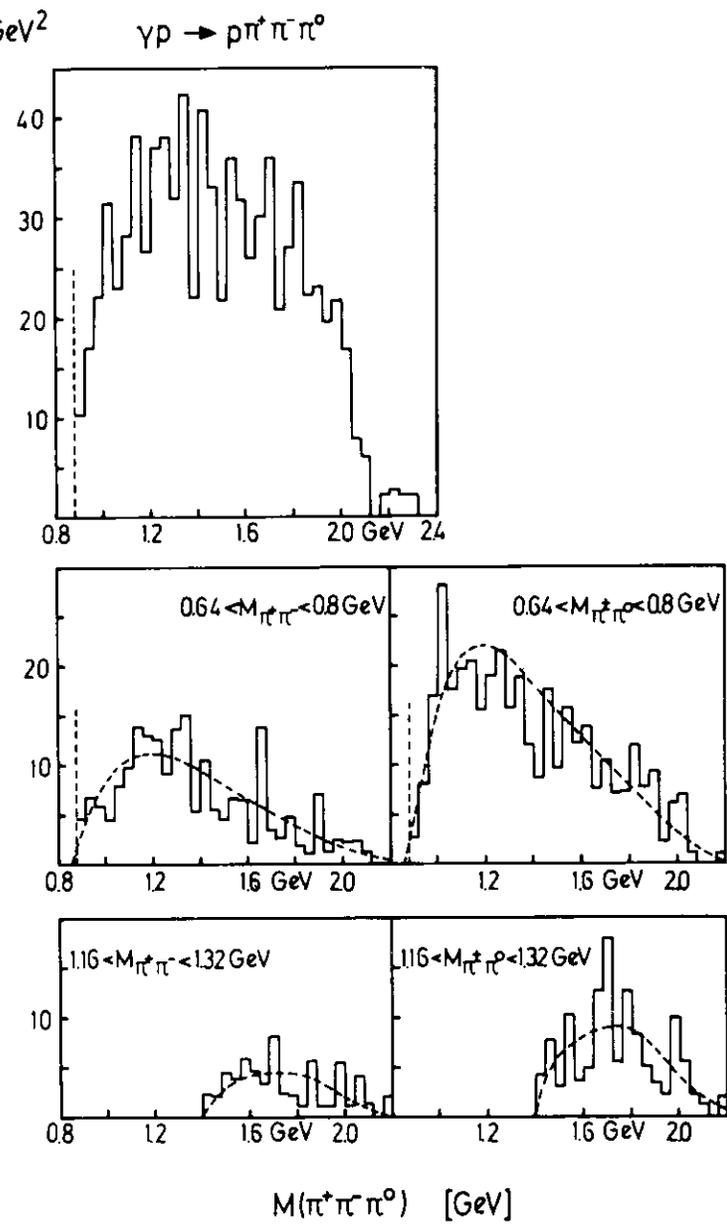
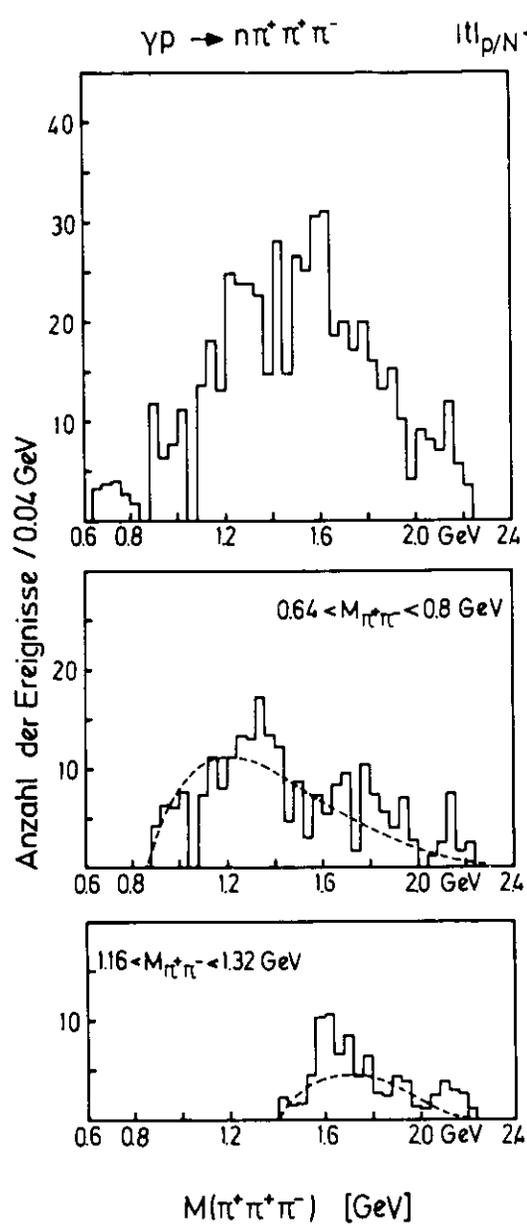


Abb 22

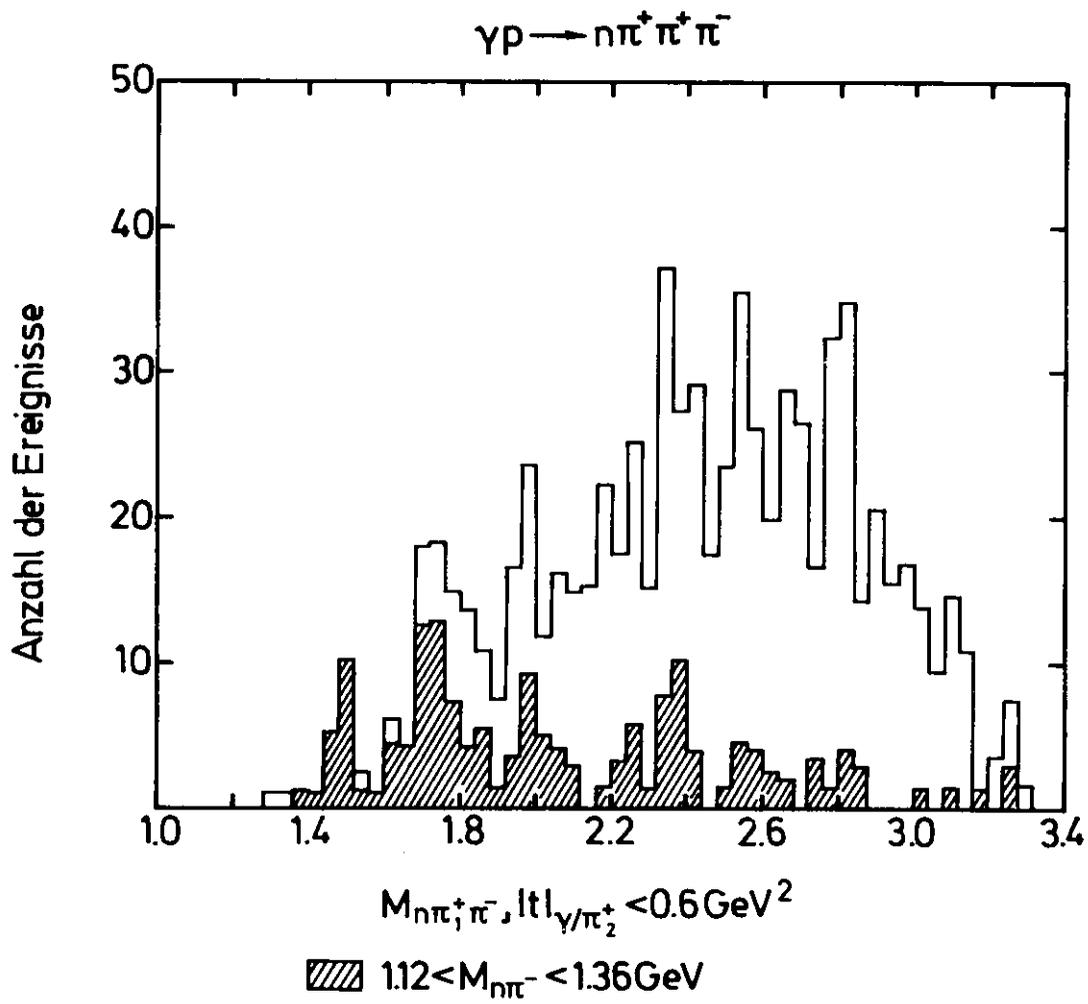


Abb.23

$4 < E_\gamma < 6 \text{ GeV}$

$\frac{\gamma^2}{4\pi} = 0.64$

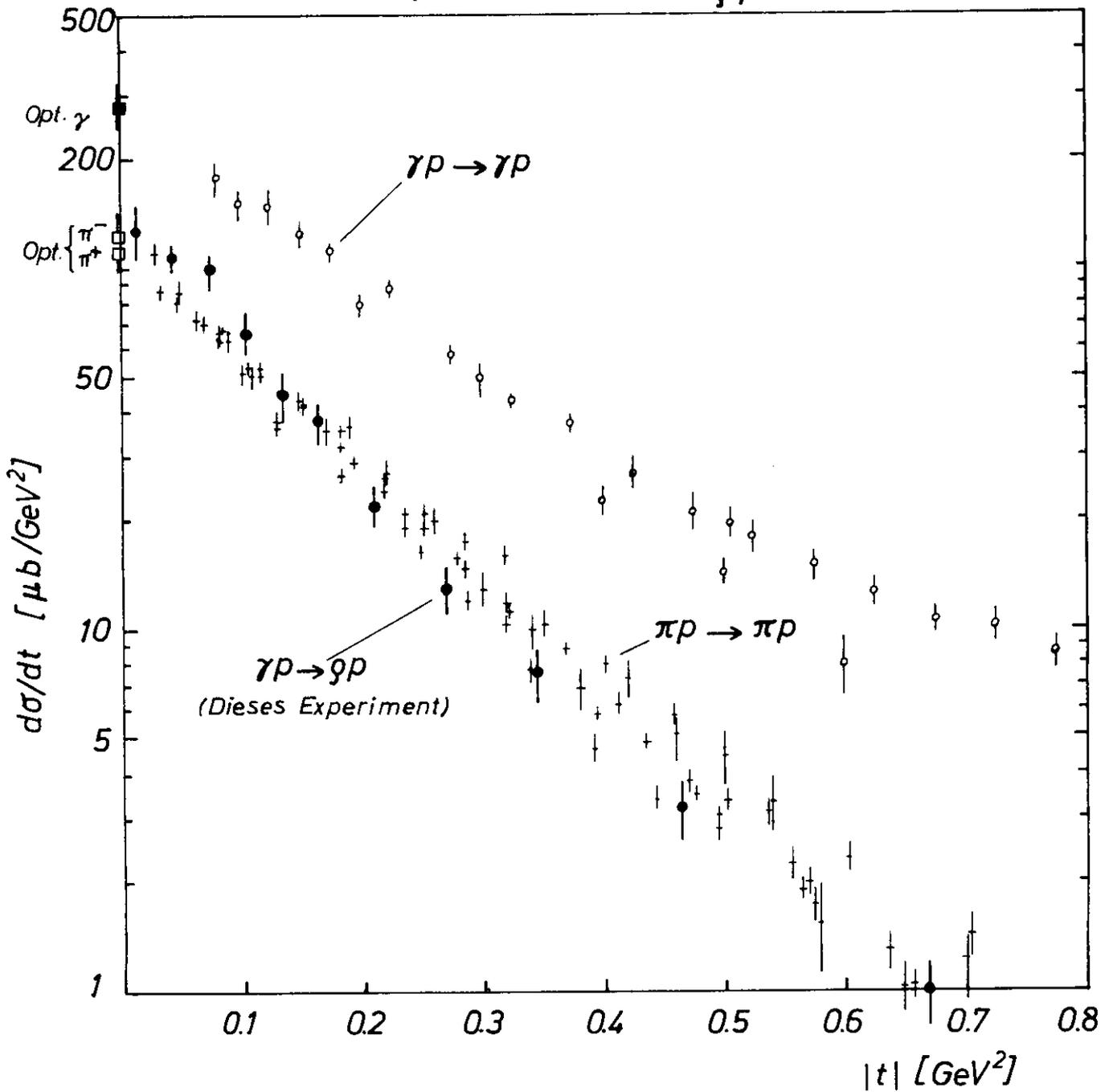


Abb. 24 $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p \rho^0)$

$\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^- \pi^0, \eta \pi^+ \pi^-$

$0.64 < M_{\pi^+ \pi^-} < 0.84 \text{ GeV}$

$|t|_{\gamma/\pi^+ \pi^-} < 0.6 \text{ GeV}^2$

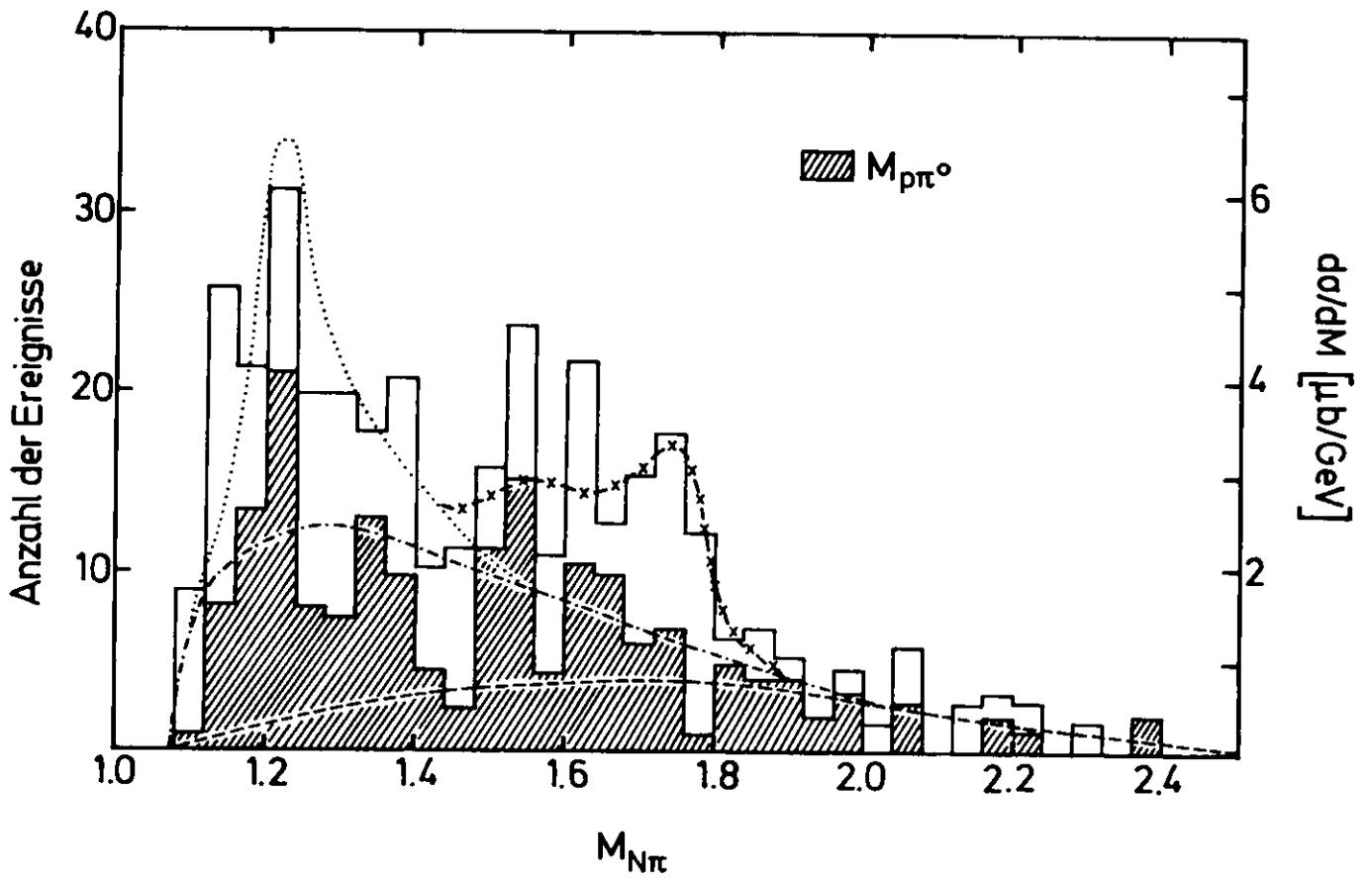


Abb.25

