

Interner Bericht  
DESY F1-73/4  
April 1973

Untersuchung der Photoreaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  im Energiebereich  
1.66 bis 4.02 GeV mit einer Streamer-Kammer

von

Günter Hentschel

DESY-Bibliothek

12. JUNI 1973



Untersuchung der Photoreaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  im Energiebereich  
1.66 bis 4.02 GeV mit einer Streamer-Kammer

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

von

Günter Hentschel

Hamburg 1972

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes, das die Gruppe  
F1 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt hat.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>Verzeichnis der Tabellen</u>	
<u>Zusammenfassung</u>	
<u>Einleitung</u>	1
<u>I. Experimentelles Verfahren</u>	4
1.1 Übersicht	4
1.2 Das Energiemarkierungs-System	4
1.3 Die Streamerkammer	5
1.4 Definition eines Ereignisses	6
<u>II. Auswertung</u>	8
2.1 Auswählen (SCAN) und Messen der Ereignisse	9
2.2 Geometrische Rekonstruktion und Filtern der Ereignisse	11
2.3 Eichung des Energiemarkierungs-Systems	14
2.4 Kinematische Rekonstruktion	15
2.4.1 Ionisationsentscheidung	16
<u>III. Korrekturen und systematische Fehler</u>	18
<u>IV. Topologische Wirkungsquerschnitte für     2- und 3-Spur-Ereignisse</u>	20
<u>V. Untersuchung der Reaktion <math>\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-</math></u>	22
5.1 Definition der Variablen und Bezugssysteme	23
5.2 Anpassungsverfahren und Bestimmung der Resonanzanteile $\rho^0$ , $f^0$ , $\Delta^{++}$ und $\Delta^0$	26
5.3 Ereignis-Anzahlen und Massenverteilungen	28
<u>VI. Modelle zur Photoproduktion</u>	31
6.1 a Vektordominanz-Modell	31
b Parametrisierung nach Ross und Stodolsky	32
c Interferenzmodell nach Söding	33

	Seite
6.2 Ein-Pion-Austauschmodell (OPE)	33
<u>VII. Die Reaktion <math>\gamma p \rightarrow \rho^0 p</math></u>	35
7.1 Totale Wirkungsquerschnitte	35
7.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte	
$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$	35
7.3 Bestimmung von $d\sigma/dt$ an der Stelle $t = 0$	39
7.4 $t$ -Abhängigkeit des Exponenten im Ross- -Stodolsky-Faktor	40
<u>VIII. Die Reaktionen <math>\gamma p \rightarrow \pi^- \Lambda^{++}</math> und <math>\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0</math></u>	42
8.1 Totale Wirkungsquerschnitte	42
8.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte	
$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^- \Lambda^{++})$	42
8.3 Beschreibung der $\Lambda^{++}$ -Produktion mit dem absorptiv korrigierten Borntermmodell	43
<u>IX. Untersuchung des 2-Pion-Massenspektrums im Bereich des <math>f^0(1236)</math></u>	45
9.1 Totale Wirkungsquerschnitte	45
9.2 Zerfallswinkelverteilungen	46
9.2.1 Die Momente-Methode	46
9.2.2 Die Fit-Methode	46
9.2.3 Der statistische Tensor und die Dichtematrixelemente	47
<u>X. Anhang</u>	49
A. Verfahren zur Eichung des Energie- markierungssystems	49
a.) Bestimmung der Kanal-Breiten aus Paar- -Messungen	50

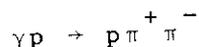
	Seite
b.) Testen des Tagging-Systems mit Hilfe der Akzeptanzen	51
c.) Bestimmung der Kanal-Mitten und -Breiten aus Akzeptanz-Messungen	52
<u>XI. Danksagungen</u>	54
<u>XII. Literaturverzeichnis</u>	55
<u>XIII. Abbildungsverzeichnis und Abbildungen</u>	58

## Verzeichnis der Tabellen

Tabellen-Nr.	Tabelle	Seite
1	Scangüte	10
2	Ereignis-Statistik	13
3a-g	Energiezuordnung durch die Tagging-Kanäle	53
4	Aufstellung der Korrekturen und systematischen Fehler	19
5	Ereignis-Zahlen und topologische Wirkungsquerschnitte für 3-Spur-Ereignisse	21
6	Resonanz-Produktion in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$	30
7	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$	36
8	Anpassungen an die t-Verteilungen der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	38
9	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ an der Stelle $t = 0$	39
10	Abhängigkeit des Ross-Stodolsky-Faktors von t	41
11	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$	43
12	Dichte-Matrix-Elemente für die $f^0$ -Zerfallswinkel-Verteilung	47

## Zusammenfassung

In einem Photoproduktions-Experiment wurden in der 1m-Streamer-Kammer am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY im Rahmen einer Kollaboration\* die Reaktionen von Photonen mit Protonen untersucht. Ein unpolarisierter, energiemarkierter  $\gamma$ -Strahl, mit Energien zwischen 1.68 und 6.2 GeV, erzeugte in einem Target mit flüssigem Wasserstoff 24 000 3-, 5- und 7-Spur-Ereignisse, die in der mit einem Helium-Neon-Gemisch gefüllten Streamer-Kammer sichtbar gemacht und fotografiert wurden. Wir beobachteten etwa 20 000 3-Spur-Ereignisse, wovon 6000 nach der Reaktion



erzeugt wurden. Dabei beschränken wir uns auf den in Hamburg ausgewerteten Anteil.

Für diese Reaktion werden totale Wirkungsquerschnitte und differentielle Wirkungsquerschnitte für  $\rho^0$  und  $\Delta^{++}(1236)$  als Funktion der Photon-Energie angegeben, sowie totale Wirkungsquerschnitte für  $\Delta^0(1236)$ - und  $f^0(1260)$ -Produktion.

Der totale  $\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt zeigt die schon aus anderen Experimenten [ABB 68], [CAM 66], [BAL 68], [SBT 69], [EIS 69] bekannte schwache Energieabhängigkeit (für  $E_\gamma > 2$  GeV). Die im DESY-Blasenkammer-Experiment [ABB 68] beobachtete Struktur im Energie-Intervall  $2.0 < E_{\gamma\text{Lab}} < 2.5$  GeV, die auf eine  $\rho^0 p$ -Resonanz hindeutet, wird gut reproduziert.

Phänomenologisch kann die  $\rho^0$ -Produktion im Rahmen mehrerer Modelle qualitativ beschrieben werden. Eine befriedigende theoretische Beschreibung fehlt jedoch.

Der totale  $\Delta^{++}(1236)$ -Wirkungsquerschnitt zeigt eine Abhängigkeit von der Photon-Energie wie  $E_\gamma^{-2}$ , in Übereinstimmung mit dem Ein-Pion-Austausch-Modell (OPE). Für den totalen  $\Delta^0(1236)$ -Wirkungsquerschnitt gilt mit Einschränkungen das gleiche.

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

## Einleitung

Die Wechselwirkung von Photonen und Protonen in der Reaktion



wurde zuerst im Jahre 1957 am CALTECH-Synchrotron von M. Bloch [BLO 57] bei Photon-Energien bis 1.1 GeV beobachtet.

Cocconi und Mitarbeiter [COC 60] stellten in einem Nebelkammer-Experiment am Cornell-Synchrotron dominierende Resonanzproduktion des  $\Delta^{++}(1236)$  für Energien kleiner als 1.1 GeV fest:



Mit den neuen Beschleunigern in CEA [CAM 66] und DESY [ABB 68] konnten sowohl Statistik als auch Energiebereich vergrößert werden. Die Untersuchung der Reaktion (1) zeigte oberhalb der  $\rho^0$ -Schwelle bevorzugte Produktion des neutralen  $\rho$ -Mesons, entsprechend der Reaktion:



Die  $\rho^0$ -Erzeugung zeigt Ähnlichkeiten zur elastischen Streuung von Pionen an Nukleonen. Der totale Wirkungsquerschnitt für  $\rho^0$ -Produktion z.B. ist oberhalb von 2 GeV nur schwach energieabhängig. Der differentielle Wirkungsquerschnitt fällt exponentiell ab, wie es bei  $\pi N$ -Streuexperimenten beobachtet wird. Da das Photon und das  $\rho^0$ -Meson gleiche Quantenzahlen haben, konnte man erwarten (siehe Berman und Drell [BER 64]), daß diffraktive Erzeugung dominiert.

Von dieser Vorstellung ausgehend, können viele Eigenschaften der Vektormesonproduktion quantitativ im Vektormesondominanz-Modell (VDM) [JOO 67, SCHI 69] formuliert werden. Insbesondere läßt sich mit Hilfe des Quark-Modells eine enge Verbindung zur  $\pi$ -Nukleon-Streuung herstellen.

Zur vollständigen Analyse der Reaktion (1) ist es notwendig, den Produktionsmechanismus zu kennen, nach dem die  $\Delta^{++}(1236)$ -Resonanz in der Reaktion (2) erzeugt wird.

Das absorptiv korrigierte Bornterm-Modell von Stichel und Scholz [STI 64], [LÜK 71] beschreibt die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte qualitativ.

Erste Anzeichen für die Photoproduktion des  $f^0(1260)$  wurden bisher im DESY-Blasenkammer-Experiment beobachtet. Im DESY-Streamer-kammer-Experiment wird dieses Ergebnis bestätigt. Der totale  $f^0(1260)$ -Wirkungsquerschnitt steigt oberhalb der Schwelle (2.3 GeV) stark an, bis zu einem Wert von 2  $\mu\text{b}$  im Intervall  $2.62 < E_{\gamma\text{Lab}} < 3.00$  GeV und fällt dann auf Null ab für  $E_{\gamma\text{Lab}} > 5.$  GeV.

Eine befriedigende Beschreibung liefert das von Stichel und Scholz [STI 64] vorgeschlagene Borntermmodell (BTM).

Die in CEA- und DESY-Blasenkammerexperimenten beobachteten Reaktionen wurden durch Bremsstrahlungs-Photonen ausgelöst. Die Energie des auslösenden Photons wurde durch kinematische Rekonstruktion von Ereignissen ohne neutrales Teilchen bestimmt. Da die meisten Reaktionen ein oder mehr neutrale Teilchen (60 - 75 % zwischen 1.66 und 6. GeV) im Endzustand haben, konnten die Wirkungsquerschnitte nicht energieabhängig angegeben werden.

Neuere Experimente am Stanford Linear Accelerator (SLAC) nutzten die  $e^+e^-$ -Vernichtungsstrahlung zur Energiedefinition der Photonen aus [BAL 68], [EIS 69]. In einem weiteren Experiment bei SLAC, erreichten Ballam und Mitarbeiter [SBT 69] die Energiedefinition durch Compton-Rückstreuung von Laser-Photonen an hochenergetischen Elektronen. Beide Experimente benutzten wiederum eine Wasserstoff-Blasenkammer als Target. Die bei DESY erreichbare Endenergie von 7.5 GeV ist zu klein, so daß sich beide Methoden nicht anwenden lassen. Zur Bestimmung der Photon-Energie wird ein Bremspektrum durch monoenergetische Elektronen oder Positronen erzeugt. Die Impulse der abgebremsten Positronen werden mit einem Magneten und einem Zählerhodoskop gemessen. Das erste Experiment dieser Art haben H. Meyer und Mitarbeiter [MEY 68], [BAI 68] mit einer Blasenkammer für ein Energieintervall von 0.5 - 5.8 GeV durchgeführt. Die Blasenkammer jedoch läßt sich nicht triggern, so daß eine Auswahl interessierender Ereignisse erst nachträglich bei der Analyse der Bilder getroffen werden konnte.

Wesentlich bessere Ergebnisse wurden mit einem neuen Spurkammertyp, der Streamerkammer, erzielt. In Anlehnung an die Entwicklung und den Einsatz einer Streamerkammer [CHI 63], [DOL 64], [ALI 63] bei SLAC wurde in den Jahren 1969 und 1970 eine von V. Eckardt und A. Ladage entwickelte Kammer [LAD 69] zur Untersuchung hadronischer Wechselwirkung von Photonen mit Nukleonen eingesetzt.

In dieser Arbeit wird der Drei-Teilchen-Endzustand nach Reaktion (1) untersucht. Das Experiment gliedert sich in vier Abschnitte. Wir definieren für jeden Abschnitt die Energieintervalle als:

Lauf 1 :	4.20 < E <sub>γLab</sub>	< 6.26	[GeV]
Lauf 2 :	3.00 < "	< 4.02	"
Lauf 3 :	2.28 < "	< 3.23	"
Lauf 4 :	1.66 < "	< 2.62	"

Erste Ergebnisse von Lauf 1 und Lauf 2 wurden von E. Maier [MAI 70], P. Dittmann [DIT 71] und W. Struczinski [STR 71] bekanntgegeben.

E. Rabe hat für Lauf 1 u.a. die  $\rho^0$ -Produktion ausführlich untersucht [RAB 71], während J. Knobloch Korrekturverfahren und topologische Wirkungsquerschnitte für beide Läufe angibt [KNO 71].

Der erste Abschnitt dieser Arbeit umfaßt die Beschreibung des Experiments und die Auswertung der Bilder (Kapitel I und II). Kapitel II beinhaltet eine ausführliche Beschreibung der Eichung des Energiemarkierungs-Systems. Im zweiten Abschnitt werden Korrekturen und topologische Wirkungsquerschnitte angegeben, in Fortsetzung zu den Untersuchungen von J. Knobloch (Kapitel III und IV). Daran anschließend folgt im letzten Abschnitt (Kapitel V - IX) eine Analyse der Reaktion (1).

Es werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte sowie Zerfallswinkelverteilungen für Resonanzproduktion in Abhängigkeit kinematischer Variabler für Lauf 1 bis Lauf 4 angegeben.

## I. Experimentelles Verfahren

### 1.1 Übersicht

Ein Positronen-Strahl des Impulses  $P_{\text{prim}}$  und der Impulsauflösung von  $\Delta P_{\text{prim}}/P_{\text{prim}} = 0.5\%$  erzeugt in einem Radiator (Aluminium) der Dicke 1.2 mm (0.0135 Strahlungslängen) Photonen. Abgebremste Positronen mit dem Impuls  $P_{\text{sek}}$  werden in einem Zählerhodoskop nachgewiesen und markieren Photonen des Impulses

$$P_{\gamma} = P_{\text{prim}} - P_{\text{sek}}$$

Diese markierten Photonen treffen ein Target mit flüssigem Wasserstoff innerhalb der Streamerkammer. Mit Hilfe einer Zähleranordnung um das Wasserstofftarget und hinter der Kammer werden Ereignisse mit Hadronerzeugung aussortiert und durch Triggerung der Streamerkammer fotografiert.

### 1.2 Das Energiemarkierungs-System (TAGGING-System)

In Abb. 1a ist der experimentelle Aufbau vom Radiator bis zur Streamer-Kammer dargestellt.

Das Tagging-System TAG besteht aus 19 Zählern, von denen 12 Zähler den jeweiligen Impuls  $P_{\text{sek}}$  der aus dem C-Magneten kommenden Positronen definieren. Die Zähler überlappen sich um je 1/3 mit den benachbarten, so daß insgesamt 23 Tagging-Kanäle ein Energie-Intervall eines Laufs bestimmen. Hinter diesem System (Abb. 1a) befinden sich weitere 7 Koinzidenz-Zähler, von denen jeweils zwei oder drei einer Gruppe der 23 Kanäle zugeordnet sind.

Mit der Annahme, daß beim Bremsprozess im Radiator der Impulsübertrag vom einfallenden Positron auf den Targetkern klein ist gegen den Impuls des gebremsten Positrons, ergibt sich der Impuls des ausgesandten Photons zu:

$$P_{\gamma} = P_{\text{prim}} - P_{\text{sek}} = E_{\gamma} \quad (\text{Gl.1})$$

In diesem Experiment wurden vier Impuls-Einstellungen des Primärstrahls vorgenommen:  $P_{\text{prim}} = 2.9, 3.5, 4.3$  und  $6.5$  GeV.

Die durch das Tagging-System definierten Energie-Intervalle sind mit Lauf 1 - Lauf 4 identisch.

Die Eichung des Tagging-Systems wird in Kapitel II.2.3 und Anhang A beschrieben, vollständige Tabellen sind im Anschluß an Anhang A c.) zu finden.

### 1.3 Die Streamer-Kammer

Detaillierte Berichte über den Bau und die Funktionsweise der DESY-Streamer-Kammer wurden von A. Ladage und V. Eckardt [LAD 69] gegeben. Einen kurzen Überblick über die Konstruktion der Kammer und die Position des Wasserstofftargets geben Abb. 1b und Abb. 1c.

Die Streamer-Kammer besteht aus einem Plexiglas-Körper der Abmessungen  $100 \times 60 \times 32 \text{ cm}^3$  mit rechteckigem Querschnitt. Er ist umgeben von einer Masselektrode, die an der Kameraseite aus parallel gespannten Drähten und an der gegenüberliegenden Seite aus einer Edelstahlplatte gefertigt ist. In die Edelstahlplatte sind Bezugsmarken eingesetzt, die das Koordinatensystem definieren. Parallel zur Kameraebene befindet sich in der Mitte der Kammer die Mittelelektrode.

Die Streamer-Kammer steht im 22 kGauß-Feld des Blasenkamer-Magneten bei DESY. Die Feldrichtung verläuft senkrecht zur Strahlrichtung.

Die Kammer wird gefüllt mit 70 % Neon und 30 % Helium.

An die Mittelelektrode wird ein Hochspannungsimpuls von 500 kV gelegt, der in einem Marx-Generator erzeugt und durch ein Blumlein-System geformt wird, so daß Anstieg- und Abklingzeiten von 3-4 nsec bei einer Pulslänge von 10 nsec erreicht werden. Durch die Kammer fliegende geladene Elementarteilchen verursachen Kanalentladungen des Kammergases [RAE 64], die nach 10 nsec abgebrochen werden. Durch Rekombination von Elektronen und Ionen des Gases setzt Streamerbildung ein, die durch Emission von Photonen entlang der Teilchenbahnen zu sehen ist und mit drei Kameras fotografiert wird.

Ausführliche Darstellungen sind bei O.C. Allkofer [ALL 69] und E. Maier [MAI 70] zu finden.

Das elektrische Feld in der Kammer liegt parallel zum Magnetfeld. Das Magnetfeld definiert Impuls und Ablenkrichtung positiv und negativ geladener Elementarteilchen, die mit der oder gegen die Feldrichtung einer Helix folgen.

In der Streamer-Kammer kann im Gegensatz zur Blasen-Kammer zwischen Wechselwirkungs- und Nachweisvolumen unterschieden werden. Das Wechselwirkungsvolumen in der Streamer-Kammer wird durch die Geometrie der mit flüssigem Wasserstoff gefüllten Kapton-Zelle als Target beschränkt. Die Zelle hatte eine Länge von 38 mm, einen Durchmesser von 25 mm und eine Dicke von 125  $\mu\text{m}$ . Das Target ist vollständig umgeben vom Target-Zähler T ( $4\pi$ -Akzeptanz). Alle im Target entstehenden Teilchen müssen zuerst T passieren, um das Nachweisvolumen in der Streamer-Kammer zu erreichen.

#### 1.4 Definition eines Ereignisses (TRIGGER)

Da uns in diesem Experiment nur Prozesse mit hadronischen Teilchen (Mesonen und Baryonen) im Endzustand interessieren, müssen Ereignisse mit elektromagnetisch erzeugten Teilchen abgetrennt werden. So z.B. kommen die  $e^+e^-$ -Paarerzeugung 150 mal und die Photon-Elektron-Streuung zwischen 2 und 6 mal häufiger vor als die Erzeugung hadronischer Teilchen. Es muß daher versucht werden, diese Ereignisse mit der Trigger-Bedingung zu unterdrücken. In den Abbildungen 1a und 1b sind eine Reihe von Zählern eingezeichnet, mit deren Hilfe die zu untersuchenden Ereignisse selektiert werden konnten.

Die Zähler V unterdrücken eine Vielzahl von Prozessen, die im Radiator stattfinden, wie sie bei [NAR 68], [NOT 69], [KNO 71] eingehend beschrieben werden, so z.B. Anstoßelektronen, direkte und sekundäre Paarproduktion und sekundäre Compton-Elektronen.

Die Paarveto-Zähler O und U registrieren  $e^+e^-$ -Paare sowie  $e^-$ -Compton-Streuung.

Hat ein Photon weder im Target noch im Target-Zähler T eine Reaktion ausgelöst, wird es im Schauerzähler S registriert; außerdem dient S als Fluß-Monitor.

Ein hadronisches Ereignis wird durch folgende Trigger-Bedingung definiert:

$$\text{TRIGGER} = T \cdot \text{TAG} \cdot \bar{S} \cdot (\overline{O + U}) \cdot \bar{V} \quad (\text{G1.2})$$

D.h. Target-Zähler T hat geladene Teilchen registriert, im Tagging-System TAG fand eine Koinzidenz eines Kanals mit zwei oder drei dahinterstehenden Zählern statt, der Schauerzähler S hat nicht angesprochen, ebenso keiner der Paarveto-Zähler O, U und keiner der Zähler V.

Das Signal TRIGGER löst den Hochspannungs-Puls im Marx-Generator aus.

Zur Flußmessung wird der Trigger  $\text{TAG} \cdot S$  verlangt.

Zur Eichung des Tagging-Systems (Kapitel II.2.3) werden nur  $e^+e^-$ -Paare fotografiert, sowie die Akzeptanz des Systems bestimmt.

Die Trigger-Bedingung für 'symmetrische' Paare lautet:

$$\text{TRIGGER(Paare)} = T \cdot \text{TAG} \cdot (O \cdot U) \cdot \bar{S}$$

Als 'symmetrische' Paare werden Paare bezeichnet, deren Positron Zähler O und deren Elektron Zähler U treffen.

Die Forderung  $\bar{S}$  unterdrückt Doppelprozesse..

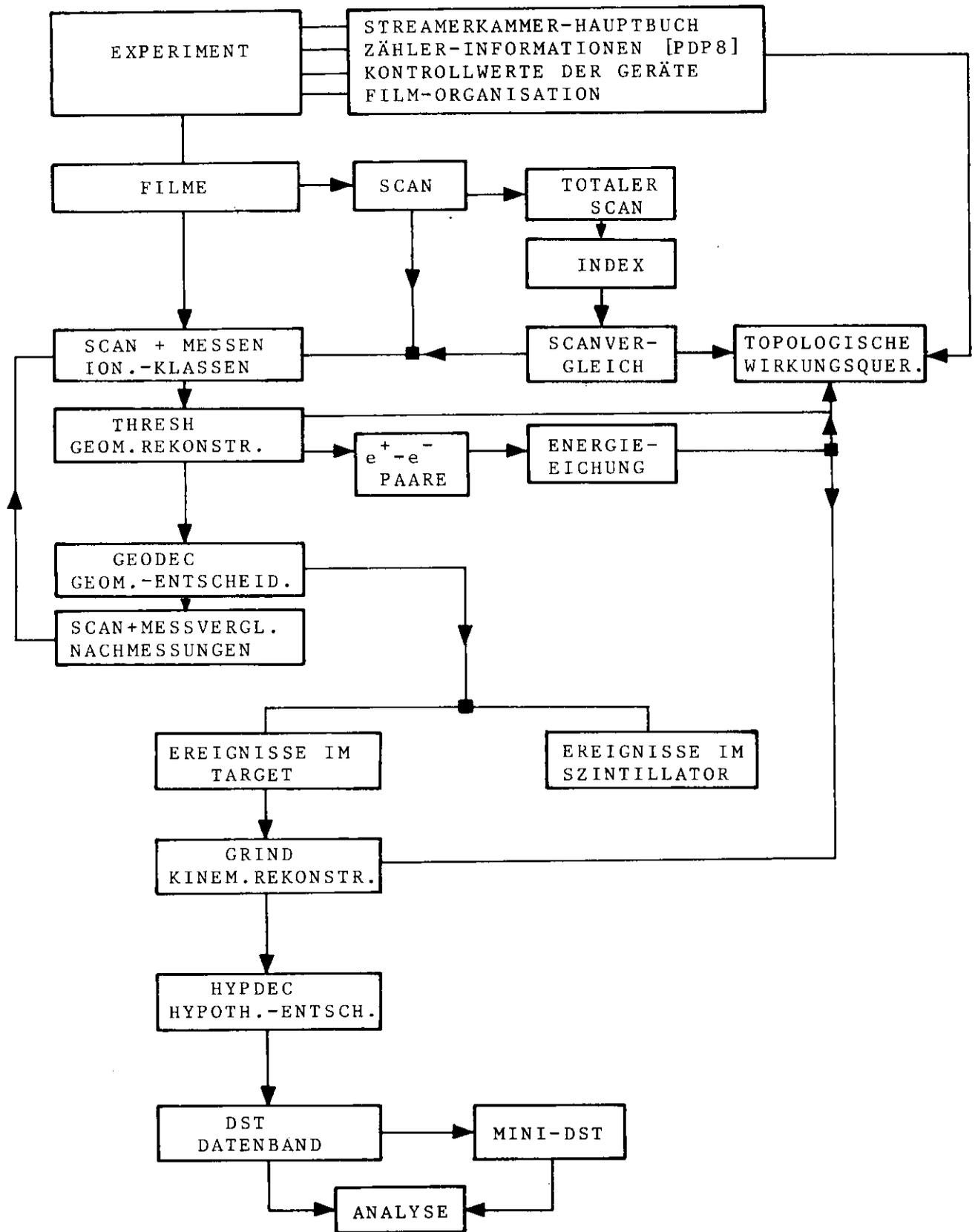
In der Akzeptanz-Messung wird die Verteilung der Positronen auf die 23 Tagging-Kanäle bestimmt, deren Photonen in S registriert werden. Trigger-Bedingung :  $\text{TAG} \cdot S$

Über ein Sichtgerät (Databox) werden die Energie-Information aus dem Tagging-System sowie Film- und Bildnummer für jedes Ereignis mitphotografiert.

Weitere Details über den technischen Ablauf sind in den Arbeiten von J. Knobloch und E. Rabe [KNO 71, RAB 71] aufgeführt.

## II. Auswertung

Der Verlauf der Auswertung der Filme wird im nachfolgenden Fluß-Diagramm skizziert und in den anschließenden Abschnitten erläutert.



## 2.1 Auswählen (SCAN) und Messen der Ereignisse

Im Verlauf dieses Experiments wurden annähernd 1 Million Bilder belichtet, wovon im Lauf 1 und 2 18.5 % der Bilder ein hadronisches Ereignis zeigten. Im Lauf 3 und 4 konnte die Zahl auf 25.6 % erhöht werden. Damit die Meßzeit der Ereignisse auf einen vertretbaren Zeitraum beschränkt blieb, mußte eine Selektion vorgenommen werden.

Zur Untersuchung der Reaktionen von Photonen mit Protonen genügt es, Bilder mit Ereignissen zu messen, deren Spuren eine Gesamtladung  $Q = 1$  oder  $Q = 0$  ergeben. Wird eine der Spuren mit positiver Ladung im Target oder im Szintillatormaterial des Targetzählers absorbiert, ergibt sich eine scheinbare Gesamtladung des Endzustandes von  $Q = 0$ . Auf diese Weise werden aber Ereignisse nicht berücksichtigt, deren negative Pionen absorbiert werden, sich somit eine Gesamtladung von  $Q = 2$  ergibt. Dieser Effekt wird zu 3 % [Tab.3] abgeschätzt [KNO 71].

Weiterhin wurden Ereignisse nicht gemessen, die die Kriterien für  $e^+e^-$ -Paare erfüllten [RAB 71]. Bei 1-Spur-Ereignissen ohne sichtbaren Zerfall eines seltsamen Teilchens läßt sich der Vertex nicht rekonstruieren [MAI 70]. Sowohl diese als auch Ereignisse mit mehr als 7 Spuren wurden nicht gemessen.

Die Ereignisse konnten ohne großen Zeitverlust in einem Arbeitsgang ausgewählt und gemessen werden, da im allgemeinen auf jedem Bild nur ein Ereignis zu sehen ist.

Zur Bestimmung von topologischen Wirkungsquerschnitten wurden im Lauf 1 12 und im Lauf 2-4 je 5 Filme mit insgesamt 90 000 Bildern zweimal unabhängig durchmustert und mit einem INDEX-System katalogisiert. Das Programm SCANVERGLEICH [KNO 71] verglich beide SCANS miteinander. Ein anschließender Vergleichscan entschied über aufgetretene Differenzen.

Die kombinierte Scan-Güte ist definiert als

$$\alpha = \frac{V(n_1 + n_2 - V)}{n_1 \cdot n_2}$$

$n_1$  = Zahl der im 1. Scan gefundenen Ereignisse

$n_2$  = Zahl der im 2. Scan gefundenen Ereignisse

$V$  = Zahl der im 1. und 2. Scan gefundenen Ereignisse.

In Tabelle 1 wird  $\alpha$  für 1 - 7-Spur-Ereignisse angegeben.

TABELLE 1: Scangüte $\alpha$		
EREIGNISTYP	LAUF 1+2* [%]	LAUF 3+4 [%]
1-Spur**	98.5	99.32
2-Spur	99.8	99.89
3-Spur	99.97	99.98
4-Spur	99.96	99.93
5-Spur	99.98	99.96
6-Spur	99.98	99.96
7-Spur	99.98	99.92
1-7-Spur	99.91	99.91

\* Der Arbeit von J. Knobloch [KNO 71] entnommen

\*\* Mit sichtbarem Zerfall eines seltsamen Teilchens ( $V^0$ )

Die Ereignisse wurden an Meßprojektoren des Typs VANGUARD gemessen. Die Meßgenauigkeit in der Filmebene kann mit 6 - 7  $\mu\text{m}$  angegeben werden.

Zur Eichung des Tagging-Systems (Kap. 2.3) war es notwendig 'symmetrische' (Kap. 1.4)  $e^+e^-$ -Paare zu messen. Die Messungen wurden teilweise vollautomatisch mit einem Hough-Powell-Device (HPD) [NAG 71] durchgeführt. Im Vergleich zu den Vanguard-Messungen ergab sich eine um den Faktor 2 bessere Meßgenauigkeit.

Eine Übersicht über die Anzahl der gemessenen Ereignisse gibt Tabelle 2 (Kap. 2.2).

## 2.2 Geometrische Rekonstruktion und Filtern der Ereignisse

Zur kinematischen Analyse der Ereignisse wurden Impuls und Winkel jeder Spur bestimmt.

Da der Target-Zähler das Target vollständig umgibt, müssen wir die Vertex-Lage rekonstruieren.

Das CERN-Geometrieprogramm THRESH wurde den Streamer-Kammer-Bedingungen entsprechend modifiziert [DIT 70] und auf die aus den Messungen gewonnenen Spurpunkte angewandt.

THRESH paßt die Parameter  $\frac{1}{p}$ ,  $\lambda$  und  $\phi$  an die Spurpunkte an und rekonstruiert danach die Vertex-Lage.

Definition der Parameter:

$p$  = Impuls einer Spur

$\lambda$  = Neigungs-Winkel = Winkel einer Spur gegen die Filmebene (x,y-Ebene)

$\phi$  = Azimut-Winkel = Winkel einer Spur-Projektion auf die x-y-Ebene gegen die Strahlrichtung (x-Richtung)

E. Maier [MAI 70] gibt das Vertex-Rekonstruktions-Verfahren für  $e^+e^-$ -Paare in seiner Arbeit an.

Das nachfolgende Programm GEODEC [DIT 70] führt einen kombinierten Scan- und Meßvergleich durch, der sich im wesentlichen in drei Teile gliedert. Ereignisse erschienen auf einer Meßliste, wenn:

1. die Musterungsbedingungen in Kapitel 2.1 nicht erfüllt waren und Spur-Punkte von Ereignissen zu ungenau gemessen waren, so daß die Impuls- und Winkelfehler zu groß wurden.
2. Ereignis-Spuren als  $e^+e^-$ -Paar-Spuren identifiziert wurden, da sie innerhalb dreier Standard-Abweichungen einen aus Paar-Messungen erhaltenen Neigungs- und Azimut-Winkel hatten.
3. die kürzesten Abstände der Spuren vom rekonstruierten Vertex folgenden Bedingungen nicht genügten:

$$\Delta x < .2, \quad \Delta y < .5 \quad \text{oder} \quad \Delta z < 1. \quad [\text{cm}]$$

Für 2-Spur-Ereignisse durfte  $\Delta x$  bis zu 1 cm abweichen, da diese Ereignisse nicht genauer rekonstruierbar sind [MAI 70].

Ein weiterer Programmteil berechnet den Impulsverlust der Spuren, den sie erfahren, wenn sie durch Wasserstoff und Szintillator fliegen [MAI 70, DIT 70]. Dabei werden die Rechnungen für alle möglichen Teilchen pro Impuls durchgeführt. Das Resultat sind korrigierte Impulse mit vergrößerten Fehlern, die zur kinematischen Rekonstruktion gelangen. Eine Vertex-Abfrage trennt Target- und Szintillator-Ereignisse, die auch getrennt kinematisch rekonstruiert werden.

Tabelle 2 gibt in den Zeilen 1 - 6 eine Übersicht über die gemessenen Ereignisse.

Von den in Zeile 3 angegebenen Ereignissen gibt es Teilchen, die eine Wechselwirkung im Target oder Szintillator machen oder zerfallen. Zeile 4 gibt  $e^+e^-$ -Paare an, die ursprünglich als Ereignis-Spuren interpretiert worden waren.

Aus Tabelle 2 sind weiterhin die Anzahlen der geometrisch rekonstruierten 2-7-Spur-Ereignisse (ab Zeile 7) zu ersehen. Die Werte in Klammern geben die Ereignisse an, für die eine Anpassung an den Scan-Kriterien scheiterte oder der Vertex weder im Target- noch Szintillator-Bereich lag.

In Tabelle 5 wird eine Aufstellung gegeben über die Anzahlen der 3-Spur-Ereignisse mit und ohne neutrale Teilchen (Zahlen in Klammern siehe Tabelle 2).

Eine ausführliche Diskussion der geometrischen Rekonstruktion ist in den Arbeiten von P. Dittmann und E. Rabe [DIT 72, RAB 72] zu lesen.

TABELLE 2	EREIGNIS-STATISTIK							ZEILE
	4.2 < E <sub>Y</sub> < 6.26* LAUF 1 Anzahl [%]	3.0 < E <sub>Y</sub> < 4.02 LAUF 2 Anzahl [%]	2.28 < E <sub>Y</sub> < 3.23 LAUF 3 Anzahl [%]	1.66 < E <sub>Y</sub> < 2.62 LAUF 4 Anzahl [%]				
Gemessen	21 857 100	8777 100	17 158 100	27 029 100			1	
Noch nachzumessen	1 824 8.3	381 4.3	781 4.6	1 236 4.6			2	
Vertex-Fehler zu groß	791 3.6	257 2.9	343 2.0	555 2.1			3	
e <sup>+</sup> -e <sup>-</sup> -Paare	240 1.1	30 0.3	64 0.4	99 0.3			4	
Sichtbare seltsame Teilchen	274 1.2	128 1.5	193 1.1	266 1.0			5	
Zur kinemat.Rekon. Wasserstoff Szintillator	8 484 39.0 10 244 46.8	2755 31.4 5226 59.6	5 648 32.9 10 129 59.0	7 355 27.2 17 518 64.8			6	
2,3-Spur-Ereign.	6 399 (189)	2205 (141)	4 609 (510)	6 129 (915)			7	
4,5-Spur-Ereign.	1 916 (214)	321 (71)	324 (184)	160 (143)			8	
6,7-Spur-Ereign.	117 (51)	7 (10)	7 (15)	1 (2)			9	
Keine Zuordnung	(455) 5.4	(222) 7.8	(729) 12.9	(1 153) 15.7			10	

\* Aus [RAB 71]

### 2.3 Eichung des Energiemarkierungs-Systems

Im Prinzip ist die Energie  $E_{\gamma}$  des eine Reaktion auslösenden Photons nach Gleichung 1 festgelegt. Jedoch machen von der Experimentier-Technik abhängige Faktoren eine Eichung des TAGGING-Systems erforderlich.

- A. Der Absolutwert des Primär-Impulses  $P_{\text{prim}}$  läßt sich nur auf etwa 1 - 2 % genau einstellen.
- B. Die Geometrie des Zählerhodoskops weist Toleranzen von einigen Prozent auf. So bedeutet z.B. ein Fehler von 1 mm in der Abmessung eines Zählers eine Energie-Unschärfe von etwa 2.5 MeV.

Zur Absoluteichung des Photon-Impulses benutzen wir das Magnetfeld der Streamerkammer, indem wir Impulsmessungen von  $e^+e^-$ -Paaren durchführen. Unter Vernachlässigung der Elektronen-Masse, die klein gegen den Impuls des Teilchens ist, erhalten wir die Energie des Photons aus:

$$E_{\gamma}^{\text{PAAR}} = P_{e^+} + P_{e^-} \quad (\text{Gl.3})$$

Wir treffen dann die Zuordnung: auslösendes Photon  $\longleftrightarrow$  Nummer des TAGGING-Kanals, der vom Positron getroffen wird, das zum auslösenden Photon gehört.

Um den statistischen Fehler der  $e^+e^-$ -Paare vergleichbar zu halten mit ihrem Impulsmeßfehler, müßten  $e^+e^-$ -Paare in weitaus größerer Zahl fotografiert und gemessen werden, als uns in diesem Experiment zur Verfügung stehen.

Zur Erhöhung der statistischen Genauigkeit der Paarmessungen verwenden wir Akzeptanzmessungen und benutzen den glatten Verlauf des Bremsstrahlungs-Spektrums.

Mit 'Akzeptanz' bezeichnen wir die Anzahl der Positronen im TAGGING-System, die entsprechend der Trigger-Bedingung in Kap. I.1.4 definiert wird.

Das Eichverfahren wird im Anhang A angegeben. Das Ergebnis ist aus den Tabellen 3a-g zu ersehen (RUN  $\hat{=}$  Lauf).

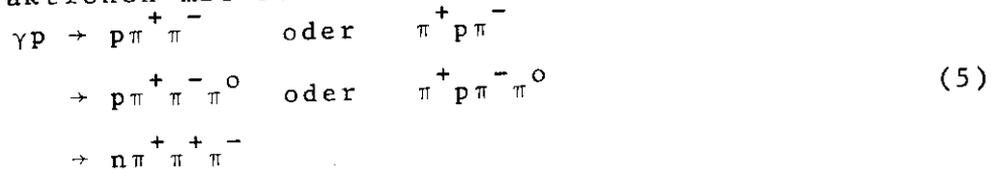
## 2.4 Kinematische Rekonstruktion

Mit den Ergebnissen aus Kapitel 2.3 lassen sich Energie- und Impuls-Bilanz vor und nach jeder Reaktion eines Photons mit einem Target-Teilchen bestimmen.

Die zu jedem Ereignis gehörende Teilchen-Massen-Kombination wird mit dem in CERN entwickelten Standard-Programm GRIND nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt, sowie die Parameter  $\frac{1}{p}$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  verbessert [GRI 63, WOL 64].

Für jede Spur liefert GEODEC (Kap. 2.2) die korrigierten Spur-Parameter  $\frac{1}{p}$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  und deren Fehler. Das Tagging-System legt die Energie und den zugehörigen Fehler des einlaufenden Photons für jedes Ereignis fest. Die Massenzuordnungen für Reaktion (1) sind nur für die positiven Spuren mehrdeutig.

Die möglichen Kombinationen für den sichtbaren 3-Teilchen-Endzustand in der Reaktion von Photonen mit Nukleonen sind:  
(ohne Reaktionen mit seltsamen Teilchen)



Weiterhin ist die Produktion von zusätzlichen neutralen Pionen möglich. Die Massenkombinationen müssen den Energie- und Impuls-Satz erfüllen:

$$P_1 + P_2 - \sum_{i=3}^n P_i = 0 \quad (G1.4)$$

Dabei sind  $P_1, P_2$  und  $P_i$  die Vierer-Vektoren der einlaufenden bzw. auslaufenden Teilchen.

Die Komponenten-Darstellung von G1.4 liefert  $n = 4 - u$  Zwangsbedingungen, die von den Vierer-Vektoren der Teilchen zu erfüllen sind. Die Variable  $u$  ( $u \leq 3$ ) gibt die Zahl der ungemessenen Parameter an.

Sind für Massenhypothesen (5) ohne neutrale Teilchen alle Spuren gemessen, so ist  $n = 4$  (4C-Fit). Bleibt ein Teilchen im Szintillator stecken wird  $n = 1$  (1C-Fit), ebenso für Hypothesen (5) mit neutralen Teilchen.

Der Impuls- und Energiesatz (Gl.5) gilt dann als erfüllt, wenn innerhalb von 3 Standard-Abweichungen das Quadrat der fehlenden Masse ( $MM^2$ ) um 0 (für 4C-Fits) oder (für 1C-Fits) um die (Pion- bzw. Neutron- bzw. Proton-Masse)<sup>2</sup> verteilt ist.\*

Dabei gilt mit Gl.4

$$MM^2 = \left( \sum_{i=1}^2 P_i - \sum_{i=3}^n P_i \right)^2 \quad (Gl.5)$$

Nach der Definition in Gl. 5 können innerhalb der Fehler auch negative Werte  $MM^2$  für 4C-Fits auftreten, (im allgemeinen wird  $MM^2$  negativ wegen falscher Massenzuordnung).

In der Abbildung 5 sind für Lauf 2 - Lauf 4 die  $MM^2$ -Verteilungen für 2- und 3-Spur-Ereignisse ohne zusätzliches neutrales Teilchen gezeigt.

#### 2.4.1 Ionisationsentscheidung

Da die Parameter  $\frac{1}{p}$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  mit Fehlern behaftet sind, wird es GRIND ermöglicht, einem Ereignis mehrere Hypothesen zuzuordnen. Ein Verfahren, mit dem eine eindeutige Zuordnung versucht wird, ist die Ionisationsentscheidung.

Die bei der Messung eines Ereignisses geschätzte relative Ionisierung durch ein Teilchen wird im Programm HYPDEC verglichen mit der theoretisch berechneten, die von Impuls und Masse des Teilchens sowie dem Neigungswinkel  $\lambda$  seiner Spur abhängt. Es wird diejenige Hypothese akzeptiert, für die beide Werte vergleichbar sind.

Das Entscheidungsverfahren wurde auch auf die eindeutigen Hypothesen angewandt, wodurch im Mittel 10 % der Ereignisse zurückgewiesen werden. Für Spuren, deren Impuls größer als 1.2 GeV/c und deren  $|\lambda| > 45^\circ$  sind, ist eine Unterscheidung zwischen Pion und Proton nicht mehr möglich.

---

\* ) für gemessene Größen

Für die 2-Spur-Ereignisse konnte eine Hypothesenentscheidung mit einem Schnitt im räumlichen Impuls  $\vec{p}_{p,\pi}$  vom Pion bzw. Proton getroffen werden. Dabei wurde die Proton-Hypothese akzeptiert wenn  $\vec{p}_p < .4 \text{ GeV}$  und  $\vec{p}_\pi > .2 \text{ GeV}$  waren. Für die Pion-Hypothese galt:  $\vec{p}_p > .4 \text{ GeV}$  und  $\vec{p}_\pi < .2 \text{ GeV}$ . Wenn  $\vec{p}_p < .4 \text{ GeV}$  und  $\vec{p}_\pi < .2 \text{ GeV}$  betrug, wurde die Hypothese angenommen, deren Abweichung vom Mittelwert der  $MM^2$  kleiner als zwei Standard-Abweichungen war.

Damit konnten fast alle zweideutigen Hypothesen entschieden werden. Ereignisse die mit Neutron- und  $\pi^0$ -Hypothesen verträglich waren, wurden mit dem Gewicht =  $\frac{1}{2}$  zu jeder der beiden Hypothesen gezählt.

Für 4C-Hypothesen sind Zweideutigkeiten möglich, wenn die Beträge der räumlichen Impulse der Spuren innerhalb der Fehler übereinstimmen; jede Hypothese wird mit dem Gewicht =  $\frac{1}{2}$  berücksichtigt.

In Abbildung 5 sind die  $MM^2$ -Verteilungen für 2- und 3-Spur-Ereignisse ohne neutrale Teilchen nach der Ionisationsentscheidung eingezeichnet (stark gezeichnete Histogramme). Auffallend ist die starke Abnahme der Anzahl der Pion-Hypothesen, was durch die kleinere Absorptions-Wahrscheinlichkeit für Pionen im Szintillator erklärt wird.

Tabelle 5 enthält Angaben über die Anzahlen der mehrdeutigen Ereignisse ohne Berücksichtigung der Gewichte.

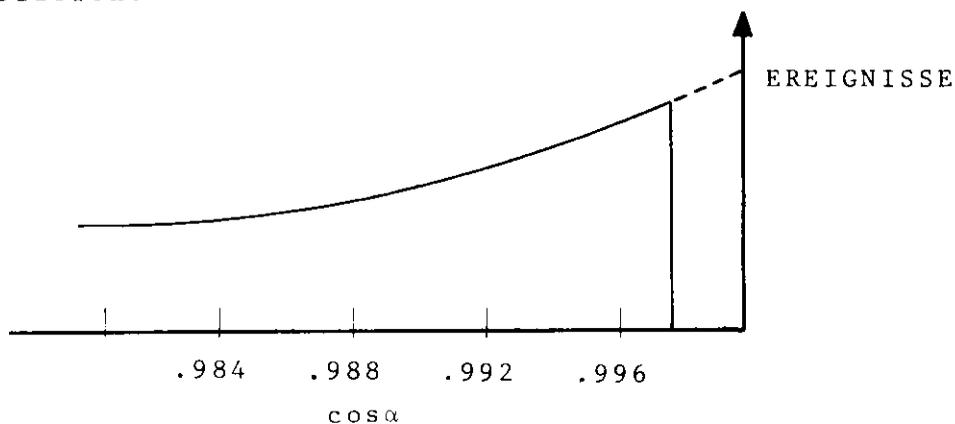
Ausführliche Betrachtungen über die Ionisierung in der Streamerkammer durch Pionen und Protonen sind bei E. Maier [MAI 70] zu finden. P. Dittmann [DIT 72] gibt das Verfahren der Ionisationsentscheidung an.

### III. Korrekturen und systematische Fehler

Wir unterscheiden zwischen spurzahlabhängigen und -unabhängigen Korrekturen. Der größte Beitrag der spurzahlabhängigen Korrekturen wird verursacht durch die Paar-Vetozähler. Die Verluste werden in Abbildung 6 demonstriert. Dort sind die Schnittpunkte der Ereignisspuren mit der Paar-Vetozähler-Ebene dargestellt.

Spuren mit einem Winkel  $\alpha > 2^\circ$  gegen die Strahlachse können einen der Paar-Vetozähler treffen. Durch Drehen der Ereignisse um die Strahlachse berechnet J. Knobloch die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Spur einen Vetozähler trifft. Daraus ergeben sich Korrektur-Faktoren, die zwischen 1.19 und 1.25 liegen.

Haben die Spuren aber räumliche Impulse größer als .625 GeV/c und ist  $\alpha < 2^\circ$  treffen sie die Vetozähler immer (Totales Veto). P. Dittmann gibt ein analytisches Verfahren [DIT 72] an, mit dem das Gewicht für das totale Veto für  $\rho^0$ -Ereignisse berechnet werden kann. Zur Korrektur der Wirkungsquerschnitte genügt es, die  $\cos\alpha$ -Verteilung zu großen  $\cos\alpha$ -Werten (siehe Skizze) zu extrapolieren.



Die Korrekturen, die nicht von der Spurzahl abhängen, werden verursacht von der Flußabhängigkeit der topologischen Wirkungsquerschnitte, sowie dem Photonenfluß, der am Target vorbeigeht. Tabelle 4 gibt eine Zusammenstellung der Korrekturen und ihrer Fehler, die in diesem Experiment berechnet wurden. Die Fehler sind der Vorschrift von J. Knobloch entsprechend zusammengesetzt. In Tabelle 4 sind die Korrekturfaktoren für die Hypothesen (5) (Kap. 2.4) angegeben.

Fehlerquelle	Aufstellung der Korrekturen und der systematischen Fehler [%]							
	Lauf 1 * Korrektur Fehler		Lauf 2 Korrektur Fehler		Lauf 3 Korrektur Fehler		Lauf 4 Korrektur Fehler	
Gesamtladung $Q \geq 2$	3.	$\pm 1$	3.	$\pm 1.$	3.	$\pm 1.$	3.	$\pm 1.$
Musterungsverl. unmeßb. Ereignisse	1.		1.		1.		1.	
VETO d. Drehung	19.	$\pm 1.7$	18.2	$\pm 1.7$	28.	$\pm 2.5$	25.	$\pm 2.2$
TOT.-VETO	9.	$\pm 2.$	9.	$\pm 2.$	8.	$\pm 1.8$	6.	$\pm 1.3$
Ansprechwahrsch. des Targetzählers	20.5	$\pm 2.$	-	-	-	-	-	-
Prod.d.Fehlerfakt. spurzahlabhängig	62.6	6.7 ( $\pm 3.2$ )	34.	4.7 ( $\pm 2.8$ )	43.7	5.3 ( $\pm 3.2$ )	37.7	4.5 ( $\pm 2.8$ )
Targetkonst.	-0.7	$\pm 0.2$	-0.8	$\pm 0.2$	-0.8	$\pm 0.2$	-0.8	$\pm 0.2$
Doppelbremsstr.	-6.	$\pm 1.$	-6.	$\pm 1.$	-4.8	$\pm 1.$	-3.0	$\pm 1.0$
Fluß am Target vorbei	-6.	$\pm 0.3$	-8.	$\pm 0.4$	-17.4	$\pm 0.8$	-19.5	$\pm 1.0$
Flußextrapolation	-34.	$\pm 11.$	-37.	$\pm 9.$	-19.5	$\pm 7.$	-	-
Prod.d.Fehlerfakt. spurzahlunabhängig	-42.	$\pm 12.5$ ( $\pm 11.0$ )	-46.	$\pm 10.6$ ( $\pm 9.0$ )	-48.	$\pm 9.$ ( $\pm 7.1$ )	-24.	$\pm 2.2$ ( $\pm 1.5$ )

\* Entnommen aus [KNÓ 71]

Die Fehler der Korrekturen setzen sich additiv zusammen. In Klammern sind die quadratisch addierten Fehler angegeben.

#### IV. Topologische Wirkungsquerschnitte für 2- und 3-Spur-Ereignisse

Die nach der geometrischen Rekonstruktion (Kap. II.2.2) erhaltenen Ereignis-Zahlen werden mit den in Tabelle 4 aufgeführten Gewichtungsfaktoren multipliziert.

In Tabelle 5 sind weiter totale 3-Spur-Wirkungsquerschnitte ohne den Zerfall sichtbarer seltsamer Teilchen und ihre Fehler angegeben, die J. Knobloch nach dem in seiner Arbeit beschriebenen Verfahren berechnet hat.

Wir normieren die korrigierten 3-Spur-Ereigniszahlen auf die totalen 3-Spur-Wirkungsquerschnitte und können auf diese Weise die partiellen Wirkungsquerschnitte der 3-Spur-Hypothesen durch Multiplikation mit den jeweiligen korrigierten Ereignis-Zahlen ausrechnen.

Als Maßzahl für die Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte geben wir das Verhältnis der Ereignisse zum totalen 3-Spur-Wirkungsquerschnitt an:

	unkorr.	korr.	
Lauf 2	27.6	34.9	[Ereignisse/ $\mu\text{b}$ ]
Lauf 3	58.8	74.3	"
Lauf 4	91.5	109.3	"

Die erhaltenen Werte der partiellen Wirkungsquerschnitte sind in guter Übereinstimmung mit denen anderer Experimente [ABB 68, BAL 68, SBT 69, EIS 69]. Allerdings sind die Fehler unserer Werte größer.

Für die spätere Berechnung der Resonanz-Wirkungsquerschnitte (Kap. V - IX) normierten wir die Ereignis-Zahlen für den  $p\pi^+\pi^-$  Endzustand auf die gemittelten Wirkungsquerschnitte der oben genannten Labors, um den Normierungs-Fehler möglichst klein zu halten. Dabei wurde an alle Werte der Labors die Funktion  $\sigma = A + \frac{B}{E_\gamma}$  nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Meßpunkte und theoretische Kurve sind in Abbildung 7 dargestellt. Für die mit dem Programm UNIFIT [LÜK 71] angepaßten Parameter erhielten wir:  $A = (6.79 \pm .09) [\mu\text{b}]$  und  $B = (67.68 \pm .26) [\mu\text{b} \cdot \text{GeV}]$ .

TABELLE 5. Ereigniszahlen und topologische Wirkungsquerschnitte für 3-Spur-Ereignisse

L A U F	HYPOTHESE	Ereign. unkorr.	Noch Mehrd. [%]	Veto d. Drehung Faktor	Totales Veto Faktor	Ereign. korr.	$\sigma$ [ $\mu\text{b}$ ]	$\pm\Delta\sigma$ stat. [ $\mu\text{b}$ ]	$\pm\Delta\sigma$ sys. [ $\mu\text{b}$ ]
2	TOTAL	2346		1.17	1.08	2960	85.	2.6	10.5
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-$	552	2.0	1.23	1.09	742	21.	.6	2.5
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-\pi^0$	472	31.0	1.17	1.06	586	17.	.5	2.
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{n}\pi^+\pi^+\pi^-$	268		1.13	1.05	318	9.1	.3	1.1
	NOFITS	912 (141)		1.12 (1.16)	1.08 (1.08)	1102 (178)	37.	1.1	4.5
3	TOTAL	5119		1.19	1.06	6460	87.	2.	9.0
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-$	1427	2.4	1.25	1.07	1920	26.	.6	3.
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-\pi^0$	1031	14	1.18	1.05	1280	17.	.4	2.
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{n}\pi^+\pi^+\pi^-$	560		1.15	1.06	682	9.2	.2	1.
	NOFITS	1591 (510)		1.14 (1.18)	1.06 (1.06)	1920 (638)	34.	.8	3.5
4	TOTAL	7044		1.15	1.04	8420	77.	3.	3.3
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-$	2403	2.6	1.18	1.04	2950	27.	1.	1.2
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{p}\pi^+\pi^-\pi^0$	1530	13	1.13	1.02	1763	16.	.6	.7
	$\gamma\text{p} \rightarrow \text{n}\pi^+\pi^+\pi^-$	629		1.12	1.03	725	6.6	.3	.3
	NOFITS	1567 (915)		1.12 (1.16)	1.05 (1.04)	1840 (1100)	27.	1.	1.2

( ) Keine Zuordnung  
 NOFITS = Ereignisse ohne Hypothesenzuordnung.

## V. Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Wir haben eine Übersicht über die Erzeugung und Auswertung von Elementarteilchen-Spuren in einem Streamerkammer-Experiment gegeben (Kap. I-III), sowie topologische Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Photon-Energie bestimmt.

In den folgenden Abschnitten (Kap. VI-IX) untersuchen wir die resonanten Zustände, die zur Reaktion (1),  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , beitragen.

Dazu analysieren wir folgende Prozesse als Funktion der Photonenergie

$$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++} \quad (2)$$

$$\gamma p \rightarrow p \rho^0 \quad (3)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0 \quad (6)$$

$$\gamma p \rightarrow p f^0 \quad (7)$$

In Kapitel 5.2 wird das Verfahren angegeben, das die Anteile der Reaktionen (1), (2), (3), (6), (7) als Ereignis-Zahlen bestimmt.

Wir normieren die Ereignis-Zahlen auf den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-)$  und geben in den Kapiteln VI-IX die totalen und differentiellen Resonanz-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Energie an.

Es wird versucht die experimentellen Daten mit Modellen zu beschreiben. Die Bestimmung von Zerfallsdichtematrix-Elementen schließt sich in Kapitel IX an.

Wie schon in Kapitel IV begründet, normieren wir die Ereignis-Zahlen auf über andere Experimente gemittelte Wirkungsquerschnitte, die für jedes Energie-Intervall zusammen mit ihrem Fehler in den Tabellen angegeben werden.

Zur Untersuchung der Energie-Abhängigkeit der Resonanz-Wirkungsquerschnitte fassen wir Lauf 2-4 zusammen und bestimmen die Wirkungsquerschnitte für Überlappungs- und Einzelintervall-Bereiche getrennt. Zur Anpassung mit dem Programm MITOSIS ist es notwendig, den Verlauf des Bremsspektrums zu kennen. Da

zu verschiedenen Energie-Intervallen verschiedene Bremspektren gehören, muß getestet werden, ob in den Überlappungs-Bereichen die verschiedenen Spektren den gleichen Verlauf zeigen.

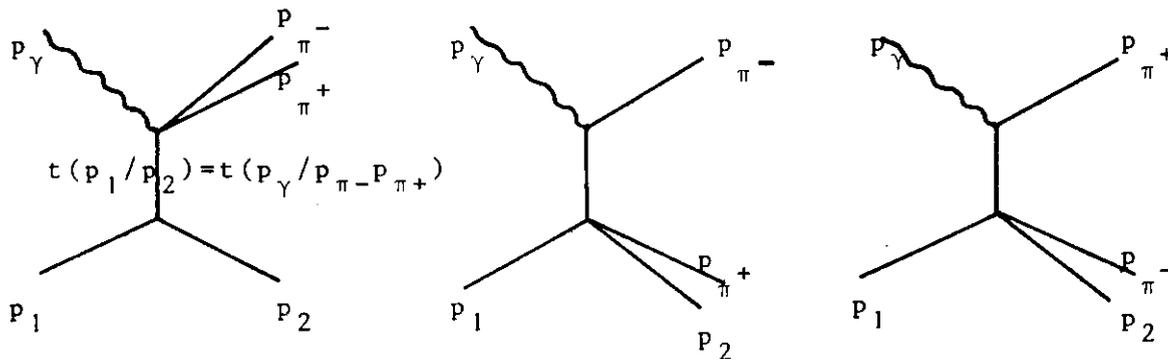
In Abbildung 8 sind die theoretischen Bremsstrahlungs-Spektren für die Primär-Energien  $E_{\text{prim}}$  der Läufe 2-4 in Ausschnitten dargestellt. Die Überlappungs-Bereiche sind markiert.

Die Spektren zeigen gute Übereinstimmung in den sich überlappenden Energie-Intervallen.

### 5.1 Definition der Variablen und Bezugssysteme

Zur eindeutigen kinematischen Beschreibung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  werden folgende kinematische Variable definiert:  
( $c = \hbar = 1$ , Einheiten in GeV)

Zur Reaktion tragen drei Graphen bei



- 1.) Viererimpulse:  $p_\gamma, p_1, p_2, p_{\pi^+}, p_{\pi^-}$   
 $p_1$  = einlaufendes,  $p_2$  = auslaufendes Proton.  
 Die Teilchenarten erscheinen als Indizes; die räumlichen Impulse bezeichnen wir mit  $\vec{p}_x$  ( $x = \gamma, p_1, p_2, \pi^+, \pi^-$ ).  
 Die Ruhe-Massen der Teilchen nennen wir  $m_x$  ( $m_{p_1} = m_{p_2} = m_p$ )
- 2.) Die Photon-Energie im Labor-System (Lab):  $E_\gamma$   
 Das Gesamtschwerpunkt-System wird mit 'CMS' abgekürzt,  
 Variable im CMS erhalten einen oberen Index 'c'.

Für den Zerfall und die Erzeugung einer Resonanz charakteristisch sind der Viererimpuls-Übertrag, die invarianten Massen und die Zerfallswinkel.

3.) Viererimpuls-Übertrag  $\Delta^2 = -t$

$$a) -t = (p_1 - p_2)^2 = 2m_p^2 - 2E_{p_1}^c E_{p_2}^c + 2\vec{p}_1^c \cdot \vec{p}_2^c \quad (\pi^+ \pi^- \text{-M.-Komb.})$$

$$m_{p_1} = m_{p_2} = m_p$$

= Quadrat des Viererimpulsübertrags, der vom  $p_1 p_2$ -Vertex auf den  $p_\gamma p_{\pi^+ p_{\pi^-}}$ -Vertex übertragen wird, d.i. der Viererimpuls-Anteil, der der  $\pi^+ \pi^-$ -Resonanz nicht zur Verfügung steht. (M.-Komb. = Massenkombination)

$$b) -t = (p_\gamma - p_{\pi^-})^2 = m_{\pi^-}^2 - 2E_\gamma^c E_{\pi^-}^c + 2\vec{p}_\gamma^c \cdot \vec{p}_{\pi^-}^c \quad (p\pi^+ \text{-M.-Komb.})$$

= Quadrat des Viererimpuls-Übertrags, der vom  $p_\gamma p_{\pi^-}$ -Vertex auf den  $p_1 p_2 \pi^+$ -Vertex übertragen wird.

c)  $-t$  für eine  $p\pi^-$ -M.-Komb. ergibt sich aus b), wenn  $p_{\pi^+}$  durch  $p_{\pi^-}$  ersetzt wird.

Wir benutzen in späteren Rechnungen  $t = |-t|$

4.) Die invariante Masse  $M_{xy}^2$  ( $x, y = \text{Resonanz-Teilchen}$ )

$$M_{xy}^2 = (p_x + p_y)^2 = \text{effektive Masse des } xy\text{-Systems}^2$$

5.) Zerfallswinkel  $\Theta$  und  $\Phi$  für verschiedene Bezugs-Systeme.

Wir unterscheiden zwei Bezugssysteme: Helizitäts-System (H) und Gottfried-Jackson-System (J).

Jedes der Systeme stellt ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem dar, das im Ruhesystem der betreffenden Resonanz definiert ist. Die Systeme unterscheiden sich in der Wahl der Quantisierungsachse  $\vec{z}$ .

Wir definieren die Einheitsvektoren  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$  und  $\vec{z}$ : (RS = Ruhesystem der Resonanz)

H - System

J - System

$$f^{0, \rho^0} - RS \quad \vec{y} = \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_2}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_2|}$$

$$\Delta^{++} - RS \quad \vec{y} = \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{\pi-}}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{\pi-}|}$$

$$\Delta^0 - RS \quad \vec{y} = \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{\pi+}}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{\pi+}|}$$

$$f^{0, \rho^0} - RS \quad \vec{z} = - \frac{\vec{p}_2}{|\vec{p}_2|}$$

$$\Delta^{++} - RS \quad \vec{z} = - \frac{\vec{p}_{\pi-}}{|\vec{p}_{\pi-}|} \quad z = \frac{\vec{p}_\gamma}{|\vec{p}_\gamma|}$$

$$\Delta^0 - RS \quad \vec{z} = - \frac{\vec{p}_{\pi+}}{|\vec{p}_{\pi+}|}$$

$$\vec{x} = \frac{\vec{y} \times \vec{z}}{|\vec{y} \times \vec{z}|}$$

$$\begin{aligned}
 f^{0, \rho^0} - RS \quad \cos \theta_{H, J} &= \vec{p}_{\pi+} \cdot \vec{z} \\
 \cos \phi_{H, J} &= (\vec{z} \times \vec{p}_{\pi+}) \cdot \vec{y} \\
 \Delta^{++} - RS \quad \cos \theta_{H, J} &= \vec{p}_2 \cdot \vec{z} \\
 \cos \phi_{H, J} &= (\vec{z} \times \vec{p}_2) \cdot \vec{y} \\
 \Delta^0 - RS \quad \cos \theta_{H, J} &= \vec{p}_{\pi-} \cdot \vec{z} \\
 \cos \phi_{H, J} &= (\vec{z} \times \vec{p}_{\pi-}) \cdot \vec{y}
 \end{aligned}$$

## 5.2 Anpassungsverfahren und Bestimmung der Resonanzanteile

$$\underline{\rho^0, f^0, \Delta^{++} \text{ und } \Delta^0}$$

Eine Übersicht über mögliche resonante Zustände in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  gibt als Beispiel Abbildung 9. Wir haben für jedes Ereignis die Massenquadrate  $M_{p\pi^+}^2$  gegen die zum selben Ereignis gehörende Kombination  $M_{\pi^+\pi^-}^2$  aufgetragen. Die Verteilung zeigt deutlich Dichte-Schwankungen, die auf Resonanz-Prozesse hindeuten.

Gäbe es keine Korrelationen zwischen den drei Teilchen im Endzustand, bedeckten die verschiedenen Massen-Kombinationen das Dalitz-Diagramm (Dalitz-Plot) in konstanter Dichte. Im Dalitz-Diagramm werden die invarianten Massenquadrate  $M_{p\pi^+}^2$  und  $M_{\pi^+\pi^-}^2$  \*) gegeneinander aufgetragen. Endzustände, die nicht miteinander korreliert sind, haben eine Lorentz-Invariante Phasenraumverteilung. Sie bilden einen Teil des Untergrundes in Verteilungen der effektiven Masse. Eine Resonanz zeigt sich als Maximum in der Verteilung der effektiven Masse eines Mehrteilchen-Endzustandes.

In Abbildung 9 sind Bänder markiert, die auf resonante Prozesse hindeuten. Wir sehen deutlich den Bereich des  $\rho^0(760)$  und schwächer den des  $f^0(1260)$ . Beide Bereiche werden durchdrungen vom  $\Delta^{++}(1236)$ -Band, das aber gut vom  $\rho^0$ - und  $f^0$ -Band zu unterscheiden ist.

Um die Prozesse (1)(2)(3)(6)(7) statistisch voneinander trennen zu können, werden mit einem Maximum-Likelihood-Verfahren die Dichte-Verteilungen der Ereignisse der Einzelprozesse an die Dichte-Verteilung im Dalitz-Diagramm  $M_{p\pi^+}^2/M_{\pi^+\pi^-}^2/M_{p\pi^-}^2$  angepaßt. Dabei sind die Dichte-Verteilungen im allgemeinen Funktionen der fünf unabhängigen Variablen: Photon-Energie, Erzeugungswinkel im CMS, invariante Masse und die Zerfallswinkel  $\Theta$  und  $\Phi$ .

\*) Ebenso die Kombinationen  $M_{p\pi^+}^2$  gegen  $M_{p\pi^-}^2$  oder  $M_{p\pi^-}^2$  gegen  $M_{\pi^+\pi^-}^2$

Über alle Winkel integriert läßt sich die bei D. Lücke [LÜK 71] angegebene Dichte-Verteilung schreiben als:

$$\frac{dN}{dE_Y dM_{p\pi^+}^2 dM_{\pi^+\pi^-}^2 dM_{p\pi^-}^2} = \left( \sum_i A_i F_i \right) \cdot D(E_Y, M_{p\pi^+}^2, M_{\pi^+\pi^-}^2, M_{p\pi^-}^2) \quad (G1.6)$$

Mit  $A_i$  = Ereigniszahl der Resonanz des Typs  $i$  ( $i = \Delta^{++}, \rho^0, \Delta^0, f^0, \text{Lips}$ )

$$\sum_i A_i = \text{Totale Ereigniszahl}$$

Die Funktion  $D$  beschreibt die Phasenraumdichte-Verteilung im Dalitz-Diagramm.

Die normierten Dichte-Verteilungen der Einzelprozesse  $F_i$  repräsentieren im wesentlichen relativistische Breit-Wigner-(BW)-Verteilungen mit energieabhängiger Breite, wie sie bei J.D.Jackson [JAC 64] angegeben werden.

$$BW(M_{xy}) = \frac{\pi^{-1} M_{RES} \Gamma(M_{xy})}{(M_{RES}^2 - M_{xy}^2)^2 + M_{RES}^2 \Gamma^2(M_{xy})} \quad \begin{array}{l} xy = p\pi^+, \pi^+\pi^-, p\pi^- \\ M_{RES} = \text{Resonanzmasse} \end{array}$$

Die Breiten sind für die Einzelprozesse verschieden definiert [LÜK 71]

$$F_{\rho^0} : \Gamma(M_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_\rho \left[ \frac{q(M_{\pi^+\pi^-})}{q(M_\rho)} \right]^3 \frac{2q^2(M_{\pi^+\pi^-})}{q^2(M_{\pi^+\pi^-}) + q^2(M_\rho)}$$

$$\Gamma_\rho = \text{Breite des } \rho^0$$

$$F_{\Delta^{++}, \Delta^0} : \Gamma(M_{p\pi^\mp}) = \frac{M_{\Delta^{++}, \Delta^0}^2 - M_{p\pi^\mp}^2}{M_{\Delta^{++}, \Delta^0}} \tan \delta_{33} \quad \begin{array}{l} \delta_{33} = \text{Streuphasen} \\ \text{des } \Delta(1236) \\ \text{[PDG 70], [LÜK 71]} \end{array}$$

$$F_{f^0} : \Gamma(M_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_f \left[ \frac{q(M_{\pi^+\pi^-})}{q(M_f)} \right]^5 \quad \Gamma_f = \text{Breite des } f^0$$

$q$  = Dreierimpuls-Betrag eines Zerfallsteilchens im Ruhe-System der Resonanz.

Der Untergrund wird nach dem statistischen Modell beschrieben:

$$F_{\text{Lips}} = 1$$

H. Spitzer hat gezeigt, daß die  $p\pi^+$ -Massenverteilung richtig beschrieben wird, wenn wir  $F_{\rho^0}$  mit der Zerfallswinkel-Verteilung der  $\rho^0$ -Resonanz-Ereignisse bewichten [SPI 67].

Es wird die über  $\phi_H$  integrierte Zerfallswinkel-Verteilung des  $\rho^0$  im Helizitäts-System eingesetzt. Dabei nehmen wir  $\rho_{00}$  aus [ABB 68], da infolge der Verluste durch die Paar-Vetozähler eine genaue Bestimmung der  $\rho_{ik}$  in diesem Experiment nicht möglich ist.

$$W(\cos\theta_H) = \frac{3}{4}(1-\rho_{00} + (3\rho_{00}-1)\cos^2\theta_H) \quad (\text{Gl.7})$$

Zur Beschreibung der Massenverteilungen und differentiellen Wirkungsquerschnitte wird  $F_{\rho^0}$  mit einem zusätzlichen empirischen Faktor

$$\frac{M_{\rho^0}}{M_{\pi^+\pi^-}} n(t)$$

versehen.

### 5.3 Ereignis-Anzahlen und Massenverteilungen

Die in Abschnitt 5.2 angegebene Dichteverteilungs-Funktion (Gl.6) wurde mit dem Programm MITOSIS [LÜK 71] an die experimentellen Verteilungen angepaßt. MITOSIS gibt pro vorzuwählendes Energie-Intervall Resonanz- und Lips-Anteile prozentual oder in Form von Ereigniszahlen mit den zugehörigen Fehlern an.

Als zusätzliche Informationen liefert MITOSIS Projektionen der gesamten Dichte-Verteilung. In die experimentellen Histogramme werden die angepaßten Resonanz-Anteile eingezeichnet. Zur Beurteilung der Güte der Anpassung werden  $\chi^2$ , die Anzahl der Freiheitsgrade und die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $P(\chi^2)$  angegeben. Jedoch wird  $\chi^2$  auf der Grundlage der ungewichteten Ereignisse berechnet.

In Tabelle 6 sind die gewichteten Ereigniszahlen, in partielle Wirkungsquerschnitte umgerechnet, zusammengestellt, dazu sind die totalen gewichteten Ereigniszahlen und Normierungsquerschnitte angegeben, sowie das Verhältnis  $\chi^2/\text{Freiheitsgrade}$ .

Die Abbildungen 10 - 12 geben die Massenverteilungen  $M_{\pi^+\pi^-}$ ,  $M_{p\pi^+}$  und  $M_{p\pi^-}$  wieder. Zusätzlich sind die Projektionen der angepaßten Dichte-Verteilungen eingezeichnet, sowie die Anteile, die nicht als  $\rho^0$  (Abb.9),  $\Delta^{++}$  (Abb.10) und  $\Delta^0$  (Abb.11) beschrieben werden.

Die  $\pi^+\pi^-$ -Massen-Verteilung wird in allen 4 Läufen vom  $\rho^0$ -Signal beherrscht, deren Form von der einer Breit-Wigner-Verteilung abweicht. Dabei nehmen die nicht zum  $\rho^0$  gehörenden Beiträge mit wachsender Energie stark ab. Im Bereich  $2.28 < E_\gamma < 3.23$  ist ein Signal der Resonanz  $f^0(1260)$  zu erkennen (siehe auch Abb. 21). Das  $\Delta^{++}(1236)$ -Signal in der  $p\pi^+$ -Massenverteilung tritt deutlich in Erscheinung, während nur schwache Hinweise auf das Vorhandensein der neutralen Isobars  $\Delta^0$  zu finden sind. Die Anpassungen beschreiben die experimentellen Verteilungen im Mittel gut.

TABELLE 6 : Resonanz-Produktion in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

$E_{\gamma \text{Lab}}$ [GeV]	EREIG NISSE	NORM.-		WIRKUNGSQUERSCHNITTE $\sigma$ [ $\mu\text{b}$ ]							
		WQ $\pm$ $\Delta\text{WQ}$ [ $\mu\text{b}$ ]		$\rho^0 p$ WQ $\pm$ $\Delta\text{WQ}$ $\chi^2/\text{DF}$	$\pi^- \Delta^{++}$ WQ $\pm$ $\Delta\text{WQ}$ $\chi^2/\text{DF}$	$\pi^+ \Delta^0$ WQ $\pm$ $\Delta\text{WQ}$ $\chi^2/\text{DF}$	** $f^0 p$ WQ $\pm$ $\Delta\text{WQ}$	$\pi^+ \pi^- p$ WQ $\pm$ $\Delta\text{WQ}$			
1.66 - 1.87	708	45.7 2.0		21.1 2.4 73/36	10.1 1.1 40/36	1.1 .7 48/36	- -	14.9 1.1			
1.87 - 2.06	628	41.5 2.0		21.7 2.2 26/20	7.5 1.2 31/20	.44 .44 27/20	- -	13.2 1.3			
2.06 - 2.28	620	38.0 1.8		20.9 1.8 20/22	5.9 .6 25/23	.13 .13 17/22	.0 .14	11.9 1.3			
2.28 - 2.44	671	35.5 1.4		19.4 1.4 24/24		.05 .05 37/23	1.2 .6	9.6 .9			
2.44 - 2.62	731	33.7 1.4		20.3 2.2 62/25	4.6 .4 32/27	.07 .07 32/25	1.0 .6	8.5 .8			
2.62 - 3.00	653	31.0 1.4		21.3 1.8 36/26		.25 .25 42/28	2.0 .6	3.9 .7			
3.00 - 3.23	433	28.7 1.1		21.3 2.1 45/24	2.9 .6 51/35	.10 .10 50/30	1.4 .6	2.4 .6			
3.23 - 4.02	549	25.8 1.1		18.9 1.7 54/30		.69 .44	3.9 .6				
4.20 - 5.00	917	21.3 .9		18.2 2.3* 38/39	1.1 .2* 53/44	.30 .11 98/52	.05 .05	3.7* .3			
5.00 - 6.26	782	18.6 1.2		15.7 2.0 24/32	1.3 .2 66/50			2.5 .3			

Die Werte sind mit der Parametrisierung nach Ross und Stodolsky ermittelt worden

\* [RAB 71]

\*\* korrigiert auf  $\pi^0 \pi^0$  - Zerfall

Die Fehler sind auf das Verhältnis  $\chi^2/\text{Freiheitsgrade}$  korrigiert.

## VI. Modelle zur Photoproduktion

Da zur Beschreibung der Massenverteilungen  $M_{\pi^+\pi^-}$  und bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \rho^0$  bereits modellabhängige Annahmen gemacht werden, soll eine kurze Übersicht über die erfolgreich angewandten Modelle zur Photoproduktion vorangestellt werden.

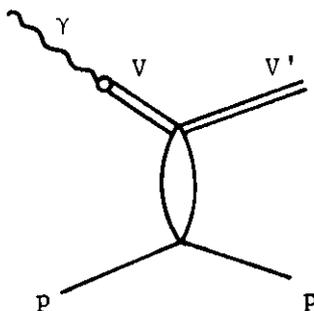
### 6.1 Vektordominanz-Modell

a.) Das Vektordominanz-Modell VDM und das optische Theorem (O.T.) beschreiben den Zusammenhang der Photoproduktion von Vektor-Mesonen :  $\gamma p \rightarrow pV$  ( $V = \rho^0, \omega, \phi$ ) mit dem totalen  $Vp$ -Wirkungsquerschnitt :  $\sigma_T(Vp)$ .

Der Ausgangspunkt für die VDM-Relationen ist die Darstellung des elektromagnetischen Stromes  $j_\mu$  als eine Summe von Vektor-Meson-Feldern [GEL 61]

$$j_\mu(x) = - \sum_V \frac{M_V^2}{2\gamma_V} V_\mu(x) \quad (G1.8)$$

Dabei gelten die Definitionen:  $M_V$  = Masse des  $V$ ,  $V = J^P = 1^-$ -Mesonen, z.B.  $\rho, \omega, \phi$ ;  $\gamma_V$  = Stärke der Vektor-Meson-Photon-Kopplung.



Mit der Annahme, daß die Streuung rein diffraktiv ist, lassen sich Beziehungen angeben zwischen dem differentiellen Photo-Produktions-Wirkungsquerschnitt und dem totalen  $Vp$ -Wirkungs-

querschnitt.

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \nu p) \stackrel{\text{VDM}}{=} \frac{\alpha}{4} \frac{1}{\frac{\gamma_V}{4\pi}} \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\nu p \rightarrow \nu p) \quad (\text{G1.9})$$

$$0 \leq t. \quad \frac{\alpha}{64\pi} \frac{1}{\frac{\gamma_V}{4\pi}} \sigma_T^2(\nu p) \quad (\text{G1.10})$$

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

Das Quark-Modell gibt eine Beziehung zwischen dem totalen  $\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt und  $\pi$ -Nukleon-Wirkungsquerschnitten an [JOO 67, SAK 69]

$$\sigma_T(\rho p) = \frac{1}{2} [\sigma_T(\pi^+ p) + \sigma_T(\pi^- p)] \quad (\text{G1.11})$$

Für den diffraktiven Anteil der Vektor-Meson-Erzeugung wird das Verhältnis

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) : \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \omega p) : \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \phi p) = 9:1:0.4 \quad (\text{G1.12})$$

vorhergesagt, was experimentell bestätigt wird [WOL 70].

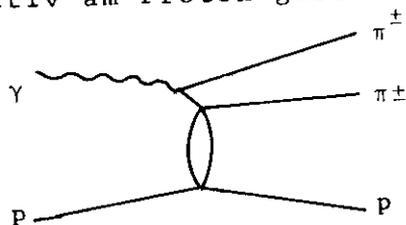
b) M. Ross und L. Stodolsky [ROS 66] berechnen die diffraktive Streuung des virtuellen  $\rho^0$  am Proton unter der Annahme, daß die Beiträge vom  $\omega$  und  $\phi$  vernachlässigbar sind und das virtuelle  $\rho^0$  sich wie ein reelles verhält. Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dm$  enthält dann einen Faktor

$$\left( \frac{m_\rho}{m_{\pi^+ \pi^-}} \right)^4,$$

der die  $\pi^+ \pi^-$ -Massen-Verteilung unterhalb der  $\rho^0$ -Masse konstruktiv und oberhalb destruktiv beeinflusst. Diese Form beschreibt die Daten nicht bei allen  $t$  gut; doch zeigt sich, daß man durch

Ersetzen des Exponenten 4 durch einen von  $t$  abhängigen Exponenten  $n(t)$ , eine sehr gute Parametrisierung der  $\rho^0$ -Massenverteilung erhält [SBT 69].

c.) Im von P. Söding vorgeschlagenen Interferenzmodell [SÖD 65] wird u. a. angenommen, daß  $\pi^+\pi^-$ -Paare erzeugt werden, von denen das  $\pi^+$  bzw.  $\pi^-$  diffraktiv am Proton gestreut werden.

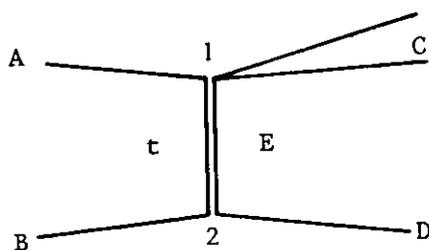


Die Berechnung von  $\frac{d\sigma}{dm}$  liefert in der Nähe der Resonanzmasse einen Interferenzbeitrag, der die Form der  $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung gut beschreibt.

Ausführliche Untersuchungen sind von H. Spitzer [SPI 67] und der SBT-Collaboration [SBT 69] gemacht worden.

### 6.2 Das Ein-Pion-Austausch-Modell (OPE)

Den Ein-Teilchen-Austausch beschreibt das folgende Feynman-Diagramm.



Die beiden einfallenden Teilchen A und B wechselwirken miteinander, indem sie das virtuelle Teilchen E austauschen und den Endzustand C und D erzeugen. Dabei entspricht der Viererimpulsübertrag vom Vertex 1 zum Vertex 2 dem Viererimpuls des ausgetauschten Teilchens E.

Aus der Definition des Viererimpulsübertrags kann  $t$  als das negative Quadrat der Masse  $m_E$  des ausgetauschten virtuellen Teilchens E interpretiert werden [SCHM 65].

Jedoch befindet sich  $m_E^2$  außerhalb des erlaubten (physikalischen)  $t$ -Bereichs, d.h. außerhalb der Massen-Schale (off the mass shell).

Damit wird der Gültigkeitsbereich des OPE auf kleine  $t$  eingeschränkt. Wenn man annimmt, daß das ausgetauschte Teilchen ein Pion ist, läßt sich andererseits über den Prozess  $\pi N \rightarrow N \pi \pi$  an der Stelle  $t = -m_\pi^2$  die  $\pi\pi$ -Streuamplitude berechnen.

Für Prozesse, die mit dem OPE beschrieben werden können, z.B.  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  oder  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ , verläuft der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  proportional (in nullter Näherung) zum Quadrat des Pion-Propagators  $(t + \mu^2)^{-1}$ , ( $\mu = \pi$ -Masse).

Für Photon-Energien oberhalb 2 GeV folgt der totale Wirkungsquerschnitt einem  $E_\gamma^2$ -Gesetz.

VII Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

7.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Mit dem Maximum-Likelihood-Programm MITOSIS wurden Resonanz und Untergrund-Anteile der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  bestimmt. Das Verfahren ist in den Kapiteln 5.2 und 5.3 beschrieben. Als feste Parameter wurden gewählt:  $M_\rho = .764 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma_\rho = .130 \text{ GeV}$ . Wir haben die Breit-Wigner-Verteilung für die  $\rho^0$ -Anteile mit dem Faktor

$$\left( \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} \right)^n$$

multipliziert und den Exponenten  $n$  über alle  $t$  - Werte gemittelt bestimmt. Mit  $n = 3.8 \pm .5$ , gemittelt über Lauf 2 - 4, stimmt der Exponent mit dem von Ross und Stodolsky angegebenen Wert  $n = 4$  innerhalb des Fehlers überein.

Untersuchungen von D. Lüke [LÜK 71] haben gezeigt, daß verschiedene Modell-Annahmen bei der Bestimmung der Resonanz-Anteile nur einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die Ereigniszahlen haben. Damit sollten die in Tabelle 6 angegebenen  $\rho^0$ -Wirkungsquerschnitte wenig modellabhängig sein.

In Abbildung 13 ist der  $\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Energie gezeigt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Experimente der Blaskammer-Gruppe [ABB 68], der SBT-Collaboration [SBT 69] und von Y. Eisenberg u.a. [EIS 69] eingezeichnet. Die Werte stimmen innerhalb der Fehler überein. Oberhalb 2 GeV fällt  $\sigma$  nur schwach mit zunehmender Energie ab, was auf einen diffraktiven Prozess hindeutet (siehe Kap. 6.1).

Die im Blaskammer-Experiment [ABB68] festgestellte Struktur im Verlauf von  $\sigma(E_\gamma)$  zwischen 2.5 und 3.0 GeV, die möglicherweise auf eine Resonanz im  $\rho^0 p$ -System hindeutet, wird auch in diesem Experiment gefunden. In Abb. 13b ist der  $\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit  $-1 < \cos\theta^C < .7$  dargestellt.

7.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$

Zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für jeden Lauf wurde das in Kapitel 5.3 beschriebene Verfahren auf kleine  $(p/p)$ -Intervalle angewandt. Die Ergebnisse sind für

TABELLE 7 : Differentielle Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$

t-INTERV. [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	1.66 < E <sub>γ</sub> < 2.62 [GeV <sup>2</sup> ]				2.28 < E <sub>γ</sub> < 3.23 [GeV <sup>2</sup> ]				3.00 < E <sub>γ</sub> < 4.02 [GeV <sup>2</sup> ]			
	PHANOM. BW		SÖD.-MOD.		PHANOM. BW		SÖD.-MOD.		PHANOM. BW		SÖD.-MOD.	
	WQ ± ΔWQ [μb]		WQ ± ΔWQ [μb]		WQ ± ΔWQ [μb]		WQ ± ΔWQ [μb]		WQ ± ΔWQ [μb]		WQ ± ΔWQ [μb]	
.0 - .03	65.8	12.1	33	13	152.4	11.7	125	25	167.8	15.6	108	29
.03 - .06	128.4	10.6	105	25	127.8	12.9	111	22	124.4	21.7	121	31
.06 - .09	91.7	9.3	80	22	75.4	9.2	73	17	83.1	11.0	74	24
.09 - .12	83.6	8.6	85	22	82.1	7.9	73	17	53.2	10.4	42	17
.12 - .15	69.8	6.8	75	21	44.6	5.5	41	12	45.1	9.2	47	18
.15 - .18	45.9	5.8	50	17	48.7	6.1	42	12	28.5	6.7	27	14
.18 - .24	33.9	3.6	35	10	25.7	3.5	25	7	28.5	4.5	29	10
.24 - .30	25.7	3.3	25	8	19.8	1.2	20	6	22.1	4.1	24	9
.3 - .4	9.9	1.5	12	4	11.2	1.8	12	4	7.8	1.9	8.1	4.1
.4 - .6	6.6	1.0	7.5	2.5	7.2	1.0	7	2	4.2	.9	6.1	2.5
.6 - 1.	2.5	.5	3.4	1.2	1.9	.4	2.0	.7	1.2	.4	1.5	.9
1. - 1.4	1.7	.4	1.9	.9	1.3	.3	1.5	.6	.52	.09	.75	.61
1.4 - 1.8	1.1	.3	1.5	.8	.65	.22	.75	.43	.20	.10	.25	.25
1.8 - 2.6	.20	.18	.75	.38	.02	.02	.44	.24	.01	.01	.25	.11

Lauf 2 - 4 in Tabelle 7 zusammengestellt (Phänom. BW). Die angepaßten Werte  $n(t)$  sind in Tabelle 10 (Kap. 7.4) eingetragen. Zusätzlich wurde eine weitere Anpassung durchgeführt, bei der der Faktor in der Dichte-Verteilung (Gleichung 6) ersetzt wird durch die Parametrisierung nach dem Interferenzmodell. Die  $t$ -Verteilungen haben wir in der von Ballam u. a. [SBT 69] angegebenen Weise ermittelt. Dabei wurde in kleinen  $t$ -Intervallen der Wert  $d\sigma/dm$  an der Stelle  $M_\rho$  bestimmt und nach Phasenraumsabstraktion mit dem Faktor  $\pi\Gamma_\rho/2$  multipliziert.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left( \frac{d^2\sigma}{dt dm} \right)_{m=M_\rho} \pi\Gamma_\rho/2 \quad (Gl. 13)$$

Die gefundenen Werte sind ebenfalls in Tabelle 7 eingetragen. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/dt$  ist für Lauf 2 - 4 in den Abbildungen 14a und 14b dargestellt. Die mit der Parametrisierung und dem Interferenzmodell (nicht gezeichnet) ermittelten Werte stimmen innerhalb der Fehler überein. Die nach dem Interferenzmodell bestimmten Werte haben jedoch bei kleinen  $t$ -Werten größere Fehler. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  fallen für Lauf 2 - 4 mit gleicher Steigung bis zum Wert  $t=0.8$  [ $\text{GeV}^2/c^2$ ]. Ab  $t=0.8$  [ $\text{GeV}^2/c^2$ ] wird die Steigung für jeden Lauf flacher, nimmt mit wachsender Photon - Energie aber zu. Zum Vergleich wurden in die Abbildungen 14a und 14b die Daten der elastischen  $\pi$  - Nukleon - Streuung [CES 70] eingetragen. Wir haben die Labor - Impulse der Streudaten entsprechend den Energie - Mittelwerten der Läufe dieses Experiments ausgesucht. Mit Hilfe der Beziehungen aus (Gl. 9) und (Gl. 11) konnten die Verteilungen  $d\sigma/dt$  an der Stelle  $t \approx 0$  aufeinander normiert werden. Für die Photon- $\rho^0$  Kopplungskonstante  $\gamma_\rho^2/4\pi$  wurde der Wert 0.65 [WOL 70] eingesetzt. Die gute Übereinstimmung der Streu-Daten mit den Photoproduktions-Daten ist eine Bestätigung des kombinierten Vektormeson-dominanz-Quark-Modells. Abbildung 14b zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 14a für  $t \leq 0.6$  [ $\text{GeV}^2/c^2$ ]. Für Photonenergien unterhalb  $2\text{GeV}$  sind geringe Abweichungen zwischen Streu- und Photoproduktions-Daten zu erkennen. Die Photoproduktions-Daten zeigen für  $t \leq 0.2$  [ $\text{GeV}^2/c^2$ ]

einen steileren Anstieg.

In Abbildung 14b sind die Ergebnisse der Anpassungen (Fits) an die Werte des Streamerkammer-Experiments eingezeichnet. Die Funktion

$$(Gl.14) \quad \frac{d\sigma}{dt} = Ae^{-Bt} + Ct^2 \quad \text{für} \quad 0 < t \leq .8 [\text{GeV}^2/c^2]$$

wurde an die mit der Parametrisierung ermittelten Werte  $d\sigma/dt$  mit dem Programm UNIFIT angepaßt. Dabei waren A, B, und C freie Parameter. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 zusammengestellt. Die Fehler sind auf das Verhältnis  $\chi^2$ / Freiheitsgrade korrigiert.

Die SBT-Collaboration [SBT 69] hat für den Parameter C im Bereich  $0 < t < .4 [\text{GeV}^2/c^2]$  einen mit Null verträglichen Wert erhalten. Eine erneute Anpassung der Parameter A, B und C an unsere Daten für  $0 < t < .4 [\text{GeV}^2/c^2]$  zeigte nur im Lauf 4 einen mit Null vergleichbaren Wert.

TABELLE 8 : Anpassungen an die t-Verteilungen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

[GeV]	1.66 < E <sub>γ</sub> < 2.62		2.28 < E <sub>γ</sub> < 3.23		3.00 < E <sub>γ</sub> < 4.02	
	$d\sigma/dt = Ae^{-Bt} + Ct^2 \quad 0 < t < .8 [\text{GeV}^2/c^2]$					
A=dσ/dt  <sub>t=0</sub> [μb/GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	PHÄ. BW	SÖ. MOD.	PHÄ. BW	SÖ. MOD.	PHÄ. BW	SÖ. MOD.
	201±19	202±34	172±15	168±25	186±16	179±18
[B GeV <sup>-2</sup> c <sup>2</sup> ]	9.6±.7	9.4±1.2	9.3±.7	8.9±1.2	11±1	10±1
[C GeV <sup>-4</sup> c <sup>4</sup> ]	5.2±1.	5.6±1.5	4.8±1.0	4.5±1.6	5.7±1.1	5.4±1.2
χ <sup>2</sup> /DF	10/7	13/7	15/8	17/8	8/8	7/8

7.3 Bestimmung von  $d\sigma/dt$  an der Stelle  $t = 0$

Mit der Bestimmung von  $d\sigma/dt$  bei  $t = 0$  unter Zuhilfenahme der Beziehung in Gleichung 10 (VDM) und der Quark-Relation in Gleichung 12 kann die Photon- $\rho^0$ -Kopplungskonstante berechnet werden:

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{64\pi} \sigma_T^2 (\rho^0 p) \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \right)^{-1} \quad (G1.16)$$

Zur Untersuchung von  $d\sigma/dt$  bei  $t = 0$  in Abhängigkeit von der Energie haben wir nach dem Verfahren in Kapitel 5.3 und 7.2 die  $\rho^0$ -Anteile in kleinen  $t$ -Intervallen ( $0 < t < .5 [\text{GeV}^2/c^2]$ ) bestimmt. Die Energie-Intervalle wurden so gewählt, wie wir sie bei der Ermittlung der Resonanz-Wirkungsquerschnitte definiert haben. Anschließend faßten wir die Intervalle so zusammen, daß sie etwa gleiche Besetzungszahlen aufwiesen.

Zum Vergleich mit anderen Experimenten haben wir in Gleichung 14  $C = 0$  gesetzt und an die ermittelten  $\rho^0$ -Anteile die Form

TABELLE 9 : Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}$

$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p \rho^0) = A e^{-Bt}$		$0 < t < .5 [\text{GeV}^2/c^2]$				
E -INTERV. [GeV] $\gamma$		1.66 -2.06	2.06 -2.44	2.44 -3.00	3.00 -4.02	4.20 * -6.26
PHÄNOM. BW	A [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2/c^2$ ]	$177 \pm 20$	$175 \pm 18$	$143 \pm 14$	$135 \pm 16$	$152 \pm 21$
	B [ $\text{GeV}^{-2}$ ]	$6.9 \pm .5$	$7.9 \pm .5$	$7.1 \pm .5$	$7.6 \pm .6$	$8.6 \pm .3$
$\chi^2/DF$		7/7	7/6	6/6	10/6	-
$\gamma_\rho^2/4\pi$		$.55 \pm .06$	$.59 \pm .06$	$.66 \pm .06$	$.62 \pm .06$	$.45 \pm .06$

\* E.Rabe [RAB 71]

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{-Bt} \quad (A, B \text{ freie Parameter}) \quad (\text{Gl.17})$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate mit dem Programm UNIFIT angepaßt. Die gefundenen Werte A und B, sowie die aus Gleichung 16 berechneten Kopplungskonstanten sind aus Tabelle 9 zu ersehen; ebenso das Verhältnis  $\chi^2$  / Freiheitsgrade.

In Abbildung 17 sind die Werte  $A = d\sigma/dt$  bei  $t=0$  als Funktion der Photon-Energie eingezeichnet. Zum Vergleich sind die Ergebnisse anderer Experimente [ABB 68, SBT 69, EIS 69] eingetragen.

Die im Streamerkammer-Experiment gefundenen Werte für den Vorwärts-Wirkungsquerschnitt A werden innerhalb der Fehler vom VDM-Quark-Modell beschrieben. Mit Hilfe der  $\pi^+p^-$  und  $\pi^-p^-$ -Streudaten und den Beziehungen in Gleichung 9 und 10 ergibt sich die in Abbildung 17 eingezeichnete Kurve. Für die Photon- $\rho^0$ -Kopplungskonstante  $\gamma_{\rho^0}^2/4\pi$  haben wir den Wert 0.65 eingesetzt.

#### 7.4 Die t-Abhängigkeit des Exponenten im Ross-Stodolsky-Faktor

Von der SLAC-Berkeley-Tufts-Collaboration [SBT 69] vorgeschlagen, kann die  $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung mit einer Breit-Wigner-Verteilung, multipliziert mit dem Ross-Stodolsky-Faktor, angepaßt werden. Wenn wir jedoch für jede  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombination den Viererimpuls-Übertrag  $t(p/p)$  gegen ihr invariantes Massenquadrat auftragen (Chew-Low-Diagramm), sehen wir in Abbildung 15, daß die Form der  $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung mit t variiert.

Wir haben den Exponenten n im Ross-Stodolsky-Faktor in Abhängigkeit von  $t(p/p)$  untersucht. Abbildung 16 zeigt den Verlauf von  $n(t)$  in Abhängigkeit von t für Lauf 2 - 4. Für  $t < .03 [\text{GeV}^2/c^2]$  hat n einen Wert zwischen 5 und 6, der bis  $t < .4 [\text{GeV}^2/c^2]$  auf  $n \sim 3$  ( $\sim 4$  für Lauf 4) abfällt und für größere  $t \leq 1.8 [\text{GeV}^2/c^2]$  konstant bleibt.

Sowohl im SLAC-Laserstrahl-Experiment [SBT 69] als auch im SLAC-Vernichtungsstrahl-Experiment [EIS 69] wird  $n(t)$  bis zum Zentralwert  $t = .5 [\text{GeV}^2/c^2]$  bestimmt. Innerhalb der Fehler finden wir für Werte von  $t \leq .5 [\text{GeV}^2/c^2]$  übereinstimmende Ergebnisse.

TABELLE 10 : Die  $t$ -Abhängigkeit des Ross-Stodolsky-Faktors

$t$ -INTERVALL [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	4.0 < E <sub>γ</sub> < 6.26 [GeV] *	3.0 < E <sub>γ</sub> < 4.02 [GeV]	2.28 < E <sub>γ</sub> < 3.23 [GeV]	1.66 < E <sub>γ</sub> < 2.62 [GeV]
	n(t) ± Δn	n(t) ± Δn	n(t) ± Δn	n(t) ± Δn
0 - .03	5.2 .3	5.7 .3	5.4 .1	5.4 .2
.03 - .06	4.7 .3	5.4 .3	4.7 .2	5.5 .1
.06 - .09	4.6 .2			
.09 - .12	3.6 .4	4.6 .4	4.6 .2	3.9 .2
.12 - .15	3.9 .4			
.15 - .18	2.6 .6	3.4 .6	3.9 .3	3.8 .2
.18 - .24	3.1 .7			
.24 - .30				
.3 - .4		3.1 .4	2.9 .2	3.8 .3
.4 - .6	nicht			
.6 - 1.0		2.3 1.	3.3 .3	3.8 .4
1.0 - 1.4	bestimmt	3.8 1.5	3.4 .5	3.9 .5
1.4 - 1.8		2.9 1.	3.3 .8	3.6 .4

\* Diplomarbeit E. Rabe [RAB 71]

VIII Die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$

8.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$  und ihre Fehler sind der Tabelle 6 in Kapitel 5.3 zu entnehmen. Die Massen des  $\Delta^0$  und  $\Delta^{++}$  wurden festgelegt zu :

$$M_{\Delta^{++}} = M_{\Delta^0} = 1.236 \text{ [GeV]}$$

Abbildung 18 gibt eine Übersicht über die bislang in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  gefundenen experimentellen Daten. Die in diesem Experiment ermittelten  $\Delta^{++}$ -Wirkungsquerschnitte stimmen gut mit denen des Blasenkammer-Experiments [ABB68] sowie der SLAC-Experimente [SBT 69, EIS 69] überein. Für Photon-Energien oberhalb 1.7 [GeV] wird die Energieabhängigkeit der experimentellen Werte, wie man sie z.B. nach OPE erwartet, richtig wiedergegeben ( $\sigma \sim E_\gamma^{-2}$ ). In Abbildung 18 ist eine Gerade mit der Steigung -2 eingezeichnet.

Für das Verhältnis

$$R = \frac{(\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0)}{(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})} \quad \text{wird bei reinem Pion-}$$

-Austausch ein Wert von 1 : 9 angenommen. Das bedeutet, daß die Energieabhängigkeit des  $\Delta^0$ -Wirkungsquerschnitts durch eine zweite, zur ersten parallele, Gerade in Abbildung 18 beschrieben werden sollte. Der Ordinaten-Punkt liegt an der Stelle  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0) = \frac{1}{9} \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$

Da wegen des zu kleinen  $\Delta^0$ -Wirkungsquerschnitts die Unsicherheiten in der Angabe der Werte zu groß sind, läßt sich eine klare Aussage über die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nicht treffen. In Übereinstimmung mit den Blasenkammer-Daten scheint eine Struktur zwischen 2 und 4 [GeV] vorhanden zu sein.

8.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $\Delta^{++}$ -Produktion sind analog zu denen der  $\rho^0$ -Produktion für kleine  $t(\gamma/\pi^-)$ -Intervalle bestimmt worden. Wir geben in Tabelle 11 die für Lauf 2 - 4 ermittelten Werte  $d\sigma/dt$  für sechs  $t$ -Intervalle an. Die Fehler sind nur statistisch.

TABELLE 11 : Differentielle Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$

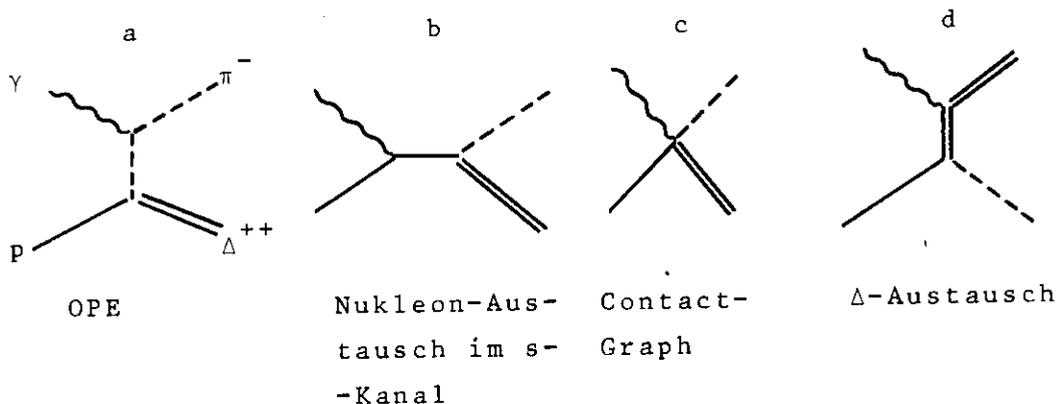
t-INTERV. [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	1.66 < E <sub>γ</sub> < 2.62 [GeV]	2.28 < E <sub>γ</sub> < 3.23 [GeV]	3.00 < E <sub>γ</sub> < 4.02 [GeV]
	WQ ± ΔWQ [μb]	WQ ± ΔWQ [μb]	WQ ± ΔWQ [μb]
.0 - .1	34.9 2.8	20.6 2.4	9.9 2.6
.1 - .2	12.7 1.7	7.4 1.5	7.0 1.9
.2 - .3	6.4 1.3	4.4 1.2	4.8 1.7
.3 - .4	3.3 1.0	1.6 .6	1.8 .9
.4 - .5	2.5 1.0	.6 .1	.9 .2
.5 - .8	1.2 .4	1.1 .3	.1 .1

Den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts zeigt Abbildung 19 für Lauf 2 - 4.

8.3 Beschreibung der Δ<sup>++</sup>-Produktion mit dem absorptiv

korrigierten Borntermmodell

Das minimaleichinvariante Borntermmodell von Stichel und Scholz [STI 64] kann durch vier Feynman-Graphen dargestellt werden :



Die vier Diagramme stellen den minimaleichinvariant erweiterten Bornterm dar.

Untersuchungen von D. Lücke [LÜK 71] haben gezeigt, daß die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts die experimentellen Daten unterhalb 1 [GeV] annähernd beschreiben kann. Oberhalb 1 [GeV] sagt das Modell zu große Werte voraus.

Wenn man jedoch absorptive Korrekturen anbringt, werden die Daten auch für Energien oberhalb 1 [GeV] gut beschrieben. Dabei bedeutet absorptive Korrektur, daß die elastische Streuung von Teilchen im Anfangs- oder (und) Endzustand berücksichtigt wird.

Im absorptiv korrigierten BTM tragen nur noch der OPE-Term und der Contact-Term wesentlich zur Amplitude bei.

Die unkorrigierte Bornamplitude zum Spin J wird korrigiert durch Multiplikation mit den Quadratwurzeln zweier Matrixelemente  $M_i^{1/2}$  und  $M_f^{1/2}$ , die die elastische  $\rho^0 p$ -Streuung im Anfangszustand bzw. die elastische  $\pi^- \Delta^{++}$ -Streuung im Endzustand beschreiben.

$$M_{i,f} = 1 - C_{\rho,\Delta} \exp \left[ - \frac{(J-1/2)^2}{2A_{\rho,\Delta} q_{\rho,\Delta}^2} \right] \quad 0 \leq C \leq 1$$

$A_{\rho,\Delta}$  = 'Slope'-Parameter im differentiellen Wirkungsquerschnitt

$q_{\rho,\Delta}$  = CMS-Impuls des  $\rho$  bzw.  $\Delta$  bei gegebener Photon-Energie.

Für die Parameter A und C wurden die Werte  $A_\rho = 5.5 [\text{GeV}^{-2}]$ ,

$A_\Delta = 8 [\text{GeV}^{-2}]$  und  $C_\rho = C_\Delta = 1$  eingesetzt.

In Abbildung 20 sind nochmals die  $\Delta^{++}$ -Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Energie dargestellt. Die durchgezogene Kurve gibt die Vorhersage des absorptiv korrigierten BTM wieder. Die experimentellen Daten liegen systematisch unterhalb der Kurve, jedoch wird der Verlauf gut wiedergegeben.

Die theoretischen Vorhersagen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind in Abbildung 19 eingezeichnet. Für kleine t-Werte ist die Beschreibung durch das Modell gut, mit abnehmender Photon-Energie verläuft die Kurve zunehmend oberhalb der Meßwerte.

## IX Untersuchung des 2 Pion-Massenspektrums im Massenbereich des $f^0(1236)$

Bei der Untersuchung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zeigt sich im  $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum neben einem dominanten  $\rho^0$ -Signal ein wesentlich schwächeres Signal bei einer  $\pi^+ \pi^-$ -Masse zwischen 1240 und 1280 [MeV] (Abb. 9 und 10).

Aus den zusammengefaßten Energie-Intervallen sind drei charakteristische  $\pi^+ \pi^-$ -Massenverteilungen ausgewählt worden und in Abbildung 21 dargestellt. Die rechten Verteilungen sind auf große  $t$  eingeschränkt:  $.2 < t(p/p) < 2$ . [ $\text{GeV}^2/c^2$ ] Dadurch werden das starke  $\rho^0$ -Signal und der Untergrund zwischen  $\rho^0$ - und  $f^0$ -Band unterdrückt. Dieser Schnitt ist zulässig, da der minimale Viererimpuls-Übertrag für Massen im  $f^0$ -Band zwischen  $.1$  und  $.2$  [ $\text{GeV}^2/c^2$ ] liegt (Abb. 15). Die in die linken Histogramme eingezeichneten Kurven sind Anpassungen zur Bestimmung des  $f^0$ -Resonanz-Wirkungsquerschnitts. Die Kurven in den rechtsseitigen Histogrammen wurden nach dem Schnitt im Viererimpuls-Übertrag an die experimentellen Verteilungen angepaßt. Als Anpassungsprogramm wurde MITOSIS verwendet. Die Flächen zwischen den durchgezogenen und unterbrochenen Linien geben die Anzahlen der  $f^0$ -Mesonen an.

### 9.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Die  $f^0$ -Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit den  $\rho^0$ -,  $\Delta^{++}$ - und  $\Delta^0$ -Wirkungsquerschnitten bestimmt worden. Die Werte  $M = 1.270$  [GeV] und  $\Gamma = .100$  [GeV] für die Masse und die Breite ergaben die besten Anpassungs-Ergebnisse, die in Tabelle 6 eingetragen sind. Die Energieabhängigkeit der  $f^0$ -Wirkungsquerschnitte wird in Abbildung 22 gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt steigt oberhalb der Schwelle ( $\sim 2.3$  [GeV]) stark an, bis zu einem Wert  $\sigma = 2$ . [ $\mu\text{b}$ ] an der Stelle  $E_\gamma = 2.8$  [GeV]. Er fällt dann mit zunehmender Photon-Energie auf einen Wert kleiner  $0.2$  [ $\mu\text{b}$ ] für  $E_\gamma \sim 5$  [GeV] ab. Die eingezeichneten Werte aus dem Blasenkammer-Experiment [ABB 68] stimmen mit den Werten des Streamerkammer-Experiments innerhalb der Fehler überein. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist nur schwach  $t$ -abhängig.

## 9.2 Zerfallswinkelverteilungen

### 9.2.1 Die Momente-Methode

Wir haben im Energie-Intervall  $2.44 < E_\gamma < 3.24$  [GeV] die Momente  $\sum_i \text{Re} Y_1^m(\theta_i)$  als Funktion der effektiven  $\pi^+\pi^-$ -Masse bestimmt. In Abbildung 23 sind die Momente  $Y_2^0$  und  $Y_4^0$  für die Zerfallswinkel im Jackson- und Helizitäts-System ohne Einschränkung dargestellt. Im  $\pi^+\pi^-$ -Massenbereich oberhalb 1 [GeV] sind Strukturen zu erkennen, die nur zu einem Teil auf die  $\Delta^{++}$ -Reflektion [SBT 60] zurückzuführen sind. Die vollen Punkte beschreiben die Massenabhängigkeit der Momente für  $p\pi^+$ -Massen  $> 1.34$  [GeV]. Im Jackson-System werden im  $f^0$ -Massenbereich die Momente nicht Null. Im Helizitäts-System zeigen die  $Y_2^0$  eine deutliche Struktur im negativen Bereich und die  $Y_4^0$  eine schwache Struktur im positiven Bereich.

Abbildung 24 stellt die experimentelle Zerfallswinkel-Verteilung der Ereignisse dieses Experiments und der des Blasenkammer-Experiments [ABB 68] dar. Es sind die Ereigniszahlen gegen den  $\cos\theta$  im Jackson-System aufgetragen. Die Winkel-Verteilung zeigt einen vergleichbaren Verlauf, wie er bei den Reaktionen  $\pi^-p \rightarrow f^0n$  oder  $\pi^+p \rightarrow f^0\Delta^{++}$  [HJN 71, SCHI 70, ABC 70] beobachtet wird.

Der Zerfallswinkel  $\phi$  verteilt sich im Jackson-System isotrop.

### 9.2.2 Die Fit-Methode

J. Höggaasen u.a. [HÖG 66] geben eine vollständige Winkelverteilung für den Zerfall eines Teilchens mit Spin-Parität  $2^+$  in Teilchen mit Spin-Parität  $0^-0^-$  an. Wir haben in erster Näherung nur die Diagonal-Matrix-Elemente  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{11}$  und  $\rho_{00}$  an die experimentelle Verteilung angepaßt. Die normierte Winkelverteilung lautet dann :

$$dW(\cos\theta) = \frac{C}{N(\rho_{ik})} (\rho_{22}(1-\cos^2\theta)^2 + 4\rho_{11}(\cos^2\theta - \cos^4\theta) + \rho_{00}(3\cos^4\theta - 2\cos^2\theta + \frac{1}{3})) d\cos\theta \quad (Gl. 18)$$

C = Gesamtzahl der Ereignisse

$N(\rho_{ik})$  = Normierungsintegral über den Term in Klammern

Die Anpassung haben wir mit UNIFIT durchgeführt. Dabei waren die  $\rho_{ik}$  freie Parameter. Das Ergebnis ist in das Histogramm in Abbildung 24 eingezeichnet, die Werte der Parameter sind in Tabelle 12 aufgeführt.

TABELLE 12 : Dichte-Matrix-Elemente für die  $f^0$ -  
-Zerfallswinkel-Verteilung

METHODE	$\rho_{22}$	$\rho_{11}$	$\rho_{00}$
FIT	$-.061 \pm .026$	$.23 \pm .05$	$.66 \pm .03$
STAT. TENSOR	$-.065 \pm .038$	$.25 \pm .08$	$.63 \pm .16$
JACKSON - SYSTEM			

### 9.2.3 Der Statistische Tensor und die Dichtematrix-Elemente

A. Kotanski und Z. Zalewski [KOT 68] geben Beziehungen zwischen den Elementen des Statistischen Tensors  $T_M^J$  und den Dichtematrix-Elementen  $\rho_{ik}$  an. Dabei werden die statistischen Tensor-Elemente verschiedener Ordnung im Prinzip bestimmt aus den Erwartungswerten von Kugelfunktionen der entsprechenden Ordnung, über die Verknüpfung mit Clebsch-Gordan-Koeffizienten.

H.J. Nagel [HJN 71] gibt Tensoren  $T_M^J$  für den Zerfall des  $f^0$  in zwei Pionen und ihre Verknüpfung mit den Zerfallsdichtematrixelementen an. Zur Berechnung der  $\rho_{ik}$  benötigen wir drei Gleichungen :

$$T_0^2 = -\sqrt{\frac{7}{8}} \langle 3\cos^2\theta - 1 \rangle = \sqrt{\frac{2}{7}} (3\rho_{22} - \frac{1}{2}\rho_{00} - \frac{1}{2}) \quad (G1. 19)$$

$$T_0^4 = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{7}{10}} \langle 35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3 \rangle = \sqrt{\frac{1}{70}} (10\rho_{22} + 10\rho_{00} - 4) \quad (G1.20)$$

sowie die Spur-Bedingung :

$$2\rho_{22} + 2\rho_{11} + \rho_{00} = 1 \quad (G1. 21)$$

Für gewichtete Ereignisse wird der Fehler des  $T_M^J$ , der dem Fehler des Erwartungswerts  $\langle X \rangle$  entspricht :

$$s_{\frac{s}{X}} = \sqrt{\frac{\sum_1 G_i \sum_1 G_i X_i^2 - (\sum_1 G_i X_i)^2}{(\sum_1 G_i)^3}} \quad (G1. 22)$$

$G_i$  = Gewicht des Ereignisses  $i$

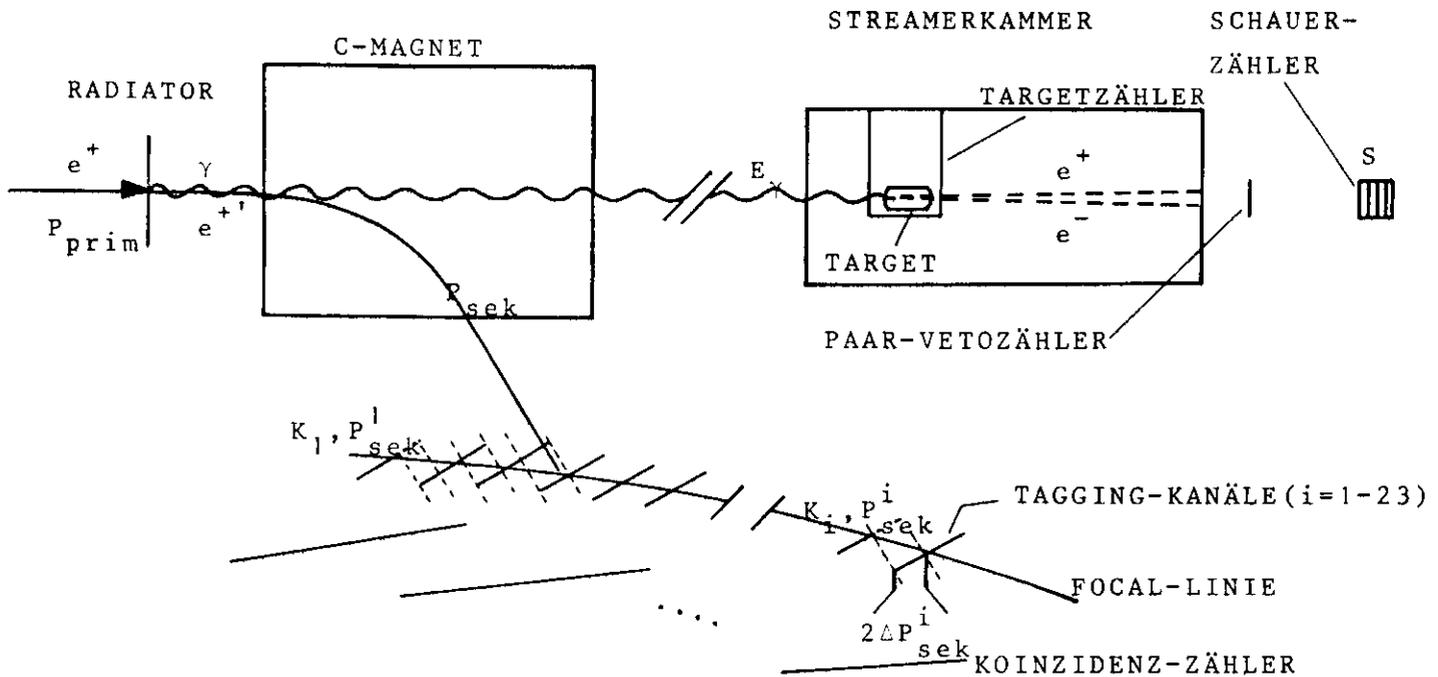
Die Ergebnisse aus Gleichungen 19 - 22 sind in Tabelle 12 zu finden. Die Übereinstimmung mit den Fit-Ergebnissen ist gut. Das Matrixelement  $\rho_{22}$  liegt eindeutig im unphysikalischen Bereich ( $0 \leq \rho_{ik} \leq 1$ ), in Übereinstimmung mit den Angaben aus  $\pi$ -Nukleon-Wechselwirkungs-Experimenten. Dieser Befund wird bei den Autoren [HJN 71, ABC 70] erfolgreich mit einer s-Wellen-Interferenz erklärt, die die  $\cos\theta_J$ -Verteilung asymmetrisch beeinflusst.

Das Histogramm in Abbildung 24 zeigt die gleiche Asymmetrie.

X ANHANG

A. Verfahren zur Eichung des Energiemarkierungs-Systems

Wie bereits in Kapitel 2.3 ausgeführt, kann zur Energie-Eichung des Tagging-Systems die Photon-Energie  $E_\gamma$  eines jeden Kanals mit  $e^+e^-$ -Paar-Messungen bestimmt werden. Dazu stehen für alle Läufe insgesamt 17 000 Paare zur Verfügung. Nachfolgende Skizze gibt eine Übersicht über das Tagging-System von oben (s.a. Abb.1a).



Die Meßgenauigkeit  $\Delta P_{\text{sek}}$  für  $P_{\text{sek}}$ , die der halben Breite eines Kanals entspricht, wird durch die geometrische Zählerbreite festgelegt. Damit liegt die Meßgenauigkeit  $\Delta E_\gamma$  der Photon-Energie für jeden Kanal fest.

$$(\Delta E_\gamma)^2 = (\Delta P_{\text{prim}})^2 + (\Delta P_{\text{sek}})^2 \quad (G1.A1)$$

Bei einem primären Positronen-Impuls von  $P_{\text{prim}} = 3$  [GeV] mit  $\Delta P_{\text{prim}}/P_{\text{prim}} = 0.5\%$  und einer mittleren halben Kanalbreite von .02 [GeV] wird  $\Delta E_\gamma$  nach G1.A1:  $\Delta E_\gamma = 0.025$  [GeV].

Der ursprüngliche Gedanke, sowohl die Kanal-Mitten als auch -Breiten aus Paar-Messungen zu bestimmen, mußte verworfen werden, da

die Verteilungen der Paar-Energien ( $E_{\text{Paar}}$ ) in jedem Tagging-Kanal sehr viel breiter waren als die geometrischen Kanal-Breiten. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 2 dargestellt. Charakteristisch sind die großen Überlappungs-Bereiche der Kanäle, die eine Kanal-Breiten-Definition unmöglich machen. Eine Abschätzung gibt die Beiträge an, die zur Verbreiterung der Kanäle beitragen.

Die Meßgenauigkeit einer Spur hängt ab von ihrer Länge, der Zahl der Meßpunkte, der Meßgenauigkeit in der Kammer, der Stärke des Magnetfeldes und ist umgekehrt proportional zum Quadrat ihres Impulses [GLU 63, WOL 64, DIT 72].

Für Paare einer mittleren Energie von 2 [GeV], einem Magnetfeld von 21.7 [kGauß] und einer Meßgenauigkeit von 250 [ $\mu\text{m}$ ] in der Kammer ist  $\Delta E_{\text{Paar}} = \pm 13$  [MeV].

Die Ungenauigkeit des Primärstrahls für 2 [GeV] ist :  $\Delta P_{\text{prim}} = \pm 10$  [MeV]. Das ergibt einen Meßfehler:

$$\Delta E_{\text{mess}} = \sqrt{(\Delta E_{\text{Paar}})^2 + (\Delta P_{\text{prim}})^2} = \pm 16 \text{ [MeV]}$$

Dazu kommt die mittlere halbe geometrische Breite eines Tagging-Kanals :  $\Delta E_{\text{Tag}} = \pm 20$  [MeV]

Daraus folgt ein Gesamtfehler von :  $\Delta E_{\gamma} = \pm 36$  [MeV]

Für Paare einer mittleren Energie von 6 [GeV] ist  $\Delta E_{\gamma} = \pm 145$  [MeV], bei  $\Delta E_{\text{Tag}} = \pm 50$  [MeV].

Die Kanal-Breiten werden um einen Faktor 2 - 3 größer als die geometrischen Breiten, wenn sie über  $e^+e^-$ -Paar-Messungen bestimmt werden.

Zur Energie-Eichung des Tagging-Systems werden zwei voneinander unabhängige Messungen durchgeführt. Die Kanal-Breiten und -Mitten werden aus Akzeptanz-Messungen bestimmt, wobei in einem Minimalisierungs-Verfahren diese Mitten an die aus Paar-Messungen erhaltenen angepaßt werden.

#### a.) Bestimmung der Kanal-Mitten aus Paar-Messungen

Mit der Annahme, daß die Impulsmeßfehler  $\Delta 1/p$  gaußisch verteilt sind, beschreiben wir die Verteilung der gemessenen Paare in jedem Kanal (Abb. 2) durch

$$f\left(\frac{1}{E}\right) = \frac{A}{\sigma} \exp\left(-\frac{(\bar{E} - E)^2}{2\bar{E}^2 E^2 \sigma^2}\right) \quad (\text{Gl. A2})$$

oder

$$f(E) = \frac{A}{\sigma E^2} \exp\left(-\frac{(\bar{E} - E)^2}{2\bar{E}^2 E^2 \sigma^2}\right) \quad (G1.A3)$$

Dabei bedeuten :

A = Normierungskonstante (Anzahl der Paare im Histogramm x Intervallbreite  $\Delta E / \sqrt{2\pi}$ )

$\bar{E}$  = Erwartungswert

E =  $E_{\text{Paar}}$  = Energie der Paare eines Kanals

$\sigma^2$  = Varianz in  $E^{-1}$

Mit dem Programm SOLVE [MOO 65] werden nach der Methode der kleinsten Quadrate die Parameter  $\bar{E}$  und  $\sigma$  an jedes der 23 Histogramme angepaßt (volle Punkte in Abb. 4).

Zur Bestimmung der Kanal-Breiten aus den Akzeptanzen (Abschnitt c) ist es zweckmäßig, ein provisorisches Energie-Intervall L mit Hilfe der Erwartungswerte  $\bar{E}$  zu bestimmen. Dazu wird die mittlere Differenz d der  $\bar{E}$  zwischen jeweils zwei Kanälen berechnet und das durch die 23  $\bar{E}$ -Werte gebildete Intervall nach beiden Seiten um  $1/2 d$  erweitert. Damit stehen  $\bar{E}_{\text{min}}$  und  $\bar{E}_{\text{max}}$  sowie  $L = \bar{E}_{\text{max}} - \bar{E}_{\text{min}}$  als Startwerte fest.

#### b.) Testen des Tagging-Systems mit Hilfe der Akzeptanzen

Wenn die Zähler im Tagging-System fehlerfrei gearbeitet haben, sollte der Quotient aus der Zählrate  $N_e^+$  und der geometrischen Breite G für jeden Kanal um einen Mittelwert gleichverteilt sein. Für den Test ordnen wir näherungsweise den Kanal-Mitten  $\bar{E}$  die geometrischen Breiten G zu. In Abbildung 3 ist  $Q = N_e^+/G$  für jeden Kanal und Lauf 2 - 4 gegen  $E = \bar{E}$  aufgetragen. Der Anstieg der Werte Q zu kleinen E-Werten hin wird durch das Bremspektrum beschrieben, das in der Form

$$f(E_\gamma) = \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\text{brems}}}{T} = \frac{N_\gamma(E_\gamma, \Delta E_\gamma)}{n_e^+(E_\gamma, \Delta E_\gamma)} \quad \text{eingezeichnet ist,}$$

wobei auf die Flächen unterhalb der Kurve bzw. der Meßpunkte normiert wurde. Die benutzten Variablen sind :

$\sigma_{\text{tot}}^{\text{brems}}$  = Totaler Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung von  $e^+$  in  $[\mu b]$ .

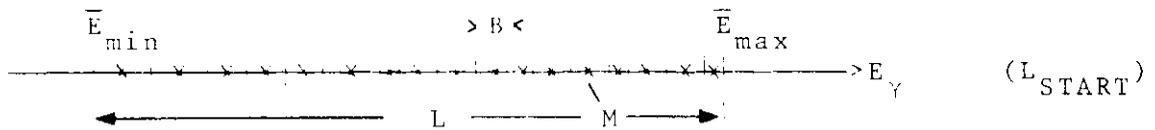
$N(E_\gamma, \Delta E_\gamma)$  = Zahl der Photonen (Paare) im Energie-Intervall  $(E_\gamma, \Delta E_\gamma)$ .

$n_+(E_{\gamma}, \Delta E_{\gamma})$  = Zahl der primären Positronen im Energie-Intervall  $(E_{\gamma}, \Delta E_{\gamma})$ .  
 $T$  = Target-Konstante in [nb]

Falten wir das Spektrum aus den Worten  $Q$  heraus, erhalten wir die erwartete Gleichverteilung der Quotienten  $Q$  innerhalb der Fehler.

6.2 Bestimmung der Kanal-Breiten aus Akzeptanz-Messungen

Das Verhältnis der mit dem Bremsspektrum  $f(E_{\gamma})$  gefalteten Anzahl der Positronen pro Kanal zur Zahl aller Photonen, zu denen es Positronen im Tagging-System gibt ('korrigierte' Akzeptanz), entspricht dem Verhältnis der Energie-Breite eines Kanals zur Energie-Breite des gesamten Systems. Wir unterteilen deshalb das provisorische Intervall  $L$  im Verhältnis der korrigierten Akzeptanzen der Kanäle und erzeugen auf diese Weise Kanal-Breiten  $B$ , die sich nicht überlappen ( $L_{START}$  in Abb.4).



Die Mitte  $M$  jedes Kanals wird durch dessen halbe Breite  $B/2$  festgelegt. Mit SOLVE [MOO 65] werden die Abstände der Mitten  $M$  von den Mitten  $\bar{E}_{min}$  minimalisiert. Dabei sind  $\bar{E}_{max}$  und  $L$  freie Parameter; die Mitten  $\bar{E}$  und  $B/L$  sind fest.

Mit der Änderung von  $\bar{E}_{max}$  und  $L$  erfolgt auch eine Änderung der Breiten  $B$  und Mitten  $M$ . Vor jeder Iteration muß daher eine Faltung der Akzeptanzen mit dem Bremsspektrum erfolgen, da das Bremsspektrum eine Funktion von  $M$  ist.

Das Ergebnis des Anpassungsverfahrens ist in Abbildung 4 dargestellt.  $L_{OPT}$  bezeichnet die angepaßten Werte  $B$  und  $M$  im Vergleich zu den Mitten  $\bar{E}$  aus den Paar-Messungen (PAAR-MIT) für jeden Kanal.

Für die kinematische Rekonstruktion werden die Breiten  $B/2$  und die Mitten  $M$  sowohl für die Photon-Energie  $E_{\gamma}$  als auch für die Positron-Energie  $E_{sek}$  nach Gl.1 und Gl.A1 in den Tabellen 3a-g angegeben.

TABELLEN 3 a - g: Energiezuordnung durch die Totkanäle und Angabe der Akzeptanzen

$$E_{\gamma} = E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} \quad (\Delta E_{\gamma})^2 = (\Delta E_{\gamma_1})^2 + (\Delta E_{\gamma_2})^2$$

TABELLE 3 a

$E_{\gamma_1} = 4.5$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.06$  [GeV] Filiberbereich 7 - 45 RUN 3a

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	6.192	.050	.308	.058	3.97
2	6.098	.048	.402	.066	3.83
3	6.024	.032	.476	.078	2.40
4	5.963	.055	.557	.092	4.27
5	5.860	.034	.620	.100	2.60
6	5.784	.048	.718	.106	3.97
7	5.719	.026	.781	.099	1.84
8	5.650	.053	.850	.091	4.27
9	5.559	.042	.923	.099	3.52
10	5.469	.053	1.031	.091	4.63
11	5.393	.029	1.107	.084	2.21
12	5.324	.029	1.186	.075	2.26
13	5.256	.065	1.244	.083	5.08
14	5.140	.056	1.360	.093	5.06
15	5.063	.028	1.437	.083	2.22
16	5.005	.038	1.495	.075	3.38
17	4.911	.062	1.589	.080	5.89
18	4.799	.055	1.701	.082	5.27
19	4.666	.081	1.834	.080	8.26
20	4.552	.034	1.918	.075	3.65
21	4.470	.049	2.030	.087	5.07
22	4.355	.069	2.195	.087	7.43
23	4.219	.071	2.281	.069	7.90

TABELLE 3 b

$E_{\gamma_1} = 6.50$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.04$  [GeV] Filiberbereich 52 - 58 RUN 1b

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	6.102	.052	.398	.068	3.58
2	6.003	.055	.497	.091	3.84
3	5.911	.046	.589	.082	3.18
4	5.818	.055	.682	.091	3.95
5	5.713	.058	.787	.094	4.22
6	5.620	.044	.880	.099	3.09
7	5.535	.050	.965	.095	3.62
8	5.445	.051	1.057	.097	3.81
9	5.357	.062	1.163	.099	4.83
10	5.250	.043	1.260	.098	3.13
11	5.127	.059	1.353	.096	4.70
12	5.039	.056	1.461	.092	4.48
13	4.945	.047	1.555	.092	3.88
14	4.866	.060	1.654	.097	5.06
15	4.751	.043	1.749	.098	3.43
16	4.673	.045	1.827	.090	3.69
17	4.580	.056	1.920	.093	4.93
18	4.469	.062	2.031	.099	5.63
19	4.366	.049	2.134	.095	4.40
20	4.282	.044	2.218	.099	3.94
21	4.180	.066	2.320	.083	8.67
22	4.059	.061	2.441	.097	6.10
23	3.945	.060	2.555	.097	6.22

TABELLE 3 c

$E_{\gamma_1} = 6.50$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.04$  [GeV] Filiberbereich 60 - 77 RUN 1c

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	6.183	.045	.317	.040	3.71
2	6.101	.046	.399	.042	3.86
3	6.023	.041	.477	.036	3.40
4	5.944	.057	.558	.042	4.00
5	5.855	.051	.645	.046	4.43
6	5.774	.040	.726	.034	3.31
7	5.700	.045	.800	.040	3.87
8	5.620	.025	.880	.040	3.95
9	5.530	.053	.970	.049	4.90
10	5.448	.039	1.052	.033	3.30
11	5.368	.050	1.132	.046	4.69
12	5.279	.048	1.221	.043	4.45
13	5.199	.042	1.301	.036	3.79
14	5.115	.052	1.385	.048	5.02
15	5.035	.037	1.465	.032	3.37
16	4.971	.038	1.529	.035	3.54
17	4.894	.049	1.606	.044	4.83
18	4.799	.034	1.701	.050	5.61
19	4.710	.043	1.790	.038	4.35
20	4.639	.038	1.861	.032	3.72
21	4.552	.059	1.948	.055	6.45
22	4.451	.050	2.049	.046	5.44
23	4.356	.053	2.144	.049	6.03

TABELLE 3 d

$E_{\gamma_1} = 4.30$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.03$  [GeV] Filiberbereich 91 - 124 RUN 11a

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	3.987	.025	.313	.020	4.02
2	3.945	.026	.355	.022	4.40
3	3.903	.025	.397	.020	4.14
4	3.866	.028	.434	.016	3.33
5	3.827	.021	.473	.023	4.78
6	3.784	.025	.516	.020	4.31
7	3.744	.025	.556	.020	4.12
8	3.707	.023	.593	.017	3.59
9	3.668	.027	.632	.022	4.74
10	3.627	.024	.673	.019	4.11
11	3.586	.026	.714	.020	4.57
12	3.545	.025	.755	.021	4.42
13	3.506	.024	.794	.018	4.04
14	3.467	.026	.833	.021	4.59
15	3.427	.024	.873	.019	4.25
16	3.389	.025	.911	.020	4.41
17	3.350	.024	.950	.019	4.35
18	3.311	.025	.989	.020	4.52
19	3.273	.024	1.027	.019	4.49
20	3.233	.025	1.067	.020	4.68
21	3.195	.023	1.105	.018	4.30
22	3.155	.027	1.145	.022	5.28
23	3.144	.025	1.186	.020	4.76

TABELLE 3 e

$E_{\gamma_1} = 4.3$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.03$  [GeV] Filiberbereich 132 - 155 RUN 11b

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	3.915	.024	.385	.019	3.89
2	3.874	.024	.426	.022	4.43
3	3.814	.025	.466	.019	4.03
4	3.787	.023	.503	.017	3.57
5	3.759	.025	.541	.021	4.32
6	3.718	.026	.582	.021	4.41
7	3.677	.025	.623	.020	4.35
8	3.639	.025	.661	.018	3.88
9	3.600	.025	.700	.020	4.42
10	3.561	.024	.739	.019	4.14
11	3.522	.025	.778	.020	4.52
12	3.482	.025	.818	.019	4.34
13	3.444	.023	.858	.018	4.02
14	3.406	.025	.894	.021	4.67
15	3.367	.024	.935	.018	4.21
16	3.329	.024	.971	.019	4.47
17	3.292	.024	1.008	.018	4.28
18	3.254	.024	1.046	.019	4.50
19	3.216	.024	1.084	.019	4.45
20	3.178	.025	1.122	.020	4.72
21	3.141	.023	1.159	.018	4.27
22	3.102	.024	1.198	.021	5.27
23	3.062	.024	1.238	.019	4.72

TABELLE 3 f

$E_{\gamma_1} = 3.50$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.02$  [GeV] Filiberbereich 161 - 227 RUN 11c

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	3.168	.021	.332	.019	3.70
2	3.128	.024	.372	.022	4.32
3	3.087	.022	.413	.020	3.93
4	3.049	.020	.451	.017	3.53
5	3.011	.023	.488	.021	4.22
6	2.970	.023	.530	.021	4.35
7	2.928	.023	.572	.020	4.23
8	2.890	.021	.610	.018	3.81
9	2.852	.023	.648	.020	4.31
10	2.812	.022	.688	.019	4.13
11	2.773	.023	.727	.021	4.47
12	2.732	.022	.768	.020	4.32
13	2.695	.020	.805	.018	3.99
14	2.657	.023	.843	.021	4.64
15	2.618	.021	.882	.016	4.20
16	2.580	.022	.920	.019	4.69
17	2.542	.021	.958	.018	4.35
18	2.505	.022	.995	.019	4.57
19	2.467	.021	1.033	.019	4.57
20	2.428	.022	1.072	.020	4.87
21	2.391	.020	1.109	.018	4.40
22	2.351	.024	1.149	.022	5.37
23	2.310	.021	1.190	.019	4.82

TABELLE 3 g

$E_{\gamma_1} = 2.90$  [GeV]  $\Delta E_{\gamma_1} = 0.01$  [GeV] Filiberbereich 250 - 301 RUN 11d

Kanalnummer	Kanalmitte $E_{\gamma}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma}$ [GeV]	Kanalmitte $E_{\gamma_1}$ [GeV]	$\Delta E_{\gamma_1}$ [GeV]	Akzeptanz [I]
1	2.588	.024	.312	.019	3.49
2	2.548	.026	.352	.021	3.98
3	2.506	.025	.394	.020	3.79
4	2.469	.023	.431	.017	3.19
5	2.430	.027	.470	.022	4.30
6	2.387	.028	.513	.021	4.04
7	2.345	.026	.555	.022	4.28
8	2.306	.023	.594	.017	3.69
9	2.267	.026	.633	.022	4.41
10	2.227	.024	.673	.019	3.86
11	2.186	.027	.714	.021	4.64
12	2.145	.024	.755	.019	4.09
13	2.107	.024	.793	.019	4.12
14	2.068	.025	.832	.020	4.50
15	2.028	.025	.872	.020	4.41
16	1.989	.024	.911	.019	4.37
17	1.950	.025	.950	.020	4.69
18	1.912	.024	.988	.019	4.48
19	1.873	.025	1.027	.020	4.97
20	1.833	.025	1.067	.019	4.86
21	1.794	.025	1.106	.019	4.99
22	1.754	.026	1.146	.021	5.45
23	1.713	.025	1.187	.020	5.33

## XI Danksagungen

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Experimente-Programms der Gruppe F1 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Für die Anregung der Arbeit danke ich Herrn Prof. E.Lohrmann, Herrn Prof. M.W.Teucher und Herrn Dr.P.Söding.

Allen Mitgliedern der Gruppe F1 gilt mein Dank für Diskussionen und Kritik. Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr.P.Söding, Herrn Dr.H.Meyer und Herrn P.Dittmann für zahlreiche klärende Gespräche.

Herrn Dr.D.Lüke danke ich für die ständige Bereitschaft zu Diskussionen und für Ratschläge, die zur Klärung von Problemen beitrugen.

Herr Dr.P.-K.Schilling hat freundlicherweise die technische Ausführung von Chew-Low- und Dalitz-Diagrammen übernommen.

Die Operateure des DESY-Rechenzentrums waren stets entgegenkommend, dafür bedanke ich mich.

Meinen besonderen Dank möchte ich Frau Hell für die Reinschrift der Arbeit aussprechen.

Für die mühevollen Arbeit beim Anfertigen der Abbildungen danke ich meiner Frau besonders herzlich.

Ich versichere, die Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen benutzt zu haben.

XII Literaturverzeichnis

Folgende Abkürzungen werden verwendet :

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

- ABB 68 Aachen-Berlin-Bonn- Hamburg-Heidelberg-München-Collaboration, PR 175, 1669(1968), 188, 2060(1969)
- ABC 70 Aachen-Berlin-CERN-Collab., CERN/D.Ph.II/Phys 70-42(1970)
- ALI 63 A.I.Alikhanian u.a., PL 7, 272(1963)
- ALL 69 O.C.Allkofer, Spark Chambers, Thieming, München 1969
- BAI 68 H.Baisch, Diplomarbeit, Hamburg 1968
- BAL 68 J.Ballam u.a., PR 21, 1541(1968)
- BER 64 S.M.Berman u. S.D.Drell, PR 133, B791(1964)
- BLO 57 M.Bloch, M.Sands, PR 108, 1101(1957); 113, 305(1959)
- BOY 70 A.M.Boyarski u.a., PRL 25, 695(1970)
- CAM 66 Cambridge-Bubble-Chamber-Group, PR 146, 994(1966);  
PR 156, 1426(1967)
- CES 70 G.C.Fox, C.Quigg, Comp.of Elastic Scattering Data, UCRL-20001, 1970, (Coffin u.a., PR 159, 1171)
- CHI 63 G.E.Chicovani u.a., PL 6, 256(1963)
- COC 60 B.M.Chasan, G.Cocconi, V.T.Cocconi, R.M.Schectman, D.H.White, PR 119, 811(1960)
- DIT 70 P.Dittmann, Interner Bericht, DESY R2-70/1, (1970)
- DIT 71 P.Dittmann, J.Knobloch, E.Rabe, Vortrag anlässlich der Frühjahrstagung der DPG über Teilchenphysik in Hamburg (1971)
- DIT 72 P.Dittmann, Dissertation, Hamburg 1972  
und private Mitteilungen.
- DOL 64 B.A.Dolgoshein u.a., Nuclear Instr. and Methods 29,  
270(1964)
- EIS 69 Y.Eisenberg u.a., PRL 22, 669(1969), PR D5, 15(Jan.1972)
- GEL 61 M.Gell-Mann u. F.Zachariasen, PR 124, 953(1961)
- GLU 63 R.L.Gluckstern, Nuclear Instr. and Methods 24, 381(1963)
- GRI 63 GRIND-Manual, CERN(1963)

- HJN 71 H.-J. Nagel, Dissertation, Interner Bericht DESY  
F1-71/8(1971)
- HÖG 66 H.Högaasen u.a., NC 42, N2, 323(1966)
- JAC 64 J.D.Jackson, Remarks on the Phenomenological Analysis  
of Resonances, NC XXXIV, N6(1964)
- JOO 67 H.Joos, Proceedings of the Intern. Conf.on Elementary  
Particles, Heidelberg(1967);  
PL 24B, 103(1967)
- KOT 68 A.Kotanski u. K.Zalewski, NP B4, 559(1968)
- KNO 71 J.Knobloch, Diplomarbeit, Hamburg 1971
- LAD 69 A.Ladage u.a., Dubna-Konferenz 1969 und 1970
- LÜK 71 D.Lüke, Dissertation, Hamburg 1971 ; private Mitteilungen  
Herr Lüke hat mir freundlicherweise ein Datenband mit  
Blasenkammer-Ereignissen zur Untersuchung der  
 $f^0$ -Produktion zur Verfügung gestellt.
- LÜK 72 D.Lüke, private Mitteilungen  
Die theoretischen Voraussagen des absorptiv korri-  
gierten BTM sind mit einem Programm von Herrn Lüke  
berechnet worden.
- MAI 70 E.Maier, Diplomarbeit, Hamburg 1970
- MEY 68 H.Meyer, Dissertation, Hamburg 1968
- MOO 65 Ch.H.Moore, Private Mitteilungen, New York(N.Y.), (Sept1965)
- NAG 71 H.-H.Nagel, Forschungsbericht  
Bundesministerium für B.u.W, K71-11, Kernforschung1971
- NAR 70 B.Naroska, Dissertation, Hamburg1970
- NOT 69 D.Notz, Diplomarbeit, Hamburg1969
- PDC 70 Particle Data Group,  $\pi$ N-Partial-Wave Amplitudes,  
UCRL-20030-N, (1970)
- RAB 71 E.Rabe, Diplomarbeit, Hamburg1971
- RAE 64 H.Raether, Z.f.Physik 112, 464(1939);  
Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butter-  
worths, London1964
- ROS 66 M.Ross u. L.Stodolsky, PR 149, 1172(1966)
- SAK 69 J.J.Sakurai, Proceedings of the Intern. Symp. on Electron  
and Photon Interactions at High Energies, Liverpool 1969
- SBT 69 SLAC-Berkeley-Tufts-Collab., PRL 23, 498(1969);  
PRL 24, 955(1970);  
PRL 24, 960(1970);

PR D5, 545(Feb1972) ;

M.M.Menke, A Study of Non Strange Boson Resonances,  
SLAC-Report No. 143(1971)

- SCHI69 D.Schildknecht, DESY 69/10(1969) und 70/31(1969)  
SCHI70 P.-K.Schilling, Interner Bericht, DESY R1-70/3(1970)  
SCHM65 N.Schmitz, Proceedings of the 1965 Easter School for  
Physicists, Bad Kreuznach, CERN65-24, Vol I., (1965)  
SÖD 65 P.Söding, PRL 19, 702(1965)  
SPI 67 H.Spitzer, Dissertation, Hamburg 1967  
STI 64 P.Stichel, M.Scholz, NC 34, 1381(1964)  
STR 71 W.Struczinski, Inclusive Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- + \text{anything}$   
vorgetragen von G.Wolf in Ithaka, New York, anlässlich  
des Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions  
at High Energies.  
WOL 64 G.Wolf, Dissertation, Hamburg 1964  
WOL 70 G.Wolf, Photoproduction of Vector Mesons, DESY 70/64,  
Hamburg 1970

XIII. Abbildungsverzeichnis und Abbildungen

- Abb. 1a Aufbau des Experiments zwischen Radiator und  
Schauerzähler S
- b Seitenansicht der Streamerkammer
- c Frontsicht der Streamerkammer
- Abb. 2 Anzahl der  $e^+e^-$ -Paare pro Tagging-Kanal, aufgetragen  
gegen die aus der Messung bestimmte Energie  
 $E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-}$  für Lauf 3
- Abb. 3 Für jeden Kanal ist das Verhältnis  $Q$  der Anzahl der  
Positronen (= Anzahl der Paare)  $N_{e^+}$  zur geometrischen  
Breite des Kanals  $G$  gezeichnet. Die Energie-Werte sind  
durch die Zuordnung : geometrische Breite  $\leftrightarrow e^+e^-$ -  
Paar-Energien ermittelt worden. Die Fehler werden haupt-  
sächlich bestimmt durch Ableseungenauigkeit der geo-  
metrischen Breiten.
- Abb. 4 Für Lauf 1 - 4 dieses Experiments wird die jeweilige Mini-  
malisierung der Abstände der Kanal-Mitten  $\bar{E}$  aus den  
Paar-Messungen (PAAR-MIT) von den aus den Akzeptanz-  
-Messungen bestimmten Mitten ( $L_{START}$ ,  $L_{OPT}$ ) dargestellt.  
Die Kanal-Mitten  $\bar{E}$  aus den Paar-Messungen bleiben kon-  
stant (volle Punkte). Es sind die Fehler der Erwar-  
tungswerte  $\bar{E}$  eingezeichnet. Für Lauf 2 - 4 liegen die  
Fehler innerhalb der vollen Punkte.
- Abb. 5 Verteilungen der (fehlenden Masse)<sup>2</sup> für 2- und 3-Spur-  
-Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p^+ \pi^-$  für Lauf 2 - 4.  
Die vollen Histogramme sind die Verteilungen vor der  
Ionisationsentscheidung bzw. Impuls-Cut. Die stark ge-  
zeichneten Histogramme stellen die Verteilungen nach  
der Ionisationsentscheidung bzw. Impuls-Cut dar.
- Abb. 6 Schnittpunkte von Ereignis-Spuren mit der Ebene  $x = 86$ .  
Dabei werden die Paar-Vetozähler und ihre Lichtleiter  
abgebildet.
- Abb. 7 Eichkurve zur Normierung des elastischen 3-Spur-Wir-  
kungsquerschnitts auf die Ereigniszahlen in diesem Ex-  
periment.

- Abb. 8 Theoretische Bremspektren für Lauf 2 - 4 . Eingezeichnet sind die Intervallgrenzen für jeden Lauf.
- Abb. 9 Verteilung der invarianten Massenquadrate  $M_{p\pi}^2$  gegen  $M_{\pi^+\pi^-}^2$  für Lauf 2 - 4. Es sind die Resonanz-Bänder der  $\rho^0$ ,  $f^0$  und  $\Delta^{++}$  eingezeichnet.  
Die technische Ausführung der Abbildungen 9 und 15 mit Hilfe des Interactive Plotting System (IPS) hat Herr Dr. P.-K.Schilling freundlicherweise übernommen.
- Abb. 10 Verteilungen der effektiven  $\pi^+\pi^-$ -Massen für vier Energie-Intervalle (Lauf 1 -4). Die Flächen unterhalb der unterbrochenen Kurven geben ( $\text{Lips} + \Delta^{++} + \Delta^0 + f^0$ )-Ereignisse an.
- Abb. 11 Verteilungen der effektiven  $p\pi^+$ -Massen für vier Energie-Intervalle.  
----- ( $\text{Lips} + \rho^0 + \Delta^0 + f^0$ )-Ereignisse
- Abb. 12 Verteilungen der effektiven  $p\pi^-$ -Massen für vier Energie-Intervalle  
----- ( $\text{Lips} + \Delta^{++} + \rho^0 + f^0$ )-Ereignisse
- Abb. 13a Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \rho^0$  in Abhängigkeit von der Photon-Energie. Die Werte oberhalb 4 [GeV] sind der Arbeit von E.Rabe entnommen.  
b  $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$  als Funktion der Photon-Energie für  $-1. < \cos\theta^c < .7$
- Abb. 14a Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  ist in Abhängigkeit von  $t$  aufgetragen. Zum Vergleich sind die Daten der elastischen  $\pi N$ -Streuung (volle Punkte) eingezeichnet.  
b Ausschnitt aus 14a bis  $t = .6$  [ $\text{GeV}^2/c^2$ ]  
Die Kurven sind Ergebnisse der Anpassungen einer Exponential-Funktion.
- Abb. 15 Viererimpuls-Übertrag  $t(p/p)$  jeder  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombination, aufgetragen gegen ihr effektives Massenquadrat  $M^2(\pi^+\pi^-)$ . Es ist deutlich die Verschiebung zu kleineren Werten  $M^2(\pi^+\pi^-)$  für kleine  $t$  zu sehen.
- Abb. 16 Für Lauf 2 - 4 ist der Exponent  $n$  im Ross-Stodolsky-Faktor als Funktion des Viererimpuls-Übertrags  $t(p/p)$  dargestellt.

- Abb. 17 Der Vorwärts-Wirkungsquerschnitt  $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$  in Abhängigkeit von der Photon-Energie. Die durchgezogene Kurve gibt eine Voraussage des VDM-Quark-Modells an.
- Abb. 18 Wirkungsquerschnitt für  $\Lambda^{++}$ -Produktion als Funktion der Energie. Es ist  $\ln\sigma$  gegen  $\ln E_\gamma$  aufgetragen. Ebenso für die  $\Lambda^0$ -Produktion. Die eingezeichneten Geraden haben die Steigungen  $-2$ . Sie teilen die Ordinate im Verhältnis  $9 : 1$ . Der Punkt bei  $E_\gamma = 16$  [GeV] ist der , über alle  $t$  integrierte, differentielle Wirkungsquerschnitt des Zähler-Experiments von A.M. Boyarski [BOY 70]
- Abb. 19 Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Lambda^{++}$  für Lauf 2 - 4. Die eingezeichneten Kurven sind Vorhersagen des absorptiv korrigierten BTMs.
- Abb. 20 Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Lambda^{++}$  im linearen Maßstab. Eingezeichnet ist die Vorhersage des absorptiv korrigierten BTMs.
- Abb. 21  $\pi^+ \pi^-$ -Massenverteilungen für drei Energie-Intervalle. Im rechten Teil wurde der  $t$ -Bereich auf die Werte  $.2 < t(p/p) < 2$ . [ $\text{GeV}^2/c^2$ ] eingeschränkt. Die eingezeichneten Kurven sind mit MITOSIS durchgeführte Anpassungen.
- Abb. 22 Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p f^0$  in Abhängigkeit von der Energie. Zum Vergleich sind die Blasen-kammer-Werte eingetragen.
- Abb. 23 Die Momente  $Y_l^m(\dots)$  in Abhängigkeit von der  $\pi^+ \pi^-$ -Masse. Für die vollen Punkte wurde die effektive  $p\pi^+$ -Masse eingeschränkt :  $M_{p\pi^+} > 1.34$  [GeV]
- Abb. 24 Zerfallswinkelverteilung  $\cos \theta$  der Ereignisse im Massenbereich  $1.16 < M(\pi^+ \pi^-) < 1.36$  [GeV] im Jackson-System.  
 $M(p\pi^+) > 1.34$  [GeV];  $.2 < t(p/p) < 2$ . [ $\text{GeV}^2/c^2$ ]  
 $2.28 < E_\gamma < 3.55$  [GeV]
- Zu den Ereignissen dieses Experiments wurden noch die Blasen-kammer-Ereignisse [ABB 68] hinzugefügt.

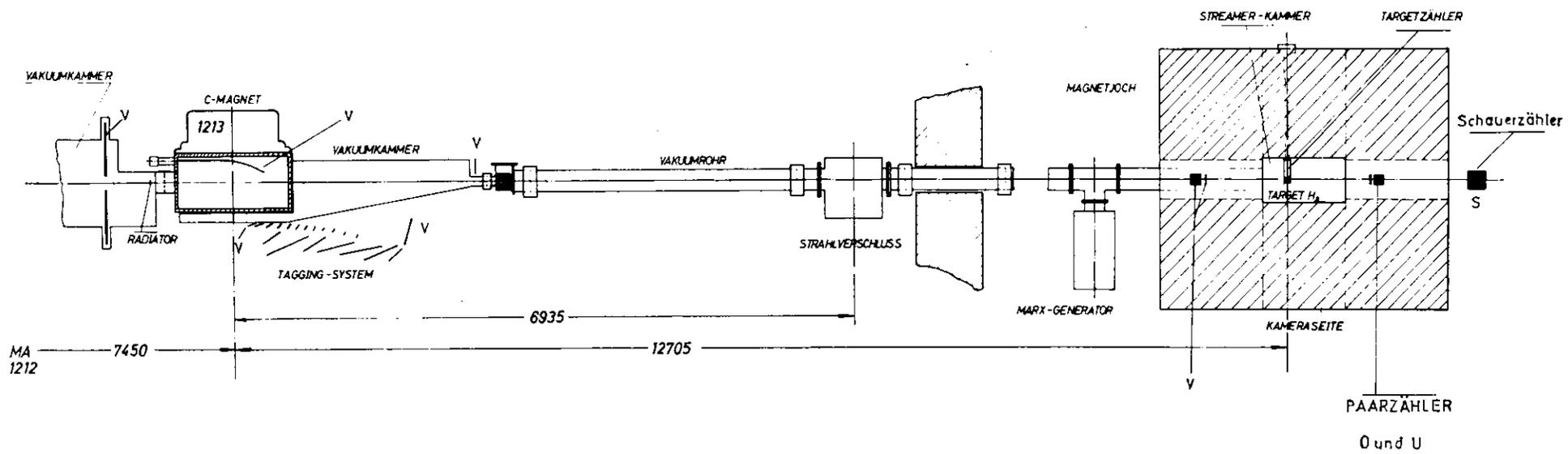


Abb. 1a

Experimenteller Aufbau (von oben)

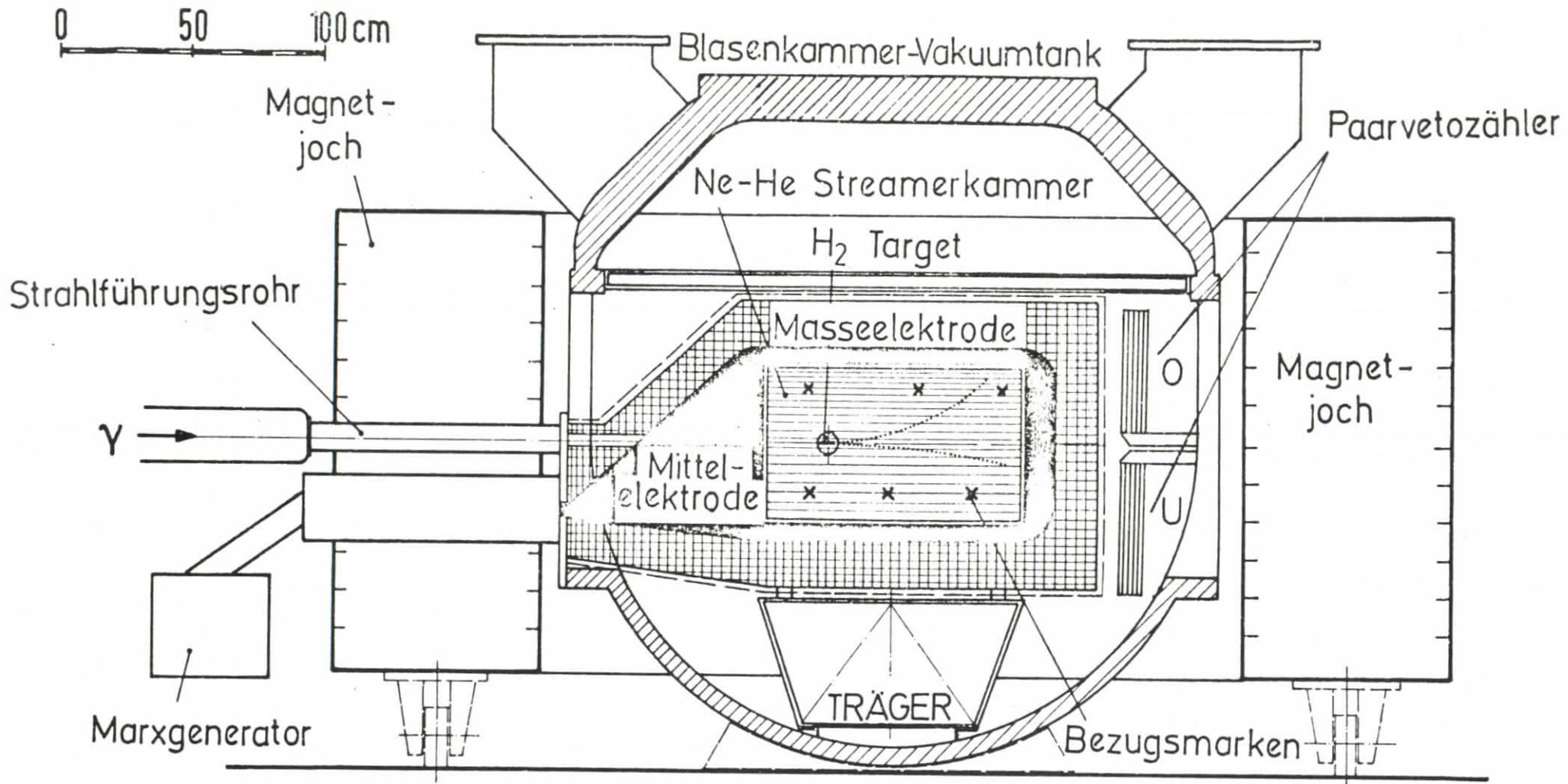


Abb.1b Seitenansicht der Streamerkammer

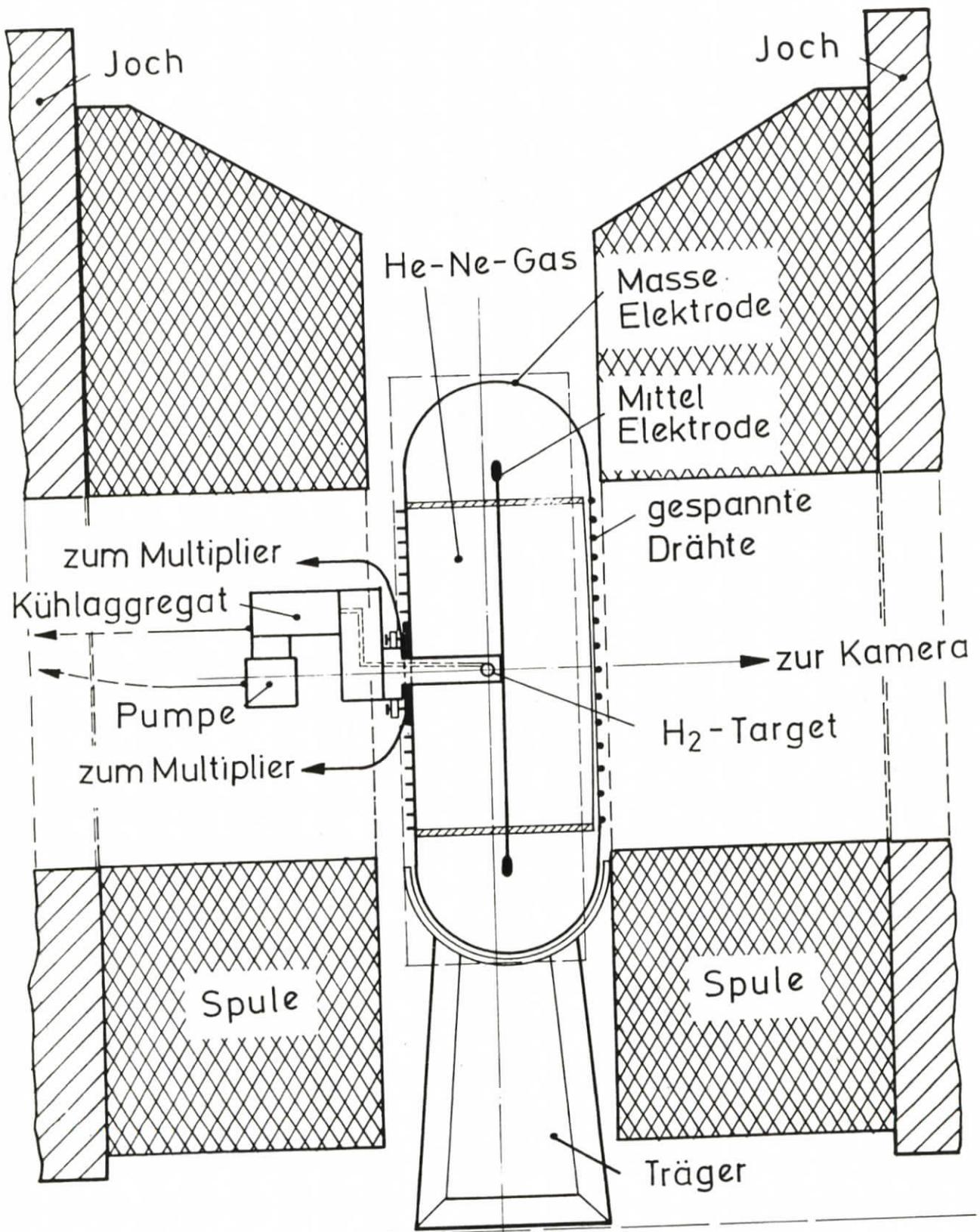


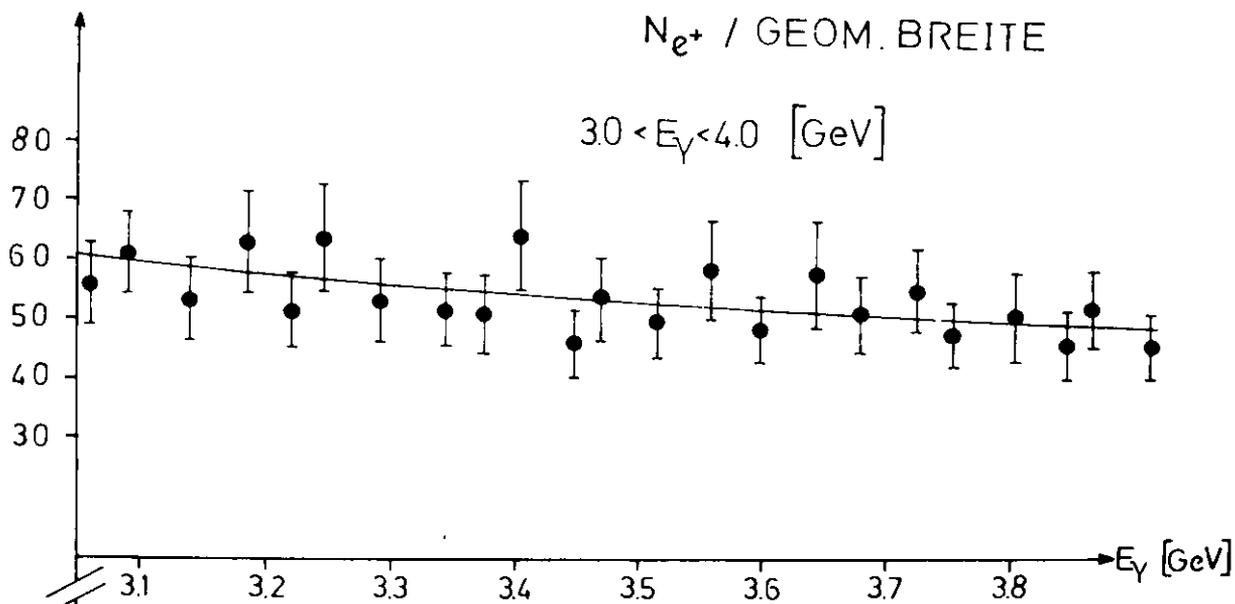
Abb.1c Frontansicht der Streamerkammer



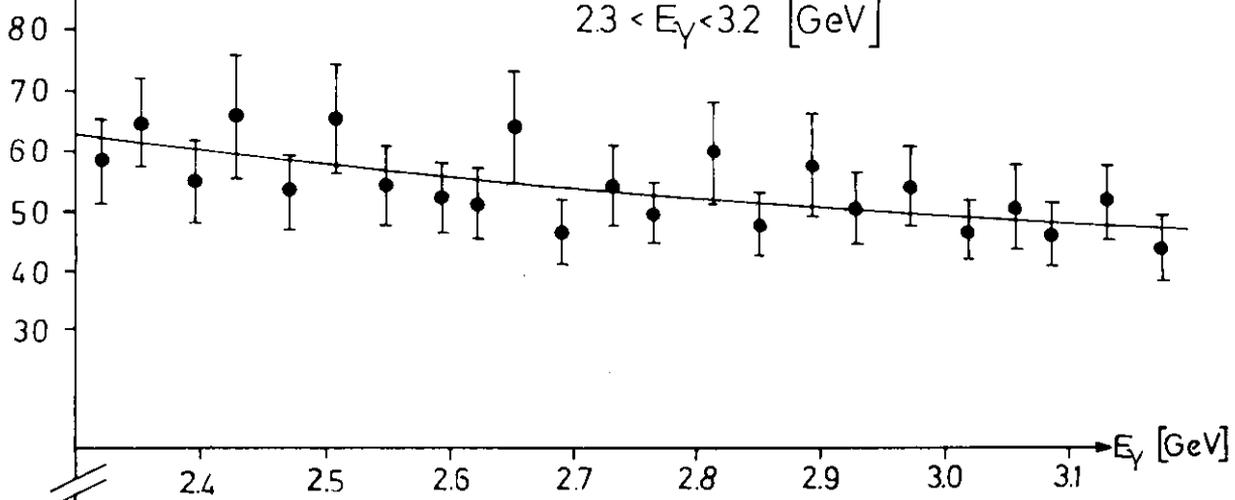
Q [MeV<sup>-1</sup>]

$N_{e^+}$  / GEOM. BREITE

$30 < E_\gamma < 4.0$  [GeV]



$23 < E_\gamma < 3.2$  [GeV]



$1.7 < E_\gamma < 2.7$  [GeV]

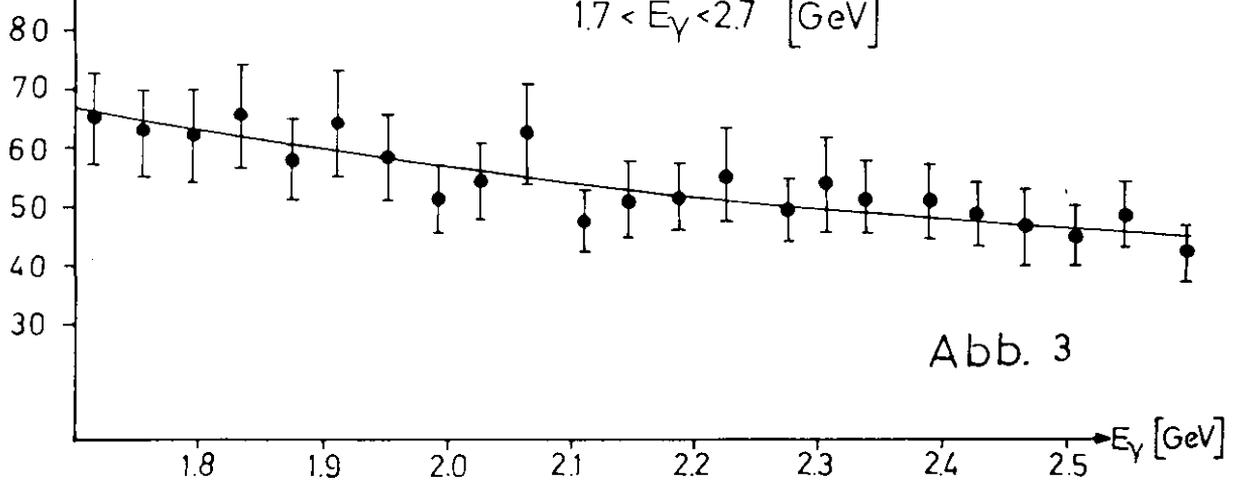


Abb. 3

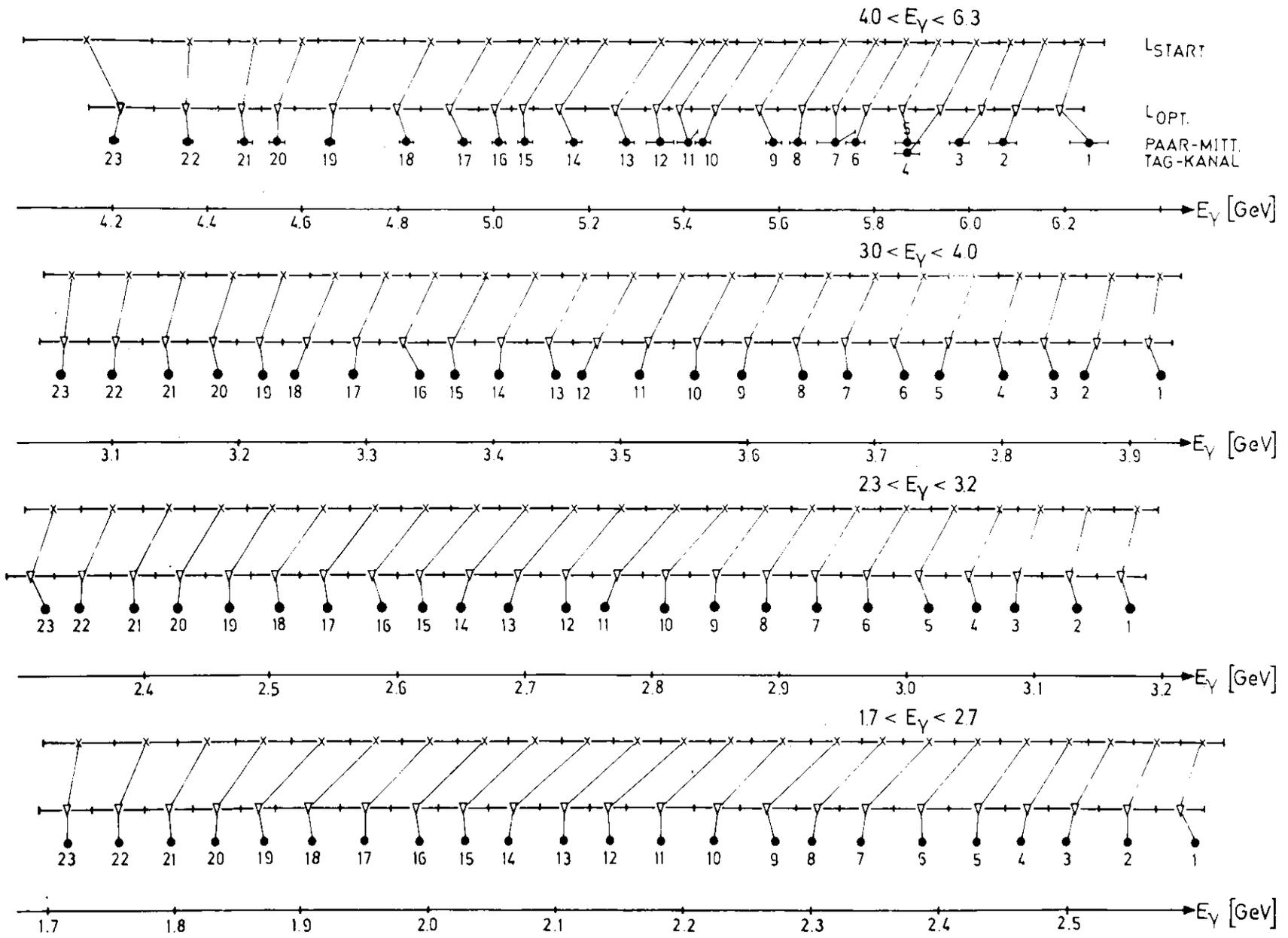


Abb. 4

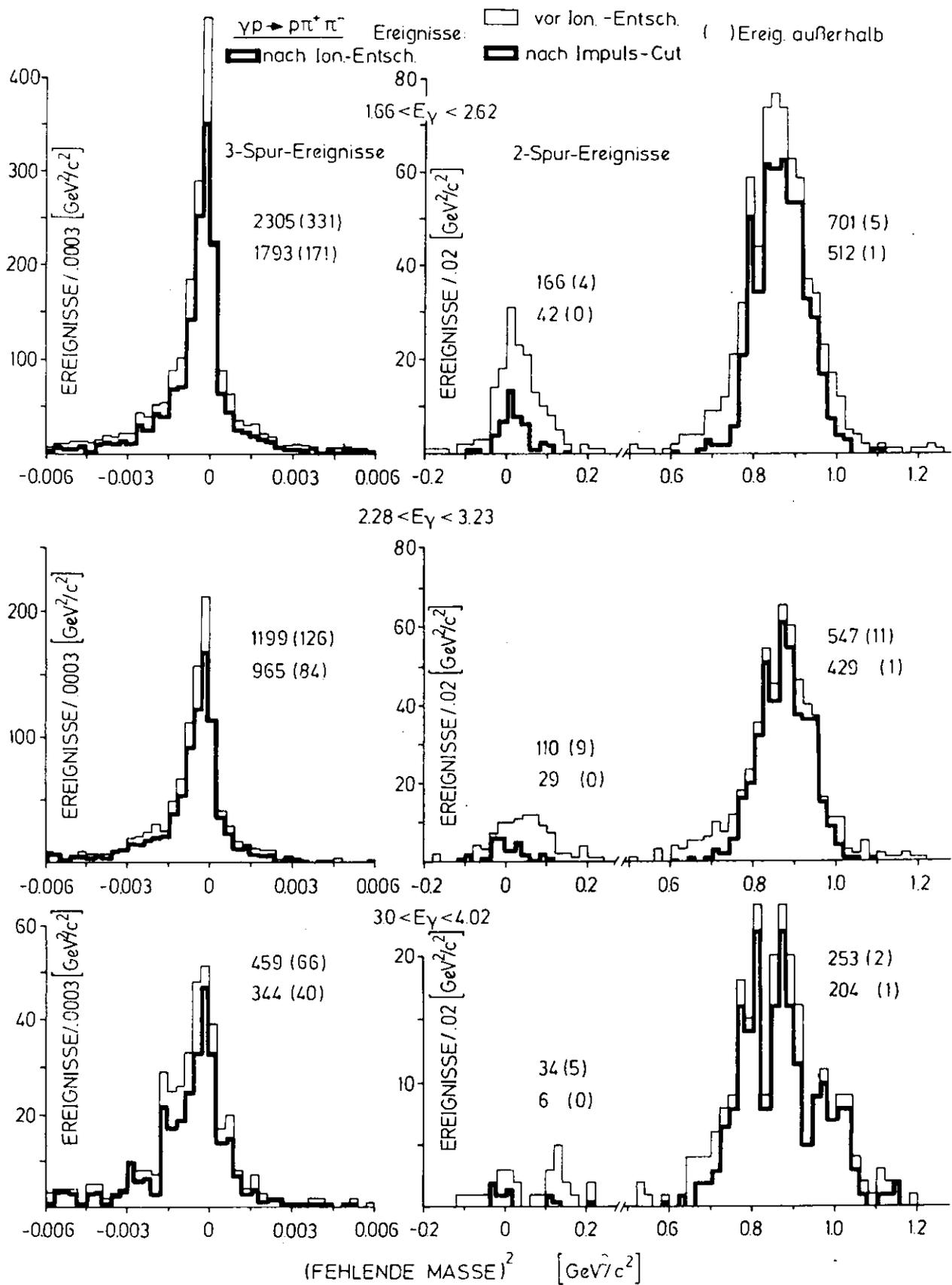
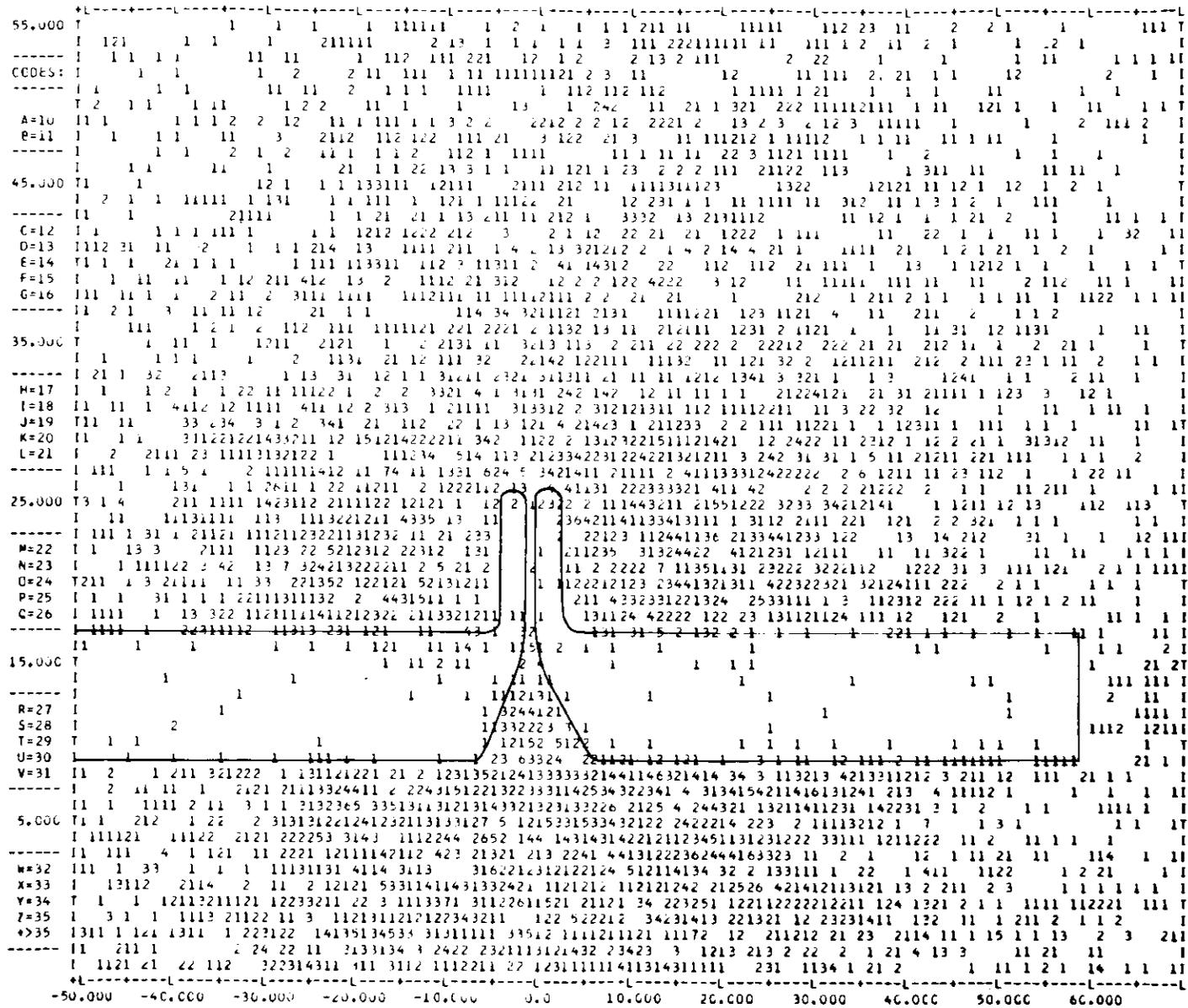


Abb. 5



INSIDE 6278 OUTSIDE 5945 TOTAL 12223 DATE 27/06/71 P-CODE 5/ 0

SCHNITTPUNKTE VON SPINDEL MIT DER FREIE X=0.

Abb. 6

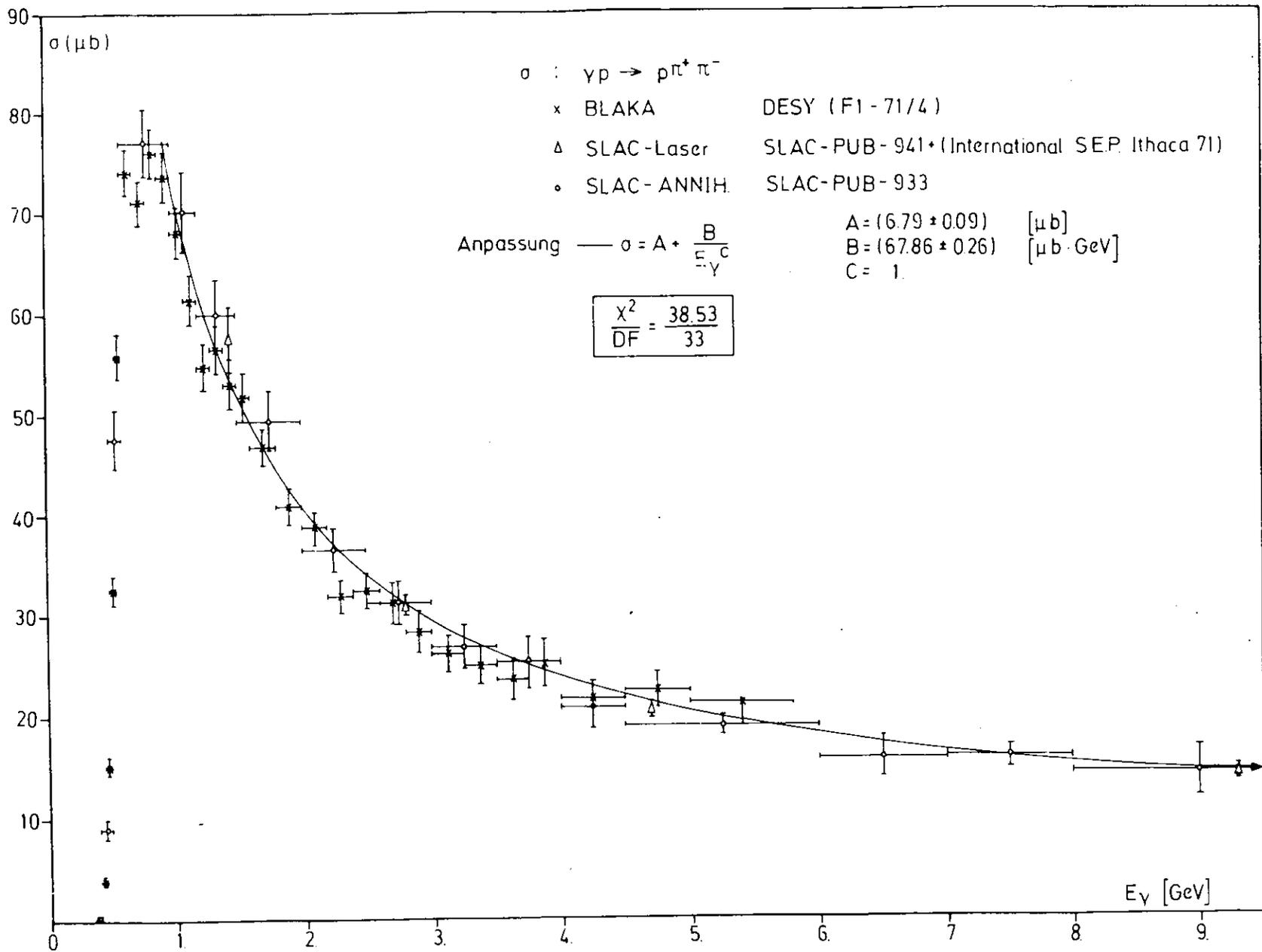
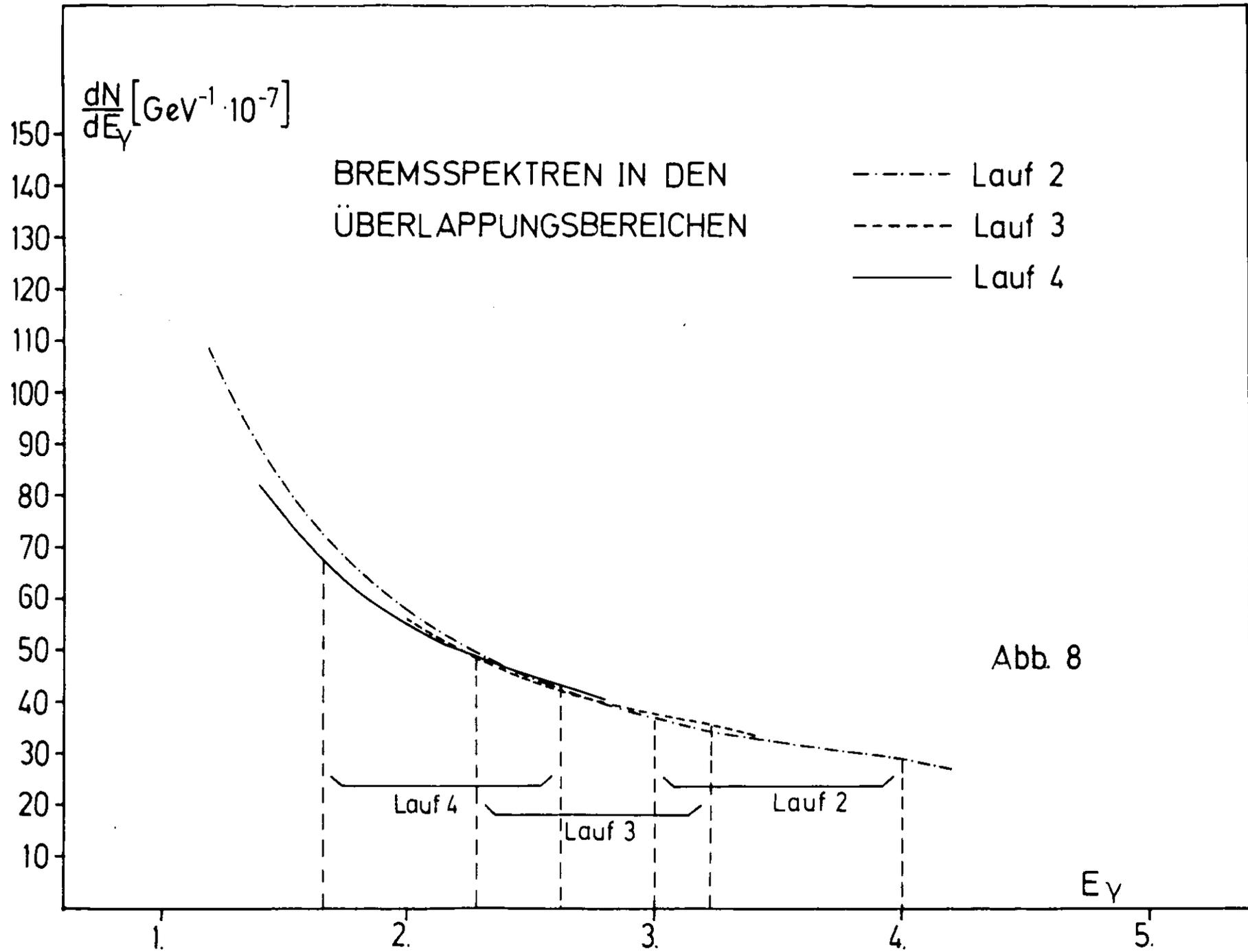
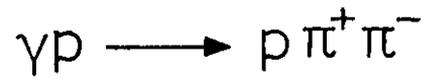


Abb. 7





$M^2(p\pi^+) [\text{GeV}^2]$

$1.66 < E_\gamma < 4.02 [\text{GeV}]$

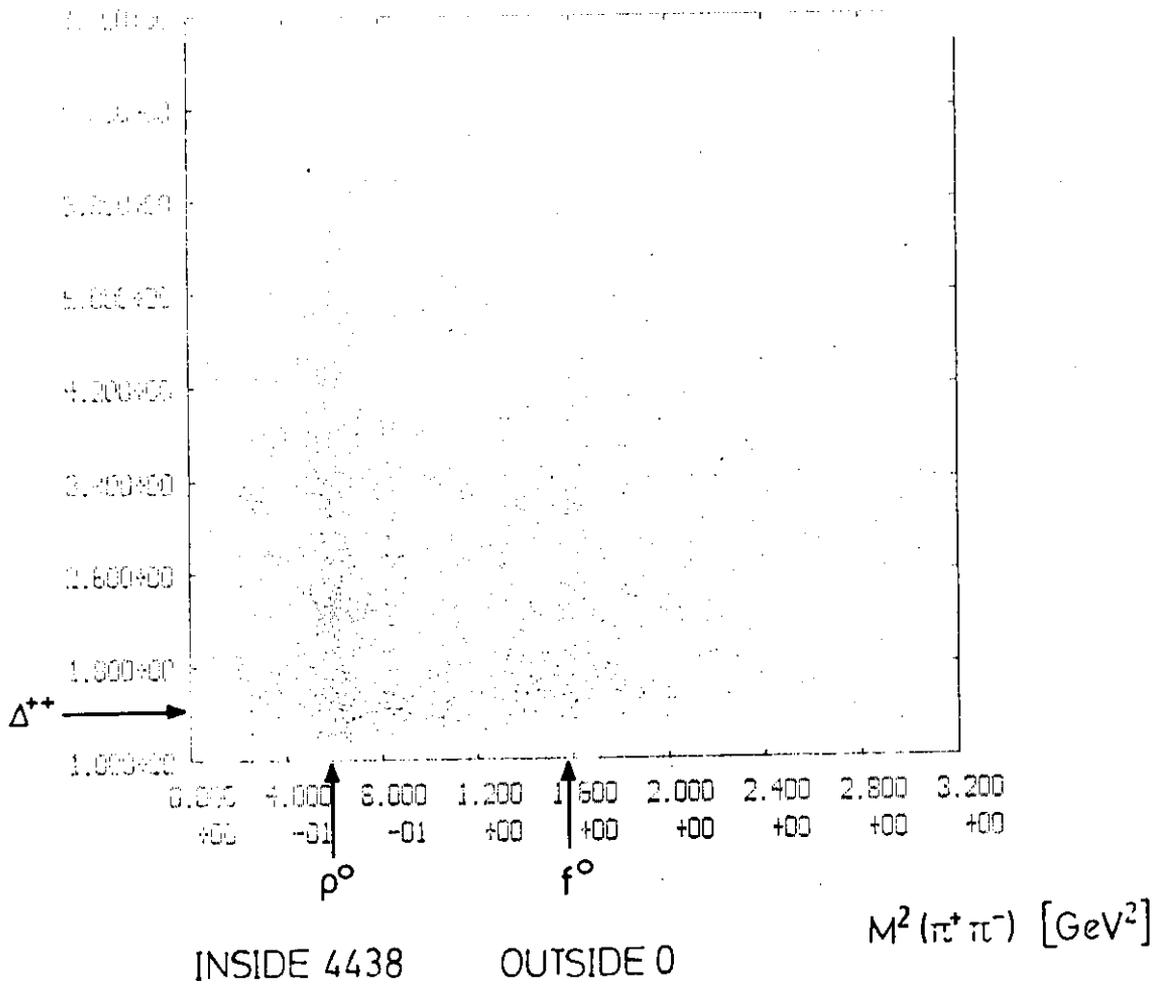


Abb. 9

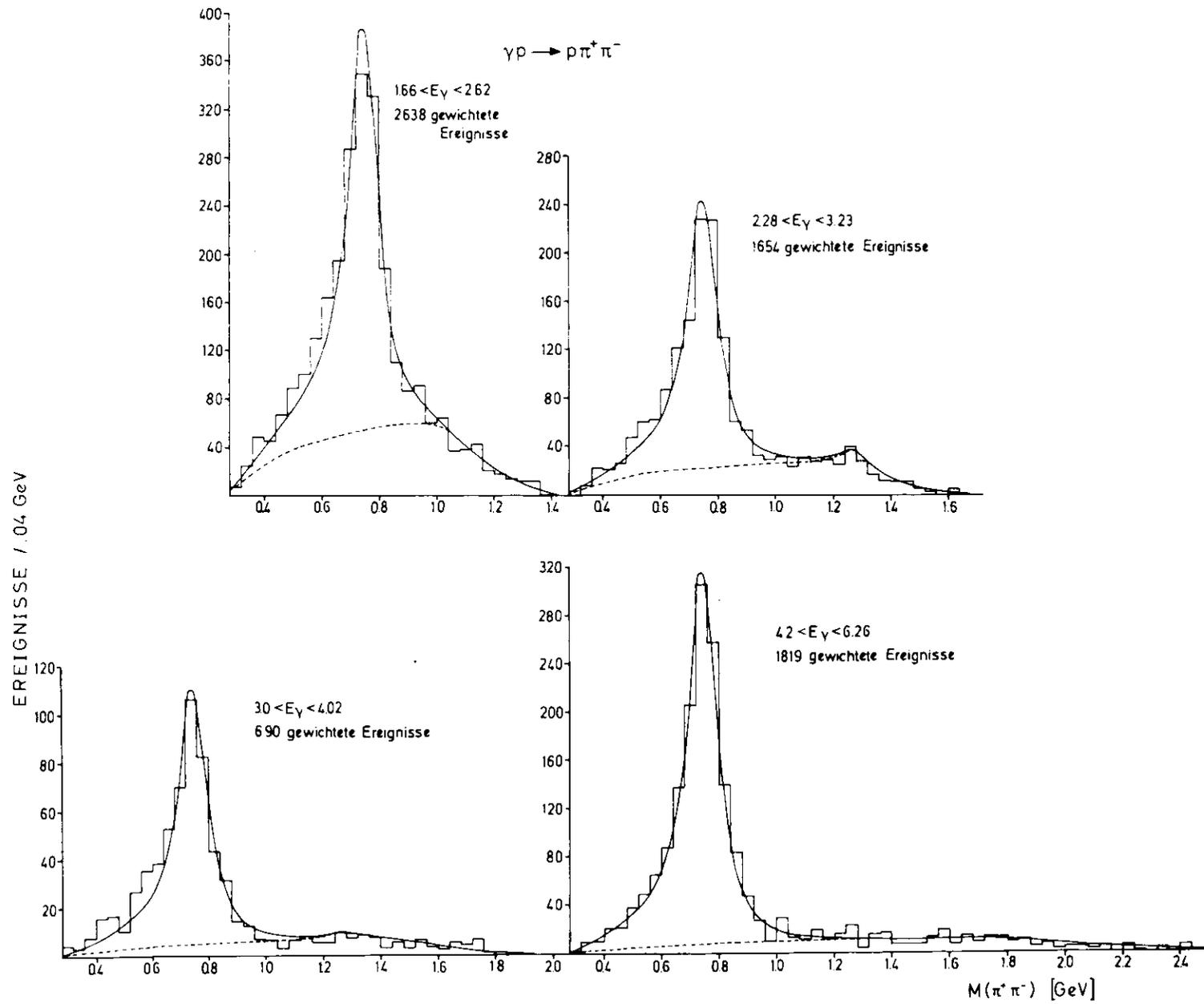


Abb. 10

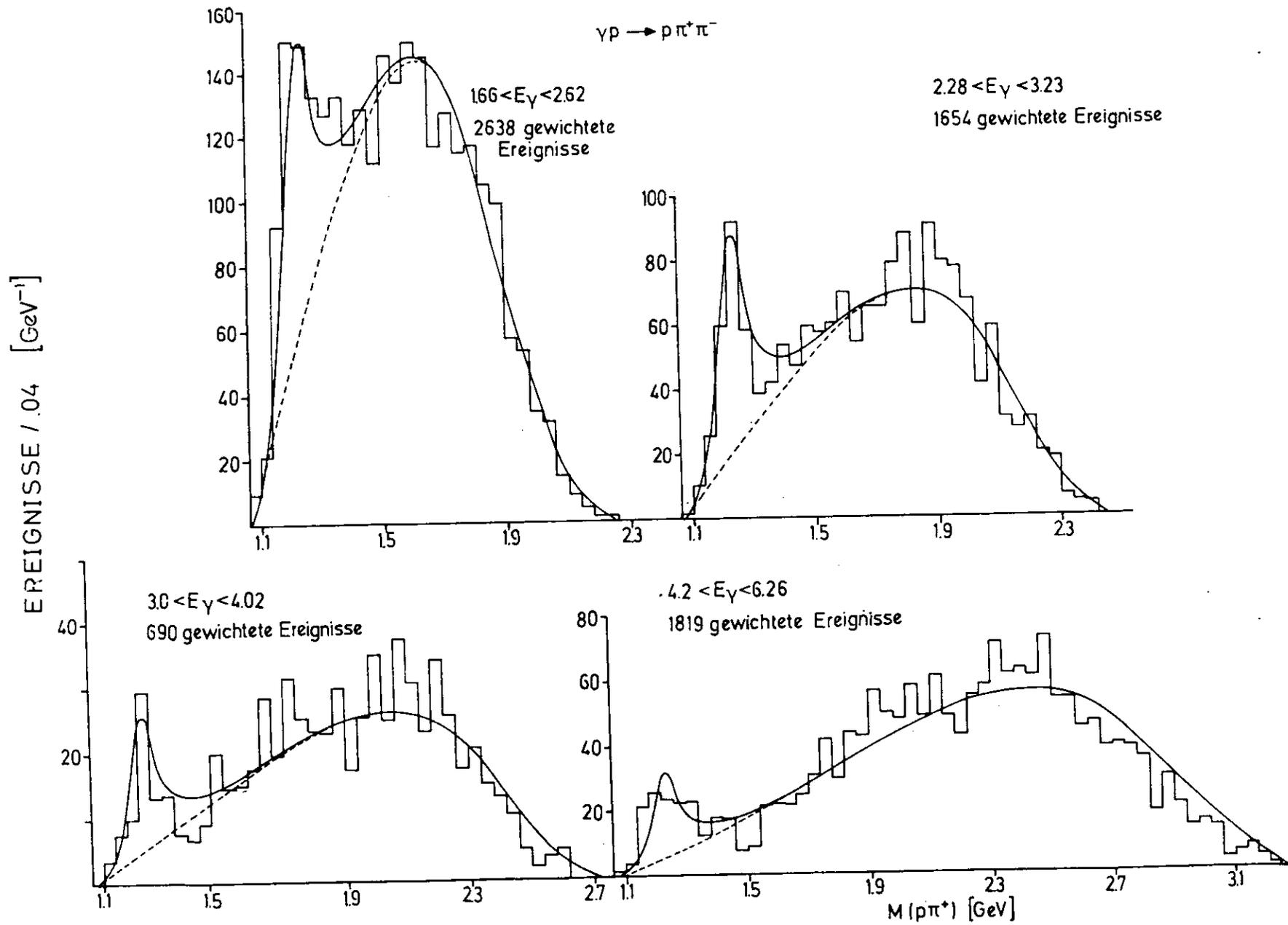


Abb. 11

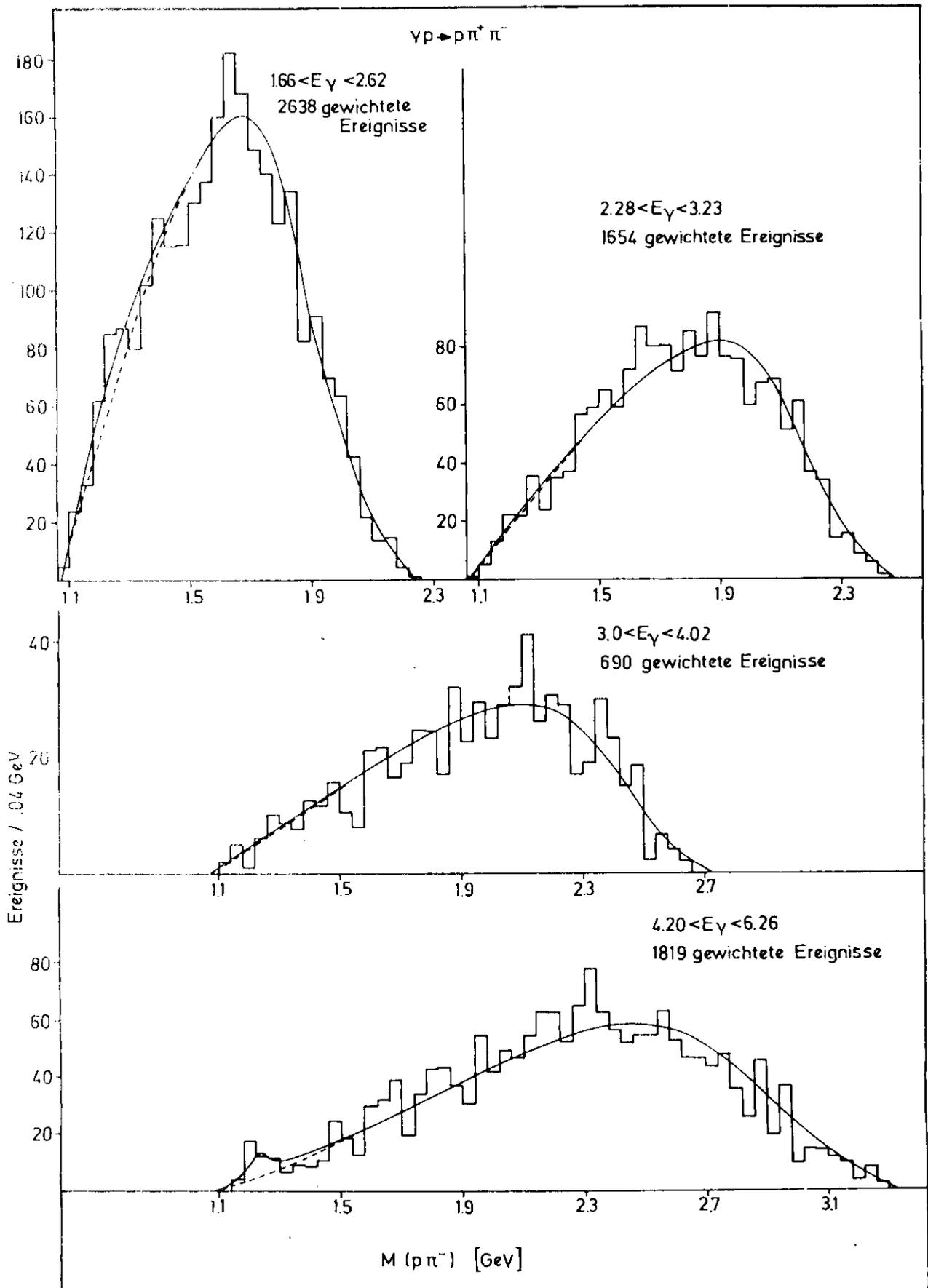


Abb. 12

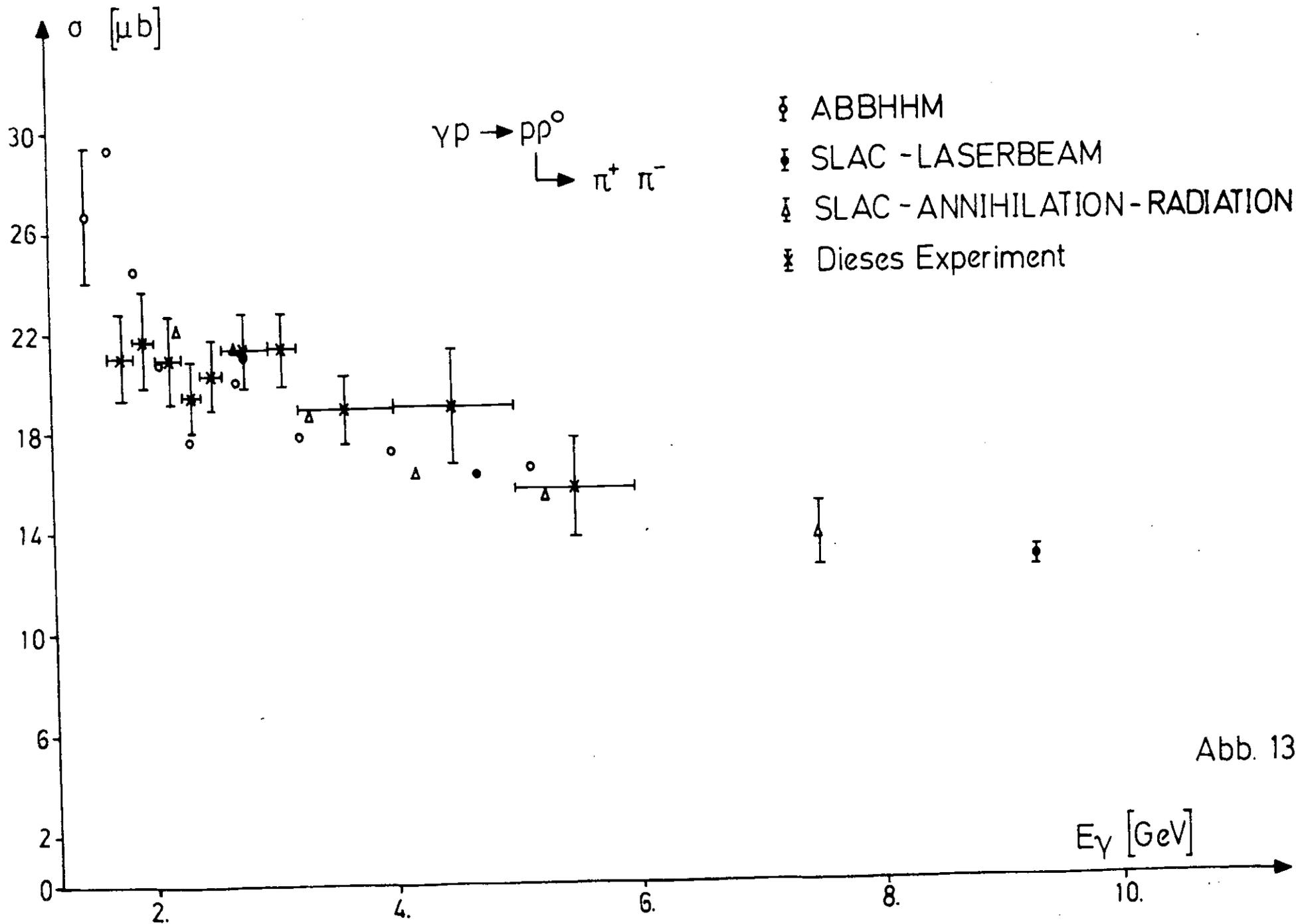


Abb. 13a

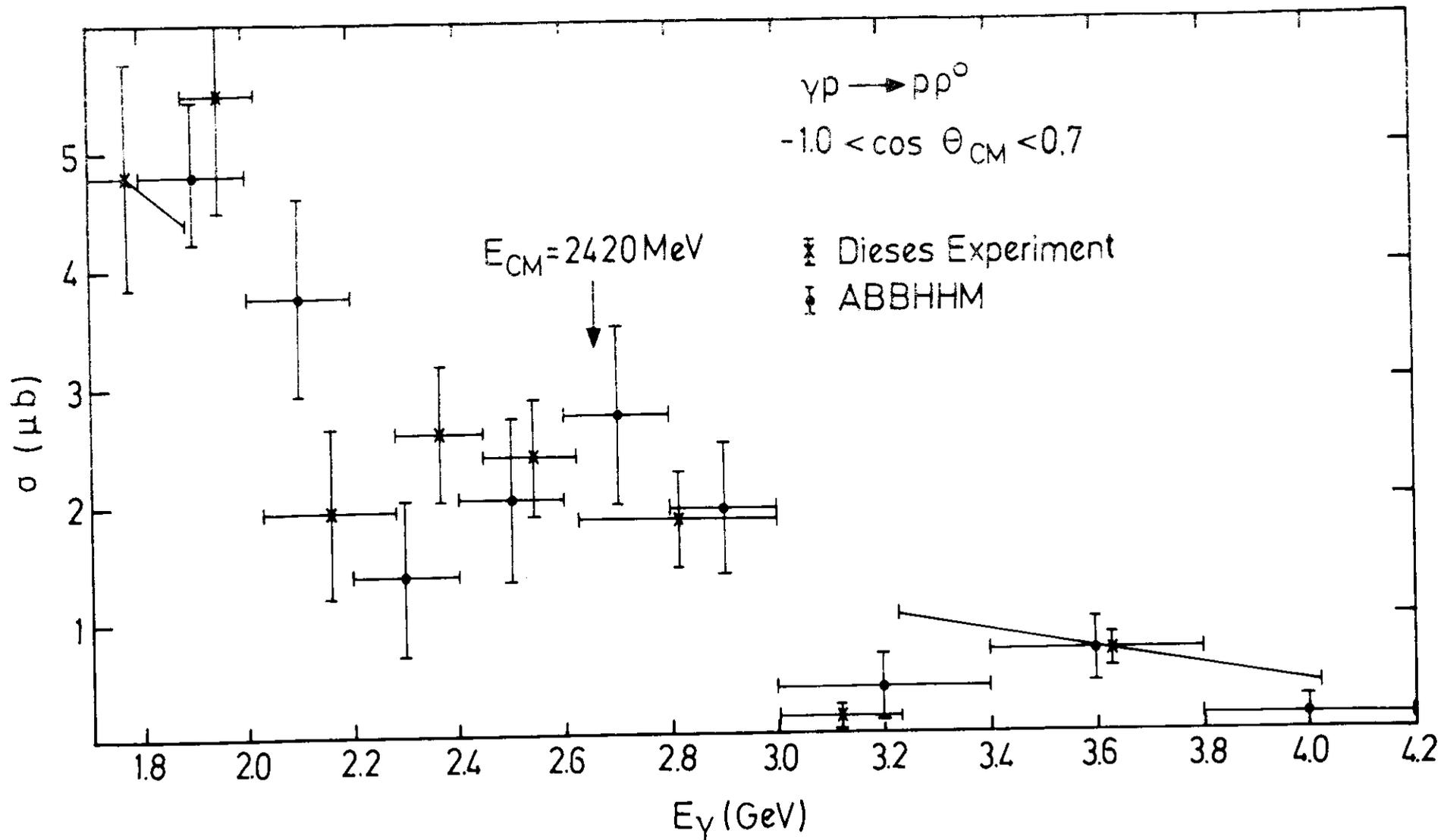


Abb. 13 b

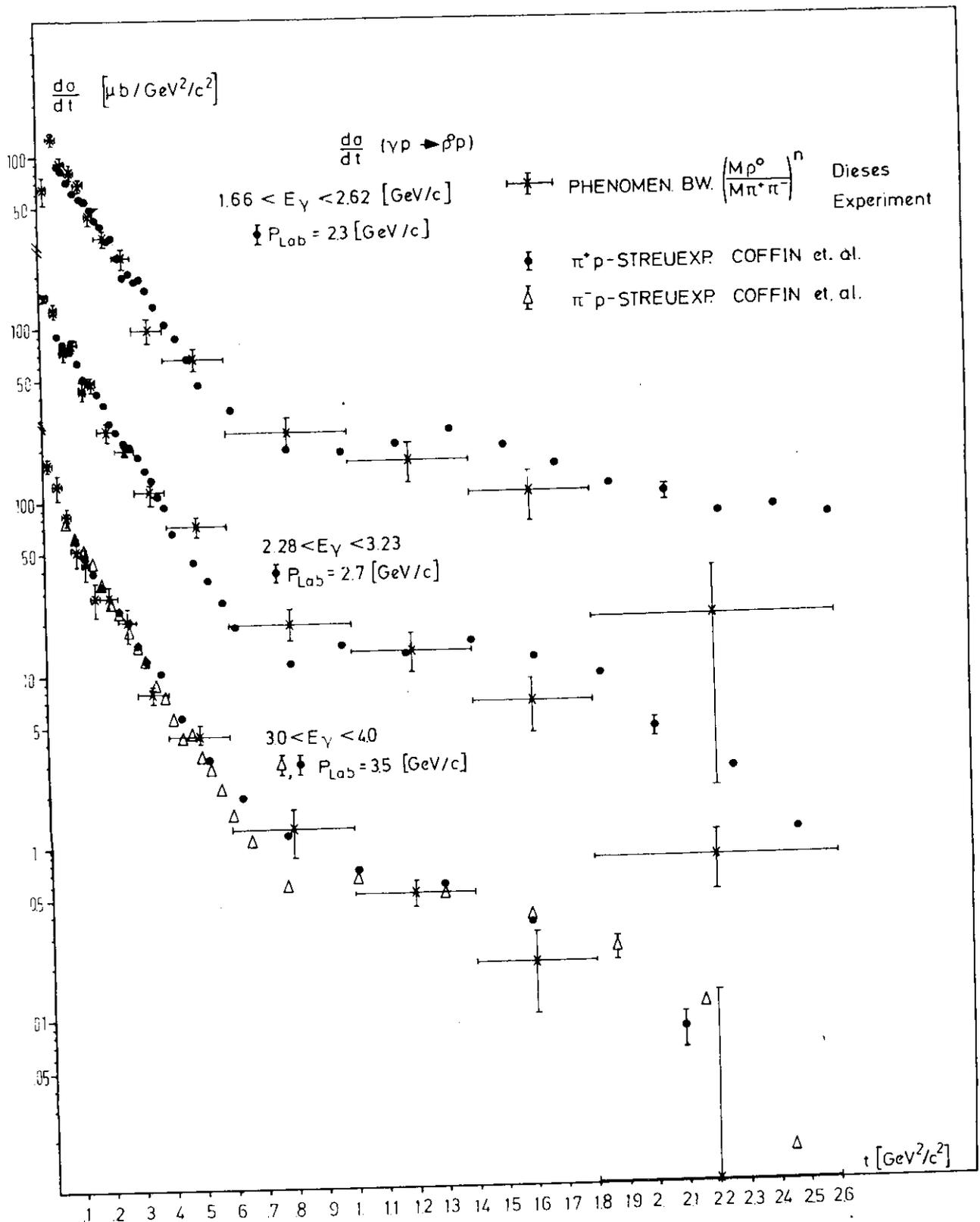


Abb. 14a

$\frac{d\sigma}{dt}$  PHENOMEN. BW.  $\left(\frac{M_{\rho^0}}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^n$  Dieses Experiment

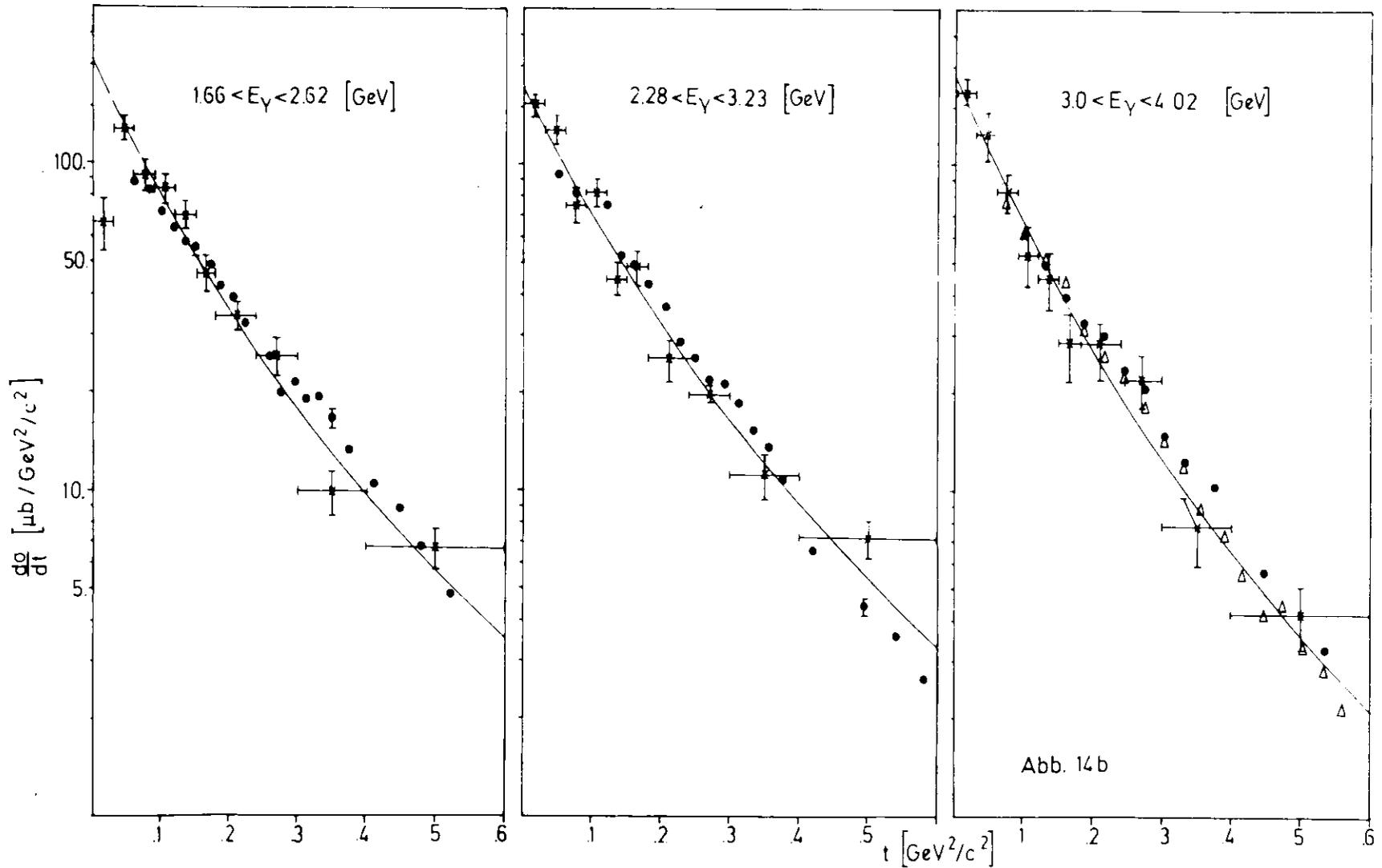
$\bullet$   $\pi^+p$  - STREUEXP. COFFIN et. al.

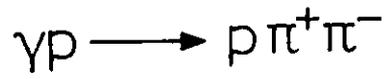
$\Delta$   $\pi^-p$  - STREUEXP. COFFIN et. al.

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

ANPASSUNG

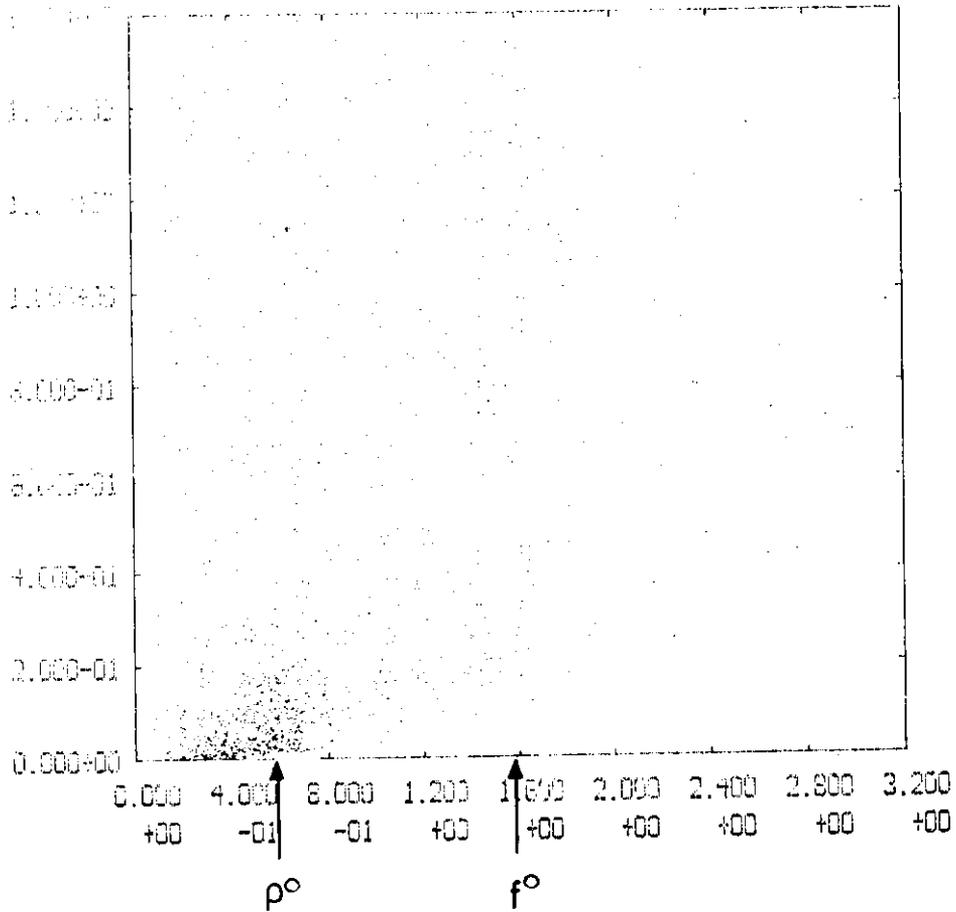
$\text{---} (\frac{d\sigma}{dt}) = A e^{-B t + c t^2}$





$t(p/p) \text{ [GeV}^2/c^2\text{]}$

$1.68 < E_\gamma < 4.02 \text{ [GeV]}$



INSIDE 4067

OUTSIDE 371

$M^2(\pi^+\pi^-) \text{ [GeV}^2\text{]}$

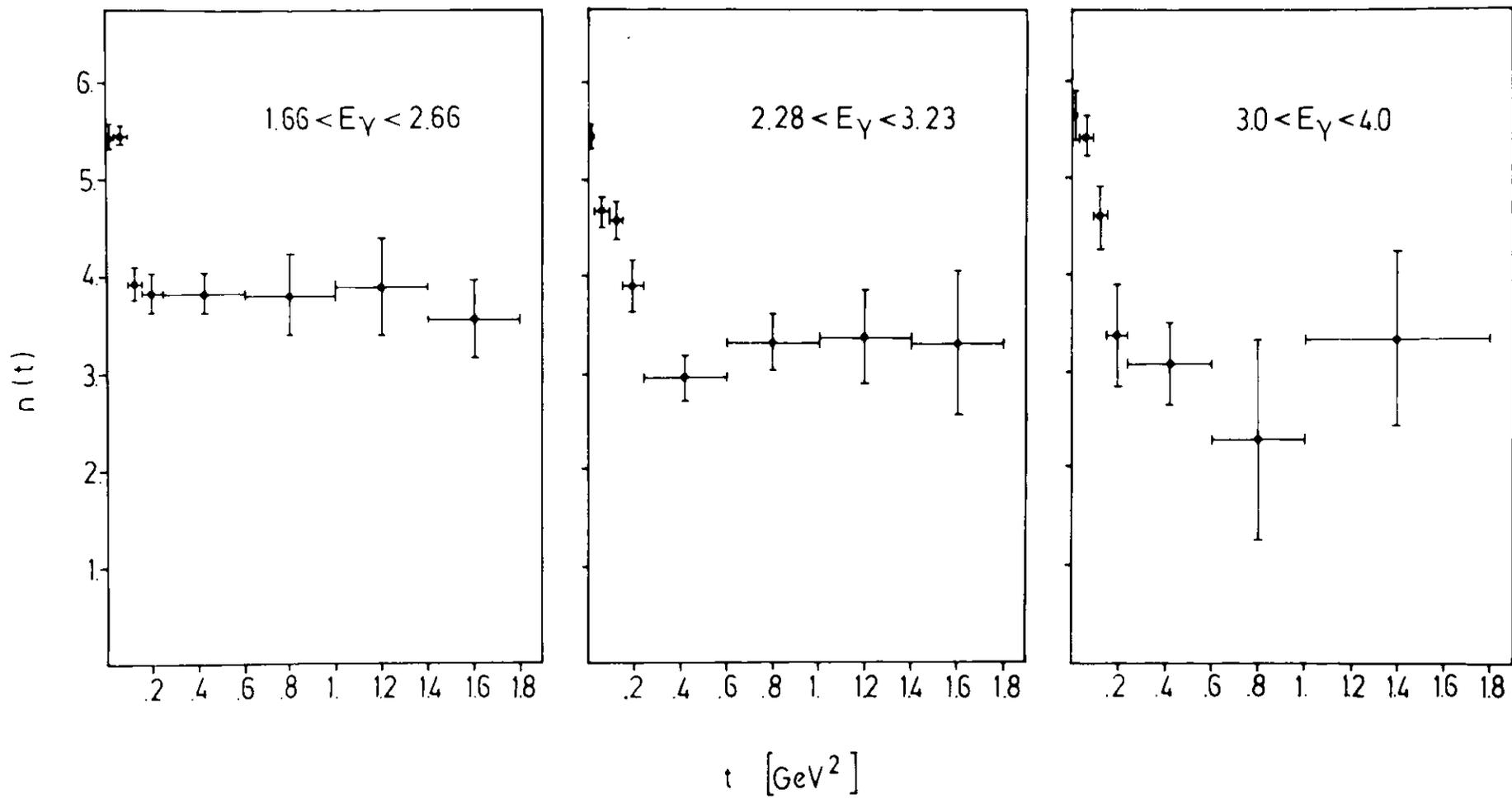


Abb. 16

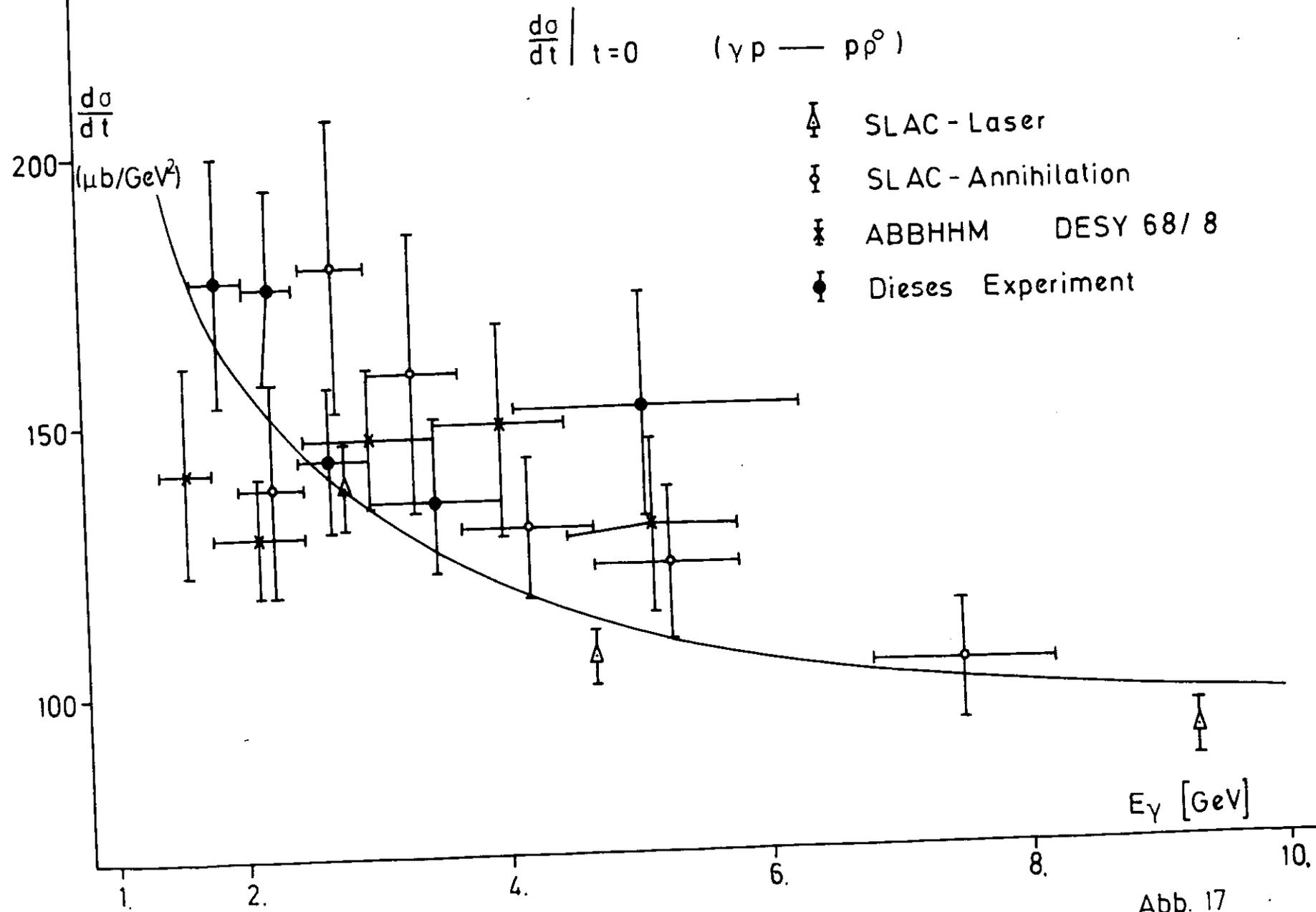


Abb. 17

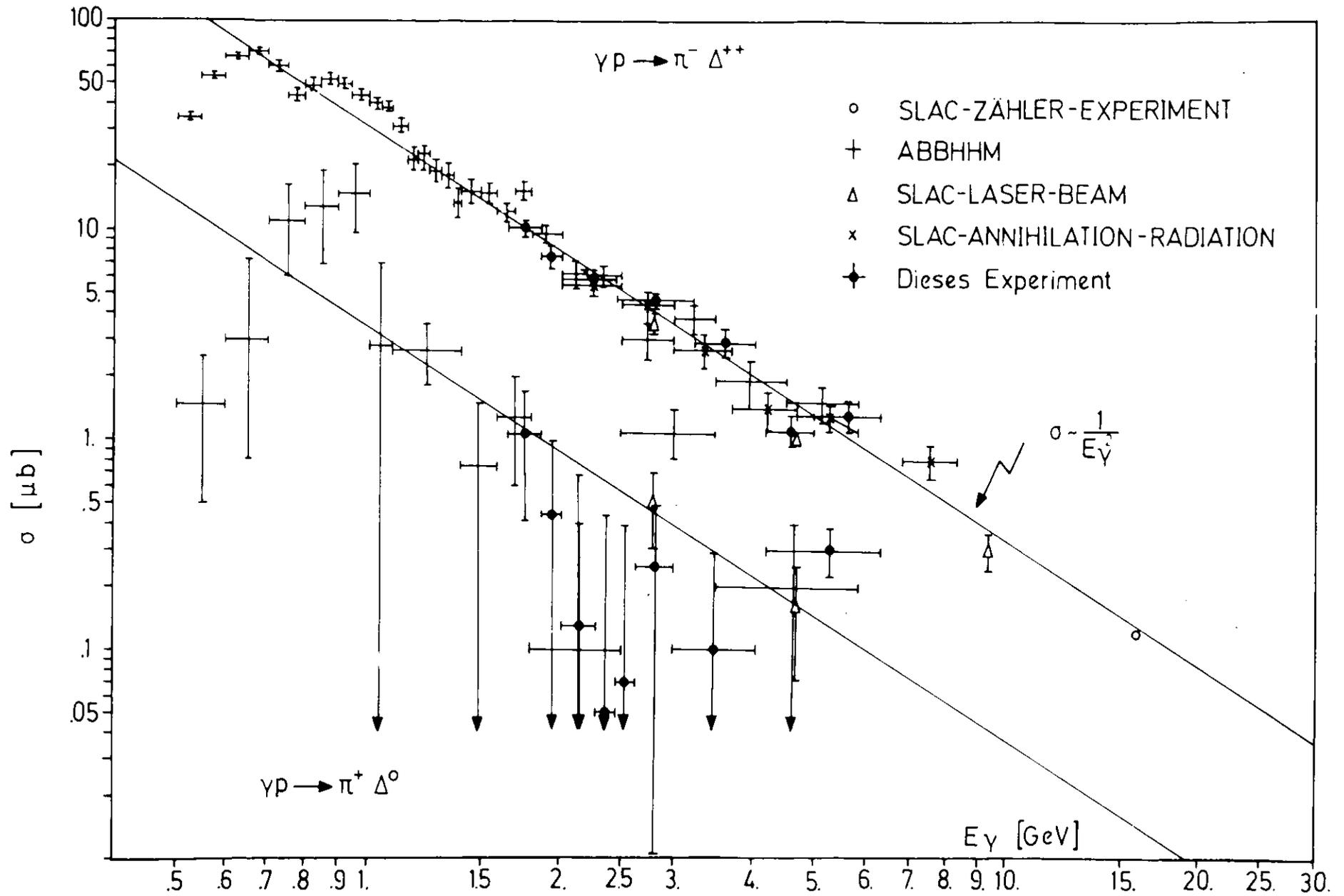


Abb. 18

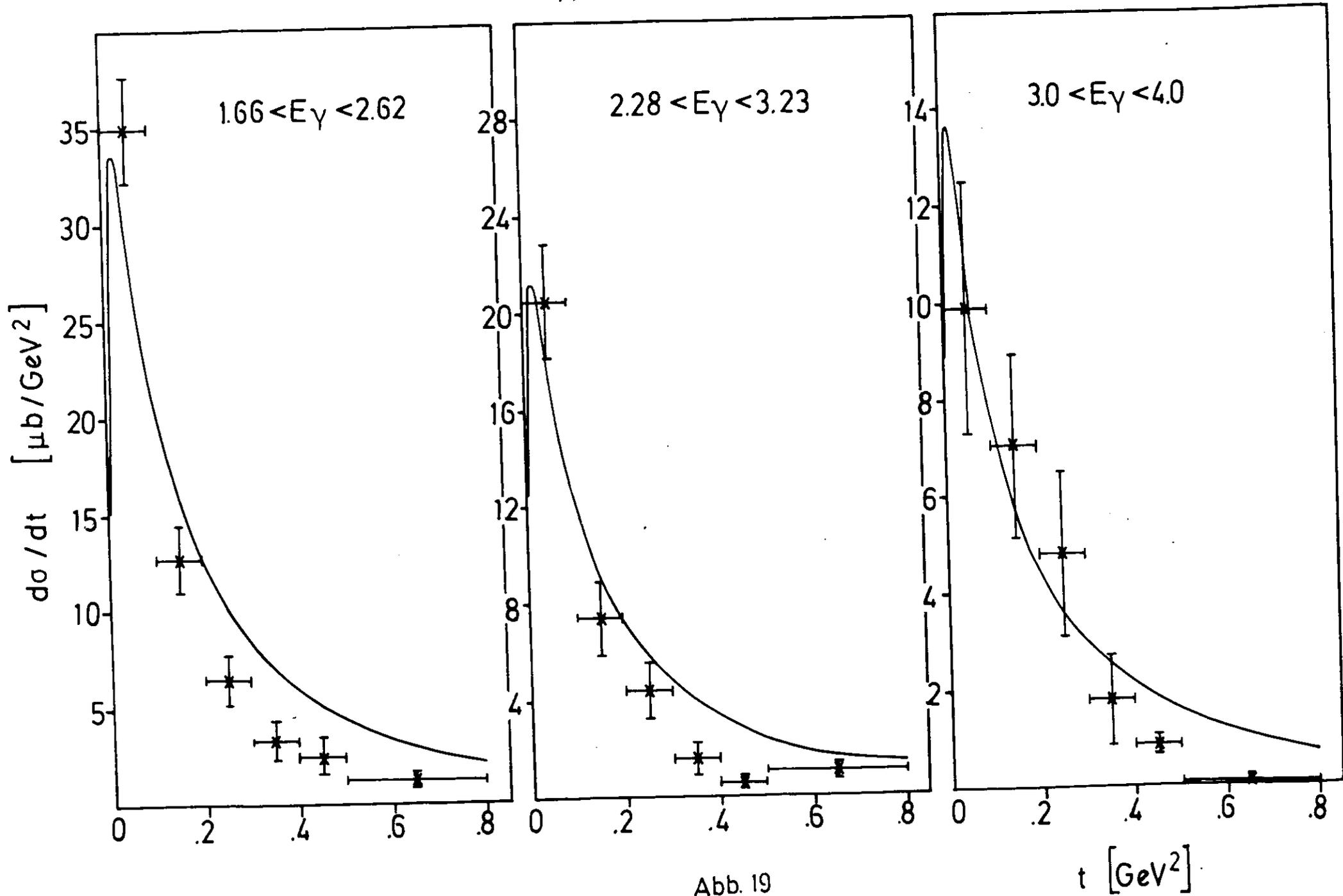
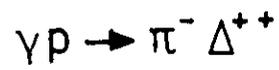


Abb. 19



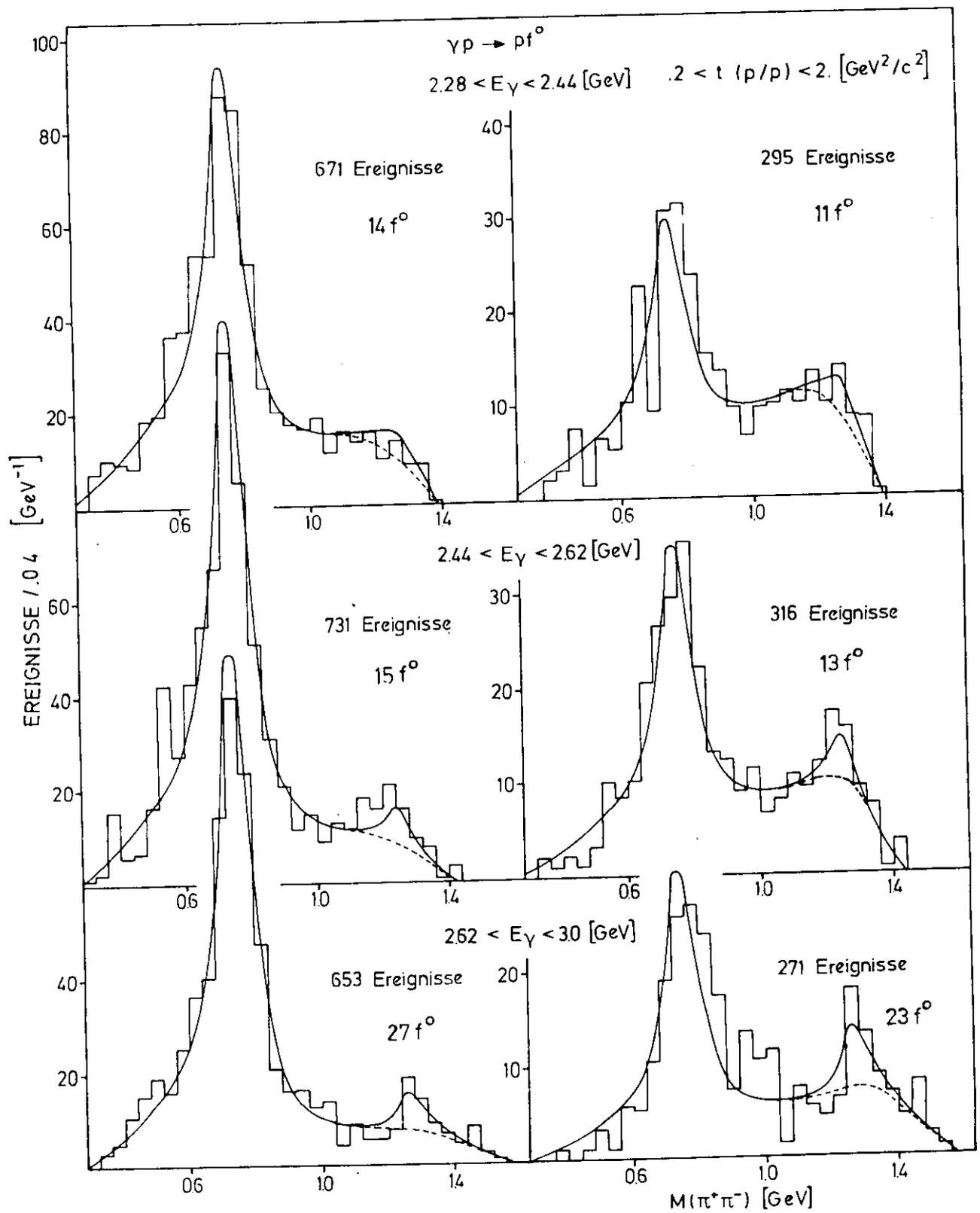


Abb. 21

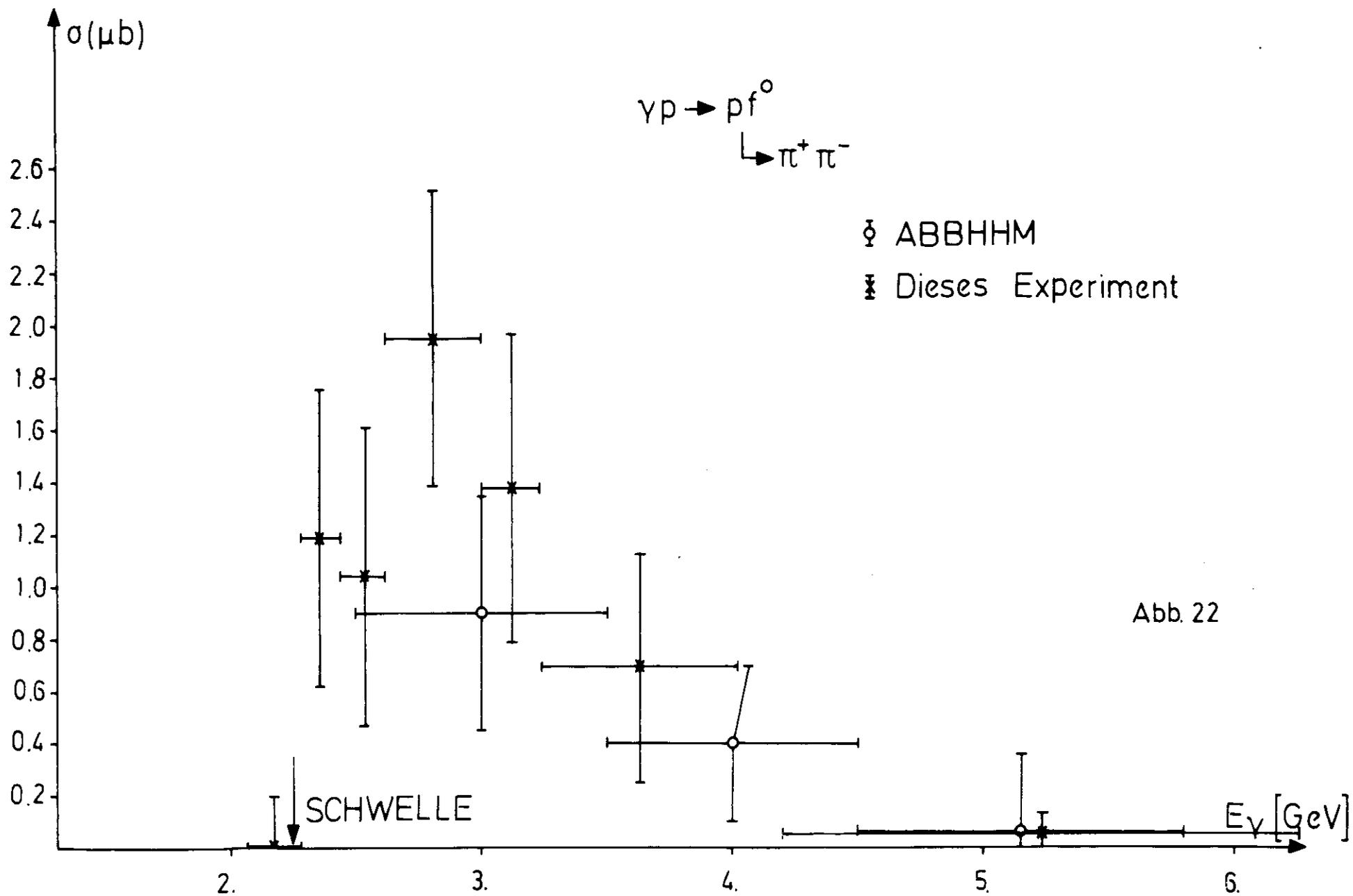


Abb. 22

2.44 < E<sub>γ</sub> < 3.24 [GeV]

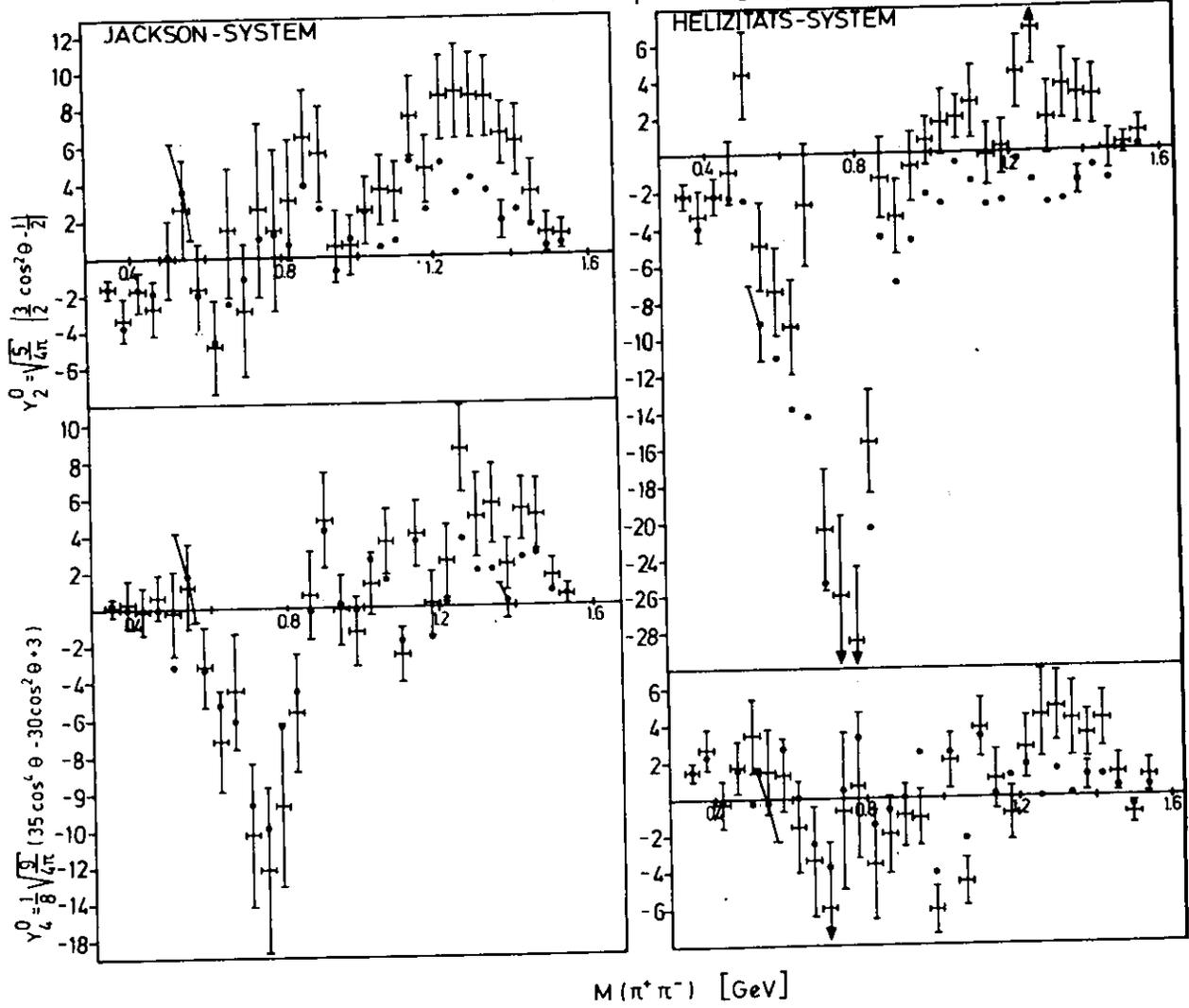


Abb. 23

